

1957
Д. 703

НЕЙТРОННЫЕ
ИССЛЕДОВАНИЯ
НА ЯДЕРНЫХ
КОТЛАХ

1, ДС-833
4008 ψ .

Д. ЮЗ

СЗ48
Ю-20

НЕЙТРОННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ НА ЯДЕРНЫХ КОТЛАХ

ПЕРЕВОД С АНГЛИЙСКОГО

И*Л

ИЗДАТЕЛЬСТВО
ИНОСТРАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ
Москва, 1954

PILE NEUTRON RESEARCH

by

D. J. HUGHES

CAMBRIDGE, MASS.

1953

АННОТАЦИЯ

Книга посвящена методам исследования в области нейтронной физики, применяемым в тех случаях, когда в качестве источника нейтронов используется ядерный котел. Автор рассматривает способы измерений с тепловыми, резонансными и быстрыми нейтронами, нейтронную оптику, вопросы защиты от излучений. Особое внимание уделено методам измерения нейтронных эффективных сечений.

В конце книги дана таблица эффективных сечений для тепловых нейтронов.

ИЗ ПРЕДИСЛОВИЯ АВТОРА

Получаемые в котлах потоки нейтронов большой интенсивности широко используются в настоящее время для многочисленных исследований как чисто научного, так и прикладного характера. Эти работы проводятся или непосредственно на котлах, или с использованием получаемых в них радиоизотопов. Первая контролируемая цепная ядерная реакция была осуществлена в 1942 г., и с этого времени появилась возможность легко производить эксперименты, которые ранее были почти неосуществимы. С тех пор было выполнено большое количество сложных исследований, в результате которых была создана весьма развитая экспериментальная техника.

В настоящее время котел как удобный источник нейтронов используется в исследовательской работе физиков, химиков, биологов и инженеров. Целью настоящей книги является возможно более полное описание экспериментальной техники этой новой области исследования, причем особое внимание обращено на специфические для этих экспериментов методы. Книга написана прежде всего для исследователей, работающих с котлом, причем не только для физиков, изучающих вопросы взаимодействия нейтронов с веществом, но и в равной мере для химиков, биологов и инженеров, использующих нейтроны в своих исследованиях. Однако эта книга может быть полезна и при изучении других научных или инженерных дисциплин, рассматривающих применение ядерных котлов или радиоизотопов. Книга может быть также использована в качестве справочника по взаимодействию нейтронов с ядрами, так как много важных результатов в этой области было получено при использовании нейтронов из котлов, и соответствующие измерения рассматриваются при обсуждении методов исследования.

Книга доступна для лиц, знакомых с физикой в объеме университетского курса. Однако объяснение многих физических явлений приведено в весьма упрощенном виде в расчете на исследователей-нефизиков. Некоторые же явления, как, например, различные типы некогерентного рассеяния, связанные с диффракцией и отражением нейтронов, по необходимости рассматриваются на более высоком уровне. Во всех случаях, когда не было возможности осветить тот или иной физический вопрос в тексте, мы старались дать ссылки на соответствующую литературу. Составление полного обзора всех опубликованных результатов, полученных в области нейтронных исследований на котлах, не входило в нашу задачу; в книге приведено подробное изложение и даны ссылки только на те оригинальные работы, которые представляют интерес с точки зрения нейтронной физики. Отчеты комиссии по атомной энергии не всем доступны, поэтому мы по мере возможности старались обойтись без ссылок на них и читатель отсылается к ним только в тех случаях, когда из-за недостатка места нельзя привести полного изложения соответствующего вопроса в тексте. Засекреченность материалов по котлам не представляла серьезной проблемы ввиду того, что значительная часть материалов в настоящее время рассекречена. Недавнее опубликование констант делящихся веществ¹⁾ сильно облегчило составление гл. II и позволило поместить до сих пор не подлежавшие опубликованию эффективные сечения взаимодействия с нейтронами деления (см. гл. IV, § 2). Для лучшего понимания современной техники в книгу включено описание некоторых методов, использовавшихся до появления котлов, вообще же старые методы, многие из которых имеют теперь только исторический интерес, как правило, не рассматриваются.

В гл. I обсуждаются основные вопросы взаимодействия нейтронов с веществом, понимание которых необходимо при дальнейшем чтении книги. Мы старались дать не математическое описание этого взаимодействия, а четкую физическую трактовку понятия нейтронного сечения и связанных с ним явлений

¹⁾ Physics Today, May 1952, p. 32, Nucleonics, 10, № 5, 64 (1952), Canad. Journ. Phys., 29, 203 (1952). (Технические данные, рассекреченные ведомствами по атомной энергии Канады, Великобритании и США 1 апреля 1952 г.) — Прим. авт.

диффузии и замедления нейтронов. Математические вычисления используются только постольку, поскольку они необходимы для объяснения физических принципов явления и для описания опытов. Физические принципы котлов, использующих цепную ядерную реакцию, рассматриваются в гл. II также с привлечением только необходимого математического аппарата. Основным предметом обсуждения являются здесь физические вопросы, связанные с распределением нейтронов по энергии, а также с распределением их по объему в котле. Описаны наиболее часто встречающиеся типы котлов и предоставляемые ими экспериментальные возможности. При любой исследовательской работе с ядерными котлами очень важно иметь количественное представление об интенсивности нейтронного потока. Хотя методы определения мощности нейтронных источников и интенсивности нейтронных потоков довольно сложны, они должны быть известны исследователям. Поэтому гл. III посвящена методам «нейтронной стандартизации».

Описание экспериментальной техники разбито на несколько глав в зависимости от энергии нейтронов. Техника быстрых нейтронов с энергией от 1 до 14 Мэв описана в гл. IV, техника промежуточных, или «резонансных», нейтронов с энергией от 1 Мэв до 1 эв рассмотрена в гл. V и VI, техника тепловых нейтронов с энергией ниже 1 эв занимает гл. VII—XI. Во многих методах нейтронной физики используются такие широко известные приборы, как счетчики Гейгера—Мюллера и ионизационные камеры. Однако описание их не приводится, так как они достаточно подробно рассматриваются в имеющейся литературе. С другой стороны, новая аппаратура, созданная специально для исследований на котлах (например, механические селекторы, кристаллические спектрометры, нейтронные зеркала), рассматривается подробно, так как ее описания в открытой литературе не имеется.

Несмотря на малую мощность используемых для научных работ котлов, их излучение, а также излучение приготовляемых в них радиоизотопов в высшей степени опасно, если не принято надлежащих мер предосторожности. В гл. XII кратко обсуждаются вопросы измерения интенсивности излучения с точки зрения действия его на живую ткань и рассматриваются методы защиты.

Опыт работы на котлах показал, что применение разумных мер предосторожности обеспечивает полную безопасность при работе.

В приложениях приведена полная таблица сечений для тепловых нейтронов, основанная на анализе всех имеющихся экспериментальных данных о сечениях когерентного и некогерентного рассеяния, поглощения и активации. Знание этих сечений необходимо при исследовательской работе и при изготовлении радиоизотопов, но до сих пор они не были собраны в одной проверенной таблице. Различные константы, переводные коэффициенты, формулы и значения масс, часто употребляющиеся в нейтронной физике, также помещены в приложениях.

Глава I

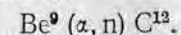
ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

§ 1. Нейтрон

В 1930 г. физики пытались понять природу излучения, возникающего при бомбардировке бериллия α -частицами. Было ясно, что это излучение, более проникающее, чем γ -лучи, не состоит из заряженных частиц, так как оно не образует ионов при прохождении через газ. Кроме того, было известно, что оно может выбивать из веществ атомы водорода и азота высокой энергии, повидимому, путем упругих столкновений. В 1932 г. Чадвик показал, что наблюдаемые энергии протонов отдачи, возникающих под действием этого проникающего и неионизирующего излучения, могут быть объяснены только при приблизительном равенстве масс протона и частицы излучения. Чадвик назвал эту новую частицу нейтроном — термин, который использовался еще в 1921 г. при обсуждении вопроса о возможном существовании нейтральной частицы с массой, равной массе протона. Вылет нейтрона при бомбардировке бериллия α -частицами является примером ядерных реакций обычного типа¹⁾



или, в более простой записи,



Открытие нейтрона разрешило фундаментальную проблему ядерной физики о природе частиц, составляющих ядро. До 1930 г. считали, что атомное ядро состоит из протонов и электронов и окружено орбитальными электронами. Присутствие электронов в ядре казалось особенно неправдоподобным ввиду исключительно высокой энергии, необходимой для того, чтобы длина волны²⁾ электрона стала столь же малой, как и размеры ядра (около 10^{-13} см). Однако никакие другие предположения не могли объяснить приблизительного равенства масс ядер (в единицах массы протона) их удвоенному заряду (в единицах заряда протона). Открытие нейтрона разрешило этот вопрос. Достаточно

¹⁾ Элементарное рассмотрение основных принципов написания уравнений ядерных реакций дано в книгах [1, 2].— *Прим. авт.*

²⁾ Эта длина волны, связанная с каждой частицей (длина волны Де-Бройля), может употребляться в качестве меры величины частицы. Значение длины волны определяется по формуле (1.4).— *Прим. авт.*

предположить, что ядро состоит из примерно равного количества протонов и нейтронов. Увеличивая массу ядра, нейтроны не изменяют его заряд, что приводит к наблюдаемому отношению заряда к массе. Имея большую, чем электрон, массу, нейтрон обладает соответственно меньшей длиной волны, что допускает существование в объеме ядра нейтронов умеренной энергии (около 20 Мэв).

Метод получения нейтронов в результате реакции (α, n) был первое время единственным. Наиболее интенсивные источники [3] изготовлялись из смеси тщательно размельченной соли радия и порошкообразного бериллия. Таким образом достигалось хорошее перемешивание, уменьшающее поглощение α -частиц в самом радии. Один кюри радия, тщательно перемешанного с несколькими граммами порошкообразного бериллия, давал около 10^7 нейтронов в 1 сек. Хотя и очень слабые по сравнению с современными, эти (α, n) -источники оказались весьма ценными при исследовании ядерных реакций, вызываемых нейтронами. Нейтроны легко вызывают ядерные расщепления, так как для влетающего в ядро нейтрона не существует электростатического потенциального барьера. Отсутствие этого барьера было непосредственно показано, когда нашли, что для большинства веществ вероятность ядерных расщеплений увеличивается с уменьшением скорости нейтронов. Для заряженных частиц это, конечно, не наблюдалось бы, так как при малых скоростях они не могли бы приблизиться к ядру из-за потенциального барьера, возникающего вследствие электростатического отталкивания. При дальнейшем исследовании взаимодействия нейтронов с ядрами оказалось, что оно сложным образом зависит от скорости нейтрона и меняется от элемента к элементу. Скоро стало ясно, что это взаимодействие нельзя достаточно подробно изучить с помощью источников, использующих естественную радиоактивность.

В 1937 г. появилась возможность получить гораздо большие интенсивности нейтронов путем замены естественных излучателей α -частиц искусственно ускоренными частицами. Использование дейтронов и протонов, полученных в циклотронах, генераторах Ван-де-Граафа и каскадных трансформаторах, позволило получить такие интенсивности нейтронов, которые потребовали бы десятков кюри естественных α -излучателей. С помощью модуляции источника в циклотроне [4] стало возможным получение коротких нейтронных импульсов, что позволило выделять нейтроны определенной скорости по времени их полета до детектора. С осуществлением в 1942 г. цепной ядерной реакции стали доступны нейтронные интенсивности совершенно новых масштабов и соответственно были разработаны описанные в этой книге многочисленные методы работы с мощными нейтронными потоками.

§ 2. Свойства нейтрона

Мы видели, что одним из свойств нейтрона, приведших к его открытию, была его масса. Первые измерения массы нейтрона были основаны на применении законов сохранения энергии и импульса к столкновению нейтрона с ядром. Эти измерения, хотя они и не позволяли получить точные результаты, показали, что масса нейтрона очень близка к массе протона. В настоящее время масса нейтрона достаточно точно известна из совокупности данных масс-спектрометрических измерений и данных по энергетическому балансу некоторых ядерных реакций. Разность между массой дейтрона и суммой масс нейтрона и протона — частиц, из которых он состоит, — известна из энергии, необходимой для фоторасщепления дейтрона¹⁾:

$$p + H^1 - H^2 = (\Delta M)_1. \quad (1.1)$$

Разность масс $(\Delta M)_1$ может быть получена из энергии γ -квантов E с помощью соотношения $E = (\Delta M) c^2$ (т. е. атомная единица массы в физической шкале эквивалентна 931 Мэв). Другая величина, а именно разность масс дейтрона и молекулы водорода $(\Delta M)_2$, была тщательно измерена с помощью масс-спектрометра:

$$2H^1 - H^2 = (\Delta M)_2. \quad (1.2)$$

Используя эти две разности масс, можно выразить массу нейтрона через хорошо известную массу протона:

$$n = H^1 + (\Delta M)_1 - (\Delta M)_2. \quad (1.3)$$

Принятое теперь значение массы нейтрона (в атомных единицах), полученное этим методом, равно²⁾

$$M = 1,008989.$$

Последнему знаку в этом значении массы соответствуют миллионные доли атомной единицы массы, или энергия порядка 1 кэв . Масса нейтрона установлена этим методом с точностью в несколько тысяч электрон-вольт. Разность масс нейтрона и протона можно определить также непосредственно из энергии, необходимой

¹⁾ Уравнение (1.1) выражает тот факт, что сумма масс нейтрона и протона (точнее, атома водорода) больше массы дейтрона на $(\Delta M)_1$. Для того чтобы превратить дейтрон в нейтрон и протон, ему необходимо сообщить соответствующее количество энергии, например путем облучения γ -лучами. — *Прим. авт.*

²⁾ Для определения массы нейтрона в настоящее время используются следующие величины: $(\Delta M)_1 = 0,002391$, $(\Delta M)_2 = 0,001552$, $M_H = 1,008150$ (в атомных единицах массы). — *Прим. авт.*

для реакции (p, n), например, для реакции $\text{H}^3(p, n)\text{He}^3$, если известна энергия β -распада ядер мишени, в нашем случае H^3 . Недавно [5] было получено значение массы нейтрона из нескольких реакций (p, n) и результат

$$M = 1,008982 \pm 0,000003,$$

несколько более точный, чем приведенный выше, находится с последним в превосходном согласии.

Испускаемые при делении нейтроны обладают достаточно высокой энергией, так что их дебройлевская длина волны ¹⁾ меньше размеров ядра. Дебройлевская длина волны λ дается формулой

$$\lambda = \frac{h}{mv}, \quad (1.4)$$

где h — постоянная Планка, а mv — импульс нейтрона. Длину волны можно выразить также через энергию нейтрона E (в эв):

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2mE}} = \frac{2,87 \cdot 10^{-9}}{\sqrt{E}} \text{ см} = \frac{0,287}{\sqrt{E}} \text{ \AA}. \quad (1.5)$$

Выражение для длины волны нейтрона дано в нерелятивистской форме, так как нейтроны в котлах обладают достаточно малой энергией и релятивистские поправки пренебрежимо малы. По мере уменьшения энергии нейтрона в котле из-за столкновений его длина волны быстро увеличивается и для медленных нейтронов становится больше ядерных и даже больше атомных размеров. Волновые свойства нейтрона играют в этом случае основную роль, и такие явления, как дифракция и интерференция, становятся все более и более четкими. Наиболее вероятная скорость нейтронов, находящихся в равновесии с веществом при комнатной температуре, соответствует длине волны $1,8 \text{ \AA}$ (см. гл. II, § 8), но были получены пучки нейтронов с длиной волны 25 \AA . Часто употребляющиеся соотношения между длиной волны, энергией и скоростью нейтрона и температурой приведены вместе с соответствующими величинами в приложении I.

Как и все элементарные частицы, нейтрон обладает собственным моментом количества движения — спином. Спин выражается в единицах $\hbar = h/2\pi$ (постоянная Планка $h = 6,62 \cdot 10^{-27} \text{ эрг} \cdot \text{сек}$). Известно, что ядра, состоящие из нечетного числа частиц, имеют спины, равные нечетному кратному $\hbar/2$, т. е. $\hbar/2, 3\hbar/2, 5\hbar/2$ и т. д. Из общего поведения нейтронов ясно, что их спин равен $\hbar/2$,

¹⁾ Интересное обсуждение волновых свойств материи можно найти в книгах [6,7]. — Прим. авт.

однако это можно доказать и прямо с помощью отражения от зеркала (см. гл. XI, § 4). Нейтрон обладает магнитным моментом, связанным с его спином. Были проведены измерения магнитного момента, в которых использовались «поляризованные» нейтроны из котла. В настоящее время для магнитного момента нейтрона принято значение

$$\mu = -1,913 \text{ ядерных магнетона.}$$

В качестве единицы магнитного момента используется ядерный магнетон, определенный по аналогии с магнетоном Бора как $eh/4\pi Mc$ и отличающийся от последнего только заменой массы электрона на массу протона M . Отрицательный знак момента означает, что он направлен противоположно спину, и если момент вызывается вращением заряда, то этот заряд должен быть отрицательным. Современные методы определения спина и магнитного момента нейтрона будут подробно описаны в гл. XI.

Поскольку нейтрон тяжелее протона, надо ожидать, что он будет распадаться на протон и β -частицу, причем максимальная энергия β -спектра должна определяться разностью масс нейтрона и протона. Радиоактивность свободного нейтрона была недавно обнаружена в Ок-Риджской [8] и Чок-Риверской [9] лабораториях, где в качестве источника распадающихся нейтронов применялся пучок тепловых нейтронов очень высокой интенсивности. Было показано, что период полураспада лежит в пределах 5—15 мин. и что энергия испускаемой β -частицы близко совпадает с энергией, соответствующей разности масс нейтрона и протона, которая равна $0,78 \text{ Мэв}$ (см. приложение II).

Нейтрон является одной из основных частиц, из которых состоит вещество, поэтому, естественно, встает вопрос о строении этой частицы. Так как нейтрон, не обладая зарядом, имеет тем не менее спиновый и магнитный моменты, то кажется правдоподобным, что он сам имеет довольно сложную структуру. Современные мезонные теории пытаются объяснить силы, связывающие ядерные частицы, обменом мезонов с массой, превосходящей массу электрона примерно в 300 раз. Согласно этим теориям, даже свободный нейтрон испускает отрицательные мезоны и сейчас же поглощает их. Считается, что магнитный момент нейтрона создается вращением вокруг протона заряженного «мезонного облака», образовавшегося после испускания нейтроном отрицательного мезона. Когда нейтрон диссоциирован на протон и мезон, между ним и электроном должно существовать слабое электростатическое взаимодействие.

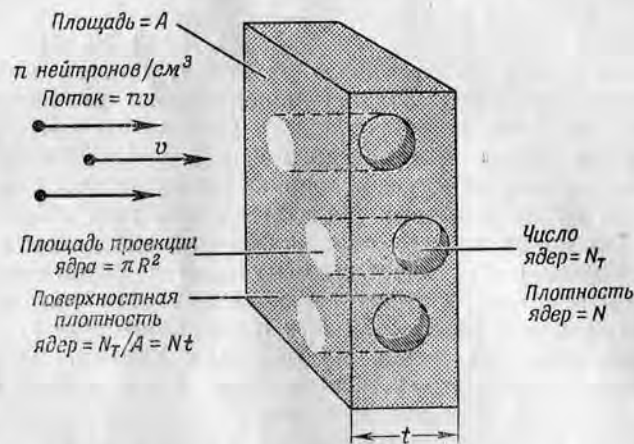
В гл. X, § 5, и в гл. XI, § 7, мы увидим, как используются для измерения этого взаимодействия между нейтроном и электроном опыты с зеркалами и интерференция нейтронов.

§ 3. Эффективное сечение как площадь проекции ядра

Многочисленные типы взаимодействия нейтронов с веществом можно количественно описать, вводя *эффективные сечения* этих взаимодействий. Общую идею ядерного эффективного сечения легче всего понять, исходя из площади поперечного сечения, или «площади мишени», которую представляет собой ядро по отношению к налетающему нейтрону. Если рассматривать ядро как сферу радиуса R см, а нейтрон — как налетающую точку, то площадь мишени, или эффективное сечение σ каждого ядра, дается формулой

$$\sigma = \pi R^2 \text{см}^2. \quad (1.6)$$

Если нейтрон проходит по нормали через тонкую пластинку с площадью A , содержащую N_T ядер (фиг. 1), то при малом $N_T \sigma / A$,



Фиг. 1. Нейтронные эффективные сечения как площади проекций ядер.

т. е. когда «перекрыванием» ядер можно пренебречь, вероятность столкновения равна $N_T \sigma / A$. Количество ядер на 1 см^2 , или, иначе, поверхностная плотность ядер N_T/A равна Nt , где N — количество ядер в 1 см^3 , а t — толщина пластинки. Если в 1 см^3 налетающего пучка содержится n нейтронов, движущихся со скоростью v , то через 1 см^2 пластинки будет проходить nv нейтронов в 1 сек. и число столкновений на 1 см^2 в 1 сек. будет равно

$$nv \frac{N_T \sigma}{A} = nv \sigma Nt.$$

Для получения простого выражения для эффективного сечения столкновения этот результат можно переписать в виде:

$$\sigma = \frac{\text{Число столкновений в } 1 \text{ см}^2 \text{ в } 1 \text{ сек.}}{nvN}. \quad (1.7)$$

Величину nv , играющую важную роль в большинстве нейтронных экспериментов, следовало бы назвать по аналогии с электродинамикой плотностью потока, однако в ядерной физике всеобщее признание получил более короткий термин *поток*. Из формулы (1.7) видно, что эффективное сечение столкновения равно числу столкновений в единице объема в 1 сек. при единичном падающем потоке и плотности ядер, равной единице.

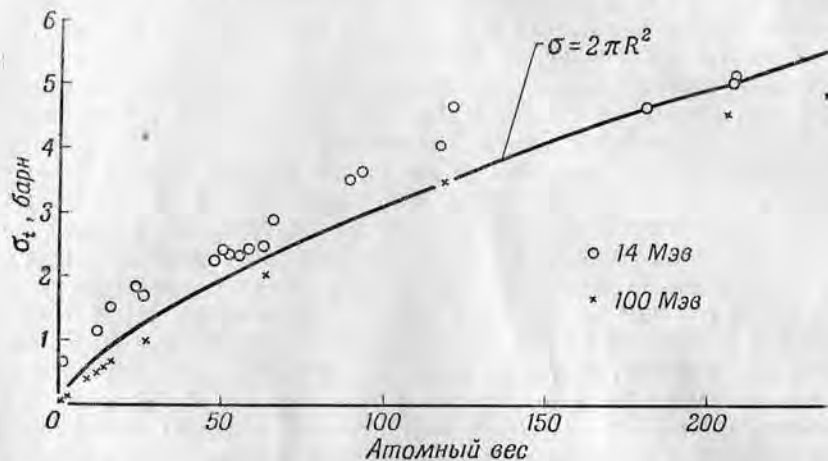
Простые механические представления, использованные при выводе формулы (1.7), дают только эффективное сечение столкновения, ничего не говоря о том, что происходит после столкновения. Существует много возможных типов ядерных взаимодействий, однако ко всем этим типам взаимодействий формула (1.7) применима в такой же мере, как и к столкновениям. Эффективное сечение любого рассматриваемого процесса, будь то рассеяние, захват нейтронов или деление, всегда пропорционально числу элементарных актов рассматриваемого процесса в 1 см^3 на единицу падающего потока. Эффективное сечение рассеяния может быть разбито на различные *дифференциальные сечения*, которые дают вероятность рассеяния в единицу телесного угла в данных направлениях. Количество нейтронов, выбывших из пучка, определяется, конечно, суммой всех происходящих процессов, и эффективное сечение столкновения, соответствующее сумме всех процессов, обычно называют *полным эффективным сечением*. Парциальные сечения рассеяния, поглощения и т. д. можно представлять в виде отдельных частей площади полного эффективного сечения σ .

Из формулы (1.7) непосредственно следует, что если скорость взаимодействия, т. е. количество актов взаимодействия в 1 сек. в 1 см^3 , зависит от плотности нейтронов n и от плотности ядер N , но не зависит от v , то σ должно быть пропорционально $1/v$. Таким образом, хорошо известный «закон $1/v$ », который в основном выполняется при поглощении медленных нейтронов, весьма убедительно следует из формулы (1.7); однако строгое рассмотрение эффективных сечений для медленных нейтронов требует привлечения квантовой механики и представляет довольно сложную задачу. Наглядное представление ядер в виде сфер с размерами, большими, чем размеры нейтронов, приводит к разумным величинам для полных эффективных сечений нейтронов с энергией в несколько $M\text{эв}$. Так, например, нейтрон с энергией $14 M\text{эв}$ имеет, согласно формуле (1.5), длину волны $7,7 \cdot 10^{-13} \text{ см}$, что меньше радиуса ядер с большим атомным весом A . Объем ядра считается

пропорциональным количеству содержащихся в нем частиц, поэтому радиус ядра пропорционален кубическому корню из атомного веса. Численное значение радиуса, вычисленное из результатов опытов по рассеянию как заряженных частиц, так и нейтронов, равно

$$R = 1,5 \cdot 10^{-13} A^{1/3} \text{ см.} \quad (1.8)$$

Экспериментальные значения полных эффективных сечений меняются от элемента к элементу, оставаясь, однако, в разумном согласии с простым представлением эффективного сечения



Фиг. 2. Полные эффективные сечения [10] для нейтронов с энергией 14 и 100 Мэв по сравнению со значением $2\pi R^2$ — суммой площади проекции ядра πR^2 и сечения дифракционного рассеяния πR^2 .

как площади поперечного сечения ядра. В качестве иллюстрации этого общего поведения на фиг. 2 приведены полные эффективные сечения ¹⁾ ряда элементов для нейтронов с энергией 14 и 100 Мэв, а также эффективные сечения, получающиеся из следующей формулы, представляющей собой комбинацию формул (1.6) и (1.8):

$$\sigma = \pi (1,5 \cdot 10^{-13})^2 A^{2/3} \text{ см}^2. \quad (1.9)$$

Надо ожидать, что истинные эффективные сечения превышают πR^2 из-за конечных размеров нейтрона и из-за того, что нейтронные волны несколько отклоняются при дифракции на ядре.

¹⁾ Эффективные сечения на фиг. 2 выражены в удобных единицах 10^{-24} см^2 , носящих столь же удобное название бари. Существуют, конечно, и производные единицы: милли-, микро- и мегабарны. — Прим. авт.

Эта диффракция полностью аналогична оптической диффракции, и поэтому угловой раствор ее имеет величину порядка λ/R , где λ — длина волны нейтрона. Если детектор нейтронов настолько мал, что не регистрирует диффрагированные нейтроны, то эффективное сечение увеличится на πR^2 и, таким образом, полное сечение будет равно $2\pi R^2$. Как видно из формулы (1.13), эффективное сечение при малых энергиях становится равным $4\pi R^2$; поведение сечения в переходной области было рассмотрено Фешбахом и Вайскопфом [11]. При энергии 14 Мэв λ/R имеет величину порядка единицы, и поэтому надо ожидать, что полное эффективное сечение равно $2\pi R^2$. Данные, приведенные на фиг. 2, хорошо согласуются с моделью ядра в виде непроницаемой сферы и показывают, что при больших энергиях между эффективным сечением и геометрическими размерами ядра существует прямая связь. Точки, соответствующие энергии 14 Мэв, лежат немного выше кривой из-за еще заметной величины λ , а точки, соответствующие энергии 100 Мэв, лежат немного ниже из-за «прозрачности» ядра, о которой говорится в § 6.

§ 4. Квантовомеханический анализ нейтронных эффективных сечений

Простая механическая картина эффективных сечений становится неприменимой, когда длина волны нейтрона превышает размеры ядра или когда рассматриваются взаимодействия, отличные от простого столкновения. В этих случаях необходимо рассматривать ядерные взаимодействия с помощью квантовой механики. Сейчас мы кратко рассмотрим некоторые результаты квантовой механики, применимые во всех случаях. Большинство этих результатов будет рассмотрено более подробно ниже в связи с обсуждением отдельных работ. Можно сказать, что фактически все нейтронные исследования связаны с измерением нейтронных эффективных сечений, ибо большинство ядерных взаимодействий с участием нейтронов может быть описано с помощью сечений.

При квантовомеханическом рассмотрении ¹⁾ эффективных сечений налетающие нейтроны рассматриваются как плоская волна, которая, взаимодействуя с полем ядра, создает вторичную рассеянную волну. Дифференциальное сечение рассеяния пропорционально квадрату амплитуды рассеянной волны. Если ядерный потенциал можно считать сферически симметричным, то амплитуда рассеянной волны выражается через сумму амплитуд *парциальных* волн. Математически это означает разложение амплитуды по полиномам Лежандра, причем каждая парциальная волна соответ-

¹⁾ Подробное изложение этого вопроса, который мы рассматриваем по необходимости очень кратко, приведено в работах [12, 13]. — Прим. авт.

ствуем определенному полиному Лежандра. Дифференциальное сечение является квадратом модуля амплитуды

$$\begin{aligned}\sigma(\theta) &= \left| \frac{\lambda}{2i} \sum_{l=0}^{l=\infty} (2l+1)(e^{2i\delta_l} - 1) P_l(\cos \theta) \right|^2, \\ \sigma(\theta) &= \lambda^2 \left| \sum_{l=0}^{l=\infty} (2l+1) e^{i\delta_l} \sin \delta_l P_l(\cos \theta) \right|^2,\end{aligned}\quad (1.10)$$

где $\sigma(\theta)$ — эффективное сечение рассеяния в единицу телесного угла при угле рассеяния θ , λ — длина волны нейтрона, деленная на 2π , а P_l — полином Лежандра порядка l . Таким образом, функции P_l описывают угловое распределение рассеянных нейтронов. Это распределение усложняется с увеличением l . Так, например, $P_0 = 1$, $P_1 = \cos \theta$, т. е. для $l=0$ рассеяние изотропно, а для $l=1$ пропорционально $\cos^2 \theta$. Величина δ_l — сдвиг фазы l -й парциальной волны, возникающий из-за действия ядерного потенциала, определяет величину l -й парциальной волны. Для рассматриваемого нами рассеяния без поглощения величина δ_l действительна. Все значения величин в формулах (1.10) взяты в системе центра инерции (см. § 10 этой главы), совпадающей с лабораторной системой при рассеянии на тяжелых ядрах.

Полное эффективное сечение рассеяния, одинаковое как для системы центра инерции, так и для лабораторной системы, получается интегрированием $\sigma(\theta)$:

$$\sigma = 2\pi \int_0^\pi \sigma(\theta) \sin \theta d\theta = 4\pi \lambda^2 \sum_{l=0}^{l=\infty} (2l+1) \sin^2 \delta_l. \quad (1.11)$$

Отсюда легко видеть, что доля сечения, обусловленная какой-либо парциальной волной, равна 0, если соответствующий сдвиг фаз равен 0 или π . Физический смысл разложения на парциальные волны заключается в том, что каждая из них соответствует определенному орбитальному моменту $l\hbar$, т. е. что l является орбитальным квантовым числом. С классической точки зрения орбитальный момент $l\hbar$ отвечает наименьшему расстоянию, на которое приблизилась бы частица, если бы она не была отклонена полем, равному $l\hbar/mv = l\lambda$. Если радиус действия ядерных сил («размер ядра») меньше $l\lambda$, то амплитуда l -й парциальной волны и соответствующий сдвиг фазы равны нулю. Другими словами, для того чтобы происходило заметное рассеяние нейтрона с орбитальным моментом l , λ нейтрона должна быть меньше, чем R/l , где R — радиус ядра. По аналогии со спектроскопическими обозначениями рассеяние, для которого $l=0, 1, 2$ и т. д., называют s -, p -, d - и т. д. рассеянием,

а соответствующие парциальные волны — s -, p -, d - и т. д. волнами.

Нейтроны малой энергии (менее 10^5 эв) обладают настолько большой длиной волны, что возможным является только s -рассеяние ($l=0$). В этом случае рассеяние изотропно и эффективное сечение дается формулой

$$\sigma = 4\pi \lambda^2 \sin^2 \delta_0. \quad (1.12)$$

Рассматривая ядро как непроницаемую сферу радиуса R , можно легко получить из формулы (1.12) эффективное сечение для медленных нейтронов. Очевидно, что волна в этом случае сдвигается на R , ибо она должна обращаться в нуль на поверхности сферы, и сдвиг фазы поэтому равен $2\pi R/\lambda = R/\lambda$. Так как для медленных нейтронов $R \ll \lambda$, то $\sin^2 \delta_0 = R^2/\lambda^2$, амплитуда рассеяния $\lambda \sin \delta_0$ равна просто R и, следовательно,

$$\sigma = 4\pi R^2. \quad (1.13)$$

Эта формула часто применяется и обычно называется формулой эффективного сечения потенциального рассеяния. Эксперименты показали, что сечения рассеяния медленных нейтронов хорошо согласуются со значениями, полученными из формулы (1.13), которые в 4 раза превосходят значение πR^2 , следующее из классических соображений. Фазовый анализ преимущественно используется при рассмотрении процессов рассеяния, однако его легко распространить и на случай поглощения. Если сдвиги фаз в формуле (1.10) считать комплексными ($\delta_l = \delta_{lr} + i\delta_{li}$, где δ_{lr} и δ_{li} действительны), то для малых δ сечение рассеяния принимает вид

$$\sigma_s = 4\pi \lambda^2 \sum_{l=0}^{l=\infty} (2l+1) (\delta_{lr}^2 + \delta_{li}^2). \quad (1.14)$$

Сечение поглощения σ_a , определяемое из сравнения полного потока рассеянных нейтронов с падающим потоком, зависит только от мнимой части сдвигов фаз

$$\sigma_a = 4\pi \lambda^2 \sum_{l=0}^{l=\infty} (2l+1) \delta_{li} (1 - 2\delta_{lr}). \quad (1.15)$$

Как мы увидим в следующем параграфе, процесс поглощения нейтронов ядрами представляет собой весьма сложное явление и поэтому нерационально пытаться и дальше описывать поглощение при помощи простого введения мнимой части сдвига фаз.

§ 5. Промежуточное состояние в ядерных реакциях

При теоретическом рассмотрении ядерных реакций, вызываемых нейтронами с энергией до 15 Мэв (нейтроны из котла) и включающих, помимо упругого рассеяния, какие-либо иные процессы, эти реакции обычно разбиваются на две стадии: 1) процесс собственно столкновения, при котором нейтрон проникает в ядро, и 2) распад системы «ядро+нейтрон» на продукты реакции, которыми могут быть γ -лучи, α -частицы, протоны, нейтроны и т. д. и какое-то остаточное ядро.

Если испускаются γ -лучи, то реакция называется *радиационным захватом нейтронов*. Процесс, при котором испускаются нейтроны с той же энергией, что и налетающие, называется *упругим рассеянием*, если же испускаются нейтроны с другой энергией, то — *неупругим рассеянием*. Эффективные сечения этих реакций обозначаются соответственно через $\sigma(p, \gamma)$, $\sigma(p, p)$ и $\sigma(p, p')$. При увеличении энергии нейтронов становятся возможными более сложные реакции, как, например, $(p, 2n)$, $(p, 3n)$, (p, pn) и т. д. Соответственно рассмотрению ядерной реакции в два этапа для любой реакции (p, x) должно выполняться следующее равенство:

$$\sigma(p, x) = \sigma_c \cdot (\text{относительная вероятность испускания } x),$$

где σ_c — эффективное сечение образования связанной системы «ядро+нейтрон». При рассмотрении какой-либо реакции возникают две теоретические задачи: вычисление сечения образования связанной системы и расчет вероятностей испускания из промежуточного ядра различных частиц. Для понимания соответствующих вычислений необходимо рассмотреть более подробно свойства промежуточных ядер.

Сравнивая массы ядер¹⁾ и используя соотношение $E = mc^2$, можно показать, что проникновение медленного нейтрона в ядро приводит к освобождению большого количества энергии. Эта освобождаемая энергия называется *энергией связи* нейтрона в данном образовавшемся ядре. В качестве примера мы рассмотрим столкновение медленного нейтрона (практически нулевой энергии) с ядром Al^{27} :

$$\begin{array}{r} 26,990119 \quad (\text{масса } Al^{27}) \\ + 1,008981 \quad (\text{масса нейтрона}) \\ \hline 27,999100 \quad (\text{сумма масс}) \\ - 27,990807 \quad (\text{масса } Al^{28}) \\ \hline 0,008293 \quad (Al^{27} + n - Al^{28}) \end{array}$$

¹⁾ Фактически используются массы атомов, которые включают массу орбитальных электронов. Использование масс атомов не приводит к ошибке, так как закон сохранения заряда гарантирует совпадение количества электронов до и после реакции. Таблица масс атомов приведена в приложении II. — *Прим. авт.*

Из этого расчета видно, что масса вступающих в реакцию частиц превышает массу Al^{28} на $8,293 \cdot 10^{-3}$ атомных единиц массы. Этот избыток должен соответствовать добавочной энергии образовавшегося Al^{28} , равной $8,293 \cdot 0,931$, или $7,7$ Мэв. Эта энергия (энергия связи нейтрона) проявляется в виде энергии возбуждения ядерных частиц в ядре Al^{28} , и в этом случае говорят, что ядро находится в *возбужденном состоянии*.

Важной особенностью возбужденных ядер является то, что они испускают энергию возбуждения не сразу, а через конечный промежуток времени. Действительно, время жизни ($\sim 10^{-14}$ сек.) достаточно велико по сравнению с временем прохождения частицы через ядро ($\sim 10^{-21}$ сек.), так что возбужденное ядро «забывает» о том, каким образом оно было создано, и характер распада не зависит от способа образования. Относительно большое время жизни возбужденных ядер, наблюдающееся несмотря на то, что они обладают энергией, достаточной для испускания нейтрона, было объяснено, исходя из предложенной Бором модели промежуточного ядра¹⁾. В модели Бора существенным является то, что энергия влетающего нейтрона быстро распределяется между всеми ядерными частицами и после этого вероятность концентрации энергии возбуждения на одной частице становится очень мала. Испускание же частиц без такой концентрации энергии, конечно, невозможно. Эту модель ядра часто называют *моделью жидкой капли*, так как малый радиус взаимодействия и постоянная плотность [следующая из формулы (1.8)] делают ядро похожим на жидкую каплю. Даже в таком процессе, как концентрация энергии на отдельной частице, вызывающем «испарение» этой частицы, поведение ядра очень похоже на поведение жидкой капли.

Промежуточное ядро обладает конечным временем жизни, даже когда налетающий нейтрон имеет заметную энергию, например равную 1 Мэв. У такой системы, конечно, нет истинных связанных состояний, так как общая энергия превышает энергию диссоциации, однако имеются квазисвязанные состояния, называемые *виртуальными* или *промежуточными состояниями*. Уровни энергии промежуточного ядра схематически изображены на фиг. 3 для случая, когда нейтрон с энергией 1 Мэв налетает на ядро Al^{27} . Энергия возбуждения промежуточного ядра складывается из энергии налетающего нейтрона 1 Мэв и энергии связи и равна 8,7 Мэв, так что ядро переходит в область виртуальных уровней энергии. Из фиг. 3 видно, что при энергиях возбуждения, меньших чем энергия связи нейтрона, имеется несколько далеко друг от друга отстоящих уровней. Возбужденное ядро может

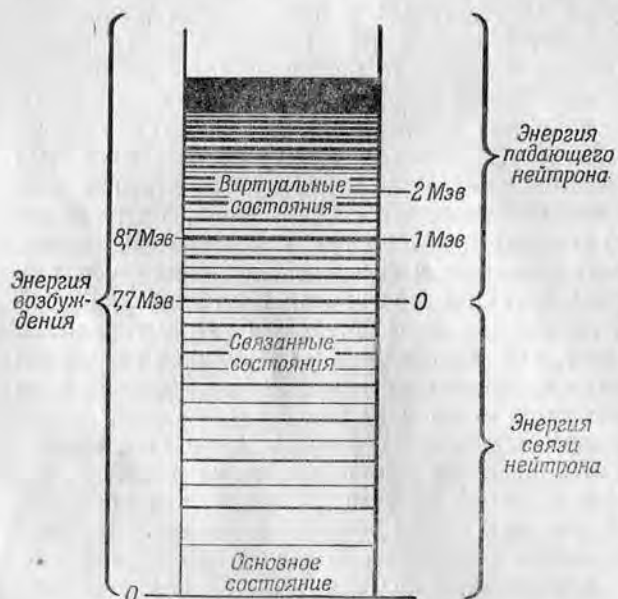
¹⁾ Подробный разбор свойств промежуточных ядер, а также описание различных моделей, предложенных для объяснения их свойств, можно найти в работе [14]. Обзор последних достижений в этой области приведен в книге [15]. — *Прим. авт.*

перейти на эти низколежащие уровни, испуская γ -лучи с энергией меньше 8,7 Мэв. Уровни, расположенные около основного (нулевая энергия возбуждения), соответствуют, конечно, истинным связанным состояниям, так как их энергия недостаточна для диссоциации.

«Ширина» уровня энергии, или его размытость, связана с временем жизни уровня соотношением неопределенности Гейзенберга [6, 13]¹⁾

$$\Delta E \cdot \Delta t = \hbar. \quad (1.16)$$

В применении к временам жизни состояний ядра это соотношение дает для времени жизни Δt состояния с шириной ΔE значение $\hbar/\Delta E$. Вероятность распада за 1 сек. выражается поэтому



Фиг. 3. Уровни энергии промежуточного ядра, образованного при захвате нейтрона ядром Al^{27} . Энергия связи нейтрона равна 7,7 Мэв.

величиной $\Delta E/\hbar$ (ΔE в эргах). Обычно ширину уровня обозначают через Γ и выражают в электрон-вольтах. «Широкий» уровень (большое значение Γ) имеет большую вероятность распада и, следовательно, малое время жизни, тогда как «узкий» уровень живет сравнительно большое время. Значение времени жизни τ при заданном Γ дается формулой

$$\tau = \frac{\hbar}{\Gamma(\text{эрг})} = \frac{1,06 \cdot 10^{-27}}{\Gamma(\text{эв}) \cdot 1,60 \cdot 10^{-12}} = \frac{6,6 \cdot 10^{-16}}{\Gamma(\text{эв})} \text{сек.}$$

¹⁾ См. также Блохинцев Д. И., Основы квантовой механики, М., 1949.— Прим. ред.

Время жизни широкого уровня $\Gamma = 10^4$ эв (что отвечает случаю легких ядер) равно $6,6 \cdot 10^{-21}$ сек., в то время как узкий уровень с $\Gamma = 0,1$ эв живет сравнительно долго ($6,6 \cdot 10^{-15}$ сек.). В § 7 мы увидим, как ширина уровней определяется непосредственно из зависимости нейтронных эффективных сечений от скорости нейтронов.

Каждому возможному продукту распада отвечает, конечно, своя вероятность распада, а следовательно, и Γ_x , или *парциальная ширина*. Полная ширина Γ , определяющая полную вероятность распада, есть тогда сумма ширин, относящихся к различным процессам:

$$\Gamma = \Gamma_\gamma + \Gamma_\alpha + \Gamma_n + \dots \quad (1.17)$$

Эффективное сечение процесса (n, x) равно

$$\sigma(n, x) = \sigma_c \frac{\Gamma_x}{\Gamma}. \quad (1.18)$$

При теоретическом рассмотрении различных эффективных сечений в функции от энергии приходится иметь дело с изменениями в зависимости от энергии как эффективного сечения образования, так и различных ширин. Мы коротко рассмотрим общие результаты, полученные для этих зависимостей от энергии, начав с области больших энергий, где результаты особенно просты.

§ 6. Эффективные сечения при больших энергиях

Сечение σ_c образования промежуточного ядра нейтроном большой энергии (порядка 15 Мэв, что соответствует максимальной энергии нейтронов деления) равно просто πR^2 , и сечение процесса (n, x) есть $\sigma_c \Gamma_x / \Gamma$. Вспомним, что полное эффективное сечение содержит добавочный член πR^2 , отвечающий дифракционному рассеянию, происходящему без образования промежуточного ядра. В интервале энергии нейтронов от 15 Мэв до 1 Мэв сечение σ_c остается сравнимым по величине с πR^2 . Эффективное сечение образования промежуточного ядра в этой области энергий (1—15 Мэв) записывают в виде $\xi \pi R^2$, где ξ — *вероятность прилипания*. При еще более низких энергиях σ_c начинает резко меняться с энергией и наблюдаются типичные резонансные явления (они обсуждаются ниже). При энергиях, значительно превышающих энергию нейтронов в котле (область 100—200 Мэв), σ_c становится меньше, чем πR^2 , так как вследствие частичной прозрачности ядер для частиц такой энергии часть этих частиц пролетает через ядро без взаимодействия и без образования промежуточного ядра.

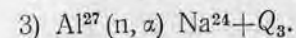
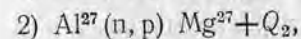
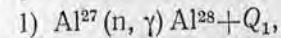
Ширины Γ_n , Γ_γ и т. д. достаточно хорошо известны в области нескольких $Mэв$, что позволяет делать полуколичественные предсказания эффективных сечений в этой области. Для тяжелых ядер при энергии возбуждения, равной энергии связи нейтрона, ширина для излучения γ -кванта Γ_γ равна примерно $0,1 \text{ эв}$ и медленно меняется с энергией. Для более легких ядер Γ_γ увеличивается, достигая примерно 5 эв при атомном весе 20 (см. фиг. 45). Ширина для испускания нейтрона Γ_n пропорциональна скорости испускаемого нейтрона¹⁾ (такая зависимость от v существует для всех частиц) и, кроме того, пропорциональна расстоянию между уровнями. Ширину Γ_n можно оценить достаточно хорошо, поскольку формула для плотности уровней, полученная из статистической модели (см. гл. IV, § 5), хорошо выражает зависимость расстояния между уровнями от атомного веса и энергии возбуждения и так как скорость испускаемых нейтронов можно вычислить из энергетического баланса реакции. В области атомных весов от 100 до 200 и энергий возбуждения, примерно равных энергии связи нейтрона, нейтронная ширина колеблется около значения $10^{-3}\sqrt{E}$, где E — энергия нейтрона в электрон-вольтах.

Ширина для испускания протона Γ_p или α -частицы Γ_α принимается равной ширине для испускания нейтрона той же скорости, умноженной на численный коэффициент, меньший единицы, учитывающий проницаемость потенциального барьера для протона или α -частицы. Метод вычисления проницаемости барьера рассматривается ниже (гл. IV, § 1); здесь достаточно заметить, что проницаемость равна вероятности (на одно столкновение) прохождения частицы через электростатический потенциальный барьер, который стремится удержать ее в ядре. Для нейтронов, конечно, нет электростатического потенциального барьера и проницаемость для них равна единице. Проницаемость для протонов и α -частиц становится чрезвычайно малой, когда потенциальный барьер значительно превышает энергию частицы. Другое затруднение при изучении реакций (n, p) и (n, α) возникает вследствие того, что эти реакции обычно *эндотермичны*, т. е. они не вызываются нейтронами с энергией ниже определенной *пороговой энергии*. Пороговые реакции будут подробно рассмотрены в гл. IV в связи с быстрыми нейтронами в котле, здесь же мы коротко опишем реакции на Al^{27} с целью показать, как проводится подсчет энергетического баланса ядерных реакций и, в частности, каков ход реакций (n, p) и (n, α) . Мы будем

¹⁾ Эта пропорциональность ширины и скорости имеет место при столкновениях, для которых $l=0$; для больших значений l входят дополнительные факторы (см. статью [16]). Более подробно этот материал освещен в книге [15]. — *Прим. авт.*

считать, что читателю известны такие элементарные принципы ядерных реакций, как законы сохранения заряда, энергии и момента [1, 2].

Из таблицы изотопов видно, что для Al^{27} кроме рассеяния возможны следующие реакции:



Здесь Q обозначает энергию, поглощенную или выделенную при реакции. Если Q положительно, то реакция *экзотермична* и может быть вызвана медленными нейтронами, если же Q отрицательно, то реакция *эндотермична* и для нее нужны быстрые нейтроны. Мы уже видели, что масса $Al^{27} + n$ больше массы Al^{28} и их разность соответствует энергии $7,7 Mэв$. Следовательно, Q_1 равно $+7,7 Mэв$. Аналогичные вычисления показывают, что масса $Al^{27} + n$ меньше массы $Mg^{27} + p$ и $Na^{24} + \alpha$, причем соответствующие энергии равны $2,03$ и $3,18 Mэв$, т. е. $Q_2 = -2,03 Mэв$ и $Q_3 = -3,18 Mэв$. Таким образом, реакции (2) и (3) эндотермичны, и чтобы они могли идти, налетающие нейтроны должны иметь кинетическую энергию $-Q_2$ или $-Q_3$. На самом деле *пороговая энергия* налетающего нейтрона (энергия, при которой реакция становится возможной) немного больше $-Q$ и равна $-Q(A+1)/A$, где A — атомный вес ядра мишени, так как часть энергии налетающего нейтрона ($-Q/A$) переходит в энергию поступательного движения промежуточного ядра. Таким образом, пороговые энергии реакций (2) и (3) равны соответственно $2,1$ и $3,3 Mэв$.

Для нейтронов с энергией $1 Mэв$ кроме рассеяния возможна только реакция (n, γ) , причем рассеяние гораздо вероятнее, так как $\Gamma_n \gg \Gamma_\gamma$ (наблюдаемые резонансные ширины дают для Γ_n значение в несколько тысяч электрон-вольт при A около 20, тогда как Γ_γ имеет величину порядка 5 эв). Реакции (n, p) и (n, α) начинают идти, когда энергия нейтронов достигает порогового значения, а затем $\sigma(n, p)$ и $\sigma(n, \alpha)$ медленно растут при постепенном увеличении проницаемости. Так как Q отрицательно, скорости испускаемых протонов и α -частиц всегда меньше, чем скорости испускаемых нейтронов. Отсюда следует, что Γ_n больше Γ_p и Γ_α и испускание нейтронов (т. е. рассеяние) является преобладающей реакцией. Из опыта известно, что при энергиях около $5 Mэв$ эффективные сечения на Al^{27} имеют приблизительно следующие значения:

$$\sigma(n, p) = 0,03 \text{ барн},$$

$$\sigma(n, \alpha) = 0,001 \text{ барн},$$

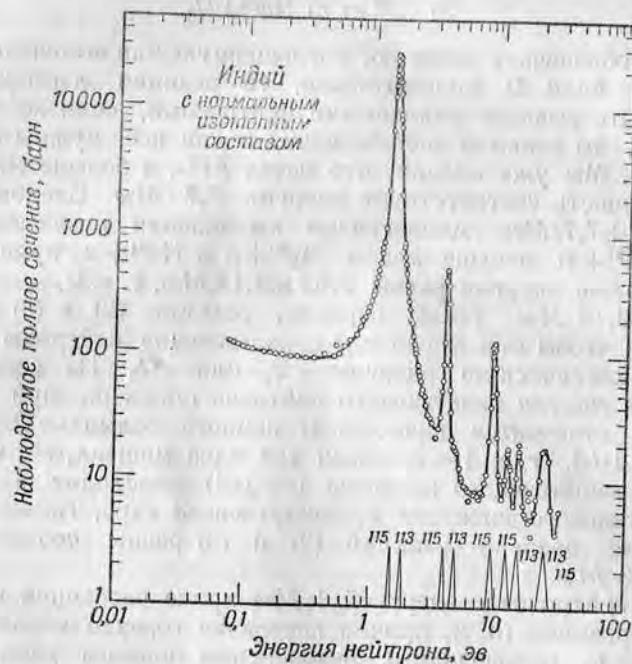
$$\sigma(n, \gamma) = 5 \cdot 10^{-5} \text{ барн},$$

$$\sigma(n, n) + \sigma(n, n') = 0,8 \text{ барн}.$$

Эти результаты согласуются со значениями, которых следовало ожидать на основании данных о ширине уровней, энергетических балансах и проницаемости потенциальных барьеров.

§ 7. Нейтронные резонансы

При уменьшении энергии нейтрона ниже 1 Мэв эффективное сечение начинает резко меняться в зависимости от энергии.



Фиг. 4. Полное эффективное сечение индия в функции от энергии нейтрона, измеренное Борстом и Сейлором [17].

При дальнейшем уменьшении энергии в ходе эффективного сечения могут быть выявлены острые пики, или *резонансы*. Типичное поведение эффективного сечения в этой области энергий показано на фиг. 4, где изображено полное эффективное сечение индия, измеренное Борстом и Сейлором [17] с помощью брукхавенского кристаллического спектрометра (см. гл. VI, § 4). При резонансной энергии сечение велико, так как кинетическая энергия нейтрона как раз достаточна для образования промежуточного ядра с энергией возбуждения, равной энергии одного из виртуальных состояний. Как мы видели, энергия

возбуждения промежуточного ядра равна сумме кинетической энергии нейтрона и энергии связи нейтрона в ядре мишени. Поведение сечения реакции (n, x) в области резонанса дается дисперсионной формулой Брейта — Вигнера

$$\sigma(n, x) = \pi \lambda^2 \frac{\Gamma_n \Gamma_x}{(E - E_0)^2 + (\Gamma/2)^2}, \quad (1.19)$$

которая почти полностью аналогична оптической дисперсионной формуле. Здесь $\lambda = \lambda/2\pi = h/mv$, E — энергия нейтрона, E_0 — энергия нейтрона при резонансе, а величины Γ уже определялись выше. Существует много теоретических работ, посвященных дисперсионной формуле, но наиболее полезной для экспериментаторов, повидимому, является работа Фешбаха, Пизли и Вайскопфа [16]. Формула Брейта — Вигнера, приведенная выше, соответствует одиночному резонансному уровню и поглощению нейтронов с $l=0$; эта формула не учитывает влияния удаленных резонансных уровней. В нее не включен также множитель порядка единицы, связанный со спином участвующих в реакции частиц, о котором будет говорить в гл. X, § 1. Формула для одного уровня с учетом всех множителей приведена в приложении I.

В той области энергий нейтронов (несколько электрон-вольт), где резонансы хорошо разрешимы, они связаны главным образом с захватом нейтронов, так как здесь Γ_γ больше Γ_n , а Γ_p и Γ_α меньше Γ_n за счет проницаемости барьера. Эффективное сечение достигает максимума при $E = E_0$ и, поскольку $\Gamma_\gamma = \Gamma$ (так как $\Gamma = \Gamma_\gamma + \Gamma_n$ и $\Gamma_\gamma \gg \Gamma_n$), получаем

$$\sigma_0(n, \gamma) = 4\pi \lambda^2 \frac{\Gamma_n}{\Gamma_\gamma}. \quad (1.20)$$

Этот простой результат показывает, что отношение нейтронной ширины к радиационной ширине непосредственно дается значением сечения в максимуме. Так, например, в случае резонанса при 1 эв с $\Gamma_n = 10^{-3}$ эв, $\Gamma_\gamma = 0,1$ эв и $\lambda^2 = 2,1 \cdot 10^{-19}$ см² максимальное эффективное сечение должно быть равно $2,6 \cdot 10^4$ барн. Эту оценку можно сравнить с результатами тщательного измерения резонанса в In^{115} при 1,44 эв. Величина Γ , определенная из ширины резонансной кривой (см. фиг. 4), равна 0,08 эв. Максимальное сечение равно приблизительно $3 \cdot 10^4$ барн. Тогда из формулы (1.20) $\Gamma_n = 1,3 \cdot 10^{-3}$ эв при 1,44 эв, или

$$\Gamma_n = \left(\frac{1}{1,44}\right)^{1/2} 1,3 \cdot 10^{-2} = 1,1 \cdot 10^{-3} \text{ эв при } 1 \text{ эв.}$$

Полученная таким образом нейтронная ширина, пересчитанная для сравнения к энергии 1 эв, хорошо согласуется с уже приводившимся значением 10^{-3} эв при 1 эв. Количественные результаты

этого примера несколько меняются при включении в формулу (1.20) некоторых второстепенных множителей, один из которых, например, учитывает момент количества движения. Обзор существующих экспериментальных данных по ширине и расположению нейтронных резонансов дан Вигнером [18].

Форму резонансной кривой, даваемой формулой Брейта — Вигнера, достаточно хорошо иллюстрирует резонанс, наблюдаемый в In^{115} при 1,44 эв (см. фиг. 4), несмотря на то, что присутствие других уровней указывает на нестрогость применения формулы для одного уровня. Исследование формулы показывает, что «полная ширина на половине высоты», т. е. интервал энергий между двумя точками, в которых сечение равно $\sigma_0/2$, точно равна полной ширине Γ . Таким образом, полная ширина, определяющая время жизни данного виртуального состояния промежуточного ядра, легко определяется из фактически наблюдаемой ширины резонанса эффективного сечения, если последний не искажен конечной разрешающей силой прибора. Эффективное сечение резонансного поглощения может намного превышать значения, наблюдаемые для индия. Например, $\sigma_0(p, \gamma)$ при энергиях тепловых нейтронов (0,025 эв) может достигать для специального случая, когда $\Gamma_\gamma = \Gamma_n$, максимальной величины $\pi\lambda^2$, или $26 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ ($26 \cdot 10^6 \text{ барн}$). Действительно, эффективное сечение на тепловых нейтронах для радиоактивного продукта деления урана Xe^{135} достигает огромной величины $3,5 \cdot 10^8 \text{ барн}$ [29] (в 2 млн. раз больше площади сечения ядра).

Если нейтронная ширина превышает ширину для испускания γ -лучей (это имеет место при больших энергиях нейтрона, особенно при малых A), то резонансная кривая будет иметь прежнюю форму, следующую из формулы (1.19), однако теперь над захватом будет преобладать резонансное рассеяние, происходящее с образованием промежуточного ядра ¹). Максимальное эффективное сечение рассеяния, имеющее место при $E = E_0$,

$$\sigma_0(p, p) = 4\pi\lambda^2. \quad (1.21)$$

В эту чрезвычайно простую формулу ширина не входит совсем. Ниже (гл. VI, § 2) мы увидим, каким образом резонансное рассеяние используется для выделения моноэнергетических нейтронов.

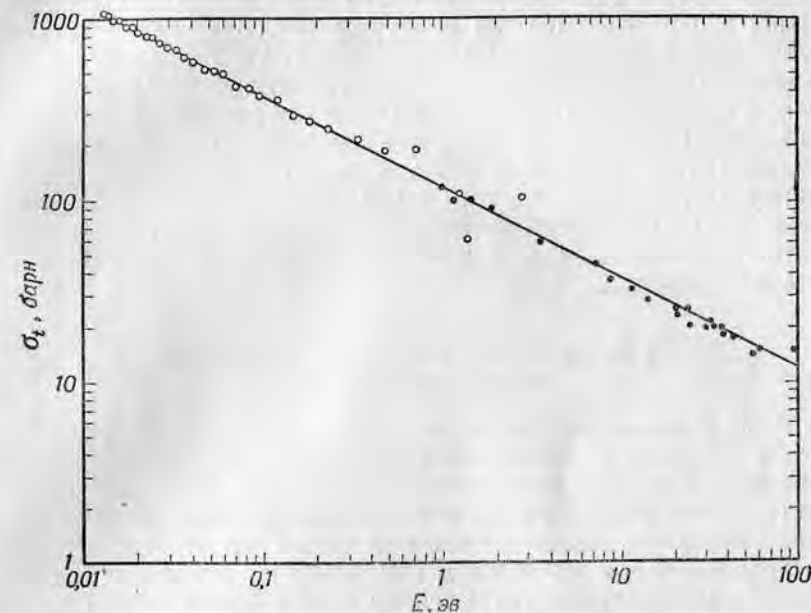
В области тепловых энергий нейтрона (около 0,02 эв) все величины в формуле Брейта — Вигнера можно считать постоянными (если в этой области энергий нет резонанса, присутствие

¹) Эффективное сечение вдали от резонанса имеет величину $4\pi R^2$ [см. формулу (1.13)]. При таком нерезонансном, или потенциальном, рассеянии не образуется промежуточных ядер, а происходит только рассеяние от «твердой сферы» (бесконечный потенциальный барьер при радиусе R). — Прим. авт.

которого мало вероятно) по сравнению с шириной Γ_n , которая пропорциональна скорости нейтрона, и λ , которая пропорциональна $1/v$. Формула для $\sigma(p, \gamma)$ в этом случае принимает вид

$$\sigma(p, \gamma) = \frac{\text{const}}{v}. \quad (1.22)$$

Этот «закон $1/v$ » для реакции (p, γ) справедлив всегда, когда энергия нейтрона мала по сравнению с E_0 или Γ . Закон выполняется также и в случае испускания частиц (протонов или



Фиг. 5. Полное эффективное сечение бора, состоящее из сечения реакции (p, α) , изменяющегося согласно закону $1/v$, и сечения рассеяния, которым при малых энергиях можно пренебречь [10].

Точками обозначены измерения пропускания, выполненные в Колумбийском университете (○) и в Лос-Аламосской лаборатории (●).

α -частиц), если ширина для испускания этих частиц не меняется с изменением скорости налетающего нейтрона. Тепловые нейтроны могут вызывать только экзотермические реакции, и для этих реакций (например, $\text{B}^{10}(p, \alpha)\text{Li}^7$, $\text{N}^{14}(p, p)\text{C}^{14}$ и $\text{He}^3(p, p)\text{H}^3$) всегда выполняется закон $1/v$, так как скорость испускаемых частиц практически не зависит от скорости налетающего нейтрона. Экспериментальные значения эффективного сечения для бора, нанесенные в логарифмическом масштабе в зависимости от энергии на фиг. 5, хорошо укладываются на прямую линию

с наклоном $-1/2$, отвечающую закону $1/v$. Точки соответствуют полному сечению, но рассеяние так мало по сравнению с реакцией (n, α) , что оно вызывает отклонение от закона $1/v$ только при больших энергиях.

При рассеянии тепловых нейтронов в случае, когда вблизи нет резонансов, множитель Γ_n входит дважды, так что зависимость от энергии, выражаемая множителем λ^2 , компенсируется, и эффективное сечение перестает зависеть от энергии. Другими словами, рассеяние в этом случае является потенциальным рассеянием с сечением $4\pi R^2$. Это постоянство ядерного рассеяния в области тепловых нейтронов наблюдается экспериментально, хотя оно несколько замаскировано интерференционными эффектами, возникающими из-за когерентного рассеяния нейтронов на различных ядрах (брэгговское рассеяние, описанное в гл. X). Однако существует еще особый тип рассеяния подтепловых («холодных») нейтронов, следующий закону $1/v$. Это неупругое рассеяние (см. гл. IX, § 5), при котором нейтроны получают энергию от колебаний решетки рассеивающего кристалла; в этом случае ширина после столкновения не зависит от начальной скорости.

§ 8. Принципы измерения нейтронных эффективных сечений

Хотя о методике измерений эффективных сечений будет подробно говориться ниже, некоторые общие принципы, лежащие в основе этих измерений, полезно обсудить сейчас. В зависимости от энергии нейтронов и от природы исследуемого материала методика измерения сечений может значительно меняться, но уравнения для вычисления эффективных сечений из экспериментальных данных остаются во всех случаях одни и те же. Мы опишем общие принципы и используемые уравнения, лишь слегка касаясь фактически применяемых сложных методов.

Число нейтронов, удаленных из проходящего через вещество (фиг. 6) пучка нейтронов, пропорционально полному эффективному сечению σ , независимо от того, происходит ли только рассеяние, или только поглощение нейтронов, или и то и другое вместе. В слое вещества толщиной dx , содержащем N ядер на 1 см^3 , из пучка удаляется доля нейтронного потока $d(nv)/nv$, равная, согласно формуле (1.7),

$$\frac{d(nv)}{nv} = -N\sigma dx.$$

Интегрирование этого уравнения дает

$$nv = (nv)_0 e^{-N\sigma x}, \quad (1.23)$$

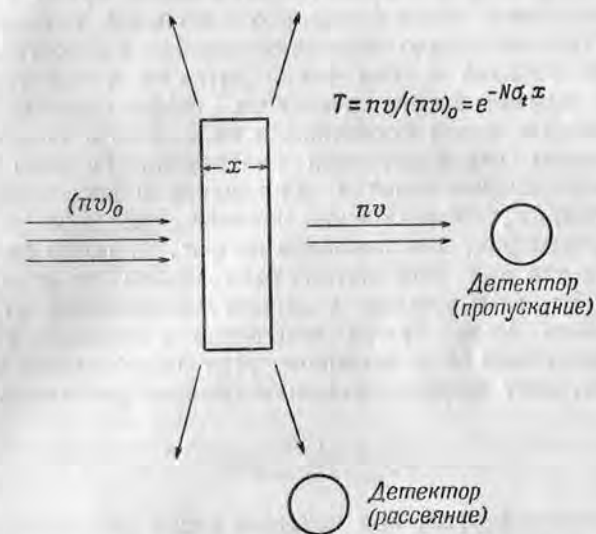
где $(nv)_0$ — падающий на вещество поток нейтронов и nv — поток нейтронов после прохождения расстояния x . Отношение потока в точке x к начальному потоку называется пропусканием для толщины x и равно, согласно формуле (1.23),

$$T = e^{-N\sigma x}.$$

Отсюда получаем

$$\sigma_t = \frac{\ln 1/T}{Nx}. \quad (1.24)$$

Измерения σ_t , использующие формулу (1.24), называются измерениями пропускания и производятся путем определения интенсивностей при помощи какого-либо детектора нейтронов до и



Фиг. 6. Схема опыта по измерению полного эффективного сечения или эффективного сечения рассеяния.

после введения в пучок образца, как изображено на фиг. 6. В этом случае пропускание просто равно интенсивности в присутствии образца, деленной на интенсивность без образца.

Если детектор нейтронов и образец видны друг от друга под малыми углами (условия «хорошей геометрии»), то наблюдаемое полное сечение включает сечения поглощения и рассеяния, так как каждое взаимодействие, будь то поглощение или рассеяние, предотвращает попадание нейтрона в детектор. При больших углах («плохая геометрия») часть рассеянных нейтронов

достигнет детектора и соответствующая часть эффективного сечения рассеяния не будет включена в наблюдаемое σ_e .

Уменьшение наблюдаемого рассеяния будет, конечно, более существенно для рассеяния на малые углы (как, например, для уже упоминавшегося дифракционного рассеяния), чем для изотропного рассеяния. Если скорости нейтронов распределены в некотором диапазоне и если, кроме того, сечение зависит от скорости, то пропускание будет различным для разных скоростей и связь между пропусканием и σ_e становится сложной. В этом случае распределение скоростей нейтронов меняется с толщиной образца (пучок становится более жестким, см. гл. IX, § 2), и при вычислении полного эффективного сечения следует учитывать это изменение распределения.

Определение полных эффективных сечений путем измерения пропускания может быть проведено с большой точностью, так как в этом случае важно только отношение скоростей счета в присутствии образца и без него. Здесь не требуется знания абсолютной эффективности детектора (эффективностью называется отношение числа сосчитанных нейтронов к общему числу всех прошедших через детектор нейтронов). Гораздо труднее измерить парциальные сечения поглощения и рассеяния, из которых состоит σ_e . Эффективное сечение рассеяния σ_s можно определить, измеряя, как показано на фиг. 6, поток рассеянных нейтронов, а так как этот поток распределен по всему телесному углу 4π , то в каждом заданном направлении его интенсивность очень мала. Поток нейтронов в единице телесного угла ω , измеренный при заданном угле относительно налетающего потока, дает дифференциальное сечение рассеяния

$$\frac{d\sigma_s}{d\omega} = \frac{nv}{(nv)_0 \Delta\omega N x}, \quad (1.25)$$

где $d\omega$ — телесный угол, под которым виден детектор¹⁾.

При измерениях дифференциального сечения рассеяния толщина образца x должна быть достаточно мала, чтобы вероятность рассеяния нейтрона в образце более чем один раз была мала. Формула для рассеяния (1.25), как видно из сравнения с формулами (1.23) и (1.24), содержит предположение о том, что x настолько мало, что уменьшение интенсивности пучка в образце пренебрежимо мало (T близко к единице). Рассеивается только малая часть нейтронов из пучка, и только $\Delta\omega/4\pi$ этой части (если рассеяние изотропно) попадает в детектор. Поэтому при

¹⁾ Формула (1.25) дает дифференциальное сечение рассеяния в лабораторной системе координат; формулы для перехода в систему центра инерции (гл. I, § 10) даны Шиффом [13].— *Прим. авт.*

измерениях сечения рассеяния регистрируемая интенсивность мала. Полное эффективное сечение рассеяния находится интегрированием дифференциального сечения по всему углу 4π . Если рассеяние изотропно, то полное сечение равно $4\pi d\sigma_s/d\omega$. Если скорость рассеянного нейтрона не равна скорости налетающего, то при определении дифференциального сечения необходимо учесть зависимость чувствительности детектора от скорости нейтрона. Вследствие отмеченных трудностей эффективные сечения рассеяния известны, в общем, гораздо хуже, чем полные эффективные сечения.

Эффективное сечение поглощения σ_a описывает процессы, в которых захваченный нейтрон не испускается (хотя иногда в процессы поглощения включают и неупругое рассеяние, при котором испускается нейтрон с меньшей энергией, чем налетающий). Основными процессами поглощения нейтрона являются реакции (n, γ) , (n, p) и (n, α) , уже рассмотренные нами ранее с теоретической точки зрения. Сечение поглощения может быть наиболее точно измерено при помощи какого-либо метода, чувствительного только к исчезновению свободного нейтрона, но не к его рассеянию. Одним из таких методов является метод колебаний в котле (см. гл. VII, § 6), в котором измеряется влияние исчезновения нейтронов на реактивность котла. В первом приближении рассеяние нейтронов не сказывается на их способности поддерживать цепную реакцию, так что изменение реактивности связано только с поглощением. Особо малые сечения поглощения, для которых метод колебаний в котле уже неприменим, можно определить, измеряя длину диффузии (см. ниже § 11) медленных нейтронов в изучаемом веществе. Хотя рассеяние влияет на длину диффузии, однако оно входит таким образом, что позволяет выделить эффект от поглощения. Именно таким способом были получены сечения поглощения для водорода, дейтерия, бериллия и углерода.

Вклад отдельных реакций в σ_a можно измерить, наблюдая получающиеся при реакции частицы, например протоны или α -частицы, или, если полученные ядра радиоактивны, измеряя их активность. Сечения, измеренные при помощи изучения радиоактивности получаемых ядер, называются сечениями активации $\sigma_{\text{акт.}}$, хотя активация может быть обусловлена реакциями (n, γ) , (n, p) , (n, α) или $(n, 2p)$. Таким образом, обозначение $\sigma_{\text{акт.}}$ указывает скорее на метод измерения эффективного сечения, чем на тип реакции. Измерения активации особенно существенны потому, что они были использованы при определении σ_a для многих изотопов, а также вследствие их важности для получения радиоизотопов. Основные соотношения, употребляемые при изучении активации радиоизотопов, приводятся в следующем параграфе.

В настоящем параграфе при обсуждении основных принципов измерения эффективных сечений в каждом случае рассматривались только прямые методы измерения. Как будет видно из дальнейшего, часто можно получить какое-либо сечение, например, $\sigma(p, \gamma)$, из других сечений (например, σ_p), которые можно измерить более точно. Это можно сделать с помощью вспомогательных опытов или привлекая теоретические соображения, чтобы доказать, что конкурирующими реакциями можно пренебречь. Часть эффективных сечений, приведенных в приложении III, была получена такими косвенными методами; в тексте, сопровождающем таблицу (см. приложение III), рассмотрено несколько примеров.

§ 9. Активация нейтронами

Основная формула активации нейтронами следует из формулы (1.7):

$$\text{Активация в 1 сек.} = \frac{dN'}{dt} = nv\sigma_{\text{акт.}}N_T, \quad (1.26)$$

где N_T — общее число атомов, находящихся в нейтронном потоке nv , а N' — число активированных атомов. Хотя под потоком в формуле (1.26) понимается количество нейтронов, пересекающих 1 см^2 в 1 сек., скорость активации dN'/dt зависит только от общего числа атомов N_T независимо от объема, в котором они распределены. До сих пор мы рассматривали только лучки нейтронов, но формула (1.26) справедлива также и для изотропных потоков (например, внутри котла). Характер потока внутри котла подробно рассматривается в гл. II, § 8. Если присутствуют нейтроны различных скоростей, то необходимо употреблять соответствующие средние величины потоков, о чем будет говориться ниже.

Количество активированных атомов спустя время t равно, конечно, $nv\sigma_{\text{акт.}}N_T t$, если можно пренебречь их распадом за это время; следовательно, активация линейно растет со временем. Если активированные атомы имеют достаточно большую величину постоянной радиоактивного распада λ , то распад уменьшает со временем скорость их образования. Количество активированных атомов N' будет возрастать до тех пор, пока скорость радиоактивного распада $N'\lambda$ не будет равна скорости их образования:

$$N'\lambda = nv\sigma_{\text{акт.}}N_T. \quad (1.27)$$

При дальнейшем облучении число активированных атомов остается постоянным. Если после достижения равновесия удалить образец из пучка нейтронов, то скорость распада образца, или величина его радиоактивности I , будет равна $nv\sigma_{\text{акт.}}N_T$.

Активность в равновесном состоянии называется *активностью при насыщении*.

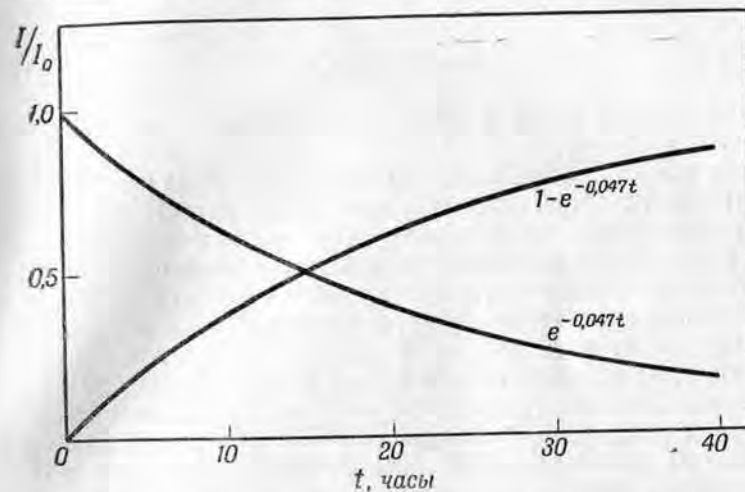
Скорость изменения числа активированных атомов (до того как достигнуто насыщение) дается уравнением

$$\frac{dN'}{dt} = nv\sigma_{\text{акт.}}N_T - N'\lambda; \quad (1.28)$$

количество активированных атомов N' или активность $I = N'\lambda$ получается интегрированием уравнения (1.28)

$$I = I_0(1 - e^{-\lambda t}); \quad (1.29)$$

где $I_0 = nv\sigma_{\text{акт.}}N_T$. Процесс образования типичного радиоизотопа Na^{24} путем облучения нейтронами изображен на фиг. 7. Период



Фиг. 7. Образование радиоактивного изотопа Na^{24} при облучении нейтронами и его радиоактивный распад.

полураспада Na^{24} равен 14,8 час., т. е. среднее время жизни равно $14,8/0,693 = 21,3$ час. и постоянная распада $\lambda = 1/21,3 = 0,047$ час.⁻¹. Из фиг. 7 видно, что 1/2 полной активности получается за время, равное одному периоду полураспада, 3/4 — за время, равное двум периодам полураспада, и т. д. и что в дальнейшем, после нескольких периодов полураспада, активность приближается к насыщению очень медленно.

Распад радиоизотопа, имеющего вначале активность I_0 , обычно протекает гораздо проще, чем при естественной радиоактивности, так как имеется мало случаев сложной связи между родительским и дочерним веществами. Если из радиоизотопа получается

устойчивое дочернее вещество, что обычно имеет место, то активность падает по закону

$$I = I_0 e^{-\lambda t}. \quad (1.30)$$

Примером может служить кривая для Na^{24} на фиг. 7. Комбинируя уравнения (1.29) и (1.30), можно получить следующее полезное соотношение, позволяющее вычислить активность насыщения для радиоизотопа, если облучение в потоке нейтронов продолжалось в течение времени t_1 , а активность I была измерена через время t_2 после окончания облучения:

$$I_{0, \text{нас.}} = \frac{I}{e^{-\lambda t_2} (1 - e^{-\lambda t_1})}. \quad (1.31)$$

Сечение активации весьма просто выражается через наблюдаемую активность и поток:

$$\sigma_{\text{акт.}} = \frac{I_{0, \text{нас.}}}{n \nu N t}. \quad (1.32)$$

Формулы (1.31) и (1.32) обычно используются при измерениях сечений активации.

В тех немногих случаях, когда из радиоизотопа получается радиоактивное дочернее вещество, приходится прибегать к решению дифференциальных уравнений¹⁾ для рассматриваемого частного случая. Когда периоды полураспада родительского и дочернего веществ заметно отличаются друг от друга, активностью одного из них можно пренебречь, и положение сильно упрощается. Например, если родительское вещество обладает очень малым периодом полураспада, то оно может быть изучено при помощи измерения долгоживущего дочернего вещества, при условии, что период полураспада последнего более удобен для измерений. Если же за долгоживущим родительским веществом следует быстрораспадающееся дочернее, то у системы будет период полураспада родительского вещества и удвоенная по сравнению с ним активность.

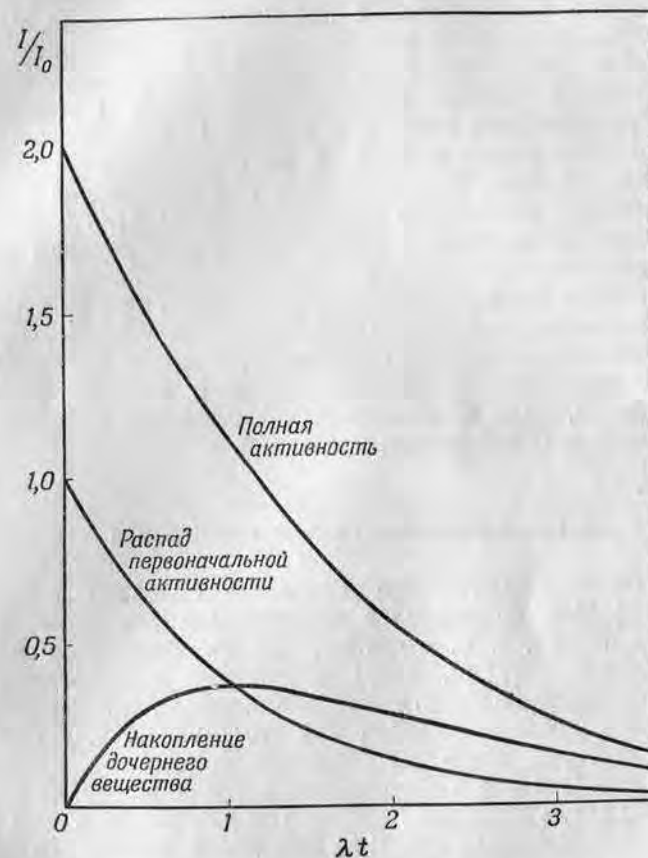
Интересный случай распада, когда родительское и дочернее вещества имеют одинаковые периоды полураспада и общие уравнения в их обычной форме неприменимы, показан на фиг. 8 для образца, облученного перед этим до насыщения. Уравнение кривой распада в этом случае имеет вид

$$I = I_0 (2 + \lambda t) e^{-\lambda t}, \quad (1.33)$$

где I_0 — активность родительского (или дочернего) вещества при насыщении. Уравнение (1.33) можно получить из простых физических соображений. Вначале активность равна удвоенной актив-

¹⁾ Общие уравнения рассматриваются в книгах [19, 2]. — Прим. авт.

ности родительского вещества, так как дочернее и родительское вещества присутствуют в одинаковых количествах. Поэтому распад присутствующих вначале родительского и дочернего веществ происходит по закону $2I_0 e^{-\lambda t}$. Активность возникающего при



Фиг. 8. Кривые распада родительской и дочерней активностей, имеющих одинаковые периоды полураспада, после облучения до насыщения.

Кривая, обозначенная «распад первоначальной активности», относится к родительскому или к дочернему веществу.

распаде родительского вещества и распадающегося в свою очередь дочернего вещества описывается формулой $I_0 \lambda t e^{-\lambda t}$. Кривая распада в первый момент времени соответствует периоду полураспада, равному удвоенному периоду полураспада родите-

ского (или дочернего) вещества, а затем период полураспада, соответствующий кривой распада, постепенно приближается к периоду полураспада родительского (или дочернего) вещества. Отношение активностей дочернего и родительского веществ неограниченно возрастает с течением времени по линейному закону, хотя их сумма уменьшается с периодом полураспада, близким к периоду полураспада родительского (или дочернего) вещества.

Хороший пример образования дочернего вещества с периодом полураспада, равным периоду полураспада родительского вещества, представляет Mo^{101} с периодом 15 мин., который распадается с образованием Tc^{101} , период полураспада которого также равен 15 мин. Тот факт, что кривая распада не имеет простой формы, соответствующей уравнению (1.30), привел в свое время к неопределенности в измеренном сечении активации Mo^{100} .

Экспериментальная методика, используемая как при измерении сечений активации, так и при производстве радиоизотопов, будет подробно описана в гл. VII. Простые уравнения, приведенные в настоящем параграфе, применимы ко всем реально встречающимся случаям, если пользоваться правильными средними значениями потоков и эффективных сечений.

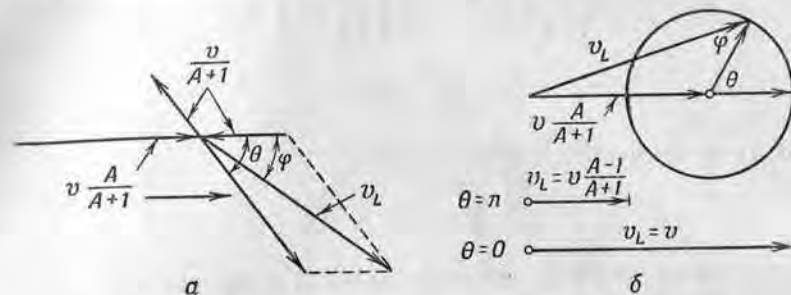
§ 10. Замедление быстрых нейтронов

Испускаемые при делении нейтроны обладают энергиями вплоть до 15 Мэв, но наиболее вероятна энергия около 1 Мэв. В тепловых котлах, т. е. в котлах, где большинство нейтронов имеет тепловые энергии, энергия нейтрона уменьшается при упругих столкновениях с атомами *замедлителя*, в качестве которого обычно используют графит или тяжелую воду. В процессе *замедления* нейтрон достигает тепловой энергии за время порядка 10^{-4} сек. Основную часть своего времени жизни до захвата или ухода из котла (порядка 10^{-3} сек.) он находится, таким образом, в области тепловых энергий. Это время жизни, определяемое в основном захватом нейтрона, не имеет никакого отношения к времени жизни свободного нейтрона (вне вещества), которое равно 5—15 мин. (см. § 2 этой главы).

Процесс замедления нейтронов в котле очень важен, поскольку от него зависит пространственное и энергетическое распределение нейтронов в промежуточной, или резонансной, области энергий. Хотя основные принципы замедления нейтронов совсем просты, полный расчет его наталкивается на большие математические трудности. При расчете нет нужды прибегать к квантовой механике, так как в этом случае достаточно точна классическая картина упругого столкновения. Мы изложим принципы

расчета и наиболее важные результаты для таких замедлителей, как графит или тяжелая вода, в которых поглощение мало¹⁾.

Предположим, что нейтроны испытывают упругие столкновения с атомами замедлителя и угловое распределение в системе центра инерции изотропно ($l=0$, т. е. *s*-рассеяние — см. § 4). При этих условиях одинаково вероятна потеря при столкновении любого количества энергии — вплоть до определенной максимальной энергии. Чтобы доказать это, рассмотрим столкновение нейтрона (атомный вес 1) со скоростью v с покоящимся атомом



Фиг. 9. Упругое столкновение нейтрона с ядром массы A . Скорости нейтрона в системе центра инерции и в лабораторной системе обозначены соответственно v и v_L .

замедлителя (атомный вес A). Центр инерции находится на расстоянии от атома замедлителя, равном $1/(A+1)$ расстояния между частицами. Следовательно, в системе центра инерции атом замедлителя приближается к неподвижному центру инерции со скоростью $v/(A+1)$, а нейтрон — со скоростью $vA/(A+1)$.

В системе центра инерции при упругом столкновении энергия частиц, конечно, не меняется, так что обе частицы разлетаются от центра инерции с прежними скоростями (см. фиг. 9,а), но отклонившись на угол θ . Скорость рассеянного нейтрона в «лабораторной системе» (система, в которой налетающий нейтрон имеет скорость v), обозначаемая через v_L , равна векторной сумме $vA/(A+1)$ и $-v/(A+1)$ (скорость центра инерции в лабораторной системе). Величина скорости v_L в зависимости от θ приведена на фиг. 9,б, где видно, что максимальное значение v_L равно v и получается при $\theta=0$ («скользящее» столкновение), а минимальное значение равно $v(A-1)/(A+1)$ и получается при

¹⁾ Настоящее изложение достаточно для понимания материала, заключенного в этой книге, но не освещает многие сложные вопросы теории замедления. Более подробное изложение теории замедления можно найти в работах [21—23]. — *Прим. авт.*

$\theta = 180^\circ$ (лобовое столкновение). Ясно, что максимальные и минимальные энергии нейтрона после столкновения в лабораторной системе координат равны E_0 и $E_0(A-1)^2/(A+1)^2$ соответственно, где E_0 — энергия налетающего нейтрона. Потеря энергии при упругом столкновении очень мала для больших A ; так, например, для $A = 200$ максимальная потеря составляет только 2%.

Очень легко показать, что после столкновения равновероятны все конечные энергии от $E_0(A-1)^2/(A+1)^2$ до E_0 . Применяя закон косинусов, получаем из фиг. 9, б

$$E \sim v_L^2 \sim \left(\frac{A}{A+1}\right)^2 v^2 + \left(\frac{1}{A+1}\right)^2 v^2 + 2Av^2 \frac{\cos \theta}{(A+1)^2}$$

и

$$-\frac{dE}{d\theta} \sim \sin \theta;$$

но из геометрических соображений

$$\frac{d\omega}{d\theta} \sim \sin \theta,$$

где ω — телесный угол, соответствующий углу рассеяния θ . Таким образом, получаем

$$\frac{dE}{d\omega} = \text{const},$$

и, поскольку нейтроны рассеиваются изотропно после столкновения, одинаково вероятны любые потери энергий, вплоть до максимальной. Итак, для n нейтронов (фиг. 10)

$$\frac{dn}{dE} = \frac{n}{E_0 \left[1 - \left(\frac{A-1}{A+1}\right)^2\right]} = \frac{n}{E_0} \frac{(A+1)^2}{4A}. \quad (1.34)$$

Распределение энергий нейтронов после одного столкновения приведено на фиг. 10. Средняя энергия, очевидно, равна $E_0(A^2+1)/(A+1)^2$, но средней энергией очень неудобно пользоваться после того, как произошло несколько столкновений, ибо большинство нейтронов имеют энергии, значительно меньшие, чем средняя. Среднее изменение $\ln E$ при одном столкновении не зависит от числа столкновений, и поэтому удобно использовать величину

$$\xi \equiv \ln \frac{E_0}{\bar{E}}.$$

Из формулы (1.34) получаем

$$\xi = 1 + \frac{(A-1)^2}{2A} \ln \left(\frac{A-1}{A+1}\right). \quad (1.35)$$

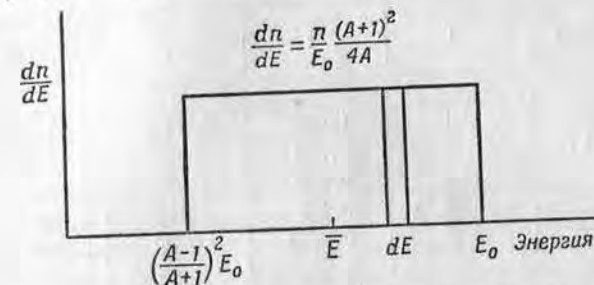
Для $A > 10$ с точностью до 1%

$$\xi \approx \frac{2}{A+2/3}.$$

Обозначим через E_j энергию нейтрона после j столкновений. Так как при каждом столкновении $\ln E$ уменьшается в среднем на ξ , то

$$\overline{\ln E_j} = \ln E_0 - j\xi. \quad (1.36)$$

Если мы примем [27], что $\overline{\ln E_j}$ равен $\ln \bar{E}_j$ (это является хорошим приближением, если в качестве \bar{E}_j брать не среднюю энергию, а среднее арифметическое минимальной и максимальной



Фиг. 10. Потеря энергии при упругом столкновении.

энергий), то из формулы (1.36) можно непосредственно определить число столкновений j , необходимое для того, чтобы первоначальная энергия нейтрона E_0 уменьшилась до любого заданного среднего значения \bar{E}_j :

$$j = \frac{\ln E_0 - \ln \bar{E}_j}{\xi}. \quad (1.37)$$

Значения ξ , вычисленные из формулы (1.35), а также значения j , полученные из формулы (1.37), для замедления нейтронов от начальной энергии 2 Мэв (средняя энергия нейтронов деления) до энергии $0,025 \text{ эв}$ (энергия теплового нейтрона) приведены для ряда веществ в табл. 1. Из данных этой таблицы видно, что для замедления нейтронов выгодно употреблять легкие вещества. Уменьшение $\overline{\ln E}$ на 1 см пути в замедлителе, равное

$$\xi \times (\text{число столкновений на 1 см}) = \xi N \sigma_s, \quad (1.38)$$

называется *замедляющей способностью*. При помощи этой величины, значения которой также приведены в табл. 1, можно более полно оценить качество замедлителя, чем пользуясь только одной величиной ξ .

Так как хороший замедлитель должен иметь малое сечение поглощения и большую замедляющую способность, то такие вещества, как бор, не могут служить в качестве замедлителя, а водород, обладающий наибольшей замедляющей способностью (см. табл. 1), менее эффективен, чем дейтерий, вследствие гораздо более слабого поглощения в последнем (считая, что оба используются в виде воды, как отмечено в последнем столбце табл. 1).

Таблица 1

ЗАМЕДЛЕНИЕ НЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 2 МэВ ДО ТЕПЛОВЫХ ЭНЕРГИЙ (0,025 эВ) В РАЗЛИЧНЫХ ВЕЩЕСТВАХ
Среднее число необходимых столкновений дается величиной j .

Вещество	A	ξ	j	$\xi N \sigma_s$
H	1	1,000	18	1,14 (H ₂ O)
D(H ²)	2	0,725	25	0,18 (D ₂ O)
Be	9	0,209	87	0,146
C	12	0,158	115	0,058
U	238	0,0084	2180	0,0038

Для обычного случая, когда поглощение в замедлителе ничтожно мало, легко получить распределение нейтронов по энергиям в процессе замедления. Предположим, что в большом объеме замедлителя получается q_0 нейтронов на 1 см³. Число нейтронов в 1 см³, замедлившихся ниже заданной энергии за 1 сек., называется *плотностью замедления* $q(E)$ и равно

$$q(E) = n(E) \Delta E v N \sigma_s, \quad (1.39)$$

где $n(E)$ — плотность нейтронов на единицу энергии. Действительно, $n(E) \Delta E$ равно количеству нейтронов в 1 см³, замедлившихся ниже энергии E за одно столкновение (ΔE обозначает потерю энергии при одном столкновении); умножая $n(E) \Delta E$ на число столкновений за 1 сек. для этой группы $v N \sigma_s$, получаем как раз $q(E)$. Так как ξ равно уменьшению величины $\ln E$ за одно столкновение, то $\Delta E = \xi E$ и формула (1.39) принимает вид

$$q(E) = n(E) E v \xi N \sigma_s.$$

Поскольку поглощение отсутствует, $q(E)$ должно быть равно q_0 и, следовательно,

$$q_0 = n(E) E v \xi N \sigma_s.$$

$$(nv)_E = \frac{q_0}{\xi N \sigma_s} \frac{1}{E},$$

$$(nv)_E dE = \frac{q_0}{\xi N \sigma_s} \frac{dE}{E}. \quad (1.40)$$

Отсюда видно, что поток замедляющихся нейтронов пропорционален dE/E . Именно этот «спектр dE/E » имеют в котле нейтроны промежуточной энергии, используемые в кристаллических монохроматорах и механических селекторах (см. гл. VI).

В случае конечного поглощения, чтобы учесть потерю нейтронов из-за наличия поглощения, необходимо интегрировать от начальной до конечной энергии, и уравнение (1.40) принимает вид (предполагается, что $\sigma_s \gg \sigma_a$, где σ_a — поглощение на атом замедлителя)

$$(nv)_E dE = \frac{q_0 dE}{\xi N \sigma_s E} \exp \left\{ -\frac{1}{\xi \sigma_s} \int_E^{E_0} \frac{\sigma_a dE}{E} \right\}. \quad (1.41)$$

Экспонента в уравнении (1.41) дает вероятность того, что нейтрон избежит поглощения при замедлении до энергии E ; ее называют «вероятностью избежать резонансного поглощения» и обозначают буквой p . Во всех наших вычислениях мы считаем, что σ_s не зависит от энергии; поскольку это предположение достаточно хорошо выполняется для большинства веществ, то нет необходимости усложнять наши результаты учетом этой зависимости.

Когда возникновение быстрых нейтронов происходит неравномерно по объему, необходимо рассматривать распределение замедляющихся нейтронов как по энергии, так и по объему. Поскольку эта задача значительно более трудная, мы не будем ее рассматривать подробно. В системе центра инерции рассеяние обычно изотропно, но в лабораторной системе оно происходит преимущественно вперед, так что во время замедления нейтроны уходят от источника дальше, чем в случае, когда рассеяние изотропно в лабораторной системе. Если φ — угол рассеяния в лабораторной системе координат, то на основании фиг. 9 получаем

$$\overline{\cos \varphi} = \frac{2}{3A}. \quad (1.42)$$

Отсюда видно, что при больших A $\overline{\cos \varphi}$ приближается к нулю — значению, которое должно получаться, если рассеяние изотропно в лабораторной системе координат.

Длиной свободного пробега λ , соответствующей задаче о вычислении пространственного распределения нейтронов, является *длина переноса* $\lambda_{пер.}$, которая равна среднему расстоянию,

проходимому частицей, прежде чем она рассеется на 90° (в лабораторной системе):

$$\lambda_{\text{пер.}} = \frac{\lambda}{1 - \cos\varphi} = \frac{1}{N\sigma_s(1 - \cos\varphi)} = \frac{1}{N\sigma_{\text{пер.}}}, \quad (1.43)$$

где

$$\sigma_{\text{пер.}} \equiv \sigma_s(1 - \cos\varphi). \quad (1.44)$$

В формуле (1.43) λ обозначает обычную длину свободного пробега, т. е. путь между двумя актами рассеяния, равную $1/N\sigma_s$. В предельном случае водорода $\lambda_{\text{пер.}} = 3\lambda$ и эффективное сечение переноса $\sigma_{\text{пер.}} = \sigma_s/3$, тогда как для больших A длина рассеяния и длина переноса мало отличаются друг от друга.

Точное вычисление сложно даже для простого случая точечного источника, испускающего в среду с ничтожным поглощением Q^1 моноэнергетических нейтронов (с энергией E_0) в 1 сек. Приближенное решение [21] в этом случае дает гауссовское распределение

$$q(x, y, z, E) = \frac{Q}{(4\pi\tau)^{3/2}} e^{-\frac{x^2 + y^2 + z^2}{4\tau}} = \frac{Q}{(4\pi\tau)^{3/2}} e^{-\frac{r^2}{4\tau}}. \quad (1.45)$$

Этот результат позволяет выражать плотность замедления q (определенную выше) при энергии E через параметр τ , зависящий от E_0 и E и называемый *возрастом*:

$$\tau \equiv \int_E^{E_0} \frac{\lambda_{\text{пер.}} \lambda}{3\xi} \frac{dE}{E} = \int_E^{E_0} \frac{\lambda_{\text{пер.}} v}{3} \frac{\lambda}{v} \frac{dE}{\xi E} = \int_{t_0}^t \frac{\lambda_{\text{пер.}} v}{3} dt. \quad (1.46)$$

Последнее равенство, где t_0 и t обозначают время начала и конца замедления, можно написать ввиду того, что λ/v есть время между двумя столкновениями, а ξE — потеря энергии на одно столкновение [формула (1.39)].

Поскольку $\frac{1}{3}\lambda_{\text{пер.}}v$ есть коэффициент диффузии D , используемый в следующем параграфе, то τ можно записать в виде

$$\tau = \int_{t_0}^t D dt, \quad (1.47)$$

что оправдывает название «возраст», несмотря на размерность квадрата длины. Точность совпадения формулы (1.45) с наблю-

¹⁾ Здесь Q обозначает общее число нейтронов, испускаемых источником в 1 сек., тогда как q — число нейтронов на 1 см^3 , замедляющихся в 1 сек. ниже энергии E . — Прим. авт.

даемыми на опыте распределениями замедляющихся нейтронов, а также методы измерения возраста рассматриваются в гл. IV, § 8. Интегрированием из (1.45) можно получить средний квадрат расстояния, на которое удаляется от источника нейтрон при замедлении до энергии E :

$$\overline{r^2} = 6\tau. \quad (1.48)$$

Если $\lambda_{\text{пер.}}$ считать постоянной, то этот результат совместно с уравнением (1.46) дает для среднего квадратичного расстояния величину

$$(\overline{r^2})^{1/2} = (6\tau)^{1/2} = (2\lambda_{\text{пер.}} \int_{t_0}^t v dt)^{1/2} = (2\lambda_{\text{пер.}} \lambda j)^{1/2}, \quad (1.49)$$

где j — число столкновений, необходимое для того, чтобы энергия нейтрона уменьшилась до значения E [j определяется формулой (1.37)].

§ 11. Диффузия нейтронов

Поведение нейтронов, достигших теплового равновесия с атомами замедлителя, при котором потеря энергии настолько же вероятна, как и ее приобретение, очень похоже на поведение атомов газа и хорошо описывается кинетической теорией. Таким образом, на каждую степень свободы при абсолютной температуре T приходится в среднем энергия $\frac{1}{2} kT$ (k — постоянная Больцмана, равная $1,38 \cdot 10^{-16}$ эрг/град), так что средняя кинетическая энергия поступательного движения равна $\frac{3}{2} kT$. Согласно распределению Максвелла энергии нейтронов должны располагаться вокруг средней величины $\frac{3}{2} kT$, которая при комнатной температуре равна $6,05 \cdot 10^{-14}$ эрг, или $0,038$ эв. Истинное распределение нейтронов будет подробно описано в гл. II, § 8, а пока мы будем для простоты считать, что все тепловые нейтроны имеют одну и ту же скорость v .

Кинетическая теория особенно применима тогда, когда до поглощения нейтроны испытывают достаточное для достижения равновесия количество столкновений. Другими словами, условием применимости кинетической теории является малость сечения поглощения σ_a по сравнению с сечением рассеяния σ_s . Это условие хорошо выполняется в таких веществах, как дейтерий, бериллий или углерод, и в них диффузия нейтронов происходит совершенно аналогично диффузии газа или тепла. Поэтому теория диффузии нейтронов в ее простейшей форме [21, 24] сводится к применению хорошо известных уравнений кинетической теории [25, 28] к случаю нейтронов.

Среднее расстояние, проходимое нейтроном между двумя последовательными столкновениями, называется *длиной свободного пробега для рассеяния* λ_s :

$$\lambda_s = \frac{1}{N\sigma_s}; \quad (1.50)$$

средний путь, проходимый до рассеяния на 90° , называется *длиной переноса* $\lambda_{\text{пер}}$. [см. формулу (1.43)]:

$$\lambda_{\text{пер}} = \frac{1}{N\sigma_s(1-\cos\varphi)}. \quad (1.51)$$

Среднее расстояние, проходимое нейтроном до того, как он будет поглощен, называется *длиной свободного пробега для поглощения* Λ :

$$\Lambda = \frac{1}{N\sigma_a}. \quad (1.52)$$

Произведение $N\sigma$, называемое иногда *макроскопическим* эффективным сечением (рассеяния, поглощения или переноса), равно суммарному сечению (рассеяния, поглощения или переноса — в зависимости от рассматриваемого случая) всех ядер, находящихся в объеме 1 см^3 .

Когда распределение диффундирующих нейтронов достигает равновесия, т. е. когда плотность нейтронов в каждой точке перестает зависеть от времени, должно выполняться следующее *уравнение непрерывности* (диффузионное уравнение):

$$\frac{\lambda_{\text{пер}} \cdot v}{3} \nabla^2 n(x, y, z) - \frac{v}{\Lambda} n(x, y, z) + q(x, y, z) = \frac{\partial n}{\partial t} = 0. \quad (1.53)$$

В этом уравнении q — количество нейтронов, образующихся в точке x, y, z за 1 сек. на 1 см^3 , и $\nabla^2 n$ — лапласиан (в декартовых координатах $\nabla^2 n = \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 n}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 n}{\partial z^2}$). Первый член в уравнении описывает изменение плотности нейтронов в точке x, y, z вследствие их диффузии:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D \nabla^2 n,$$

где коэффициент диффузии D определяется обычной формулой кинетической теории

$$D = \frac{\lambda_{\text{пер}} \cdot v}{3}. \quad (1.54)$$

Второй член пропорционален уменьшению плотности нейтронов, вызываемому поглощением:

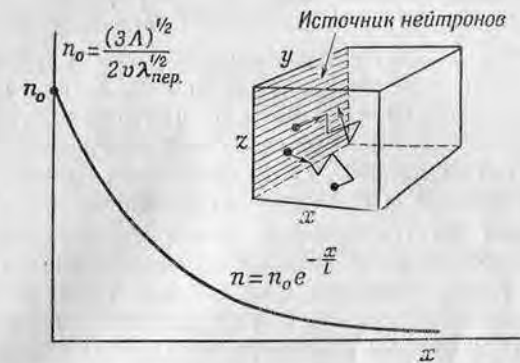
$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{nv}{\Lambda},$$

так как nv равно пути, проходимому n нейтронами за 1 сек., а $1/\Lambda$ есть вероятность поглощения на 1 см пути. Последний член уравнения описывает увеличение плотности нейтронов, обусловленное их возникновением, — обычно за счет замедления быстрых нейтронов в элементарном объеме (в этом случае q совпадает с плотностью замедления, о которой уже говорилось выше).

Деля на $\lambda v/3$, получаем уравнение непрерывности в обычной форме:

$$\nabla^2 n - \frac{3}{\lambda_{\text{пер}} \Lambda} n + \frac{3q}{\lambda_{\text{пер}} v} = 0. \quad (1.55)$$

Уравнение (1.55) совершенно аналогично основному дифференциальному уравнению теплопроводности, и многие хорошо из-



Фиг. 11. Диффузия нейтронов из бесконечного плоского источника.

вестные решения последнего могут быть непосредственно применены к задаче о диффузии нейтронов. Мы рассмотрим несколько простых случаев, которые особенно часто встречаются при рассмотрении нейтронов в котле.

Бесконечный плоский источник. Этот случай, изображенный на фиг. 11, приблизительно соответствует диффузии нейтронов в отражателе, окружающий котел, или в тепловую колонну, которая используется в качестве источника тепловых нейтронов. Бесконечная плоскость yz испускает Q нейтронов с 1 см^2 за 1 сек., которые диффундируют в направлении x (среда, в которой происходит диффузия, предполагается бесконечной в направлении положительных x). Поскольку плотность нейтронов не зависит от координат y и z , лапласиан сводится к

$$\nabla^2 n = \frac{d^2 n}{dx^2},$$

и уравнение непрерывности для $x > 0$ приобретает вид

$$\frac{d^2n}{dx^2} = \frac{3}{\lambda_{\text{пер.}\Lambda}} n,$$

так как $q=0$ всюду в среде, кроме плоскости $x=0$. Очевидным решением этого уравнения является экспонента, и после подстановки граничных условий при $x=0$ ($D \frac{dn}{dx} = \frac{Q}{2}$) и при $x=\infty$ ($n=0$) решение принимает окончательный вид

$$n(x) = \frac{3L}{2v\lambda_{\text{пер.}}} Q e^{-x/L} = n_0 e^{-x/L}, \quad (1.56)$$

где

$$L \equiv \left(\frac{\lambda_{\text{пер.}\Lambda}}{3} \right)^{1/2} = \left(\frac{1}{3N^2\sigma_{\text{пер.}\sigma_a}} \right)^{1/2}. \quad (1.57)$$

Величина L , или *длина диффузии*, равна, как следует из формулы (1.56), среднему расстоянию (по прямой), проходимому нейтроном от плоскости $x=0$ до его поглощения. Из формулы (1.57) видно, что в терминах микроскопических постоянных L является средним геометрическим длин свободного пробега для переноса и поглощения, деленным на $\sqrt{3}$. Полный пробег нейтрона до поглощения равен Λ , но расстояние по прямой от плоскости $x=0$, которое он при этом проходит, меньше в $(3\Lambda/\lambda_{\text{пер.}})^{1/2}$ раз. Рассмотренная здесь простая теория диффузии применима только при условии, что $\Lambda \gg \lambda_{\text{пер.}}$. Значения L для некоторых важных веществ, обладающих малым поглощением, вместе с соответствующими сечениями приведены в табл. 13 в связи с подробным описанием измерений длины диффузии.

Точечный источник. Если Q тепловых нейтронов испускается за 1 сек. из точечного источника, то плотность нейтронов будет функцией только расстояния от источника r . Лапласиан для случая сферической симметрии имеет вид¹⁾

$$\nabla^2 n(r) = \frac{\partial^2 n}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial n}{\partial r}. \quad (1.58)$$

Вводя новую переменную $F = nr$, получаем

$$\frac{\partial^2 F}{\partial r^2} = r \frac{\partial^2 n}{\partial r^2} + 2 \frac{\partial n}{\partial r},$$

и диффузионное уравнение (1.55) принимает вид

$$\frac{1}{r} \frac{\partial^2 F}{\partial r^2} = \frac{F}{r} \frac{1}{L^2}.$$

¹⁾ Выражение для лапласиана в различных системах координат приведено в книге [26]. — *Прим. авт.*

Решением его является

$$F = F_0 e^{-r/L},$$

или

$$n = n_0 \frac{1}{r} e^{-r/L}. \quad (1.59)$$

Предельное значение n при стремлении r к нулю, т. е. n_0 , можно выразить через мощность источника Q :

$$n_0 = \frac{3Q}{4\pi v \lambda_{\text{пер.}}}. \quad (1.60)$$

Средний квадрат расстояния, проходимого нейтронами от источника до места поглощения, равен

$$\bar{r}^2 = \frac{\int_0^\infty r^2 n(r) r^2 dr}{\int_0^\infty n(r) r^2 dr} = 6L^2. \quad (1.61)$$

Мы предполагали в этих примерах особенно простое распределение источников тепловых нейтронов. На самом деле источники тепловых нейтронов определяются плотностью замедления q , распределение которой дается теорией замедления, как, например, распределение, выражаемое формулой (1.45). Распределение тепловых нейтронов следует вычислять из уравнения (1.55), в котором $q(x, y, z)$ — распределение плотности замедления. Однако во многих практических случаях, например таких, как тепловая колонна, которая будет рассмотрена в гл. II, § 8, q падает до нуля вблизи границы среды и на больших расстояниях следует рассматривать только диффузию тепловых нейтронов. Задачи теории диффузии, включающие поглощение нейтронов, например уменьшение потока, вызываемое сильно поглощающей фольгой (см. гл. III, § 3), решаются при помощи добавления отрицательного члена, описывающего «источник» нейтронов, имеющий форму поглотителя и мощность, равную скорости поглощения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Pollard E., Davidson W. L., Applied Nuclear Physics, New York, 1951 (есть русский перевод: Е. Поллард и В. Дэвидсон, Прикладная ядерная физика, М., 1952).
2. Halliday D., Introductory Nuclear Physics, New York, 1950.
3. Anderson H. L., Feld B. T., Rev. Sci. Instr., 18, 186 (1947).

4. Alvarez L. W., Phys. Rev., 54, 609 (1938).
5. Li, Whaling W., Fowler, Lauritsen, Phys. Rev., 83, 512 (1951).
6. Richtmeyer F. K., Kennard E. H., Introduction to Modern Physics, New York, 1947.
7. Heitler W., Elementary Wave Mechanics, Oxford, 1944 (есть русский перевод: В. Гайтлер, Элементарная квантовая механика, М., 1948).
8. Snell, Pleasonton, McCord, Phys. Rev., 78, 310 (1950).
9. Robson J. M., Phys. Rev., 83, 349 (1951).
10. Neutron Cross Sections, AECU 2040 (Office of Technical Services, Dept. of Commerce, Washington 25, D. C., 1952).
11. Feshbach H., Weisskopf V. F., Phys. Rev., 76, 1550 (1949).
12. Mott N. F., Massey H. S. W., The Theory of Atomic Collisions, Oxford, 1949 (есть русский перевод: Н. Мотт и Г. Мессси, Теория атомных столкновений, М., 1951).
13. Schiff L. I., Quantum Mechanics, New York, 1949.
14. Bethe H. A., Rev. Mod. Phys., 9, 71 (1937) (есть русский перевод: Г. Бете, Физика ядра, ч. II, М., 1948).
15. Blatt J. M., Weisskopf V. F., Theoretical Nuclear Physics, New York, 1952.
16. Feshbach H., Peaslee, Weisskopf V. F., Phys. Rev., 71, 145 (1947).
17. Sailor V. L., Borst L. B., Phys. Rev., 87, 161 (1952).
18. Wigner E., Am. Journ. Phys., 17, 99 (1949).
19. Rutherford E., Chadwick J., Ellis C. D., Radiation from Radioactive Substances, Cambridge, 1930.
20. Bitter E., Nuclear Physics, Cambridge, Mass., 1950.
21. Soodak H., Campbell E. C., Elementary Pile Theory, New York, 1950 [есть русский перевод: Судак и Кэмпбел, Элементарная теория котла, Успехи физич. наук, 42, 93 (1950)].
22. Marshak R. E., Rev. Mod. Phys., 19, 185 (1947).
23. Fermi E., On the Motion of Neutrons in Hydrogenous Substances, AEC document, NP2385 (translation of a 1936 article in Ricerca Scientifica).
24. Introduction to Pile Theory, Cambridge, Mass., 1952, ch. III ¹⁾.
25. Loeb L., Kinetic Theory of Gases, New York, 1934, ch. II, III, IV, VI.
26. Stratton J. A., Electromagnetic Theory, New York, 1941, p. 51 (есть русский перевод: Дж. А. Стреттон, Теория электромагнетизма, М., 1948).
27. Fermi E., Nuclear Physics, Chicago, 1950, p. 182 (есть русский перевод: Э. Ферми, Ядерная физика, М., 1951).
28. Kennard E. H., Kinetic Theory of Gases, New York, 1938, Ch. 1—5.
29. Physics Today, May, 1952, p. 32; Nucleonics, 10, № 5, 64 (1952); Canad. Journ. Phys., 29, 203 (1952). (Технические данные, рассекреченные ведомствами по атомной энергии Канады, Великобритании и США 1 апреля 1952 г.)

¹⁾ Цитируемая книга является вторым стереотипным изданием книги. Science and Engineering of Nuclear Power, vol. I, которая была выпущена в русском переводе («Научные и технические основы ядерной энергетики», т. I, М., 1948).—Прим. ред.

Глава II

КОТЕЛ КАК ИСТОЧНИК НЕЙТРОНОВ

§ 1. Деление

В 1939 г. Хан и Штрассман обнаружили, что ядро урана, поглотившее нейтрон, может расщепиться на два осколка примерно равной массы, обладающих очень большой кинетической энергией. Этот процесс, называемый *делением* урана, сильно отличается от реакций, рассмотренных в гл. I. В реакциях (n, p) и (n, α) испускается частица малой массы (протон или α -частица) с умеренной энергией (несколько *Мэв*), так что масса и заряд конечного ядра близки к массе и заряду начального ядра. При делении же осколки имеют массу и заряд, примерно равные половине массы и заряда ядра урана, и выделяющаяся при этом кинетическая энергия составляет около 200 *Мэв*.

Однако указанное выше различие между делением и рассмотренными ранее реакциями является только количественным, и к делению можно применить как концепцию промежуточного состояния, так и методы вычисления, применяемые для реакций с легкими частицами. Например, большой выход энергии при делении может быть вычислен из сравнения массы системы ядро U^{235} плюс нейтрон с суммарной массой осколков деления.

Массы тяжелых ядер пока измерены с небольшой точностью, поэтому значения массы приходится вычислять из полуэмпирической формулы. Размерность каждого члена этой формулы получена на основании теоретической модели жидкой капли для ядра, а численные коэффициенты вычислены по нескольким точно измеренным массам¹⁾.

Для вычисления выхода энергии при делении предположим, что ядро U^{235} поглощает медленный нейтрон и затем расщепляется

¹⁾ Мы используем формулу для массы с коэффициентами, данными Ферми [1]:

$$M(A, Z) = 1,01464A + 0,014A^2 - 0,041905ZA + \frac{0,041905}{ZA}(Z - Z_A)^2 + \lambda \frac{0,036}{A^{3/4}},$$

где

$$Z_A = \frac{A}{1,980670 + 0,0149624A^{2/3}}$$

и

$$\lambda = \begin{cases} +1 & \text{для } A \text{ четных и } Z \text{ нечетных,} \\ -1 & \text{для } A \text{ четных и } Z \text{ четных,} \\ 0 & \text{для } A \text{ нечетных.} \end{cases}$$

Численные значения M для широкого диапазона значений A и Z были вычислены по этой формуле Метрополисом и Рейтвизнером [31].—Прим. авт.

на ${}_{57}\text{La}^{148}$ и ${}_{35}\text{Br}^{88}$ — частный случай распределения зарядов (57—35), очень вероятный при делении. Тогда формула для массы дает

Масса U^{235}	235,11240	Масса La^{148}	147,98930
Масса нейтрона	1,00898	Масса Br^{88}	87,96128
	<u>Всего 236,12138</u>		<u>Всего 235,95058</u>
Разность масс	0,17080 атомной единицы массы.		
Энергия	0,17080 · 931 = 159 Мэв.		

Таким образом, деление является в высшей степени экзотермической реакцией, поскольку после поглощения нейтрона с нулевой кинетической энергией выделяется энергия 159 Мэв.

Большой избыток массы U^{235} по сравнению с массой осколков деления, естественно, вызывает вопрос: почему U^{235} не делится самопроизвольно, без поглощения нейтрона? Легко вычислить избыток энергии U^{235} по сравнению с двумя осколками деления La^{148} и Br^{87} , на которые может расщепиться ядро U^{235} . Пользуясь значениями масс, полученными из приведенной выше полуэмпирической формулы, находим

Масса U^{235}	235,11240	Масса La^{148}	147,98930
		Масса Br^{87}	86,95722
		<u>Всего</u>	<u>234,94652</u>
Разность масс	0,16588 атомной единицы массы.		
Энергия	0,16588 · 931 = 154 Мэв.		

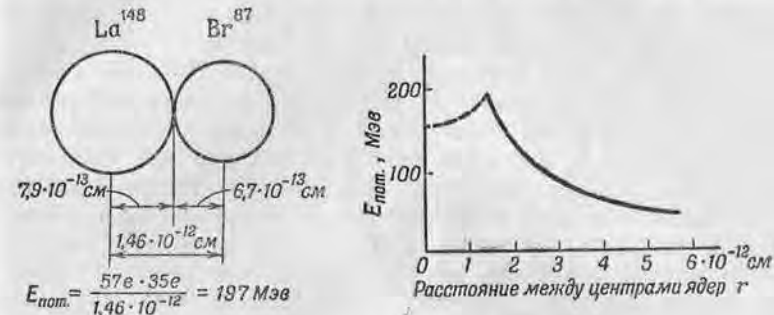
Таким образом, расщепление U^{235} на два осколка с выделением энергии 154 Мэв возможно даже без поглощения нейтрона. Такое спонтанное деление действительно происходит¹⁾, но так медленно, что почти не влияет на стабильность урана; например, ядро U^{235} , если бы оно не было α -активным, существовало бы в среднем $3 \cdot 10^{17}$ лет до своего распада путем спонтанного деления. Исключительно малая вероятность спонтанного деления обусловлена наличием потенциального барьера, который должны преодолеть осколки при удалении друг от друга. Этот барьер аналогичен барьеру, действующему на α -частицу в реакции (α, α) . Обзор теоретических и экспериментальных результатов по спонтанному делению ряда тяжелых изотопов дан Сегре [2].

Действие потенциального барьера наиболее легко выяснить, представив себе обратный процесс — соединение осколков деления в ядро урана. Для сближения двух осколков деления, находившихся вначале в покое на большом расстоянии друг от друга, необходимо произвести работу против сил электростатического отталкивания, и при «соприкосновении» они будут обладать определенным количеством потенциальной энергии. Когда

¹⁾ Явление спонтанного деления урана открыто советскими учеными Г. Н. Флеровым и К. А. Петряком в 1940 г. [Phys. Rev., 58, 89 (1940); Journ. Phys. USSR, 3, 275 (1940); ДАН СССР, 58, 500 (1940)]. — Прим. ред.

осколки соединяются (фиг. 12), их потенциальная энергия уменьшается за счет энергии связи ядра, как это показано пунктирной частью кривой потенциальной энергии.

Вычислим потенциальную энергию при соприкосновении для рассматриваемого случая ядер La^{148} и Br^{87} . Из формулы (1.8) находим радиусы осколков. Они равны $7,9 \cdot 10^{-13}$ и $6,7 \cdot 10^{-13}$ см соответственно. При соприкосновении осколков, как показано



Ф и г. 12. Зависимость потенциальной энергии двух осколков деления от расстояния между их центрами и расположение осколков при соприкосновении, когда потенциальная энергия равна 197 Мэв.

на фиг. 12, их центры находятся друг от друга на расстоянии $1,46 \cdot 10^{-12}$ см. Потенциальная энергия при этом равна

$$\frac{57e \cdot 35e}{1,46 \cdot 10^{-12} \text{ см}} = 3,15 \cdot 10^{-4} \text{ эрг} = 197 \text{ Мэв} \quad (2.1)$$

$$(e = 4,80 \cdot 10^{-10} \text{ ед. CGSE и } 1 \text{ эв} = 1,60 \cdot 10^{-12} \text{ эрг}).$$

Для того чтобы деление происходило с заметной вероятностью, выделяющаяся энергия должна быть по крайней мере такой же, как потенциальная энергия осколков при соприкосновении, так как после разделения они будут обладать по меньшей мере этим количеством кинетической энергии. В нашем примере, как мы видим, выделяющаяся энергия меньше потенциальной энергии при соприкосновении на $197 - 154 = 43$ Мэв, так что разделяющиеся осколки не могут «перескочить» через потенциальный барьер.

Тот факт, что спонтанное деление все же происходит, объясняется квантовомеханической проницаемостью потенциального барьера (см. гл. IV, § 1), которая позволяет частицам проникать с малой вероятностью через потенциальный барьер, если их энергия меньше высоты барьера. Эта малая вероятность приводит к исключительной стабильности урана по отношению к спонтанному делению: среднее время жизни U^{235} , как мы только

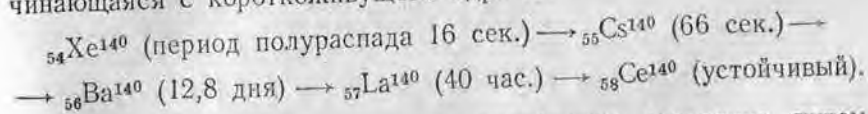
что видели, равно $3 \cdot 10^{17}$ лет. Однако, когда ядро U^{235} поглощает тепловой нейтрон, энергия связи нейтрона повышает общую энергию настолько, что осколки легко разделяются. Наше вычисление, использующее формулу для масс, дает выход энергии 159 Мэв при делении U^{235} на медленных нейтронах и, следовательно, приводит к выводу, что деление не должно происходить. Однако в действительности выход энергии больше (около 200 Мэв), так как формула не учитывает отклонения в значениях масс отдельных ядер (ядра с «магическим» числом протонов или нейтронов имеют аномально малую массу).

С первого взгляда кажется удивительным близкое совпадение вычисленного из ядерных масс выхода энергии при делении U^{235} на медленных нейтронах и величины потенциальной энергии осколков при соприкосновении. Однако при более глубоком рассмотрении совпадение оказывается менее удивительным. Проводя вычисления выхода энергии при делении и потенциальной энергии осколков при соприкосновении для ядер меньшей массы, чем уран, мы обнаружим, что энергия возбуждения после захвата нейтрона недостаточна для разделения осколков путем перехода через вершину потенциального барьера. Таким образом, деление ядер, значительно более легких, чем уран, не будет происходить вследствие малого выхода энергии. С другой стороны, то же вычисление для ядер, более тяжелых, чем уран, показывает, что даже для деления без поглощения нейтрона выход энергии больше потенциальной энергии осколков при соприкосновении. Другими словами, такие тяжелые ядра не могут существовать, так как они самопроизвольно распадаются. Делятся только самые тяжелые ядра, поскольку ядра с еще большей массой не могут существовать, а выход энергии в более легких ядрах недостаточен для деления. В таком случае следует ожидать именно того, что было обнаружено: выход энергии при делении наиболее тяжелых из существующих элементов должен быть примерно такой же, как потенциальная энергия осколков при соприкосновении.

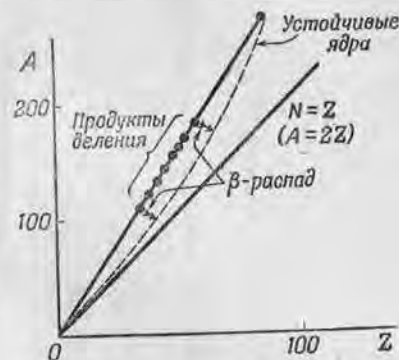
Выход энергии при делении тяжелых элементов несколько меняется от изотопа к изотопу, так как масса ядра зависит от четности или нечетности числа нейтронов и протонов. Ядро, содержащее четное число нейтронов и четное число протонов, имеет меньшую массу, чем ядро с нечетным числом нейтронов или протонов. Энергия связи нейтрона будет наибольшей, если нейтрон поглощается ядром с нечетным A и четным Z (например, ${}_{92}U^{235}$), так как при этом образуется четно-четное ядро и разность масс между исходным и промежуточным ядрами наиболее велика. Различие в энергиях связи, обусловленное четностью или нечетностью числа протонов и нейтронов в ядре, приводит к тому, что, как это видно из таблицы эффективных сечений

(см. приложение III), ядра ${}_{92}U^{235}$, ${}_{92}U^{238}$ и ${}_{94}Pu^{239}$ могут делиться в результате поглощения медленного нейтрона, а ядра ${}_{90}Th^{232}$, ${}_{92}U^{238}$ и ${}_{93}Np^{237}$ не могут.

В тяжелых элементах отношение числа нейтронов к числу протонов значительно больше, чем в легких элементах, вследствие чего осколки деления, например La^{148} и Bg^{88} , содержат больше нейтронов, чем соответствующие устойчивые изотопы La^{139} и Bg^{81} . Избыток нейтронов так велик, что некоторые нейтроны испускаются из осколков деления немедленно, пока осколки еще не разлетелись далеко друг от друга. Эти нейтроны называются *нейтронами деления*, или мгновенными, в отличие от запаздывающих нейтронов, о которых будет говорить ниже. На каждое деление U^{235} в среднем испускается 2,5 мгновенных нейтронов. После испускания нейтронов деления осколки, испустившие в среднем только 1,25 нейтрона каждый, еще далеки от устойчивости, хотя их энергии недостаточны для дальнейшего испускания нейтронов. Осколки переходят в устойчивые ядра путем β -распада, причем каждый осколок деления испускает три или четыре β -частицы, пока не достигнет устойчивого состояния. Примером такой цепочки распада может служить цепочка, начинающаяся с короткоживущего ядра He^{140} :

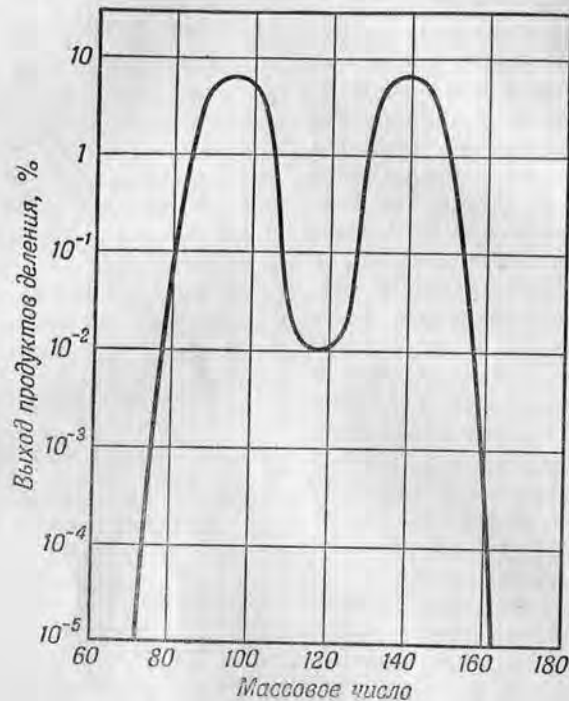


Переход осколков деления в устойчивое состояние путем β -распада и избыток нейтронов в них иллюстрируются фиг. 13, на которой показана зависимость A от N (числа нейтронов) и Z для устойчивых ядер и осколков деления. Легкие ядра имеют N , равное Z , но с увеличением атомного веса N растет быстрее, чем Z . На прямой, проведенной из точки, соответствующей U^{235} , в начало координат, расположены точки, представляющие осколки, образующиеся при делении U^{235} (при условии, что отношение N/Z одинаково для обоих осколков). Отношение N/Z для осколков больше, чем для устойчивых ядер, так что осколки испускают несколько β -частиц для достижения устойчивости, как



Фиг. 13. Диаграмма устойчивых ядер (пунктирная линия) и приближение продуктов деления к устойчивому состоянию путем β -распада.

показано стрелками на фиг. 13. Насчитывается около 200 *продуктов деления*, т. е. получающихся при делении ядер, как радиоактивных, так и устойчивых. Большинство продуктов деления радиоактивно с периодами полураспада, лежащими в широких пределах от совсем коротких, не поддающихся измерению,

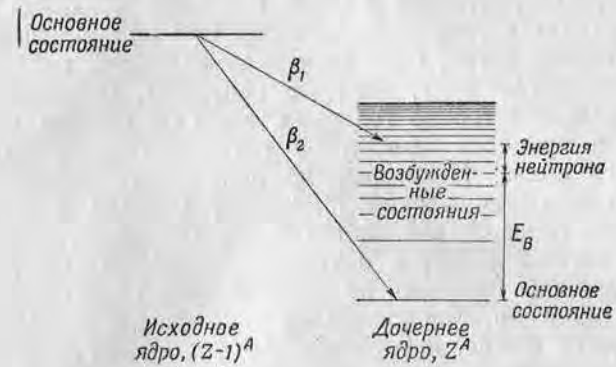


Фиг. 14. Зависимость выхода продуктов деления от массового числа [3].

до имеющих величину порядка миллионов лет [3]. Распределение продуктов деления по массам несимметрично, наиболее вероятные значения масс расположены около 95 и 139. *Выход* продуктов деления, или процентное содержание продуктов деления с определенным массовым числом, приведен на фиг. 14, где видно, что симметричное деление, дающее два осколка с одинаковой массой около 117, является чрезвычайно редким. Причина асимметрии деления еще не выяснена полностью, однако она, вероятно, связана с тем, что ядра, содержащие определенные числа нейтронов и протонов (магические числа 50, 82 и 126), исключительно устойчивы¹⁾.

¹⁾ По этому вопросу см. также статью [32]. — *Прим. ред.*

Некоторые продукты деления испускают нейтроны *после* β -распада вследствие необычно низкой энергии связи нейтрона в образующемся в результате β -распада ядре (что также связано с магическими числами). Эти *запаздывающие нейтроны* испускаются продуктами деления в течение времени до нескольких минут после деления. Механизм испускания запаздывающих нейтронов иллюстрируется на фиг. 15. Излучатель нейтрона с атомным номером Z образовался путем β -распада исходного ядра с атомным номером $(Z-1)$; исходное ядро, находящееся в основном состоянии, в результате β -распада может дать дочернее ядро в



Фиг. 15. Механизм испускания запаздывающих нейтронов сильно возбужденным ядром, образующимся при β -распаде.

Испущенный нейтрон имеет кинетическую энергию, равную энергии возбуждения минус энергии связи нейтрона в дочернем ядре.

основном или в различных возбужденных состояниях. Испускание β -частицы более высокой энергии (β_2), вообще говоря, более вероятно, чем частицы с низкой энергией (β_1). Однако иногда энергия β -распада может быть настолько малой, что энергия возбуждения дочернего ядра окажется больше энергии связи нейтрона, особенно если дочернее ядро имеет необычно низкую энергию связи нейтрона. При таком сильном возбуждении немедленно произойдет испускание нейтрона вследствие большой ширины для испускания нейтрона Γ_n (см. гл. I, § 6). Интенсивность испускания запаздывающих нейтронов уменьшается с уменьшением периода радиоактивного распада исходного ядра, так как после его распада нейтроны вылетают практически мгновенно (через промежуток времени $\sim 10^{-14}$ сек.).

Изложенная выше простая теория деления достаточно хорошо объясняет такие очевидные свойства, как выход энергии и испускание нейтронов. Однако если рассмотреть процесс

деления более подробно, то окажется, что существующие теории не объясняют количественно отдельные факты. Примерами таких фактов являются асимметрия продуктов деления по массам, статистическое распределение числа нейтронов деления и энергия, необходимая для деления γ -лучами (пороги фотоделения). К счастью, количественное объяснение этих явлений не является необходимым для теории котла.

§ 2. Коэффициент размножения нейтронов в котле

Образование нейтронов в котле с цепной реакцией в основном происходит в результате деления U^{235} на тепловых нейтронах. В обычном котле, содержащем замедлитель, например графит или тяжелую воду, быстрые нейтроны, испускаемые при делении, замедляются до тепловых энергий, причем небольшая их часть в процессе замедления поглощается различными веществами в котле. Некоторые из полученных медленных нейтронов поглощаются ураном, вызывают деление, и нейтронный цикл, таким образом, начинается снова. Очевидно, что для поддержания цепной реакции нейтроны, образующиеся при одном делении, должны вызывать по крайней мере одно деление в следующем поколении. Число делений, вызванное одним делением в предыдущем цикле, называется *коэффициентом размножения k* . Коэффициент размножения равен также отношению числа нейтронов в котле в данный момент к числу нейтронов, находившихся в котле на один нейтронный цикл, или на одно поколение, раньше.

Величина коэффициента размножения для естественного урана (отношение U^{238} к U^{235} равно 139) без замедлителя меньше единицы, и только использование замедлителя при тщательном выборе конструкции позволяет получить значение k больше единицы. Для того чтобы показать, как зависит коэффициент размножения от ядерных постоянных и конструктивных особенностей котла, рассмотрим бесконечную среду, содержащую уран и графит. Главное внимание мы будем обращать на физические процессы в котле; полное математическое рассмотрение можно найти в других книгах¹⁾. Коэффициент размножения для такой бесконечной среды вычисляется легко, поскольку потеря нейтронов из-за утечки отсутствует и плотность нейтронов постоянна в пространстве.

¹⁾ Физический смысл уравнений, описывающих работу котла, и их вывод даны в книгах [26] и [27] (т. I, гл. IV), тогда как в книге [27] (т. I, гл. V и т. II, гл. IX) более подробно разобрана математическая сторона вопроса. Хороший, но краткий обзор элементарной теории котла приведен в статье [28] (см. также [1]). — *Прим. авт.*

Если мы начнем рассмотрение цикла жизни нейтрона с поглощения теплового нейтрона ураном, то k будет равно числу тепловых нейтронов, которые будут поглощены ураном в следующем поколении. При поглощении одного теплового нейтрона испускается определенное число нейтронов деления η . На тепловых нейтронах делится, естественно, только U^{235} , но нейтроны деления, испускаемые U^{235} , имеют достаточно высокую энергию, чтобы вызвать некоторое количество делений более распространенного U^{238} . Таким образом, число нейтронов деления несколько увеличивается за счет деления U^{238} на быстрых нейтронах, и это увеличение (обычно на несколько процентов) учитывается путем умножения на коэффициент ϵ , отражающий *эффект быстрых нейтронов*. Быстрые нейтроны затем замедляются до тепловой энергии в результате упругих столкновений с атомами замедлителя. В процессе замедления некоторые нейтроны, когда их энергии равны энергиям резонансного поглощения в U^{238} , поглощаются этим распространенным изотопом. Число нейтронов, избежавших резонансного поглощения и достигших тепловых энергий, дается произведением $\eta\epsilon\rho$, где ρ — *вероятность избежать резонансного поглощения*. Часть нейтронов, достигших тепловой энергии, поглощается замедлителем и часть — ураном. Доля, поглощенная ураном, называется *коэффициентом использования тепловых нейтронов f* , и включение множителя f приводит нас к завершению нейтронного цикла. Следовательно, коэффициент размножения для бесконечной среды

$$k_{\infty} = \eta\epsilon\rho f. \quad (2.2)$$

Этот результат иногда называется в литературе «формулой четырех множителей».

Основной задачей при конструировании котла с цепной реакцией является выбор правильного соотношения количеств ядерного горючего и замедлителя и их взаимного расположения, обеспечивающих значение k_{∞} больше единицы. Превышение k_{∞} над единицей довольно просто достигается при использовании в качестве горючего урана, обогащенного U^{235} . Это условие гораздо труднее выполнить для котлов обычного типа, таких как промышленные установки в Хэнфорде и исследовательские котлы в Ок-Ридже и Брукхауэне, в которых используется естественный уран. Выбор оптимальной решетки или геометрического распределения горючего и замедлителя в случае естественного урана и графита требует тщательного рассмотрения всех множителей формулы (2.2). Чтобы понять, как достигаются значения k_{∞} больше единицы, рассмотрим зависимость этих множителей от ядерных постоянных и структуры котла. Множители, входящие в формулу (2.2), связаны между собой и должны рассматриваться совместно. Увеличение одного из них может, вообще

говоря, обусловить уменьшение других и привести к уменьшению k_{∞} .

Число нейтронов деления на каждый поглощенный нейтрон η . Этот множитель для естественного урана является постоянной величиной и совершенно не зависит от структуры решетки котла. Он равен

$$\eta = \nu \frac{\sigma_f}{\sigma_a}, \quad (2.3)$$

где ν — число нейтронов, испускаемых в одном акте деления, а σ_f и σ_a — соответственно сечения деления и полного поглощения для естественного урана. Полное поглощение складывается из деления и реакции (n, γ) с сечением σ_γ . Сечение деления целиком обусловлено наличием U^{235} , тогда как полное сечение поглощения σ_a складывается из сечения поглощения в U^{235} ($\sigma_f + \sigma_\gamma$) и в U^{238} (σ_γ), откуда

$$\eta = \frac{\nu \sigma_f(235)}{\sigma_\gamma(235) + \sigma_f(235) + 139\sigma_\gamma(238)}. \quad (2.4)$$

В этой формуле все сечения относятся к изотопам и отношение U^{233}/U^{235} в естественном уране принято равным 139. Сечения, входящие в формулу (2.4), недавно были опубликованы [4], что позволяет вычислить η :

$$\begin{aligned} \sigma_f(235) &= 549 \text{ барн}, \\ \sigma_\gamma(235) &= 101 \text{ барн}, \\ \sigma_\gamma(238) &= 2,80 \text{ барна}, \\ \nu &= 2,5. \end{aligned}$$

Откуда

$$\eta = 1,32.$$

• *Эффект быстрых нейтронов ϵ* . Этот эффект будет особенно заметен, если уран используется в виде больших кусков (блоков) металла, так как в этом случае нейтроны деления имеют большую вероятность вызвать деление U^{233} , прежде чем они покинут металл и замедлятся. Однако по другим соображениям размеры урановых блоков должны быть такими, что ϵ получается порядка 1,03. Вычисление ϵ для заданного геометрического расположения встречает значительные трудности, поэтому ϵ обычно определяют экспериментально. Мы примем, что $\epsilon = 1,03^1$.

¹) Истинная величина для урано-графитовой решетки, приведенная в отчете [4], равна 1,029. — Прим. авт.

Следовательно, на каждый поглощенный нейтрон из уранового блока испускается $\eta\epsilon$, или 1,36 нейтрона, и эти 1,36 нейтрона начинают замедляться.

Вероятность избежать резонансного поглощения p . Если делющееся вещество равномерно перемешано с замедлителем, как, например, в случае смеси уранового порошка с графитовой пылью, то все атомы U^{238} будут иметь равную вероятность поглотить нейтрон в процессе замедления. Для такой гомогенной системы вероятность избежать резонансного поглощения, согласно формуле (1.41), равна

$$p = e^{-\frac{E_0}{E} \int_E^{E_0} \sigma_a dE/E} \quad (2.5)$$

В нашем случае E_0 означает энергию нейтронов деления, равную в среднем около 2 Мэв, а E — верхнюю границу области тепловых нейтронов, соответствующую энергии около 0,4 эв. Сечение рассеяния σ_s относится к рассеянию на 1 атом U и, следовательно, равно сечению рассеяния графита (равному 4,7 барна), умноженному на отношение числа атомов графита к числу атомов урана. В случае гомогенной смеси, когда справедлива формула (2.5), резонансное поглощение настолько велико, что цепная реакция становится невозможной. Например, если резонансный интеграл для урана принять равным 240 барн, т. е. его значению для очень разбавленных урановых смесей, и считать отношение графита к урану равным 100, то из формулы (2.5) (при $\xi = 0,158$ из табл. 1) находим

$$p = e^{-(240 \cdot 0,01)/(0,158 \cdot 4,7)} = e^{-3,2} = 0,04.$$

Это значение p , умноженное на $\eta\epsilon$, дает результат, значительно меньший единицы даже до умножения на f .

В реальном котле уран находится в виде массивных блоков, и это значительно уменьшает резонансное поглощение. Резонансное сечение так велико, что нейтроны, имеющие энергию, равную энергии одного из резонансных уровней U^{233} , поглощаются во внешнем слое уранового блока. Ни один из них не проникает во внутреннюю часть блока, и, таким образом, большая часть урана экранируется от резонансного поглощения. Можно описать действие блочной системы размещения урана иначе, исходя из того, что в спектре нейтронов внутри уранового блока почти отсутствуют нейтроны с энергией, равной энергии резонансных уровней U^{233} . В действительности вычисление p в гетерогенном случае урановых блоков почти невозможно, поскольку для этого требуется точное знание параметров резонансов U^{233} . На практике для получения p в гетерогенной среде (урановые блоки)

в формулу (2.5) подставляется *эффективный резонансный интеграл* $\int_{эфф.}$. Для вычисления эффективного резонансного интеграла необходимо использовать реальный спектр в блоках вместо спектра, следующего закону dE/E . Однако интегрирование в этом случае не может быть проведено, и эффективные интегралы определяются экспериментально.

Очевидно, ρ зависит от поверхности и объема блока, и из опыта получена следующая формула [4]:

$$\int_{эфф.} \frac{\sigma_a dE}{E} = 9,25 \left(1 + 2,67 \frac{S}{M} \right). \quad (2.6)$$

В этой эмпирической формуле S означает площадь поверхности уранового блока (в квадратных сантиметрах) и M — его массу (в граммах). Для урановых блоков в виде кубиков с ребром 5 см получаем

$$\int_{эфф.} \frac{\sigma_a dE}{E} = 9,25 \left(1 + 2,67 \frac{150}{2370} \right) = 10,8 \text{ барна.}$$

Эта величина не намного больше 9,25, т. е. результата, который получается для бесконечно больших блоков ($S/M=0$). Для кубиков с ребром 0,1 см отношение S/M в 50 раз больше и эффективный интеграл становится равным 80 барн, приближаясь, таким образом, к величине 240 барн для гомогенной смеси (в которой «блоки» еще меньше). Приняв отношение графита к урану равным 100, из формулы (2.5) находим для кубиков с ребром 5 см

$$\rho = e^{-(10,8 \cdot 0,01)/(0,158 \cdot 4,7)} = e^{-0,145} = 0,865.$$

Эта величина ρ достаточно высока, чтобы значение k_{∞} для такой решетки могло значительно превысить единицу.

Коэффициент использования тепловых нейтронов f . Коэффициент использования тепловых нейтронов равен отношению поглощения тепловых нейтронов в уране к их общему поглощению. Его вычисление, однако, осложняется тем обстоятельством, что поток тепловых нейтронов в случае урановых блоков не является постоянным¹⁾. Если бы поток был постоянным, то коэффициент f определялся бы по формуле

$$f = \frac{N_U \sigma_{aU}}{N_C \sigma_{aC} + N_U \sigma_{aU}}, \quad (2.7)$$

где N_U и N_C — средние числа атомов урана и графита в 1 см³

¹⁾ Строгие методы, используемые для вычисления f для урановых блоков, описаны Вейнбергом в книге [27] (т. II, гл. 6). — Прим. авт.

и σ_{aU} и σ_{aC} — их сечения поглощения на тепловых нейтронах. Однако вследствие большого поглощения нейтронов в урановых блоках средний поток в уране составляет примерно только половину потока в графите и коэффициент использования тепловых нейтронов соответственно уменьшается. Коэффициент использования увеличивается при повышении содержания урана по сравнению с содержанием замедлителя, но увеличение содержания урана в решетке приводит, конечно, к уменьшению вероятности избежать резонансного поглощения. Поэтому необходимо подобрать отношение урана к графиту так, чтобы произведение ρf достигло максимума, что получается при приблизительно равных значениях ρ и f .

В нашем примере отношение графита к урану равно 100, и можно вычислить приближенное значение f в предположении, что средний поток в графите в 2 раза больше потока в уране:

$$\text{Сечение поглощения урана} = \frac{549+101}{140} + \frac{139 \cdot 2,80}{140} = 7,43 \text{ барна.}$$

$$\text{Поглощение в графите на один атом урана} = 2 \cdot 100 \cdot 4,5 \cdot 10^{-3} = 0,90 \text{ барна,}$$

$$f = \frac{7,43}{7,43+0,90} = 0,89.$$

Это значение f примерно равно ρ , следовательно, выбранное отношение графита к урану, равное 100, должно быть близким к оптимальному. При вычислении мы использовали значения сечений из формулы (2.4) и значение $4,5 \cdot 10^{-3}$ барн для сечения поглощения графита (см. приложение III).

Ниже нам потребуется среднее время жизни теплового нейтрона в котле t_0 . Для рассматриваемого нами случая решетки его можно определить при помощи соотношения (1.52)

$$t_0 = \frac{\Lambda}{v} = \frac{1}{N \sigma_a v},$$

где σ_a — среднее сечение поглощения в среде, которое в данном случае в $1/(1-f)$ раз больше, чем в графите. Отсюда

$$t_0 = \frac{1-f}{N_C \sigma_{aC} v},$$

$$N_C \sigma_{aC} = \frac{1,6 \cdot (\text{плотность}) \cdot 0,61 \cdot 4,5 \cdot 10^{-3}}{12}, \quad (2.8)$$

$$v = 2200 \text{ м/сек (см. § 8 этой главы).}$$

Таким образом,

$$t_0 = 1,4 \cdot 10^{-3} \text{ сек.}$$

Значения отдельных множителей в формуле (2.2) для данной решетки должны тщательно подбираться таким образом, чтобы получить наибольшее значение k_∞ . Для получения значений k_∞ , превышающих единицу, необходимо правильно выбрать конструкцию котла и использовать чистые материалы. Примеси уменьшают ρ и f за счет резонансного поглощения и поглощения тепловых нейтронов. Все приведенные выше значения относятся к совершенно чистым материалам. Подставляя эти значения в формулу (2.2), мы получим k_∞ больше единицы:

$$k_\infty = 1,32 \cdot 1,03 \cdot 0,865 \cdot 0,89 = 1,05.$$

Чтобы показать влияние примесей, вычислим изменение k_∞ в нашем примере, происходящее при добавлении одного атома бора на миллион атомов урана и графита. Поскольку сечение поглощения бора в тепловой области составляет 750 барн, а резонансы отсутствуют, главное воздействие на k_∞ оказывает поглощение тепловых нейтронов. Можно легко подсчитать вызванные этим поглощением изменения значений η и f . В формуле (2.4) для η к знаменателю следует прибавить величину $139 \cdot 750 \cdot 10^{-6}$; получающееся при этом изменение значения η очень мало. Зато увеличенное поглощение в замедлителе приводит к заметному изменению значения f , которое уменьшается от 0,89 до 0,87. Этот расчет наглядно показывает, какое большое влияние на величину k_∞ оказывает присутствие малых количеств примесей с большим сечением поглощения.

§ 3. Критические размеры котла

Значение $k_\infty = 1,05$ указывает на то, что в бесконечной решетке плотность нейтронов увеличивалась бы на 5% за каждое время жизни нейтрона [формула (2.8)], составляющее около 10^{-3} сек. В такой решетке, если она имеет конечные размеры, цепная реакция может поддерживаться при условии, что в процессе диффузии за границы котла будет выходить не более 5% нейтронов. Если доля нейтронов, покидающих котел в процессе диффузии, точно равна избытку k ($k_\infty - 1$), то эффективное значение k для котла будет равно единице. Эффективное, или истинное, k для котла, обозначаемое буквой k без индекса, равно k_∞ минус потеря нейтронов в результате диффузии из котла. Эта потеря называется *утечкой*.

При вычислении размеров котла, для которого эффективное значение k равно единице, т. е. критических размеров, необходимо рассмотреть пространственное распределение потока

нейтронов, который в конечном котле не является постоянной величиной. Основное уравнение стационарного состояния котла очень похоже на полученное выше уравнение непрерывности [уравнение (1.53)], за исключением члена $q(x, y, z)$ для источника нейтронов, который в случае, когда нейтроны получаются в результате деления, имеет вид $\nu N_U \sigma_f v^1$. Уравнение для среды с цепной реакцией при использовании введенных ранее обозначений имеет вид

$$\frac{\lambda_{\text{пер.}} v}{3} \nabla^2 n(x, y, z) - \frac{v}{\Lambda} n(x, y, z) + n(x, y, z) \nu N_U \sigma_f v = 0. \quad (2.9)$$

Скорость изменения плотности нейтронов принята равной нулю, так как мы рассматриваем стационарное состояние, когда $k=1$. В уравнении (2.9) мы пренебрегаем структурными деталями решетки, т. е. предполагаем пока, что решетка является однородной, хотя в дальнейшем будем пользоваться значением k_∞ , достижимым лишь в решетке с урановыми блоками. Как следует из вида члена, учитывающего источники нейтронов, мы предполагаем также, что нейтроны деления сразу становятся тепловыми, без существенного перемещения в пространстве. Рассматриваемая нами простая теория котла обычно называется «однотемпературной теорией», так как предполагается, что все нейтроны принадлежат к одной группе — к группе нейтронов тепловых энергий.

Лапласиан в уравнении (2.9) дает кривизну кривой распределения нейтронов, из которой мы можем вычислить точку, где плотность нейтронов падает до нуля. В котле без отражателя плотность нейтронов должна падать до нуля в непосредственной близости от геометрической границы котла (точнее, на некотором расстоянии от нее за пределами котла). Размеры котла, соответствующие стационарному решению, т. е. критические размеры, могут быть, таким образом, получены как функция лапласиана, а затем из уравнения (2.9) — как функция физических свойств решетки. Для кубического котла с ребром a возможным решением уравнения (2.9) является

$$n(x, y, z) = n_0 \cos \frac{\pi x}{a} \cos \frac{\pi y}{a} \cos \frac{\pi z}{a}. \quad (2.10)$$

Выражение (2.10), естественно, обращается в нуль на плоскостях $\pm a/2$, так что решение удовлетворяет геометрическим условиям для куба с ребром a . Однако выражение (2.10) является

¹⁾ Здесь N_U — число атомов урана в 1 см^3 , а ν — число нейтронов, испускаемых при делении (равное 2,5). — Прим. авт.

решением уравнения (2.9) только для определенного значения a , которое можно получить, продифференцировав выражение (2.10) и подставив результат в уравнение (2.9). Из выражения (2.10) получаем

$$\frac{\nabla^2 n}{n} = -\frac{3\pi^2}{a^2}.$$

Из уравнения (2.9), пользуясь уравнением (1.53), находим

$$\frac{\nabla^2 n}{n} = \frac{3}{\lambda_{\text{пер}} \Lambda} (1 - \Lambda N_U \sigma_f \nu) = L^{-2} (1 - \Lambda N_U \sigma_f \nu),$$

или для $k_\infty = \Lambda N_U \sigma_f \nu$

$$\frac{\nabla^2 n}{n} = -\frac{k_\infty - 1}{L^2}. \quad (2.11)$$

Отсюда

$$\frac{3\pi^2}{a^2} = \frac{k_\infty - 1}{L^2}$$

и

$$a = \sqrt{\frac{3\pi^2 L^2}{k_\infty - 1}}. \quad (2.12)$$

Таким образом, мы выразили a через свойства решетки, а именно диффузионную длину и коэффициент размножения. Модель, использованная для вычисления (однорупповая модель), является слишком упрощенной, но результаты могут быть заметно улучшены при помощи небольших изменений. При замедлении нейтроны проходят расстояние, которым нельзя пренебречь, оно определяется величиной τ — возрастом нейтрона от деления до замедления, соответствующего тепловым энергиям. Физический смысл и методы вычисления τ рассматривались выше в связи с уравнением (1.46). Возраст имеет размерность квадрата длины и пропорционален среднему квадрату расстояния, проходимого нейтронами в процессе замедления (точнее, равен $1/6$ этого расстояния), совершенно аналогично тому, как L^2 соответствует расстоянию, проходимому в процессе диффузии [уравнение (1.61)]. Вместо L^2 в уравнениях котла, учитывающих перемещение нейтронов в процессе замедления, применяется величина M^2 , называемая *площадью миграции*:

$$M^2 = L^2 + \tau. \quad (2.13)$$

¹⁾ Расстояние, пройденное нейтроном за время жизни, есть Λ ; вероятность деления за это время равна вероятности нахождения ядра урана в объеме $\sigma \Lambda$, или $N_U \sigma \Lambda$; поскольку на одно деление получается ν нейтронов, число нейтронов в последующем поколении, или k_∞ , равно $\Lambda N_U \sigma_f \nu$. — Прим. авт.

Кроме того, выражение для k_∞ , использованное в нашем примере, должно быть заменено более точным выражением [формула (2.2)], соответствующим реальному котлу. При этом уравнение (2.11) переходит в

$$-\frac{\nabla^2 n}{n} = \frac{k_\infty - 1}{M^2}, \quad (2.14)$$

и этот результат, дающий лапласиан как функцию физических постоянных решетки, имеет фундаментальное значение для описания поведения котла. Это уравнение является приближением к точному уравнению котла, но оно учитывает эффект быстрых нейтронов и, как мы увидим в дальнейшем, широко используется на практике.

Лапласиан, а из него и критические размеры, можно в принципе вычислить, зная все ядерные постоянные, входящие в k_∞ и M^2 . В качестве примера определим критический размер для нашей решетки, имеющей $k=1,05$. Вычислив L^2 и τ и подставив результаты в уравнение (2.14), получим

$$L_{\text{котла}}^2 = \frac{1}{3N^2 \sigma_{\text{пер}} \sigma_a} = \frac{1-f}{3N^2 \sigma_{\text{пер}} \sigma_{aC}} = 300 \text{ [соотношения (1.57) и (2.8)],}$$

$$\tau = \frac{\lambda_{\text{пер}} \lambda_f}{3} = \frac{3,3 \cdot 3,1 \cdot 115}{3} = 390 \text{ [формула (1.49)],}$$

$$M^2 = 690.$$

В этих вычислениях мы учли большое влияние поглощения в уране на L , пренебрегли небольшим влиянием урана на τ и использовали для графита значения $\sigma_{\text{пер}}$ в тепловой области 5,0 *барна* и $\sigma_{\text{пер}}$ в резонансной области 4,0 *барна*, предполагая постоянным сечение в резонансной области энергии. В таком случае размеры котла мы получим после подстановки в формулу (2.12) M^2 вместо L^2

$$a = \sqrt{\frac{3\pi^2 \cdot 690}{0,05}} = 6,4 \text{ м.}$$

Это значение a является критическим размером котла без отражателя; в действительности котлы всегда окружаются отражателем (см. фиг. 18), который увеличивает поток $\frac{1}{4}$ на границе решетки, снижая таким образом критические размеры решетки на величину порядка длины диффузии. Размеры реального котла должны быть больше, чем критические размеры идеальной уранографитовой решетки, так как в котле неизбежно присутствие материалов, поглощающих нейтроны, примером которых могут служить алюминиевые оболочки, покрывающие урановые стержни. Кроме того, котел должен иметь добавочную реактивность для

компенсации влияния экспериментальных каналов и необходимых поглотителей. Например, брукхавенский котел, состоящий из решетки и отражателя (см. фиг. 18), имеет форму куба с ребром 7,6 м, и из сравнения видно, что вычисленный нами критический размер является разумным.

Однако недостоверное знание ядерных постоянных ограничивает возможности точного вычисления критических размеров. К счастью, лапласиан может быть измерен непосредственно в опытах с экспоненциальной призмой, в которых исследуется поведение нейтронов в отдельной части решетки, с размерами, значительно меньшими размеров котла. В принципе опыт совершенно подобен описанному выше опыту по определению длины диффузии L . В гл. I, § 11 мы видели, что при диффузии от бесконечного плоского источника поток нейтронов уменьшается экспоненциально с длиной затухания (расстояние, на котором интенсивность падает в e раз), равной L . На практике изучается диффузия в параллелепипеде, но длина диффузии и в этом случае просто связана с измеряемой длиной затухания. Измерение лапласиана методом экспоненциальной призмы основывается на теории диффузии, и единственным изменением является добавление в уравнение непрерывности члена, описывающего получение нейтронов. Лапласиан вычисляется из наблюдаемой длины затухания в экспоненциальной призме подобно тому, как длина диффузии получается из диффузионного эксперимента. Вводимые при этом поправки, а также экспериментальные методы будут описаны в гл. VIII, § 5. Метод экспоненциальной призмы весьма эффективен, ибо он непосредственно дает величину, необходимую для определения критического размера; однако он требует большого количества материалов — примерно $1/10$ материалов, необходимых для котла.

§ 4. Реактивность котла

Мы рассматривали решение для стационарного состояния, когда эффективный коэффициент размножения равен точно единице, вследствие чего плотность нейтронов в котле не зависит от времени. Если лапласиан решетки таков, что кривизна пространственного распределения нейтронов больше кривизны, необходимой для обращения в нуль плотности нейтронов на границе, т. е. если размеры котла больше критических, то k превышает единицу и плотность нейтронов с течением времени будет возрастать. В этом случае котел называют надкритическим, а величину $k-1$ — избытком k или реактивностью. Уравнение (2.14), переписанное в виде

$$k_{\infty} - \left(-\frac{\nabla^2 n}{n} M^2 \right) = 1, \quad (2.15)$$

показывает, что в стационарном состоянии утечка нейтронов в точности компенсирует избыток k_{∞} над единицей. Большие значения k_{∞} или меньшие значения M^2 приведут к тому, что k получится больше единицы, котел станет надкритическим и решение для стационарного состояния будет уже неприменимым.

С практической точки зрения очень важным случаем является котел, имеющий размеры меньше критических, т. е. подкритический котел, поскольку к этому случаю относится важный период в процессе постройки котла, когда критические размеры еще не достигнуты. Когда k меньше единицы вследствие меньшего k_{∞} или большего M^2 , нежели это следует из уравнения (2.15), плотность нейтронов будет уменьшаться со временем до нуля, если не будет непрерывного притока из какого-нибудь источника. В действительности плотность нейтронов в подкритическом котле заметно отличается от нуля, так как нейтроны непрерывно образуются в решетке частично за счет спонтанного деления урана, частично за счет проникающих в нее быстрых нейтронов из космических лучей. Этот источник нейтронов не учитывается в уравнении (2.9), так как по сравнению с интенсивностью действующего котла им можно пренебречь. Однако этот источник нейтронов является единственным в подкритическом котле, и он приобретает большое значение при исследовании процесса приближения к критическим размерам во время постройки котла.

Для того чтобы уравнение (2.9) было применимо к стационарному состоянию подкритического котла, его следует дополнить членом q , выражающим скорость образования нейтронов в 1 см^3 . Если мы снова рассмотрим котел в форме куба с ребром a и предположим, что решение имеет косинусоидальный вид и совпадает с выражением (2.10), то лапласиан будет равен $3\pi^2/a^2$ и уравнение (2.9) после некоторых преобразований примет вид

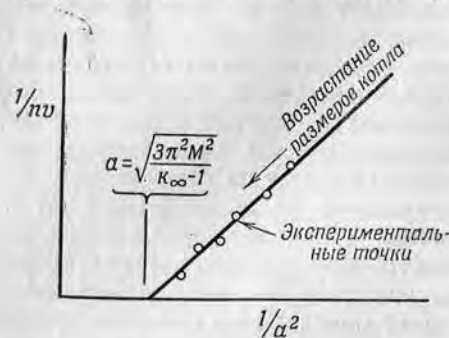
$$nv = \frac{3q/\lambda_{\text{пер.}}}{[3\pi^2/a^2 - (k_{\infty} - 1)/M^2]}, \quad (2.16)$$

где, как и раньше, L^2 заменено на M^2 и введено k_{∞} .

Предположение о косинусоидальном решении означает, что и распределение q подчиняется закону косинуса. Такое ограничение не оказывает влияния на выводы относительно приближения к критическим размерам. Можно, однако, учесть любое распределение q , включив в рассмотрение в выражении для потока нейтронов компоненты ряда Фурье более высокого порядка.

Уравнение (2.16) ясно показывает, каким образом увеличивается поток нейтронов в подкритическом котле по мере приближения размеров котла к критическим. Поток становится бесконечным при значении a , которое обращает знаменатель в нуль; это значение a и является вычисленным выше критическим

размером котла. Для малых значений a величина, обратная потоку, изменяется линейно в зависимости от $1/a^2$, как показано на фиг. 16. В процессе строительства котла при помощи такого графика зависимости $1/\nu v$ от $1/a^2$ легко предсказать момент,



Фиг. 16. Метод графического изображения потока нейтронов в подкритическом котле с целью предсказания критических размеров котла.

Критический размер для кубического котла с ребром a выражается формулой

$$a = \sqrt{\frac{3\pi^2 M^2}{k_\infty - 1}}.$$

ределить критический размер. Интересный пример использования этого метода при сооружении первого котла приведен Ферми [5].

Подкритический котел действует в качестве «усилителя» потока нейтронов, и усиленный поток пропорционален мощности источника q . Предположив, что размножение в решетке отсутствует, т. е. $k_\infty = 0$, получим

$$\frac{1}{M^2} > \frac{3\pi^2}{a^2}$$

и

$$\nu v = \frac{3qM^2}{\lambda_{\text{пер}}}. \quad (2.17)$$

Это соотношение при $\lambda_{\text{пер}} = \text{const}$ при помощи выражений (1.46) и (1.57) преобразуется к виду

$$\nu v = q(\Lambda_{\text{быстр.}} + \Lambda_{\text{тепл.}}). \quad (2.18)$$

т. е. поток нейтронов (быстрых и тепловых, так как к L^2 прибавлено τ) в точности равен длине пробега q нейтронов, что является очевидным физическим соотношением. Формула (2.18) дает поток в отсутствие размножения; при конечном $k (< 1)$ этот

когда котел достигнет критического состояния. Поток нейтронов измеряется при помощи облучения фольги или путем измерения скорости счета нейтронного детектора. Затем строится график $1/\nu v$ в зависимости от $1/a^2$. На практике этот график имеет некоторую кривизну вследствие влияния высших гармоник распределения потока, а также вследствие отражения нейтронов от окружающего котел вещества. Однако при приближении к критическому размеру экспериментальные точки ложатся на одну прямую, что дает возможность точно определить критический размер.

поток умножается на $1/(1-k)$, что видно из формулы (2.16), переписанной в виде

$$\nu v = \frac{3qM^2/\lambda_{\text{пер.}}}{3\pi^2 M^2/a^2 - k_\infty + 1} = \frac{3qM^2/\lambda_{\text{пер.}}}{1-k}. \quad (2.19)$$

Если $k=0,99$, то первоначальный поток в котле усиливается в 100 раз; если $k=0,999$, то в 1000 раз. Усиление потока нейтронов, происходящее в подкритическом котле, является основой метода измерения мощности источников нейтронов, описанного в гл. III, § 1.

Если реактивность котла положительна, т. е. если

$$k = k_\infty - \frac{3\pi^2 M^2}{a^2}$$

больше единицы, то поток нейтронов будет возрастать экспоненциально, так как он увеличивается в k раз за каждое время жизни нейтрона t_0 . Изменение потока со временем можно записать в виде

$$\nu v = (\nu v)_0 e^{t/T}, \quad (2.20)$$

где t — время, $(\nu v)_0$ — поток при $t=0$, T — период котла, или время, за которое поток возрастает в e раз.

Если предположить, что при делении все нейтроны испускаются мгновенно, то легко вычислить период котла как функцию реактивности $k-1$. Дифференцируя (2.20) по времени, получим скорость возрастания потока нейтронов в начальный момент времени

$$\frac{1}{(\nu v)_0} \frac{d(\nu v)}{dt} = \frac{1}{T}.$$

С другой стороны, начальную скорость возрастания можно выразить через k и время жизни нейтрона t_0

$$\frac{1}{(\nu v)_0} \frac{d(\nu v)}{dt} = \frac{k-1}{t_0},$$

так как начальное возрастание потока за время t_0 равно $(\nu v)_0(k-1)$ согласно определению k . Из последних двух уравнений получаем искомое выражение для T :

$$T = \frac{t_0}{k-1}. \quad (2.21)$$

Поскольку время жизни нейтрона составляет $1,4 \cdot 10^{-3}$ сек. [формула (2.8)], мы видим, что реактивность в 1% ($k=1,01$) приводит к периоду $1,4 \cdot 10^{-3} \cdot 10^2$, или 0,14 сек. Таким образом, реактивность в 1% привела бы к чрезвычайно быстрому возрастанию мощности (которая пропорциональна потоку нейтронов). В нашем случае мощность увеличивалась бы в $e^{7,1} = 1200$ раз

в 1 сек. Такие быстрые изменения мощности потребовали бы соответствующих быстрых перемещений регулирующих стержней, которыми регулируется k , и сделали бы управление котлом необычайно трудным. К счастью, примерно 1% нейтронов испускается через несколько секунд после деления (см. выше § 1), и эти *запаздывающие нейтроны* значительно увеличивают период котла. Например, запаздывающие нейтроны увеличивают период с нескольких десятых долей секунды до нескольких секунд, а промежутки времени порядка секунд дают возможность легко осуществить механическое перемещение регулирующих стержней.

Если реактивность меньше 1%, то период котла определяется периодами распада для запаздывающих нейтронов и их выходом при делении. В соотношениях, связывающих период котла со свойствами запаздывающих нейтронов, реактивность обычно выражается в *обратных часах* [6]. Обратный час определяется как избыток реактивности, соответствующий периоду котла в 1 час. Избыток k , соответствующий 1 обратному часу, получается непосредственно из периодов и выходов запаздывающих нейтронов¹⁾:

$$(k-1)_{1 \text{ обр. час}} = \frac{t_0}{3600} + \sum_i \frac{y_i \tau_i}{3600 + \tau_i}, \quad (2.22)$$

где, как и раньше, t_0 — среднее время жизни нейтронов в котле, а y_i — абсолютный выход группы запаздывающих нейтронов с периодом τ_i . Свойства пяти хорошо изученных [7] групп запаздывающих нейтронов приведены в табл. 2; возможно, что существуют и нейтроны с другими периодами, но их активность настолько незначительна, что они не оказывают существенного влияния на реактивность котла.

Таблица 2

СВОЙСТВА ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ НЕЙТРОНОВ [7]

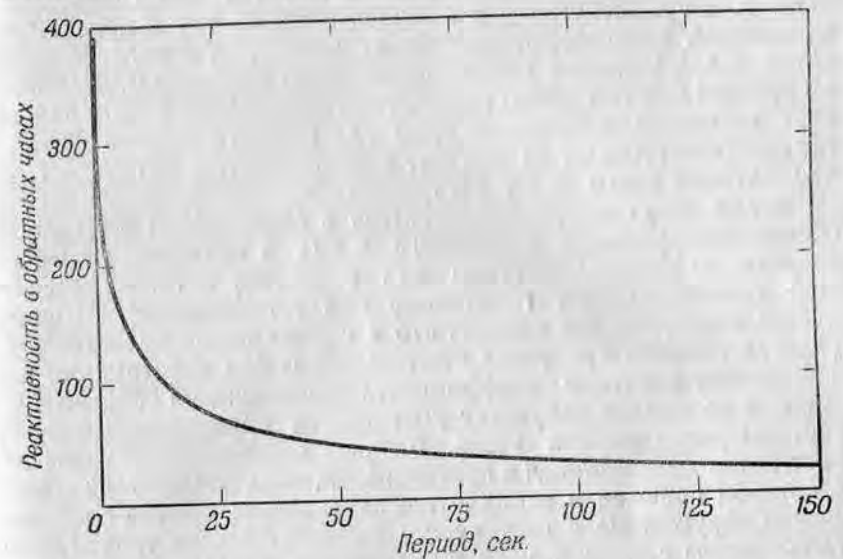
Период полураспада, сек.	τ , сек.	Средняя энергия, кэв	Выход y_i , %
0,43	0,62	420	0,085
1,52	2,19	620	0,241
4,51	6,50	430	0,213
22,0	31,7	560	0,166
55,6	80,3	250	0,025
			Общий выход 0,730

¹⁾ Вывод уравнений кинетики котла физически очевиден и довольно сложен математически, поэтому мы не рассматриваем его здесь. Кинетика котла кратко излагается в книге [26] и более подробно в книге [27] (т. II, гл. 8). — Прим. авт.

Подстановка численных значений из табл. 2 в формулу (2.22) дает

$$(k-1)_{1 \text{ обр. час}} = (2,6 \pm 0,2) \cdot 10^{-5},$$

откуда реактивность в 1% соответствует 385 обратным часам. Соотношение между реактивностью в обратных часах и периодом котла в секундах аналогично формуле (2.22), но вследствие определения обратного часа не включает абсолютного выхода запаздывающих нейтронов. Коэффициенты отдельных членов



Фиг. 17. График «формулы обратных часов», связывающей период котла с его реактивностью.

пропорциональны выходам и нормированы так, чтобы дать единичную реактивность для $T=3600$:

$$\begin{aligned} \text{Реактивность в обратных часах} = & \frac{54}{T} + \frac{20,3}{T+0,62} + \frac{204}{T+2,19} + \\ & + \frac{535}{T+6,50} + \frac{2036}{T+31,7} + \frac{787}{T+80,3}. \end{aligned} \quad (2.23)$$

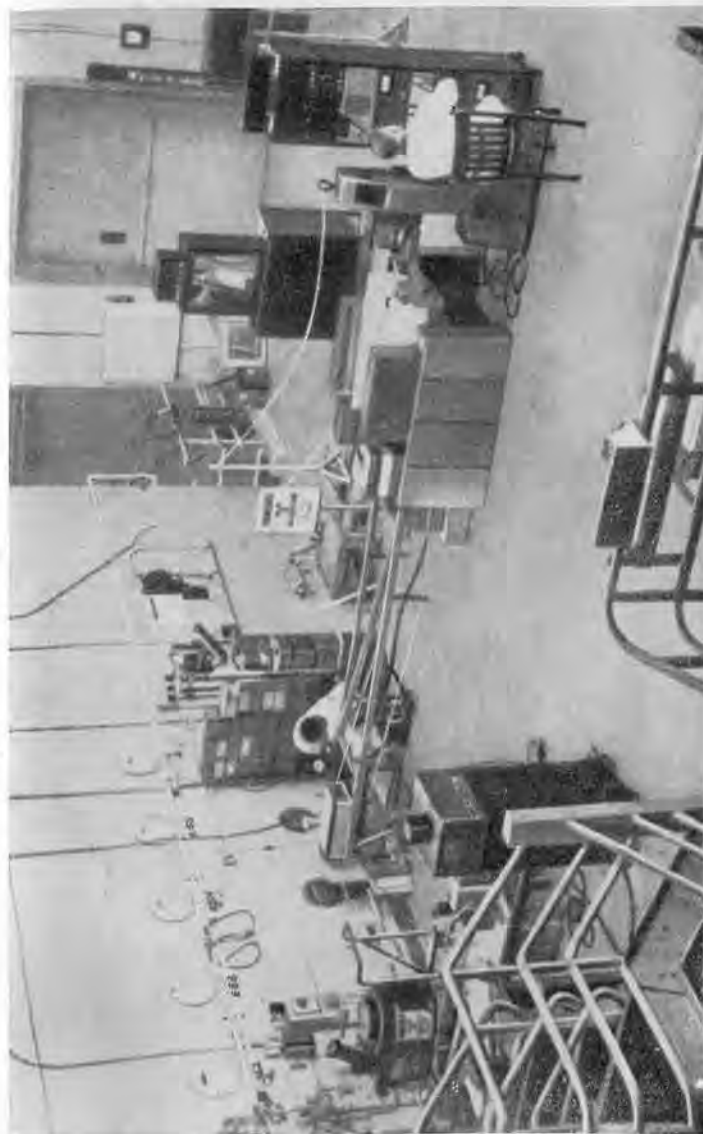
Эта «формула обратных часов», график которой представлен на фиг. 17, постоянно используется при управлении котлом, так как с ее помощью наблюдаемый период котла легко переводится в реактивность (период измеряется временем, за которое мощность возрастает в e раз). Исследование формулы обратных часов показывает, что для больших периодов, порядка часа и более, реактивность в обратных часах равна обратной величине периода в часах, чем и объясняется происхождение названия «обратный час».

§ 5. Типы котлов

Первый котел с цепной реакцией, введенный в действие в Чикагском университете в 1942 г., имел очень простую конструкцию. Строительство этого котла велось путем простой укладки в штабель графитовых блоков, содержавших куски урана, пока не были превышены критические размеры и в системе не началась цепная реакция. Этот первый котел не был окружен защитой и его мощность не могла быть поднята выше нескольких ватт. Как существующие в настоящее время, так и проектируемые котлы, конечно, отличаются от первого урано-графитового котла и заслуживают более подходящего названия¹⁾. Комиссия по атомной энергии (США) употребляет официальный термин «реактор», но старое название «котел» так прочно вошло в обиход в связи с «нейтронами из котла», «реактивностью котла» и т. д., что оно еще долго будет употребляться.

Котлы могут классифицироваться в зависимости от степени обогащения урана, применяемого в них в качестве горючего, энергии нейтронов (быстрые или тепловые) и геометрической конструкции решетки (гомогенные или гетерогенные). В предыдущем параграфе мы видели, что в случае смеси естественного урана и графита требуется тщательный выбор конструкции для достижения значения коэффициента размножения больше единицы, и желаемый результат достигается применением блочной системы расположения урана. Блочное расположение урана делает котел *гетерогенным* в противоположность *гомогенному котлу*, в котором горючее и замедлитель перемешаны, обычно в жидком виде. Сооруженные к настоящему времени обычные урано-графитовые котлы содержат уран в виде блоков, образующих решетку в графитовом замедлителе, и имеют разного рода устройства для отвода тепла от решетки.

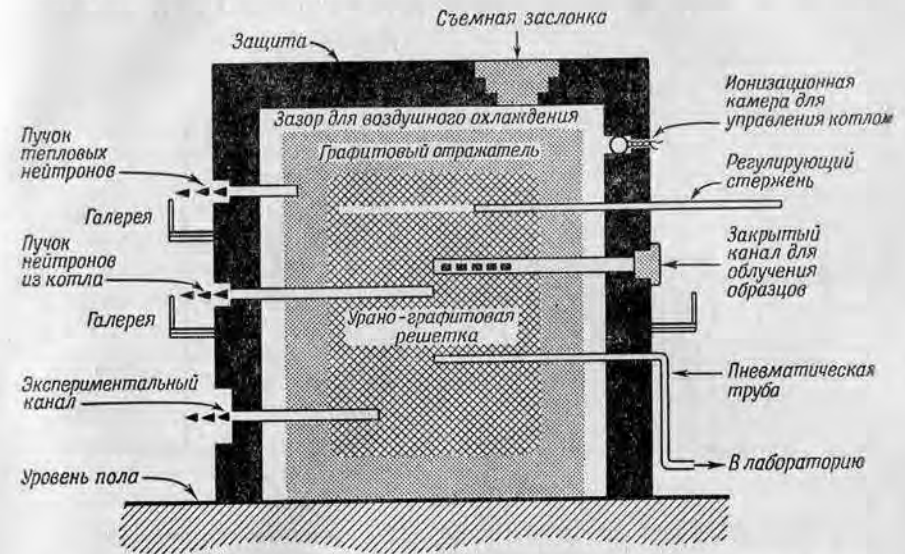
Примерами котлов с графитовым замедлителем являются установки для получения плутония в Хэнфорде и исследовательские котлы в Ок-Ридже [8], Брукхавене [9] и Харвелле (Англия) [10]. Эти котлы имеют в основном одинаковую конструкцию, показанную на фиг. 18, и отличаются главным образом методами отвода тепла. В хэнфордских котлах в качестве охлаждающей среды используется вода, тогда как остальные упомянутые котлы охлаждаются воздухом. Поскольку дело касается исследований с помощью нейтронов из котла, безразлично, каким методом отводится тепло, и фиг. 18, изображающая брукхавенский котел, воспроизводит те общие черты всех графитовых котлов, которые представляют интерес для нейтронных



Фиг. 19. Вид галереи для экспериментальных установок и стены брукхавенского котла с типичными приборами около экспериментальных каналов (обозначенных E53, E54 и т. д.). Цилиндрический аппарат слева от E43 — зарядная машина (см. фиг. 84). Ученые работают с нейтронным зеркалом; зеркало помещается в небольшом лифте внутри котла, а счетчик расположен позади больших защитных блоков в центре фотографии. Механический селектор медленных нейтронов (см. гл. IX, § 4) находится справа от установки для эксперимента с зеркалом за стеной из небольших защитных блоков.

¹⁾ Английское название котла (pile) в переводе означает штабель. — Прим. ред.

исследований. Экспериментальные каналы, показанные на фиг. 18, используются для получения нейтронов различных энергий и интенсивностей в соответствии с требованиями проводимого эксперимента. Фотография части одной стороны брукхавенского котла (фиг. 19) дает общий вид экспериментальных отверстий и некоторых экспериментальных установок.

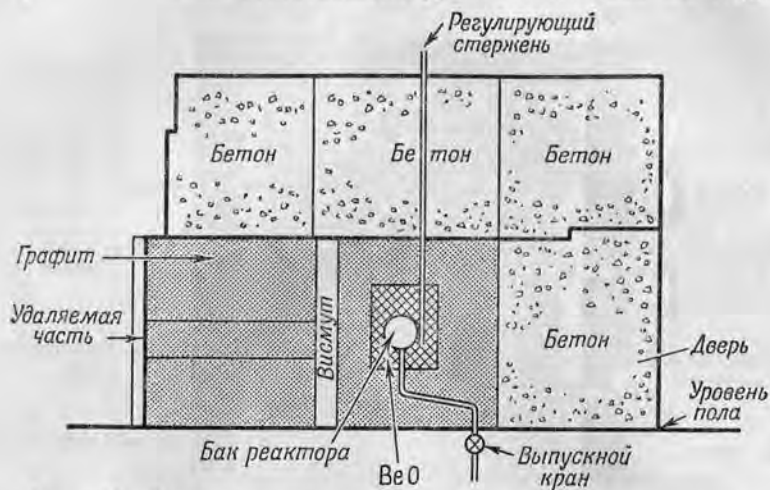


Фиг. 18. Схематический разрез брукхавенского котла, показывающий устройства, имеющие значение для нейтронных исследований.

В реакторах другого типа, работающих на тепловых нейтронах, замедлителем служит окись дейтерия (тяжелая вода). Примерами котлов на естественном уране с замедлителем из тяжелой воды являются котлы в Аргонне [11, 20], в Чок-Ривере (Канада) [12], французский котел в Шатильоне [13] и норвежский котел в Осло [14]. В этих котлах уран в виде стержней погружен в тяжелую воду, а охлаждение обычно производится циркуляцией тяжелой воды через внешний теплообменник. К котлам, содержащим тяжелую воду, применимы те же общие принципы конструирования, которые были рассмотрены в § 2—4 в связи с графитовыми котлами. Необходимо лишь внести небольшие численные изменения в вычисление таких постоянных котла, как площадь миграции и k_{∞} . Вследствие более низкого поглощения в дейтерии по сравнению с графитом для тяжеловодной решетки значительно легче получить k_{∞} больше единицы, чем для графитовой. Наличие плотно закрывающегося резервуара для дейтерия делает котлы на тяжелой воде несколько менее

удобными, чем графитовые для проведения эксперимента внутри котла. Для исследований с пучками нейтронов, получаемыми из котла, эти два типа котлов одинаково применимы.

Большие значения k_{∞} , получаемые при применении урана, обогащенного изотопом U^{235} , позволяют осуществить разнообразные конструкции котлов, с использованием многих материалов, которые в котле на естественном уране поглощали бы слишком



Фиг. 20. Лос-Аламосский гомогенный реактор на обогащенном горючем, или «водяной котел».

Бак реактора сферический, диаметром 30 см.

много нейтронов, и дают возможность вообще отказаться от замедлителя. Предельным случаем реактора на обогащенном материале является, конечно, атомная бомба, не содержащая замедлителя, в результате чего в ней образуются только быстрые нейтроны. Изменяя количество замедлителя, можно конструировать котлы, являющиеся промежуточными между бомбой и реактором на медленных нейтронах. Вообще, средняя энергия нейтронов уменьшается с увеличением количества замедлителя от энергии быстрых нейтронов в бомбе до тепловой энергии в котлах с большим количеством замедлителя.

Хорошо известным примером котла на обогащенном горючем является «Клементина» (Лос-Аламос) — котел без замедлителя с ртутным охлаждением, в котором вместо U^{235} в качестве горючего используется металлический Pu^{239} [15]. Примером котла с замедлителем на обогащенном материале может служить «водяной котел» в Лос-Аламосе [16], являющийся гомогенным котлом на тепловых нейтронах, в котором U^{235} (около 800 г) используется в виде раствора уранил-нитрата в обычной воде (фиг. 20).

Раствор содержится в сферическом сосуде из нержавеющей стали диаметром 30 см, в который вмонтирован конусоидальный змеевик для водяного охлаждения. В настоящее время водяной котел аналогичного типа строится в государственном колледже в Сев. Каролине [17]. Он будет использоваться для исследовательских работ. Другим примером котла с замедлителем на обогащенном уране является котел в Ок-Ридже — большая цистерна с водой, в которую погружена небольшая решетка из обогащенного урана. Эти котлы на обогащенном горючем в связи с большими значениями k_{∞} характеризуются малыми размерами и значительно большим, чем для котлов из необогащенных материалов, отношением потока в центре к общей мощности.

В настоящее время конструируются или сооружаются несколько котлов на обогащенном горючем, предназначенных скорее для специальных целей, чем для общих исследований по нейтронной физике. К ним относятся: реактор для испытания материалов, предназначенный для получения очень больших плотностей нейтронных потоков в целях испытания составных частей будущих реакторов, например реакторов-авиадвигателей; экспериментальный реактор-воспроизводитель (реактор-бридер) на быстрых нейтронах для изучения возможности воспроизводства или получения делящихся веществ из неделящихся; некоторые другие реакторы на тепловых и промежуточных нейтронах для снабжения энергией подводных лодок и самолетов. Поскольку эти реакторы будут недоступны для несекретных исследований по нейтронной физике, нет необходимости говорить о них в дальнейшем. Краткое описание современного состояния этих засекреченных реакторов можно найти в полугодовых отчетах Комиссии по атомной энергии конгрессу [19]. Некоторые опубликованные данные по засекреченным и незасекреченным котлам содержатся в статье Исбена [20].

Котлы, применяемые для исследований по нейтронной физике, имеют много общего. Метод использования нейтронов, получаемых в котлах, иллюстрируется фиг. 18, на которой, как уже указывалось, изображен типичный графитовый котел. Котел на тяжелой воде отличается от последнего только добавлением непроницаемого для воды резервуара, окружающего решетку. Наивысшие достижимые потоки нейтронов получают внутри решетки, но вследствие недостатка места большинство экспериментов в действительности производится с выведенными из котла пучками нейтронов. Если экспериментальный канал, проходящий сквозь защиту котла до самой решетки, открыт, то получается пучок нейтронов с таким же распределением нейтронов по энергиям, как и в решетке. С другой стороны, из канала, ведущего в область, где уран отсутствует, например в отражатель, будет выходить пучок тепловых нейтронов с большей или меньшей примесью быстрых.

Для некоторых экспериментов необходимы тепловые нейтроны без примеси быстрых. Для получения таких нейтронов используется состоящая из замедлителя *тепловая колонна*. Тепловая колонна для изображенного на фиг. 18 котла может быть выполнена путем замены съемной защитной заслонки графитом. Интенсивность тепловых нейтронов внутри этой колонны будет ниже, чем в отражателе, но зато значительно уменьшится примесь быстрых нейтронов. Ниже мы кратко рассмотрим количественные соотношения для интенсивности нейтронов в различных местах котла.

Наиболее важной характеристикой котла, поскольку дело касается исследований по нейтронной физике, является величина потока нейтронов. Второстепенным, хотя и важным, соображением является доступность потока, т. е. наличие каналов, ведущих к решетке и отражателю в желаемых местах. При сравнении разных котлов обычно указывают максимальный поток, существующий в замедлителе в центре решетки. В табл. 3 указаны значения потока в центре для существующих котлов, могущих считаться исследователями. Так как полная мощность котла пропорциональна интегралу от потока по объему котла, то в котлах малых размеров наблюдается относительно большой поток при малой мощности.

Таблица 3
ЗНАЧЕНИЯ ПОТОКА НЕЙТРОНОВ В ЦЕНТРЕ ДЛЯ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИХ КОТЛОВ

Котлы	Поток тепловых нейтронов n_v , нейтронов в 1 сек. на 1 см ²	Мощность, квт
1. Британский графитовый маломощный (GLEEP) [20, 21]	$3 \cdot 10^{10}$	100
2. Французский на тяжелой воде (ZOE) [13]	$3 \cdot 10^{10}$	10
3. Аргоннский графитовый (CP-2) [20]	$1 \cdot 10^{11}$	100
4. Ок-риджский «плавающий» [18]	$1 \cdot 10^{11}$	10
5. Лос-аламосский водяной (HYPO) [16]	$3 \cdot 10^{11}$	6
6. Норвежский на тяжелой воде (JEEP) [14]	$3 \cdot 10^{11}$	100
7. Релеевский водяной [17]	$5 \cdot 10^{11}$	10
8. Аргоннский на тяжелой воде (CP-3) [11]	$1 \cdot 10^{12}$	300
9. Ок-риджский графитовый [8]	$1 \cdot 10^{12}$	3 000
10. Британский графитовый исследовательский (BEPO) [10]	$1 \cdot 10^{12}$	4 000
11. CP-3 на обогащенном уране (CP-3')	$4 \cdot 10^{12}$	300
12. Брукхавенский графитовый [9]	$5 \cdot 10^{12}$	25 000
13. Чок-риверский на тяжелой воде (NRX) [12]	$5 \cdot 10^{12}$	10 000
14. Лос-аламосский на быстрых нейтронах («Клементина») [15, 20]	$5 \cdot 10^{12}$ (быстр.)	10

Трудно дать количественную меру доступности потока, но в общем можно утверждать, что большие потоки в котлах с тяжелой водой (которые достижимы вследствие превосходства водяного охлаждения над воздушным) довольно трудно использовать из-за трудности уплотнения экспериментальных отверстий в водяном резервуаре. Котлы с графитовым замедлителем имеют более низкий поток в центре, но они больше по объему (из-за меньших значений k_{∞}) и поэтому в них больше пространства для экспериментов, которое можно легче использовать, чем в котлах с жидким замедлителем. Котлы с воздушным охлаждением в общем характеризуются большей утечкой быстрых нейтронов к наружным областям отражателя, происходящей по каналам в центре решетки, служащим для движения охлаждающего воздуха. Эта утечка рассматривается ниже в § 8 в связи с распределением тепловых нейтронов. Контроль за уровнем мощности осуществляется в котлах и того и другого типов просто при помощи поглощающих нейтроны *регулирующих стержней*. В котлах и того и другого типа поток нейтронов можно легко поддерживать постоянным с точностью до десятых долей процента.

§ 6. Распределение быстрых нейтронов в котле

При рассмотрении нейтронов в котле их обычно разделяют на три группы в соответствии с энергией: на быстрые, резонансные и тепловые нейтроны. Эта классификация по энергиям относится скорее к способу получения нейтронов в котле, нежели к вызываемым ими реакциям. *Быстрыми* называются нейтроны, полученные при делении и не замедлившиеся путем столкновений. *Резонансными* обычно считаются нейтроны, имеющие энергию от 1 Мэв до 1 эв с энергетическим спектром $1/E$, получающимся в процессе замедления. *Тепловые* нейтроны находятся в равновесии с атомами графита и имеют максвелловское распределение по скоростям.

В простой теории котла ограниченных размеров, рассмотренной в § 3, все нейтроны считались тепловыми. Эта однополовая теория привела к уравнению котла (2.9), и решение этого уравнения для прямоугольного котла показывает, что нейтроны распределены в котле по закону косинуса. В более точной теории следует учесть, что нейтроны деления проходят значительное расстояние, прежде чем стать тепловыми. В нашем рассмотрении бесконечной решетки котла (вычисление k_{∞}) эффект быстрых нейтронов был учтен путем включения в формулу (2.2) множителей ε и p ; однако в случае конечного котла эффект быстрых нейтронов был учтен лишь приблизительно — путем

замены в уравнении (2.14) L^2 на M^2 , в результате чего была принята во внимание миграция нейтронов в процессе замедления. К счастью, пространственное распределение нейтронов всех энергий в реальном котле довольно точно описывается решениями уравнения (2.14), которое и является одnogрупповым уравнением котла, включающим эффект быстрых нейтронов.

Причина сходного поведения быстрых и тепловых нейтронов заключается в том, что распределение тепловых нейтронов определяет интенсивность деления урана; в результате интенсивность испускания быстрых нейтронов при делении будет иметь такое же распределение, как и тепловые нейтроны. В процессе замедления быстрые нейтроны проходят расстояние порядка $(6\tau)^{1/2}$ [среднее квадратичное расстояние для замедления, формула (1.49)], что составляет в случае графита около 40 см (λ и $\lambda_{пер.} \sim 3$ см, $j \sim 100$). Поскольку это расстояние мало по сравнению с размерами котла, то замедлившиеся нейтроны, равно как и быстрые, распределяются приблизительно так же, как и тепловые. Вне решетки (в отражателе фиг. 18) распределения нейтронов различной энергии совершенно различны. В отражателе не происходит размножения нейтронов, и, как мы увидим, поток нейтронов заданной энергии определяется пропусканием графита для этой энергии.

Еще до замедления энергия нейтронов деления лежит в широком диапазоне от 0 до 15 Мэв. Первые измерения верхнего предела энергетического спектра указывали, что не существует нейтронов с энергией выше 6 Мэв. Однако более точные измерения отодвинули верхнюю границу значительно дальше. Наиболее точно известный в настоящее время спектр нейтронов деления [22] приведен на фиг. 21. Форма этого спектра в области высоких энергий определялась по пробегу протонов отдачи в счетчике, а ниже 1 Мэв протоны отдачи измерялись в наполненной водородом камере Вильсона. Распределение по энергиям в пределах экспериментальных ошибок дается эмпирической формулой

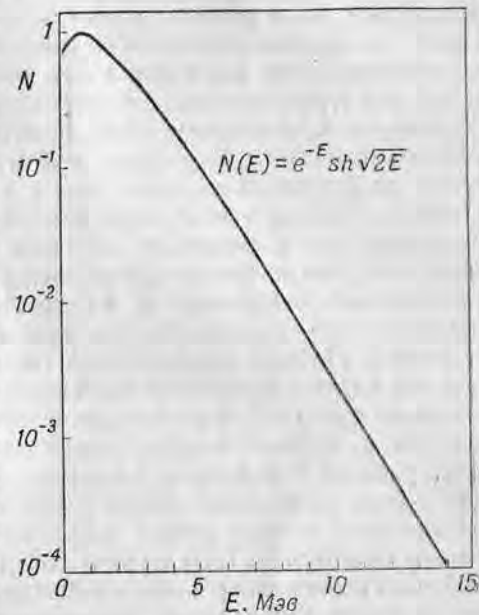
$$N(E) = sh(2E)^{1/2} e^{-E}, \quad (2.24)$$

где E — энергия в Мэв. Эта формула согласуется с моделью испускания, или «испарения», нейтронов из очень возбужденных осколков после их разделения. Согласно этой модели, наблюдаемое распределение нейтронов по энергиям соответствует испарению нейтронов из осколков деления, но несколько изменено за счет движения самих осколков.

После столкновений с атомами замедлителя нейтроны любой заданной энергии спектра деления распределяются по энергиям согласно закону $1/E$ [уравнение (1.40)]. Истинное распределение по энергиям в замедлителе представляется поэтому суммой

многих распределений вида $1/E$, каждое из которых достигает определенной энергии в спектре деления. Вследствие такого распределения потока в графите внутри котла на единицу энергии имеется значительно больше медленных нейтронов, чем незамедленных быстрых нейтронов. В эксперименте, проводимом внутри решетки котла, трудно обнаружить эффекты, вызываемые быстрыми нейтронами, ввиду наличия большого потока замедленных нейтронов.

Легко видеть, что поток быстрых нейтронов спектра деления вблизи уранового стержня имеет такой же порядок величины, как и поток тепловых нейтронов в той же точке. Большинство тепловых нейтронов, падающих на урановый стержень, поглощается в нем, и на каждый поглощенный таким образом нейтрон образуется $\eta\epsilon$, или 1,36 [формула (2.2)], быстрого нейтрона. Число быстрых нейтронов, пересекающих 1 см² поверхности стержня, или поток быстрых нейтронов, по порядку величины будет таким же, как поток тепловых нейтронов. Интенсивность быстрых нейтронов заданной энергии быстро уменьшается с расстоянием от уранового стержня, что следует из решения (1.45), имеющего вид гауссовского распределения. Расстояние, проходимое нейтронами в процессе замедления до тепловых скоростей, больше расстояния между урановыми стержнями (около 20 см); как мы только что видели, среднее квадратичное расстояние для замедления составляет около 40 см. С другой стороны, плотность тепловых нейтронов в действительности увеличивается при удалении от уранового стержня, так как поглощение в последнем уменьшает поток тепловых нейтронов вокруг стержня на расстоянии порядка длины свободного пробега для рассеяния. В результате этих пространственных изменений отношение потока быстрых нейтронов к потоку медленных нейтронов быстро уменьшается с увеличением расстояния от урана.



Фиг. 21. Спектр нейтронов деления, т. е. число нейтронов на единицу интервала энергии $N(E)$ как функция энергии нейтронов [22].

Если пренебречь более тонкими подробностями распределения нейтронов, т. е. изменениями на расстояниях порядка расстояния между стержнями, то распределение быстрых нейтронов будет примерно таким же, как распределение тепловых нейтронов. Внутри решетки это распределение для прямоугольного котла есть просто косинус (или функция Бесселя для цилиндрического котла), обращающийся в нуль на экстраполированном расстоянии от границы решетки. В отражателе, окружающем котел, отношение потоков быстрых и тепловых нейтронов сильно отличается от значения этого отношения внутри решетки и, кроме того, изменяется с расстоянием. Тепловые нейтроны диффундируют через отражатель, причем их плотность уменьшается экспоненциально с периодом, или «длиной затухания», равным длине диффузии, в соответствии с соотношением (1.56).

Поток быстрых нейтронов уменьшается в отражателе с расстоянием более сложным образом в соответствии с формулой (1.45). Поток быстрых нейтронов уменьшается быстрее потока тепловых нейтронов, и, следовательно, отношение быстрых нейтронов к тепловым быстро уменьшается в отражателе с расстоянием. Поток незамедленных быстрых нейтронов (не испытавших ни одного столкновения) затухает в замедлителе приблизительно как $e^{-x/\lambda}$, где λ — длина свободного пробега быстрых нейтронов. Приняв сечение рассеяния быстрых нейтронов в графите равным 2 барн и плотность равной $1,6 \text{ г/см}^3$, получим для длины свободного пробега значение 6,2 см. Этот результат значительно меньше длины диффузии в графите, которая, согласно формуле (1.57), равна 52 см (при $\sigma_a = 4,5 \cdot 10^{-3}$ барн). Плотность несколько замедлившихся, но все еще быстрых нейтронов будет уменьшаться, согласно возрастной теории, медленнее плотности незамедлившихся нейтронов, но значительно быстрее, чем плотность диффундирующих в отражателе тепловых нейтронов.

Как уже указывалось, быстрые нейтроны деления внутри решетки котла или в отражателе не особенно пригодны для измерений эффективных сечений вследствие присутствия резонансных нейтронов, сечения для которых значительно больше, чем для быстрых нейтронов. Для измерений эффективных сечений нейтроны деления обычно получают вне котла во избежание примеси резонансных нейтронов. Используемый для этой цели преобразователь нейтронов описан в гл. IV, § 4.

§ 7. Резонансные нейтроны

Нейтроны промежуточной энергии, имеющие спектр замедления dE/E , представляют большую ценность для изучения резонансов в эффективных сечениях, описанных в гл. I, § 7, и

обычно называются резонансными нейтронами. Поскольку расстояние, проходимое нейтронами при замедлении до резонансной энергии, больше расстояния между урановыми стержнями в котле, то пространственные изменения распределения резонансных нейтронов значительно меньше, чем для быстрых и тепловых нейтронов, распределение которых заметно изменяется на расстояниях порядка периода решетки. Поэтому распределение резонансных нейтронов внутри решетки близко к косинусу или функции Бесселя, как это следует из уравнения котла.

Число нейтронов с энергиями в резонансной области по отношению к числу тепловых нейтронов удобно выражать через время жизни тепловых нейтронов. Как мы уже видели, число нейтронов, стоящих в тепловыми в 1 см^3 за 1 сек., определяется плотностью замедления при энергии, немного превышающей тепловую. Обозначив эту плотность замедления q_t , найдем поток тепловых нейтронов, получающихся из надтепловых нейтронов, в виде $q_t \Lambda_{\text{тепл.}}$ [формула (2.18)] или $q_t v t_0$, где t_0 — время жизни теплового нейтрона. Соотношение между потоком резонансных нейтронов на единицу интервала энергии и плотностью замедления получается из уравнения (1.41), в котором q_0 — число быстрых нейтронов в 1 см^3 , начинающих процесс замедления, причем $q_t = q_0 p$ из них становятся тепловыми. Таким образом, мы получаем

$$\text{Поток резонансных нейтронов} \equiv (nv)_E dE = \frac{q_E dE}{\xi N \sigma_s E}, \quad (2.25)$$

где q_E — плотность замедления¹⁾ при энергии E . Отсюда видно, что отношение плотности замедления к потоку резонансных нейтронов определяется произведением $\xi N \sigma_s$, или *замедляющей способностью*, которая приведена в табл. 1. Эта таблица показывает, что отношение потока резонансных нейтронов к q_0 , т. е. к потоку быстрых нейтронов, примерно одинаково для графитовых и дейтериевых котлов, хотя ξ для дейтерия значительно выше, чем для графита, поскольку замедляющая способность в обоих случаях примерно одинакова. Так как поглощение тепловых нейтронов определяется условием получения больших k_∞ , то отношение потоков резонансных и тепловых нейтронов, зависящее от времени жизни теплового нейтрона, также должно быть примерно одинаковым для котлов с графитовым и дейтериевым замедлителем.

Удобный экспериментальный метод определения отношения потока тепловых нейтронов к потоку резонансных основан на измерении *кадмиевого отношения*. Кадмиевое отношение опреде-

¹⁾ Поскольку p равно около 0,9 (см. гл. II, § 2), q_E почти не зависит от энергии. — Прим. авт.

ляется как отношение интенсивности нейтронов, измеренной некоторым детектором, к интенсивности, измеренной тем же детектором, окруженным слоем кадмия (обычно толщиной около 0,75 мм). Детектор без кадмия реагирует на резонансные и тепловые нейтроны, а детектор, окруженный кадмием, реагирует только на резонансные нейтроны, так как кадмиевое покрытие задерживает все тепловые нейтроны и является прозрачным для нейтронов с энергией больше 0,4 эв. Тогда отношение потока тепловых нейтронов к потоку резонансных нейтронов для данного детектора определяется выражением

$$\frac{\text{Поток тепловых нейтронов}}{\text{Поток резонансных нейтронов}} = R_{\text{Cd}} - 1, \quad (2.26)$$

где R_{Cd} — измеренное кадмиевое отношение. В действительности наблюдаемое кадмиевое отношение зависит от чувствительности детектора к резонансным и тепловым нейтронам, и истинное отношение потоков не может быть вычислено, если эта чувствительность неизвестна.

Наиболее удобным детектором с известной зависимостью чувствительности от энергии нейтронов является детектор типа $1/v$, чувствительность которого обратно пропорциональна скорости нейтрона. Показания такого детектора пропорциональны n , а не nv , и не зависят от скорости нейтронов. В качестве детектора можно использовать фольгу из вещества, имеющего пренебрежимо малое резонансное поглощение и вследствие этого эффективное сечение, меняющееся по закону $1/v$ [формула (1.22)]. Фольга должна быть достаточно тонкой, чтобы не изменять нейтронный поток во время облучения. Хорошим детектором типа $1/v$ является тонкая фольга из легких элементов, в которых резонансы расположены далеко друг от друга, например из В, Na, Al. Другим видом детекторов типа $1/v$ являются наполненные бором счетчики или ионизационные камеры, содержащие достаточно малое количество бора, чтобы не вызывать искажения потока.

Кадмиевое отношение, измеренное детектором $1/v$ внутри решетки котла с графитом или тяжелой водой в качестве замедлителя, равно примерно 33; другими словами, резонансный поток, определенный таким детектором, составляет примерно 3% общего потока. Используя соотношения, помещенные в § 8, 10 и 11, можно легко найти зависимость между истинным отношением потоков и наблюдаемой величиной кадмиевого отношения, равной 33. Вообще говоря, регистрируемый детектором, имеющим сечение поглощения тепловых нейтронов $\sigma_{\text{т.п.}}$, эффект потока тепловых нейтронов $(nv)_{\text{т.п.}}$ пропорционален $(nv)_{\text{т.п.}} \cdot \sigma_{\text{т.п.}}$, а регистрируемый эффект потока резонансных нейтронов, согласно

соотношению (2.25), равен

$$\int_{0,4 \text{ эв}}^{\infty} \frac{q \sigma_a}{\xi N \sigma_s} \frac{dE}{E} = \frac{q}{\xi N \sigma_s} \int_{0,4 \text{ эв}}^{\infty} \frac{\sigma_a dE}{E}. \quad (2.27)$$

При написании последней части этого равенства мы предположили, что σ_s постоянно; с другой стороны, сечение поглощения в «интеграле резонансного поглощения» не постоянно даже в отсутствие резонансов. Из соотношения (2.26) в таком случае получаем общий результат

$$\begin{aligned} R_{\text{Cd}} - 1 &= \frac{\text{Эффект тепловых нейтронов}}{\text{Эффект резонансных нейтронов}} = \\ &= \frac{(nv)_{\text{т.п.}} \cdot \sigma_{\text{т.п.}}}{\frac{q}{\xi N \sigma_s} \int_{0,4 \text{ эв}}^{\infty} \frac{\sigma_a dE}{E}}, \end{aligned} \quad (2.28)$$

который мы применим к частному случаю детектора $1/v$.

Для детектора $1/v$ можно легко найти отношение сечения для энергии 0,025 эв $\sigma_{\text{т.п.}}$ к интегралу $\int \sigma_a dE/E$

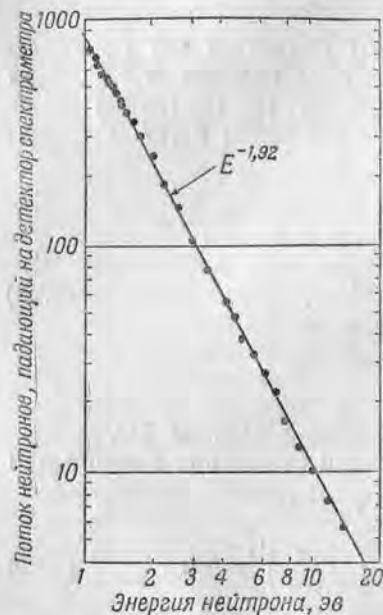
$$\frac{\sigma_{\text{т.п.}}}{\int_{0,4 \text{ эв}}^{\infty} \frac{\sigma_a dE}{E}} = \frac{1/(0,025)^{1/2}}{\int_{0,4 \text{ эв}}^{\infty} E^{-1/2} dE} = \frac{1}{2} \left(\frac{0,4}{0,025} \right)^{1/2} = 2,0. \quad (2.29)$$

Подставив этот результат и наблюдаемую величину кадмиевого отношения в соотношение (2.28), получим, что отношение потока тепловых нейтронов к величине $q/\xi N \sigma_s$ равно 16. Величина $q/\xi N \sigma_s$, согласно соотношению (2.25), есть поток, нормированный на единицу натурального логарифма энергии, например от 1 до 2,72 эв, от 100 до 272 эв и т. д. Следовательно, поток в каждой такой области энергии равен $1/16$ потока тепловых нейтронов. Поток, нормированный на единицу десятичного логарифма энергии, например от 1 до 10 эв, от 100 до 1000 эв и т. д., в соответствии с соотношением (2.25) равен в точности $(\ln 10)/16$, или $1/7$ потока тепловых нейтронов. Приняв время жизни теплового нейтрона [формула (2.8)] равным $1,4 \cdot 10^{-3}$ сек., а скорость равной 2200 м/сек и взяв значение $\xi N \sigma_s$ из табл. 1, можно приблизительно вычислить отношение потоков и сравнить его с экспериментальной величиной, равной 16:

$$\frac{\text{Поток тепловых нейтронов}}{\text{Поток резонансных нейтронов}} = \frac{qvt_0}{q/\xi N \sigma_s} = \frac{2,2 \cdot 10^3 \cdot 1,4 \cdot 10^{-3}}{1/0,058} = 17,8.$$

Согласно следует считать очень хорошим, учитывая приближенность теории, использованной для вычисления отношения потоков.

Поскольку детектор $1/v$ с кадмиевым покрытием имеет низкую эффективность по сравнению с детектором без покрытия,



Фиг. 22. Энергетическое распределение нейтронов из котла, измеренное кристаллическим спектрометром [23], по сравнению со спектром dE/E .

Отражательная способность кристалла меняется как $1/E$, поэтому распределение падающих на кристалл нейтронов, следующее закону dE/E , принимает форму dE/E^2 .

быть прокалибрована. Различные экспериментальные методы, применяемые в работах по изучению резонансного поглощения, будут рассмотрены в гл. V.

Эксперименты с резонансными нейтронами обычно ведутся вне котла, причем для получения больших потоков используются экспериментальные каналы, ведущие в глубь решетки котла. Поток в подобном пучке, изображенном на фиг. 18, вычисляется из значений потока на поверхности, испускающей нейтроны, и из геометрии канала. Например, если канал сечением 10×10 см ведет в центр брукхавенского котла, где поток тепловых нейтронов равен $5 \cdot 10^{12}$, то можно легко оценить поток резонансных

удобнее использовать вещество, обладающее сильным резонансом и, следовательно, более близким к единице кадмиевым отношением, хотя в этом случае поток связан с измеряемой величиной более косвенным образом. Обычно для измерения кадмиевого отношения используется индий, имеющий сильный резонанс при 1,44 эв. Резонансный интеграл для индия равен 2800 барн, т. е. в 14,7 раза превышает эффективное сечение в тепловой области, тогда как для детектора $1/v$ резонансный интеграл составляет лишь половину эффективного сечения в тепловой области. Вследствие того, что высота резонансного пика в индии достигает 30 000 барн, для получения истинной величины резонансного интеграла необходимо применять очень тонкую фольгу. Эта предосторожность необходима и для того, чтобы избежать самозатенения, т. е. изменения фольгой распределения потока dE/E . Поскольку с достаточно тонкой фольгой работать трудно, обычно употребляется более толстая фольга, которая должна

нейтронов в точке вне защиты котла. Принимая кадмиевое отношение равным 33, получим, что поток резонансных нейтронов на единицу десятичного логарифма энергии в центре котла равен

$$\frac{5 \cdot 10^{12}}{7,0} = 7,1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}.$$

Поток на единицу десятичного логарифма энергии в пучке вне котла на расстоянии 6 м от внутреннего конца канала равен

$$\frac{7,1 \cdot 10^{11} \cdot 10^2}{4\pi \cdot 36 \cdot 10^4} = 1,57 \cdot 10^7,$$

или в виде распределения по энергиям

$$\text{Резонансный поток} = \frac{1,57 \cdot 10^7}{2,30} \frac{dE}{E} = 6,9 \cdot 10^6 \frac{dE}{E} \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}.$$

В реальном эксперименте большее значение имеет не истинное распределение потока, а скорость счета в зависимости от энергии, полученная с данным детектором, т. е. спектр нейтронов, обнаруживаемый данным инструментом. В качестве примера на фиг. 22 приведен спектр нейтронов, измеренный брукхавенским кристаллическим спектрометром [23] (см. гл. VI, § 4). Поток нейтронов, падающий на детектор (с поправкой на эффективность детектора) на единицу интервала энергии, изображен на графике как функция энергии нейтронов. Поскольку при отражении от кристалла спектр dE/E изменяется, распределение заметно отклоняется от распределения потока по закону dE/E и зависит от энергии как $E^{-1,92}$. Однако в полученную кривую может быть внесена поправка, учитывающая изменение отражательной способности кристалла, подчиняющейся, как известно, закону $1/E$ (см. гл. VI, § 4).

В результате исправления получается зависимость $E^{-0,92}$, хорошо согласующаяся с зависимостью вида dE/E , предсказываемой теорией.

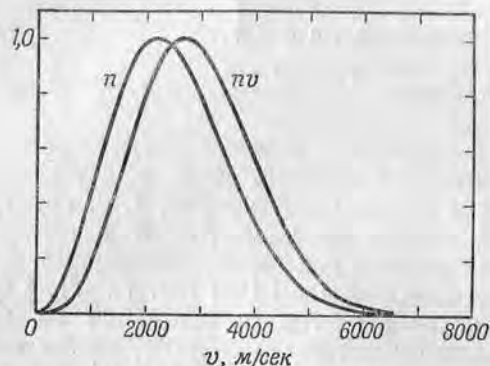
§ 8. Тепловые нейтроны

До сих пор при рассмотрении потока тепловых нейтронов мы считали, что все тепловые нейтроны имеют одинаковую скорость v . Однако результаты, полученные нами для таких явлений, как диффузия нейтронов, отношение потоков быстрых и резонансных нейтронов к потоку тепловых нейтронов и активация радиоизотопов, остаются справедливыми и в том случае, если учитывать действительное распределение тепловых нейтронов по скоростям. Как мы увидим, необходимо только в полученных формулах понимать под v определенную скорость в распределении тепловых нейтронов — в одних случаях среднюю скорость, в других — наиболее вероятную скорость.

Если нейтроны находятся в тепловом равновесии с атомами замедлителя, они будут иметь хорошо известное максвелловское распределение по скоростям¹⁾

$$dn = \frac{4n}{v_0^3 \sqrt{\pi}} v^2 e^{-v^2/v_0^2} dv, \quad (2.30)$$

где dn — число нейтронов в единице объема в интервале скоростей от v до $v + dv$, а n , как и раньше, — полное число нейтронов в единице объема. Скорость v_0 есть наиболее вероятная скорость,



Фиг. 23. Максвелловское распределение тепловых нейтронов для плотности нейтронов n и потока nv в зависимости от скорости нейтронов.

т. е. скорость, при которой $n(v)$ имеет максимум (фиг. 23). Значение v_0 определяется на основании того факта, что она соответствует кинетической энергии kT , где k — постоянная Больцмана ($1,380 \cdot 10^{-16}$ эрг/град) и T — абсолютная температура распределения:

$$\frac{1}{2} m v_0^2 = kT,$$

$$v_0 = \left(\frac{2kT}{m} \right)^{1/2} = \left(\frac{2 \cdot 1,380 \cdot 10^{-16} T}{1,675 \cdot 10^{-24}} \right)^{1/2} = (1,648 \cdot 10^8 T)^{1/2}. \quad (2.31)$$

Наиболее вероятная скорость нейтронов при комнатной температуре (20°C) составляет 2200 м/сек (точнее, 2198 м/сек), и эта скорость соответствует энергии 0,0252 эв.

¹⁾ Теоретический вывод максвелловского закона распределения можно найти в любом учебнике по кинетической теории газов, например [29, 30]. — Прим. авт. (См. также Дж. Майер, М. Гейперт-Майер, Статистическая механика, М., 1952; Я. Френкель, Статистическая физика, М., 1948. — Прим. ред.)

Нейтроны с температурой распределения T иногда называются kT -нейтронами, хотя средняя кинетическая энергия нейтронов равна $3/2 kT$ (по $1/2 kT$ на каждую степень свободы), в то время как kT есть энергия, соответствующая наиболее вероятной скорости¹⁾. В таблицах эффективных сечений для тепловых нейтронов (например, в приложении к этой книге) обычно приводятся значения для скорости нейтронов 2200 м/сек, хотя иногда указываются значения для энергии 0,025 эв. Это различие для большинства измеренных сечений лежит в пределах точности измерений. Интегрирование уравнения (2.30) показывает, что средняя скорость максвелловского распределения больше наиболее вероятной в $2/\sqrt{\pi}$, или 1,128 раз. Среднеквадратичная скорость соответствует средней энергии и равна, очевидно, $\sqrt{3/2} v_0$.

Макселловское распределение дает не поток, а плотность нейтронов n как функцию скорости. Распределение потока, получаемое умножением на v (см. также фиг. 23), выражается формулой

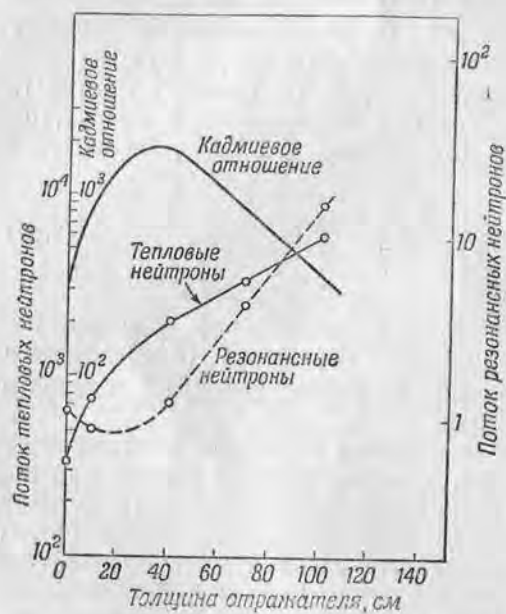
$$d(nv) = \frac{4n}{v_0^3 \sqrt{\pi}} v^3 e^{-v^2/v_0^2} dv. \quad (2.32)$$

Скорость, соответствующая наиболее вероятному значению потока, найдена дифференцированием выражения (2.32) и равна $\sqrt{3/2} v_0$. Она в 1,22 раза больше наиболее вероятной скорости максвелловского распределения.

Если пучок нейтронов получается из канала в отражателе котла или в тепловой колонне, то распределение потока в пучке будет также даваться выражением (2.32), поскольку поток в пучке имеет точно такое же распределение, как поток в среде, испускающей нейтроны. Эффективное распределение потока, т. е. распределение потока, регистрируемое данным детектором, получается из выражения (2.32) умножением его на чувствительность данного детектора. Для детектора, чувствительность которого меняется как $1/v$, например тонкого борного счетчика, зависимость скорости счета от скорости нейтронов непосредственно дает максвелловское распределение [формула (2.30)]. Действительное распределение тепловых нейтронов в котле по скоростям хорошо согласуется с максвелловским. Существующие между ними различия, а также вопрос о соответствующем значении T будут рассмотрены в гл. III, § 4.

¹⁾ Величина kT , однако, не является наиболее вероятной энергией. Преобразование максвелловского распределения по скоростям к распределению по энергиям после дифференцирования дает для наиболее вероятной энергии значение $1/2 kT$. — Прим. авт.

В большинстве экспериментов используемые тепловые нейтроны должны содержать возможно меньшую примесь резонансных нейтронов. Поток тепловых нейтронов имеет наибольшую величину в центре решетки, однако здесь велик и поток резонансных нейтронов. Поэтому обычно в качестве источника тепловых нейтронов должна использоваться другая область котла. В этом вопросе обычно приходится находить компромиссное решение, так как уменьшение примеси резонансных нейтронов почти всегда связано со снижением потока тепловых нейтронов. В брукхауенском котле (см. фиг. 18), например, в качестве



Фиг. 24. Экспериментальные значения [24] потоков тепловых и резонансных нейтронов в отражателе брукхауенского котла, измеренные детектором $1/\nu$, и кадмиевое отношение, вычисленное из этих потоков.

источника тепловых нейтронов во всех экспериментах с медленными нейтронами используется отражатель. Исключение составляют некоторые измерения, не чувствительные к присутствию резонансных нейтронов.

На фиг. 24 изображены потоки резонансных и тепловых нейтронов в отражателе брукхауенского котла, измеренные [24] детектором $1/\nu$. В качестве детектора применялся пропорциональный счетчик с BF_3 , достаточно тонкий для того, чтобы не происходило сколько-нибудь существенного самоэкранирования. Кривые показывают, что поток резонансных нейтронов в отражателе быстро уменьшается с расстоянием от решетки, а поток тепловых нейтронов уменьшается значительно медленнее. Таким образом, кадмиевое отношение улучшается с увеличением расстояния

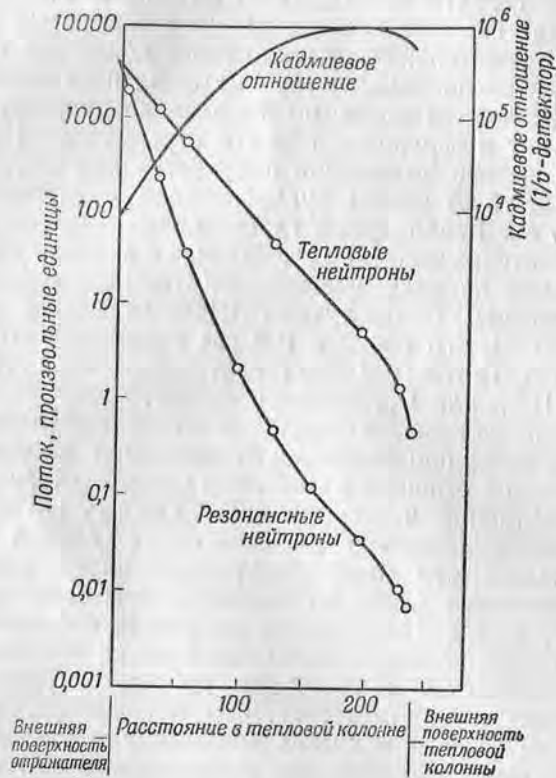
от решетки. Следует ожидать монотонного увеличения кадмиевого отношения в отражателе с увеличением расстояния от решетки. Однако кривые показывают, что кадмиевое отношение уменьшается при приближении к внешней границе отражателя. Исследование кривых для резонансных и тепловых нейтронов указывает на то, что уменьшение кадмиевого отношения происходит вследствие возрастания потока резонансных нейтронов на границе отражателя. Это неожиданное поведение потока резонансных нейтронов вызывается быстрыми нейтронами, которые уходят из центра котла по каналам воздушного охлаждения и попадают в наружные области отражателя. Наибольшее значение кадмиевого отношения получается для пучка нейтронов, вылетающего из канала, углубленного в отражатель примерно на 30 см. Канал такой глубины используется для механических селекторов медленных нейтронов и зеркал, для которых даже небольшая примесь резонансных нейтронов имеет существенное значение. В наилучшем месте кадмиевое отношение составляет 3000, что почти в 100 раз превышает его значение в центре котла. Поток тепловых нейтронов в этой точке равен примерно $4 \cdot 10^{11}$, или $1/10$ потока в центре.

В тепловой колонне, которая является выведенным через защитную оболочку продолжением отражателя с площадью около $0,5 \text{ м}^2$, кадмиевое отношение выше, чем в самом отражателе. При движении нейтронов через тепловую колонну поток тепловых нейтронов экспоненциально уменьшается с длиной затухания, немного меньшей, чем длина диффузии. В случае бесконечного плоского источника длина затухания должна быть равна длине диффузии [формула (1.56)], но из-за утечки с боковых поверхностей тепловой колонны длина затухания несколько уменьшается¹⁾. Количество резонансных нейтронов уменьшается по длине колонны гораздо быстрее, чем количество тепловых, так что кадмиевое отношение сильно возрастает с уменьшением интенсивности нейтронов. Так как интенсивность нейтронов в тепловой колонне мала, то нейтроны из наружного (удаленного от котла) конца колонны используются только тогда, когда необходимо особо высокое кадмиевое отношение. В большинстве экспериментов для получения возможно большего потока тепловых нейтронов при заданной степени загрязнения резонансными нейтронами используется канал, ведущий в глубину тепловой колонны.

Значения потока в тепловой колонне аргонского котла на тяжелой воде, измеренные [25] с помощью фольги из индия, приведены на фиг. 25. Полученное кадмиевое отношение было пере-

¹⁾ Действительное распределение вычислено в гл. VIII, § 3, где рассматриваются диффузионные измерения. — Прим. авт.

считано с учетом резонансного поглощения в индии на кадмиевое отношение для детектора $1/v$. Поток резонансных нейтронов, определяемый по активации покрытой кадмием фольги, убывает приблизительно по экспоненциальному закону с длиной затухания, равной 13 см. Проникающие быстрые нейтроны,



Фиг. 25. Распределение потоков тепловых и резонансных нейтронов и кадмиевое отношение в тепловой колонне аргонного котла на тяжелой воде [25].

приводящие к появлению резонансных нейтронов, имеют длину свободного пробега в графите примерно 8 см (при $\sigma_s = 1,5$ барна, что соответствует энергии нейтронов 2 Мэв). Следует ожидать, что вдали от источника поток резонансных нейтронов будет спадать приблизительно так же, как поток быстрых нейтронов. Следовательно, наблюдаемая длина затухания (13 см) имеет вполне разумную величину. Поток тепловых нейтронов также убывает экспоненциально, и наблюдаемая длина затуха-

ния (30 см) меньше значения длины диффузии (50 см), получающегося из формулы (1.56), справедливой для бесконечной колонны, из-за утечки с боковых поверхностей конечной тепловой колонны. Истинная величина потока тепловых нейтронов на внутренней поверхности тепловой колонны, соответствующая на фиг. 25 значению начальной ординаты, равна приблизительно 10^{11} и понижается по мере удаления от решетки котла.

Поток тепловых нейтронов в пучке вычисляется из геометрии экспериментального канала таким же образом, как в рассмотренном выше примере вычислялся поток резонансных нейтронов. Так, канал размером 10×10 см, идущий к центру брукхавенского котла, позволяет получать поток тепловых нейтронов в пучке вне защиты на расстоянии примерно 6 м от центра котла, равный

$$nv = \frac{5 \cdot 10^{12} \cdot 10^2}{4 \pi (600)^2} = 1,1 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}.$$

Для случая пучка из тепловой колонны величина потока на излучающей поверхности гораздо меньше, чем в центре котла. Это уменьшение будет лишь частично компенсироваться близостью излучающей поверхности к области вне защиты, где располагается экспериментальная установка, использующая нейтроны. Например, если канал размером 10×10 см проходит в тепловую колонну аргонного котла на глубину 2 м, где поток равен 10^{10} , то поток на выходе канала будет равен

$$\frac{10^{10} \cdot 10^2}{4 \pi (200)^2} = 2,0 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}.$$

Кадмиевое отношение для этого пучка (50 000) гораздо больше, чем в активной зоне котла (33) или в отражателе (3 000). В некоторых экспериментах, когда необходимо получить высокое кадмиевое отношение, используется пучок нейтронов из тепловой колонны, несмотря на то, что поток в этом случае в 50 раз меньше, чем для пучка из активной зоны. Поток и кадмиевое отношение для других точек в отражателе и в тепловой колонне можно оценить из кривых фиг. 24 и 25.

ЛИТЕРАТУРА

1. Fermi E., Nuclear Physics, Chicago, 1950 (есть русский перевод: Э. Ферми, Ядерная физика, М., 1951).
2. Segré E., Phys. Rev., 86, 21 (1952).
3. Plutonium Project, Journ. Am. Chem. Soc., 68, 2411 (1946); Rev. Mod. Phys., 18, 513 (1946) [есть русский перевод: Успехи физич. наук, 33, 77 (1947)].
4. Технический отчет ведомств по атомной энергии Канады, Великобритании и США, см. Physics Today, May, 32 (1952); Nucleonics, 10, No 5, 64 (1952); Canad. Journ. Phys., 29, 203 (1951).

5. Fermi E., AEC D 3269 (Technical Information Division, Oak Ridge, Tenn.).
6. Anderson, Fermi F., Wattenberg, Weil, Zinn W. H., Phys. Rev., 72, 16 (1947).
7. Hughes D., Dabbs J., Cahn A., Hall, Phys. Rev., 73, 111 (1948).
8. Nucleonics, 10, No 2, 24 (1952).
9. Borst L. B., Physics Today, January, 6 (1951).
10. Nucleonics, 8, No 6, 36 (1951).
11. Chem. Eng., 58, No 1, 113 (1951).
12. Gilbert F. W., Nucleonics, 10, No 1, 6 (1952).
13. Kowarski L., Journ. Phys. Radium, 12, 751 (1951).
14. Dahl O., Randers G., Nucleonics, 9, No 11, 5 (1951).
15. Hall D. B., Hall J., AEC document MDDC 1080 (1947).
16. Rev. Sci. Inst., 22, 489 (1951).
17. Beck C., Nucleonics, 9, No 5, 18 (1951).
18. AEC press release, May, 1952.
19. Semiannual reports of AEC, July, 1949, January and July, 1952. (Superintendent of Documents, Government Printing Office, Washington, D. C.)
20. Isben H. S., Nucleonics, 10, No 3, 10 (1952).
21. Colmer F. C. W., Littler D. J., Nucleonics, 8, No 1, 3 (1951).
22. Bonner, Ferrell, Rinehart, Phys. Rev., 87, 1032 (1952); Hill D.; L., Phys. Rev., 87, 1034 (1952); Watt B. E., Phys. Rev., 87, 1037 (1952).
23. Borst L. B., Sailor V. L., Rev. Sci. Inst., 24, 141 (1953).
24. Hughes D., Palevsky H., Randall, Seidl, Brookhaven Report BNL 103, June, 1951.
25. Seren L., неопубликованная работа Аргоннской лаборатории, 1945.
26. Soodak H., Campbell E. C., Elementary Pile Theory, New York, 1950 [есть русский перевод: Судак и Кэмпбел, Элементарная теория котла, Успехи физич. наук, 42, 93 (1950)].
27. The Science and Engineering of Nuclear Power, Cambridge, Mass., 1948 (есть русский перевод: Научные и технические основы ядерной энергетики под ред. К. Гудмена, т. I, М., 1948; т. II, М., 1951).
28. Fermi E., Science, January, 10, 1947 [есть русский перевод: Успехи физич. наук, 32, 54 (1947)].
29. Loeb L., Kinetic Theory of Gases, New York, 1934.
30. Kennard E. H., Kinetic Theory of Gases, New York, 1938.
31. Metropolis N., Reitwiesner G., AEC report NP 1980.
32. Hill, Wheeler, Phys. Rev., 89, 1102 (1953).

Глава III

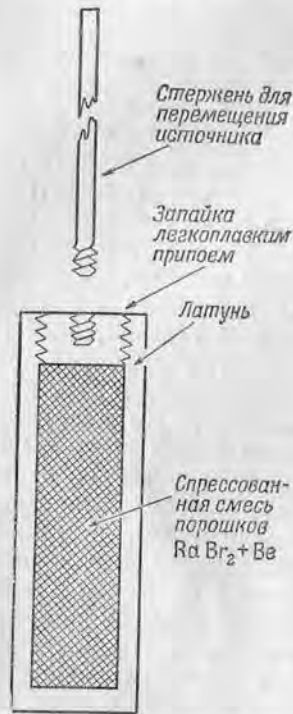
НЕЙТРОННЫЕ ЭТАЛОНЫ

В большинстве случаев относительные значения величин, измеряемых в опытах с нейтронами из котлов, могут быть получены со значительно более высокой точностью, нежели абсолютные значения. Всякого рода эффективные сечения, скорости или потоки нейтронов, как правило, измеряются по отношению к некоторым стандартным величинам сечения, скорости или потока соответственно, принятым за эталонные и получаемым в результате абсолютных измерений. В статьях, описывающих опыты с нейтронами из котлов, имеется значительное число ссылок на всякого рода условные эталоны, такие, как «стандартная призма», «стандартный счетчик», «стандартный источник», «стандартная фольга», «стандартный поглотитель» и «стандартная геометрия». Круг вопросов, связанных со стандартизацией нейтронных величин, включает в себя установление единых эталонов и соотношений между ними, а также использование этих эталонов для точных измерений нейтронных постоянных. В настоящей главе, посвященной нейтронным эталонам, основное внимание уделено вопросам определения мощности источников нейтронов, потока и температуры нейтронов, поскольку эти величины имеют первостепенное значение в экспериментальных работах, проводимых на котлах, и в то же время точные абсолютные измерения этих величин связаны с преодолением больших трудностей.

§ 1. Мощность источника

До сих пор широко распространен старый метод получения нейтронов с применением естественных источников α -частиц, основанный на использовании реакции (α, n) (см. гл. I, § 1). Такие источники нейтронов весьма удобны в обращении, практически не изменяются со временем, однако они имеют небольшую мощность. Источник, содержащий 1 кюри радия, смешанного с несколькими граммами порошкообразного бериллия, излучает около 10^7 быстрых нейтронов в секунду ($Q=10^7$). Такая мощность слишком мала для проведения исследований, требующих большой точности, однако Ra-Be-источники оказываются

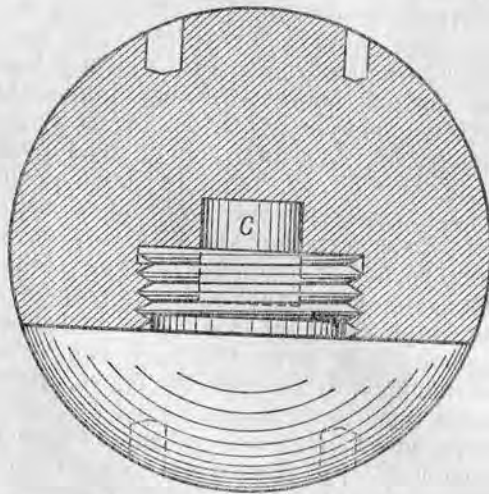
весьма удобными, как мы увидим ниже, для получения эталонов нейтронного потока. На фиг. 26 изображен Ra-Be-источник, используемый в качестве эталонного источника нейтронов в лабораториях Комиссии по атомной энергии. Он содержит смесь соли $RaBr_2$ и тонко размельченного порошка бериллия, спрессованную до плотности $1,75 \text{ г/см}^3$. Непосредственно после приготовления такого источника число излучаемых им нейтронов изменяется со временем [1] вследствие накопления α -активных продуктов распада радия, однако уже через несколько месяцев это



Фиг. 26. Ra-Be-источник, содержащий спрессованную смесь соли радия с бериллием.

Источники такого типа служат эталонами в Лос-Аламосской и Аргоннской лабораториях. Подробности конструкции изложены в работе [1].

изменение становится весьма медленным. Некоторые изменения мощности источника могут происходить в результате перемещения порошка внутри самого источника при работе с ним. Для того чтобы из ампулы источника не уходили газообразные продукты распада, что также может повлечь за собой дополнительное изменение мощности источника, она должна быть герметически запаяна.



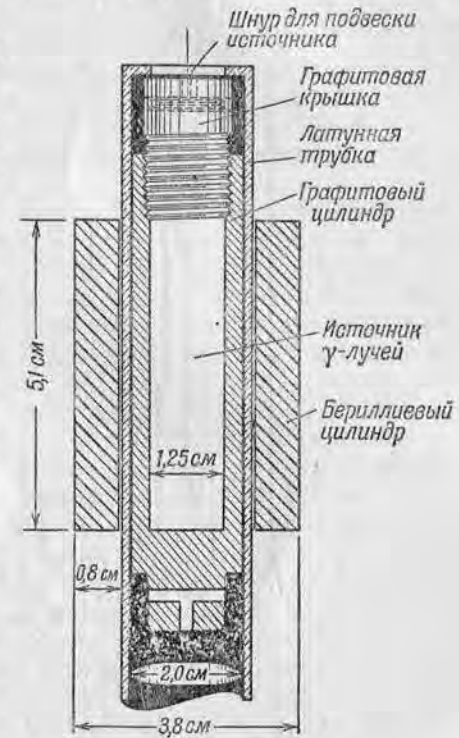
Фиг. 27. Эталонный Ra- γ -Be-источник, сконструированный в Бюро стандартов [2] и представляющий собой бериллиевый шар, внутри которого вкладывается определенное количество соли радия.

Этот источник обладает меньшей мощностью, чем Ra- α -Be-источник, и испускает нейтроны меньшей энергии, однако отличается большим постоянством во времени.

В Бюро стандартов недавно был изготовлен [2] эталонный источник из радия, окруженного бериллием, но не находящегося с ним в соприкосновении (фиг. 27). В таком источнике нейтроны получаются в результате реакции $Be^9(\gamma, n)Be^8$, поскольку α -частицы радия не проникают в бериллий. Выход нейтронов этого Ra- γ -Be-источника составляет всего около $1/10$ выхода Ra- α -Be-источника, но следует ожидать, что такой источник окажется значительно более стабильным по мощности, поскольку образование нейтронов в нем не связано с наличием непосредственного контакта крупинки радия и бериллия, как это имеет место в Ra- α -Be-источнике. Источник с использованием γ -лучей дает нейтроны значительно меньшей энергии, чем источник с использованием α -частиц, что во многих случаях является недостатком.

Как Ra- α -Be-, так и Ra- γ -Be-источники испускают нейтроны с широким распределением по энергии, поэтому они не могут быть использованы в качестве источников быстрых нейтронов определенной энергии. Однако с помощью таких источников, окружив их достаточным количеством парафина или графита, можно получить очень удобный, легко воспроизводимый и не меняющийся со временем источник тепловых нейтронов. Как будет показано в § 2 этой главы, поток тепловых нейтронов в любой точке такого устройства может быть вычислен, если известно значение Q источника, а потому при наличии эталонного источника известной мощности мы можем получить известный по величине поток тепловых нейтронов.

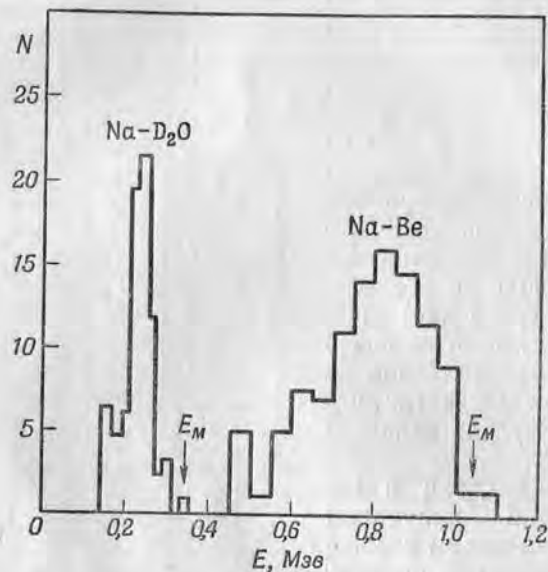
Использование котлов для получения в больших количествах искусственных радиоактивных γ -излучателей дало широкие



Фиг. 28. Фотонейтронный источник, сконструированный Ваттенбергом [3], в котором используются γ -излучатели, получаемые в котле.

В бериллиевом (или дейтериевом) цилиндре возникают почти моноэнергетические нейтроны.

возможности для устройства γ -Be- и γ -D₂O-«фотонейтронных источников» различной мощности [3], достигающей 10⁷ нейтронов в секунду. Поскольку, как правило, у γ -излучателей лишь одна линия γ -лучей обладает энергией, превышающей порог фотосщепления, получаемые в результате нейтроны более однородны по энергии, чем нейтроны от Ra- γ -Be-источника. На самом деле, нейтроны, получающиеся в результате реакции (γ , n) от



Фиг. 29. Распределение по энергии нейтронов, испускаемых источниками Na-Be и Na-D₂O, конструкция которых изображена на фиг. 28, согласно измерениям, проведенным в камере Вильсона по протонам отдачи [4].

γ -лучей определенной энергии, обладают разбросом по энергии, не превышающим 1%, но проходя через толщу Be или D₂O, в которой они образуются, нейтроны частично замедляются и неоднородность по энергии доходит до 15% [4].

На фиг. 28 изображена конструкция фотонейтронного источника, в котором может быть применен как Be, так и D₂O, а также любой γ -излучатель. На фиг. 29 приведено распределение по энергии нейтронов, испускаемых таким источником с радиоактивным изотопом натрия Na²⁴ (период полураспада 14,8 час.) в качестве γ -излучателя, для случаев, когда используется Be и D₂O. Эти данные получены в результате измерения энергии протонов отдачи в камере Вильсона [4]. Энергия E_M соответ-

ствует энергии нейтронов, испускаемых в реакции (γ , n), рассчитанной по известной энергии γ -лучей; наблюдаемое энергетическое распределение указывает на уменьшение энергии нейтронов, происходящее благодаря замедлению их в Be или D₂O. Na-Be-источник, полученный в результате облучения Na в потоке 4 · 10¹² нейтронов на 1 см² в 1 сек., обладает мощностью около 10⁷ нейтронов в 1 сек. Поскольку фотонейтронные источники такого типа, как изображенный на фиг. 28, обладают достаточно узким энергетическим распределением, они находят применение в измерениях на быстрых нейтронах [5, 6], при которых весьма важно знать значение Q применяемого источника ¹⁾.

В настоящее время в Соединенных Штатах имеется несколько источников известной мощности, измеренной в Аргоннской и Лос-Аламосской лабораториях. Целый ряд других источников прокалиброван относительно этих эталонных источников, в том числе источник, изготовленный в Англии, который в свою очередь был сравнен по мощности с французским, швейцарским и итальянским источниками. Мощность эталонного Ra- α -Be-источника Аргоннской лаборатории, изображенного на фиг. 26, была измерена Зейдлем и Гаррисом [7] путем определения количества He, накапливающегося в борном растворе при поглощении в нем нейтронов от источника благодаря реакции (n, α). Поскольку количество He, получающееся от нейтронов источника, слишком мало, чтобы его можно было обнаружить, в измерениях был применен относительно больший метод. Поток от источника сравнивался со значительно большим потоком нейтронов в котле способом активации раствора марганца, после чего определялось количество He (около 10⁻⁴ см³), образованного в известном количестве бора под воздействием нейтронного потока в котле. Таким образом определяется и количество He, которое возникло бы от нейтронов эталонируемого источника, а значит и его мощность Q . В результате такого измерения было получено, что источник № 38 Аргоннской лаборатории, содержащий 504 мг Ra, смешанного с 3 г порошка Be, обладал к моменту измерения в октябре 1944 г. мощностью Q , равной $(5,5 \pm 0,4) \cdot 10^6$ ²⁾. Этот результат авторы работы считали предварительным, и, вне сомнения, точность измерения могла быть улучшена, однако дальнейшие измерения этим методом проведены не были.

Эталонный источник № 44 Лос-Аламосской лаборатории также типа Ra- α -Be (500 мг Ra) был прокалиброван Уокером [8],

¹⁾ Вопросы приготовления фотонейтронных источников и применения их для измерений эффективных сечений изложены в гл. IV, § 7.—Прим. авт.

²⁾ Значение Q увеличивается на 0,54% в год вследствие накопления α -активного P⁻³¹⁰.—Прим. авт.

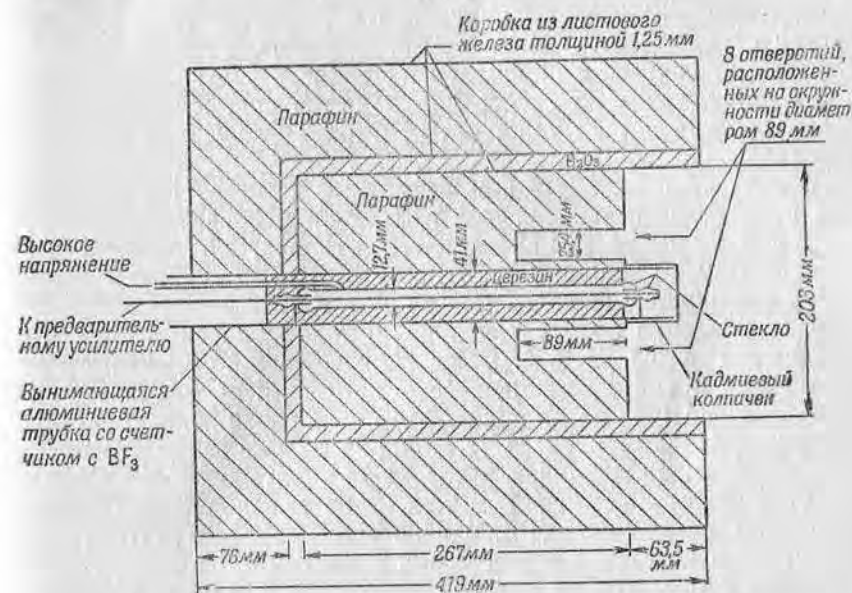
который измерял число нейтронов, поглощаемых в растворе борной кислоты при помещении туда эталонируемого источника. Принцип этого метода «водяного бака» заключается в том, что если в растворе поглощаются все нейтроны источника, то интегральная интенсивность поглощения (т. е. полное число поглощенных нейтронов) равна искомой мощности источника Q . Основная трудность заключается в том, чтобы точно учесть при измерении все поглощение, которое имеет место в растворе. Это измерение было проведено в Лос-Аламосской лаборатории путем активации тонкой (для того чтобы не исказить поле нейтронов) марганцевой фольги в борном растворе с последующей калибровкой фольги по борному поглотителю. Калибровка производилась при помощи пропорционального счетчика, наполненного BF_3 , помещенного в том же месте, что и калибруемая фольга, в поле тепловых нейтронов от другого (произвольного) источника, окруженного парафином. Если каждый акт захвата нейтрона в боре счетчика сопровождается появлением сосчитанного импульса, то интенсивность поглощения нейтронов в боре счетчика равна просто скорости счета¹⁾, и таким образом определяется соотношение между интенсивностью поглощения в боре и активацией фольги. Такой способ дает возможность определить интенсивность поглощения нейтронов в борном растворе, не внося самим измерительным прибором искажений в поле нейтронов. Интегрирование интенсивности поглощения по всему объему раствора производилось перемещением тонкой фольги внутри раствора так, чтобы ее активность была пропорциональна среднему значению потока в растворе. В результате этих измерений было получено, что мощность источника № 44 в октябре 1944 г. была равна $Q = (5,9 \pm 0,3) \cdot 10^6$ нейтронов в секунду.

Недавно лос-аламосский и аргоннский источники были сравнены друг с другом в Аргонне [9] весьма точным относительным методом, который будет описан ниже, и в результате было получено, что измеренное отношение мощностей этих источников отличается от рассчитанного на 5% в полном согласии с указанными пределами погрешностей. При этом результат абсолютного измерения в Аргоннской лаборатории выше результата, полученного в Лос-Аламосской лаборатории для того же источника.

После того как получен эталонный источник нейтронов, остальные источники могут быть более или менее легко прокалиброваны по нему. Сравнение с эталоном источников, одинаковых

¹⁾ Утверждение о равенстве скорости счета борного счетчика интенсивности поглощения в нем нуждается в обосновании путем тщательного рассмотрения характеристик счетчика [17—19]. — *Прим. авт.*

по типу ($\text{Ra}-\alpha\text{-Be}$) и по конструкции (относительное содержание Ra и Be в смеси, вид контейнера), может быть произведено на любом индикаторе нейтронов. При этом, однако, следует измерить зависимость интенсивности нейтронного излучения от угла между осью источника и направлением на индикатор, потому что источники, подобные изображенному на фиг. 26, не являются изотропными и их интенсивность в направлении вдоль оси источника приблизительно на 10% меньше, чем в направлениях, перпендикулярных к оси. Если же сравниваемый с эталоном источник



Фиг. 30. «Длинный счетчик» Хансона и Маккиббена [10], чувствительность которого почти не зависит от энергии нейтронов в интервале от 1 до 3 Мэв.

обладает энергетическим спектром нейтронов, отличным от эталонного (из-за иного количества Be или, что гораздо серьезнее сказывается на спектре нейтронов, если сравниваемый источник другого типа, например $\text{Na}-\gamma\text{-D}_2\text{O}$, и т. п.), то индикатор нейтронов для проведения относительных измерений должен обладать чувствительностью, не зависящей от энергии нейтронов.

Чувствительность изображенного на фиг. 30 «длинного счетчика», разработанного Хансоном и Маккиббеном [10], почти не зависит от энергии нейтронов, а именно, она постоянна в пределах около 2% от 1 до 3 Мэв и падает на 10% при энергии

10 кв. Такой счетчик пригоден для сравнения различных источников с точностью около 5%. Более высокой точности (около 2%) можно добиться при измерениях интегральной активности, возникающей в большом баке с поглощающей жидкостью, внутрь которого помещаются сравниваемые источники; интегральная активность может быть определена при помощи фольги, аналогично способу, примененному Уокером [8] для абсолютных измерений. Однако такой метод сравнения является несколько громоздким. Упрощенный метод сравнения по интегральной активности, описанный Уокером [11], дающий возможность удобно проводить сравнительные измерения с точностью до 5%, заключается в помещении сравниваемых источников внутрь большой графитовой призмы и измерении активности фольги, расположенной в одной точке на расстоянии от источника, обеспечивающем независимость потока тепловых нейтронов от энергии нейтронов источника.

В Аргоннской лаборатории Ваттенберг и Эглер [12] применили для проведения сравнительных измерений целого ряда источников, в том числе лос-аламосского эталона, по отношению к аргоннскому эталонному источнику весьма удобный и точный метод сравнения мощности источников в подкритическом котле. Эффект усиления потока нейтронов в подкритическом котле был рассмотрен в гл. II, § 4. Если регулирующий стержень котла установлен в такое положение, что коэффициент размножения k лишь немного меньше единицы, например равен 0,995, то поток нейтронов в таком котле в $1/(1-k)$ раз больше исходного потока нейтронов, возникающих в котле из-за спонтанного деления урана, от космических лучей и т. д. Этот вывод следует из рассмотрения уравнения (2.19), однако его можно получить и непосредственно из самого определения величины k . Эффект усиления следует из того, что на каждый возникший первичный нейтрон за время жизни нейтрона в котле ($\sim 10^{-3}$ сек.) будет возникать в результате цепного процесса от нейтронов предыдущих поколений $k+k^2+\dots+k^n$, или всего $1/(1-k)$ нейтронов.

Источник нейтронов, помещенный внутрь котла, имеющего $k = 0,995$, вызовет появление потока в 200 раз большего, чем поток в отсутствие размножения. Далее, показания индикатора нейтронов, помещенного внутрь решетки котла или вблизи нее, будут строго пропорциональны мощности источника Q , независимо от энергетического спектра его нейтронов, так как размножающие свойства котла мало зависят от энергии быстрых нейтронов. При этом нет необходимости интегрировать показания индикатора по всему объему благодаря интегрирующему действию самого котла. На практике был применен пропорциональный счетчик с BF_3 , расположенный достаточно далеко от источника, так чтобы нейтроны самого источника до него не доходили.

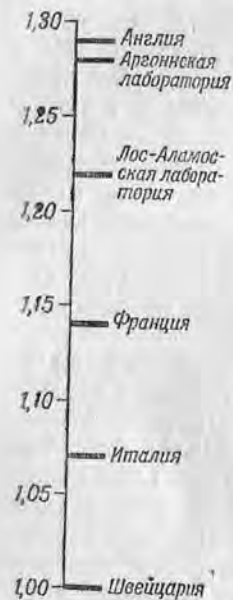
Процедура сравнения источника с аргоннским эталоном состоит, таким образом, просто в счете числа импульсов счетчика, вызываемых каждым из источников. Этим методом было проведено сравнение большого числа источников с точностью до 1%. При измерении мощности источников, сильно отличающихся по энергетическому спектру от эталонного, необходимо вводить небольшую легко вычисляемую поправку на отличие величины коэффициента утечки нейтронов из котла для сравниваемых источников.

Эффект автоматического интегрирования в котле испускаемых источником нейтронов был использован Литлером [13] в Харвелле (Англия) для абсолютного эталонирования источников. Метод заключается в сравнении мощности источника Q с интенсивностью поглощения образца натрия, помещаемого вместе с эталонируемым источником внутрь графитового харвелловского котла, причем размеры образца выбираются такими, чтобы число испускаемых источником нейтронов полностью уравнивалось числом нейтронов, поглощаемых в образце. Измерение активности образца дает тогда искомую мощность Q ; при этом вводится ряд очевидных поправок, таких как поправка на резонансное поглощение быстрых нейтронов.

В принципе этот метод основан на определении потока по абсолютному измерению активности фольги и на использовании соотношения между потоком и значением Q в стандартной призме. Точность этого метода, разумеется, ограничивается точностью абсолютного определения активности, и это ограничение приводит к неопределенности результата, равной 6%. Недавно проведенное сравнение харвелловского и лос-аламосского эталонных источников показало, что полученное в Харвелле значение мощности источника на 6% выше значения, полученного относительно лос-аламосского эталона, т. е. результаты абсолютных измерений в Харвелле и Лос-Аламосе находятся, в пределах принятых погрешностей, в согласии друг с другом.

Положение с эталонированием нейтронных источников в различных странах было обсуждено на конференции [14], организованной Национальным исследовательским советом США во время Международной конференции по ядерной физике в Чикаго в сентябре 1951 г. При сравнении различных источников оказалось, что расхождения в результатах абсолютных измерений мощности значительно превосходят пределы погрешностей, принятые в этих работах, большая часть которых была проведена методом эталонирования источников в водяном баке. Сравнение источников показало, что источник, мощность которого по измерениям в Лос-Аламосе принята за единицу, в Англии будет сочтен равным по мощности 1,06 (как было только что показано), а в Аргонне — равным 1,05 (как мы видели выше); если же за единицу принять

источник, мощность которого измерена в Швейцарии, то в Италии его мощность окажется равной 1,07, а во Франции — 1,14. К сожалению, пока не проведено сравнения между англо-американскими результатами эталонирования и данными Швейцарии, Италии и Франции. Однако сравнение активностей фольги, облученной в Харвелле (Англия) и в Шатильоне (Франция), показало, что английский эталон потока в 1,13 раза больше французского, и если принять, что соотношение между эталонами мощности источников и потока нейтронов в Англии и во Франции одинаковое, то результат эталонирования источника в Англии отличается от швейцарского в 1,14·1,13, или в 1,29, раза. Это неудовлетворительное положение с установлением соответствия между эталонными источниками нейтронов разных стран иллюстрируется фиг. 31, на которой приведены значения мощности одного и того же источника, которые были бы получены в различных лабораториях, если результат измерения в Швейцарии принять за единицу. В настоящее время при Бюро стандартов организуется лаборатория эталонирования источников, где будет проводиться работа по приведению этих результатов ко взаимному согласию.



Фиг. 31. Значения мощности одного и того же источника, которые были бы получены в результате измерений в различных лабораториях, если значение швейцарской лаборатории принять за единицу. Шкала составлена по результатам сравнительных измерений [14].

источником, замедляются в графите, причем пространственное распределение плотности замедления q может быть весьма точно измерено с помощью активации фольги или рассчитано по формуле (1.45). При облучении тонкой индиевой фольги, завернутой

§ 2. Абсолютные измерения потока нейтронов

Абсолютное измерение потока тепловых нейтронов тесно связано с абсолютным измерением мощности источников, потому что при наличии эталонированного источника можно создать условия, в которых значение потока будет известно почти с той же точностью, что и значение мощности этого источника. Поток тепловых нейтронов получается в стандартной призме, представляющей собой просто большую графитовую призму, внутрь которой помещается источник. Быстрые нейтроны, испускаемые

в кадмий, в различных точках стандартной призмы возникающая в фольге активность пропорциональна потоку нейтронов с энергиями, лежащими вблизи резонансной энергии индия, равной 1,44 эв, или, согласно уравнению (2.25), пропорциональна q при 1,44 эв. Абсолютные значения q могут быть получены по известному значению Q , так как интеграл от q , взятый по всему объему стандартной призмы, должен быть равен Q , если пренебречь незначительными поправками на поглощение в котле и утечку из котла резонансных нейтронов.

Для обычного Ra- α -Be-источника вследствие широкого энергетического спектра испускаемых им нейтронов невозможно вычислить пространственное распределение по энергии нейтронов источника. Тем не менее очень полезно представить найденную из опыта кривую распределения q в виде аналитической функции. Для этого эмпирическую кривую, выражающую зависимость резонансной активности индия от расстояния, аппроксимируют суммой нескольких гауссовых функций с подобранными значениями параметров экспонент (возрастов) и предэкспоненциальных множителей (интенсивностей), каждая из которых представляет определенную энергетическую группу нейтронов источника. Такая аппроксимация может быть проведена с точностью, соответствующей точности практических измерений с фольгой при использовании трех гауссовых функций. В результате получается аналитическая зависимость для q , в которую входит значение Q и шесть эмпирических констант (три возраста τ и три интенсивности). Например, выражение, хорошо аппроксимирующее наблюдаемое распределение резонансной активности индия в аргоннской стандартной призме [15] при наличии в призме эталонного источника № 38, имеет следующий вид:

$$q = 0,00178 A = 16,4 e^{-z^2/(27,12)^2} + 8,47 e^{-z^2/(41,40)^2} + 0,13 e^{-z^2/(65,00)^2}, \quad (3.1)$$

где A — число распадов в минуту стандартной индиевой фольги (в кадмиевом чехле), облученной до насыщения, а z — расстояние от фольги до источника, причем и источник и фольга помещаются на вертикальной оси призмы.

Каждый элемент объема стандартной призмы является как бы источником тепловых нейтронов с мощностью q [величина которой дается формулой (3.1)], и результирующее значение потока тепловых нейтронов, возникающего от всех этих непрерывно распределенных в среде источников, может быть вычислено из уравнения непрерывности (1.53). Подстановка в уравнение (1.53)

значения q из формулы (3.1) приводит к следующему решению:

$$10^6 n v = 44,5 f(r_1) + 82,0 f(r_2) + 6,8 f(r_3),$$

где

$$f(r_i) = \sum_{j,k \text{ нечетн.}} b_{jk} e^{(r_i/2L)^2} \left[e^{z/b_{jk}} \left(1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{y_1} e^{-y^2} dy \right) + e^{-z/b_{jk}} \left(1 + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{y_2} e^{-y^2} dy \right) \right], \quad (3.2)$$

$$y_1 = \frac{z}{r_i} + \frac{r_i}{2b_{jk}}, \quad y_2 = \frac{z}{r_i} - \frac{r_i}{2b_{jk}},$$

$$r_1 = 31,5, \quad r_2 = 44,4, \quad r_3 = 67,0,$$

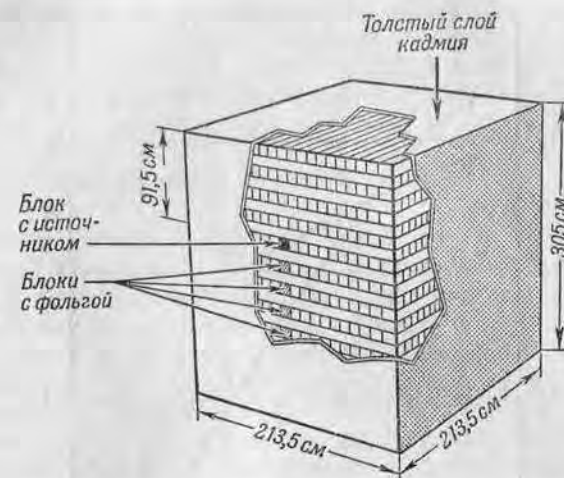
$$\frac{1}{b_{jk}^2} = \frac{\pi^2}{a^2} (j^2 + k^2) + \frac{1}{L^2}.$$

Это несколько громоздкое выражение дает значение потока тепловых нейтронов вдоль вертикальной оси аргонской стандартной призмы (с длиной стороны $2a=215$ см) для источника мощностью $5,5 \cdot 10^6$ нейтронов в секунду; как уже указывалось выше, в него входят значения шести параметров гауссовых функций и длина диффузии тепловых нейтронов в графите L . Из всех перечисленных постоянных, входящих в выражение (3.2), с наименьшей точностью известно значение мощности источника Q , а потому ошибка в значении величины потока тепловых нейтронов в стандартной призме в основном определяется погрешностью эталонирования мощности источника (равной около 5%). Ниже будет показано, насколько наблюдаемые распределения потока тепловых и резонансных нейтронов соответствуют выражениям (3.1) и (3.2).

Важно отметить, что активность фольги с сечением, подчиняющимся закону $1/v$, является, собственно говоря, мерой плотности нейтронов, а не потока, однако обычно говорят об измерении потока и при расчете потока в стандартной призме принимают скорость нейтронов равной 2200 м/сек. Смысл этой условной величины будет рассмотрен в гл. VII, § 1 в связи с эффективными сечениями реакций на нейтронах из котла.

Поскольку ошибка в расчете величины потока мала по сравнению с ошибкой в определении мощности источника Q , то можно считать, что описанная выше стандартная графитовая призма является удобным источником неизменного потока, известного

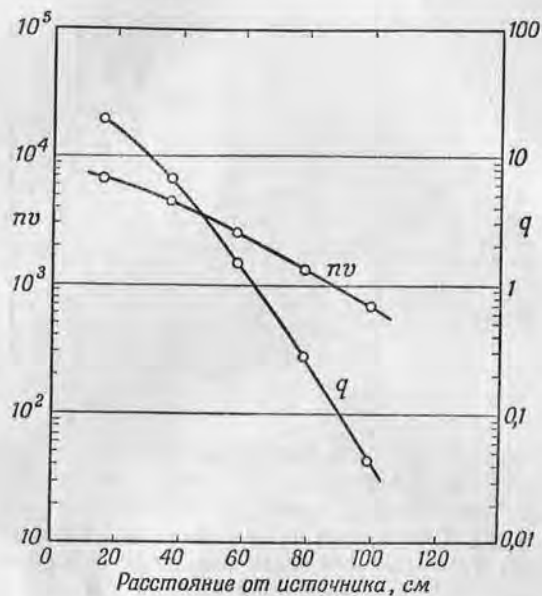
с точностью до 5%. На фиг. 32 изображена одна из стандартных призм — призма Аргонской национальной лаборатории [16], для которой справедливы формулы (3.1) и (3.2). Эта призма построена из графитовых блоков размером 102×102 мм, причем некоторые из них, расположенные на вертикальной оси призмы,



Фиг. 32. Стандартная призма Аргонской лаборатории, служащая для получения потока нейтронов, известного с точностью до 5% [16].

могут выниматься и имеют небольшие углубления для закладки активированной фольги. Для того чтобы величина потока тепловых нейтронов не зависела от отражения нейтронов от различных предметов в помещении обратно в призму, вся поверхность призмы покрыта листовым кадмием толщиной $0,76$ мм. На расстоянии 915 мм от верхней грани призмы на ее вертикальной оси устанавливается аргонский эталонный Ra- α -Be-источник № 38. На фиг. 33 представлены результаты измерения потока, полученного с источником № 38, на разных расстояниях от источника [15]. Кривые на фиг. 33 для потока тепловых и потока резонансных (индиевых) нейтронов рассчитаны по формулам (3.1) и (3.2), а приведенные на графике экспериментальные точки получены в результате измерений, проведенных с помощью «стандартных» индиевых фольг, описанных в § 3 этой главы. Эти точки приведены в соответствие с теоретическими кривыми для q и $n v$ путем умножения соответствующих значений на подходящие нормировочные коэффициенты; из фиг. 33 следует, что измеренная зависимость активности фольги от расстояния прекрасно

согласуется с теоретическими кривыми. Полученные значения нормировочных коэффициентов дают возможность связать активность фольги с величинами q и nv для любых других потоков (только в графитовой среде, как мы увидим ниже); это означает, что фольга «стандартизована».



Фиг. 33. Поток тепловых нейтронов nv и плотность замедления q в стандартной призме Аргоннской лаборатории при наличии внутри эталонного Ra- α -Be-источника № 38.

Точки соответствуют результатам измерений [16], а кривые рассчитаны по формулам, приведенным в тексте.

Поток нейтронов в стандартной призме весьма невелик, и для получения достаточной для точных измерений активности (например, такой как на фиг. 33) фольга должна быть настолько толстой, что помещение ее внутрь призмы приводит к существенному искажению поля нейтронов из-за поглощения в фольге. Это искажение поля не скажется на правильности результатов измерения неизвестного потока, если измерение производится также в графитовой среде и геометрическая форма и размеры фольги такие же, как и при измерениях эталонного потока в стандартной призме, так как в этом случае искажение измеряемого потока будет таким же, как искажение эталонного потока в стандартной призме.

Однако если измеряется, например, поток в открытом пучке нейтронов по отношению к потоку в стандартной призме, то необходимо вносить поправку на искажение потока фольгой, причем в этом случае введение поправки вносит дополнительную ошибку в несколько процентов. Методы сравнения потоков, а также связанные с ними специфические вопросы изложены в § 3 этой главы.

Второй метод абсолютного измерения потока нейтронов состоит в определении числа реакций, происходящих в единицу времени на ядрах какого-либо элемента с известным эффективным сечением для данного типа реакции. В самом деле

$$\text{Число реакций в секунду} = nvN\sigma, \quad (3.3)$$

где N — число атомов, имеющих эффективное сечение σ для данного типа реакции, в потоке нейтронов nv . Например, эффективное сечение поглощения бора, которое по существу является эффективным сечением для реакции (n, α) , так как сечения для реакций (n, p) и (n, γ) пренебрежимо малы, может быть точно определено из полного эффективного сечения. Последнее получается из данных по пропусканию (см. фиг. 5), а чтобы получить эффективное сечение поглощения, из полного сечения вычитается эффективное сечение рассеяния, которое имеет небольшую величину. Наилучшее значение эффективного сечения поглощения бора для нейтронов, имеющих скорость 2 200 м/сек, взято из таблицы в приложении III, составляет 750 барн (с точностью около 1%). Если число реакций (n, α) , происходящих в определенном количестве бора, расположенном в данном потоке нейтронов, может быть измерено, то поток нейтронов выражается через число реакций с помощью соотношения (3.3). Число же реакций (n, α) в боре зависит от плотности нейтронов и не зависит от скорости, поскольку сечение бора точно следует закону $1/v$. Имеется ряд других элементов, например золото или индий, эффективное сечение поглощения которых можно точно определить, вычитая сечение рассеяния из полного сечения. В качестве меры потоков эти элементы будут отличаться от бора, так как, во-первых, их поглощение является результатом радиационного захвата, а не реакции (n, α) , и, во-вторых, эти элементы имеют сечение, меняющееся не по закону $1/v$.

Число реакций, происходящих в секунду в известном количестве бора, помещенном в нейтронном потоке, можно измерить при помощи пропорционального счетчика, наполненного BF_3 , или импульсной ионизационной камеры, если можно быть уверенным в том, что все распады ядер бора считаются. Мы не будем касаться трудностей, связанных с изготовлением и на-

ладкой счетчиков и ионизационных камер для абсолютного счета, поскольку об этих приборах подробно говорится в других книгах, например в книгах Росси и Штауба [17], Вилкинсона [18] и Вильсона, Корсона и Бейкера [19]. Проблема абсолютного счета возникла при абсолютной стандартизации источника в Лос-Аламосе (см. § 1), причем в этой работе число распадов измерялось с точностью до 5%. Примерно в то же время Фенинг [20] в Канаде произвел абсолютное измерение потока, основанное на измерении скорости счета в ионизационной камере с BF_3 . Скорость счета, соответствующая полному числу распадов в камере, была получена из счетной характеристики с точностью до 3%. К этой ошибке следует прибавить неопределенность в значении эффективного сечения бора, поэтому окончательная точность примерно равна точности измерения потока в стандартной призме. В последних работах по определению потока нейтронов измерение абсолютного числа распадов в боре не использовалось, хотя точность этого метода может быть, вероятно, повышена.

В Аргонне Ваттенберг и Янковский [21] произвели абсолютное измерение потока, определяя число реакций (n, γ) в золоте по активации. Эффективное сечение поглощения золота для нейтронов со скоростью 2200 м/сек было получено с точностью до 1,5% из измерений пропускания и рассеяния, выполненных при помощи механического селектора медленных нейтронов (гл. IX, § 4). Затем образец облучался до насыщения в пучке нейтронов с максвелловским распределением и число реакций (n, γ) в золоте определялось измерением абсолютного числа распадов в 1 сек. Это измерение проводилось путем счета числа импульсов от β -частиц и γ -лучей и числа ($-\gamma$)-совпадений. Из комбинации этих данных может быть вычислено абсолютное число распадов в секунду [22]. Ряд эффектов, таких как изменение распределения нейтронов по скоростям, обусловленное селективным поглощением, или «ужестчение» распределения (см. гл. IX, § 2) в золотой фольге, и влияние конечной толщины счетчика, используемого в измерениях пропускания, вынуждают вносить небольшие поправки. Эти поправки, несмотря на громоздкость, являются прямыми, и смысл их нами уже рассмотрен выше. Достигнутая точность измерения потока составляла 4%. Дальнейшее увеличение точности требует проведения обширных исследований ряда малых эффектов. Интересно отметить, что поток, прокалиброванный Ваттенбергом и Янковским (пучок нейтронов из тепловой колонны), совпадает с потоком в аргонской стандартной призме в пределах точности этих двух измерений потока.

До сих пор мы рассматривали только стандартизацию потока тепловых нейтронов. В нейтронных исследованиях не при-

давалось большого значения проблеме точной стандартизации потоков быстрых и резонансных нейтронов по той простой причине, что исследования с надтепловыми нейтронами из котла не требовали до сих пор точной стандартизации. Резонансные нейтроны часто используются в простых измерениях пропускания, для которых знание абсолютного потока не является необходимым, или в измерениях эффективных сечений по отношению к некоторому стандарту, например к сечению бора, результат которых не зависит от абсолютного потока.

Поток резонансных нейтронов можно выразить через плотность замедления [из соотношения (2.25)] или через поток тепловых нейтронов [из соотношения (2.29)] с точностью, более чем достаточной для проводящихся в настоящее время работ с резонансными нейтронами. Поток быстрых, или незамедленных, нейтронов от стандартного источника нейтронов определяется, конечно, непосредственно мощностью источника Q , а поток от источника нейтронов деления в котле — числом делений в секунду и числом нейтронов, испускаемых на каждый акт деления. Более подробно о расчете потока быстрых нейтронов от делящегося U^{235} говорится в гл. IV, § 4.

§ 3. Относительные измерения потока нейтронов

При обсуждении абсолютной стандартизации потока почти ничего не было сказано о способе использования абсолютного потока для калибровки неизвестных потоков. Следует рассмотреть возможность ошибок, возникающих при калибровке и связанных с различными физическими условиями, в которых наблюдается неизвестный поток. Неизвестный поток нейтронов может быть потоком, диффундирующим в графите, тяжелой воде или парафине; он может иметь форму параллельного пучка, быть изотропным или даже обладать специфическим угловым распределением. Все эти различия в условиях эксперимента могут сильно менять результаты относительного измерения потоков.

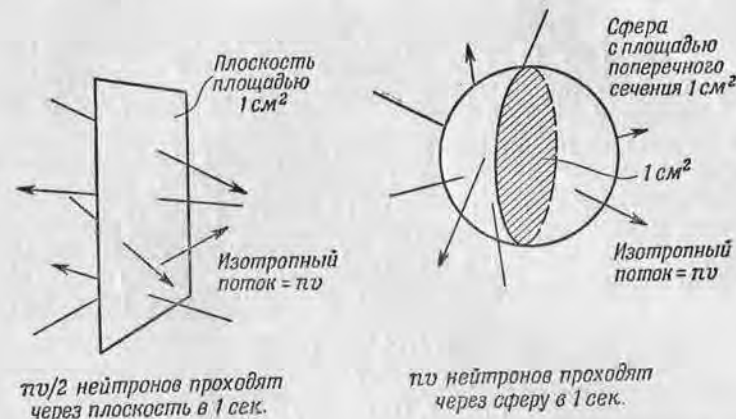
Как мы видели, измерение неизвестного потока по отношению к стандартному потоку, если оно проводится с помощью детектора с эффективностью, подчиняющейся закону $1/v$, является фактически измерением относительной плотности нейтронов, поэтому действительная скорость нейтронов в обоих потоках не влияет на результаты измерения. Для определения истинной величины потока необходимо провести измерение скорости нейтронов или температуры, о чем говорится в § 4 этой главы. Однако для большинства нейтронных исследований достаточно тех данных о потоке (фактически, о плотности нейтронов), которые получаются из измерений с помощью детектора с эффек-

тивностью, подчиняющейся закону $1/v$. При проведении экспериментов необходимо знать прокалиброванный поток (в котором скорость v_0 произвольно принята равной 2200 м/сек), так как используемые эффективные сечения (например, приведенные в таблице приложения III) относятся к скорости нейтронов 2200 м/сек. Например, при вычислении по формуле (1.27) активности радиоизотопа, получаемого в котле, следует использовать значение потока nv , измеренное путем сравнения со стандартным потоком, и значение сечения $\sigma_{\text{акт}}$ для нейтронов со скоростью, равной 2200 м/сек, взятое из таблицы. При расчете не следует принимать во внимание то, что температура нейтронов в котле примерно на 100°C выше температуры нейтронов в стандартной призме. Конечно, эта независимость от температуры нейтронов справедлива только для материалов, которые для тепловых нейтронов имеют сечение, изменяющееся по закону $1/v$ (влияние надтепловых нейтронов всегда может быть исключено путем измерения кадмиевого отношения), но, к счастью, имеется только несколько элементов (помеченных в таблице «не $1/v$ »), сечения которых в тепловой области заметно отклоняются от закона $1/v$. Дополнительные подробности относительно правильного применения значений потока для нейтронов из котла даны в гл. VII, § 1.

В простейшем методе измерения относительного потока используется активация тонкой фольги из материала, имеющего сечение, изменяющееся по закону $1/v$. Подходящим материалом для определения относительного потока является, например, марганец, так как он имеет удобный период полураспада ($2,6$ час.) и довольно малое эффективное сечение активации (12 барн), позволяющее использовать не слишком тонкую фольгу. Тонкая фольга из марганца, активированная в некотором потоке тепловых нейтронов и в стандартной призме, дает точное значение этого потока (фактически плотности нейтронов, умноженной на 2200 м/сек), независимо от того, в какой среде он диффундирует и какое угловое распределение имеет. Применение тонкой фольги позволяет избежать местного ослабления потока и самоэкранирования. Активация тонкой фольги не зависит от направления полета нейтронов, проходящих через фольгу, потому что в формуле для расчета активации (1.27) поток равен плотности нейтронов, умноженной на скорость, и, следовательно, не зависит от направления полета нейтронов.

Здесь следует указать на одну широко распространенную ошибку в описании потока нейтронов. Часто поток нейтронов в котле определяют как число нейтронов, проходящих через 1 см² в 1 сек. Однако если мы возьмем изотропный поток и проинтегрируем его по всем направлениям, то без труда найдем, что число нейтронов, проходящих через 1 см² в 1 сек, равно $nv/2$

(фиг. 34). Поток же nv есть число нейтронов, проходящих через сечение площадью 1 см², перпендикулярное к скорости нейтронов, и если мы желаем иметь геометрическое представление, то должны сказать, что поток есть число нейтронов, проходящих через сферу с площадью поперечного сечения 1 см². Это



Фиг. 34. Геометрическое представление потока нейтронов как числа нейтронов, пересекающих в секунду сферу с площадью поперечного сечения, равной единице.

определение дает точное значение потока для любого углового распределения нейтронов.

Использование тонкой фольги из материала с сечением, подчиняющимся закону $1/v$, дает относительный поток тепловых нейтронов без каких-либо поправок (кроме поправки на резонансные нейтроны, которую легко вычислить из кадмиевого отношения). Однако часто для измерения слабых потоков приходится применять толстые детекторы, для которых необходимо вносить ряд поправок (учитывающих ужесточение спектра, ослабление потока, самоэкранирование и направление полета нейтронов). Когда нейтроны проходят через толстую фольгу, то преимущественно поглощаются более медленные нейтроны и температура распределения нейтронов возрастает, т. е. нейтронный поток ужесточается. Это ужесточение для поглотителя с сечением, подчиняющимся закону $1/v$, может быть рассчитано методом, изложенным в гл. IX, § 2, и на него может быть внесена поправка.

Если фольга поглощает заметную часть падающих нейтронов, то поток вблизи фольги в диффузионной среде будет ослабляться; при активации же фольги в пучке нейтронов никакого ослабления

не будет. Поэтому, когда активируется толстая фольга, поток в стандартной призме из-за ослабления не равен значению, рассчитанному по формуле (3.2). Поправка на это *ослабление потока* обычно определяется эмпирически. Для этого в большом потоке нейтронов (для точности) изучается зависимость активации фольги от толщины. Точное знание абсолютной величины потока при этом не является необходимым. Для достаточно тонкой фольги, не вызывающей заметного ослабления потока, скорость счета на 1 мг веса фольги перестает зависеть от толщины, что позволяет вычислить поправку, пригодную для фольги любой толщины.

Ослабленный поток может быть вычислен на основании элементарной теории диффузии [уравнение (1.53)] только в том случае, если принять, что фольга взята в форме сферической оболочки, к которой применимо уравнение диффузии для одного измерения. Для сферы с радиусом r_0 , толщиной t , плотностью ядер N и эффективным сечением поглощения σ_a получаем [23]

$$R = \frac{\frac{\lambda_{\text{пер.}}/r_0 + \lambda_{\text{пер.}}/L}{3N\sigma_a t}}{1 + \frac{\lambda_{\text{пер.}}/r_0 + \lambda_{\text{пер.}}/L}{3N\sigma_a t}}, \quad (3.4)$$

где $\lambda_{\text{пер.}}$ и L — средняя длина переноса и длина диффузии в среде, в которой находится фольга, а R — отношение потока около фольги к потоку в том же месте без фольги. Хотя этот результат неприменим к плоской фольге, но он дает порядок величины ожидаемых эффектов. Например, если $r_0 = \lambda_{\text{пер.}}$ и $N\sigma_a t = 0,1$ (пропускание фольги равно 10%, что приблизительно соответствует случаю толстой индиевой фольги), то $R = 0,78$, т. е. ослабление потока больше, чем доля нейтронов, поглощаемая фольгой при однократном прохождении нейтронов. Ослабление потока в случае плоской фольги вычислено Боте [24]; последние результаты Клема и Ритчи [25] находятся в хорошем согласии с расчетами Боте.

Толстая фольга поглотит значительное количество нейтронов, поэтому ядра в центре фольги будут находиться в более слабом потоке, чем ядра на поверхности ее; это *самоэкранирование* может быть оценено экспериментально в большом потоке так же, как и ослабление потока (практически одновременно с ним), или же его влияние можно исключить, используя одинаковое геометрическое расположение как для неизвестного, так и для стандартного потока. Самоэкранирование для фольги, поглощение которой велико по сравнению с рассеянием, можно вычислить, так как в этом случае, так же как при измерении пропускания, количество нейтронов в фольге уменьшается

экспоненциально [формула (1.23)]; если же рассеяние сравнимо с поглощением, то для расчета следует применить более сложные методы теории диффузии. К счастью, доступные в настоящее время интенсивности потоков почти всегда позволяют применять тонкую фольгу (с незначительным ослаблением потока и самоэкранированием).

Направление полета большинства нейтронов, проходящих через фольгу, не влияет непосредственно на активацию, однако оно влияет на все поправки, зависящие от толщины фольги, так как эффективная толщина фольги, которую проходят нейтроны, является функцией направления. Поправка на косой пролет нейтронов также может быть определена с помощью специальных опытов. Например, эту поправку для изотропного потока можно определить, сравнивая активность фольги, расположенной перпендикулярно к пучку, с активностью фольги, вращающейся в пучке таким образом, что все углы падения являются равновероятными.

Существенно, чтобы активация фольги при относительных измерениях потока производилась точно воспроизводимым образом. На практике фольга не облучается в стандартной призме каждый раз, когда нужно прокалибровать поток, потому что облучение в стандартной призме является длительным процессом. Вместо этого при помощи счетчика Гейгера — Мюллера тщательно определяют активность фольги, облученной в стандартной призме. Облучая ту же самую фольгу в неизвестном потоке и определяя ее активность на счетчике, можно в любое время прокалибровать этот поток. Конечно, эта фольга и счетчик Гейгера — Мюллера служат в данном случае «стандартной фольгой» и «стандартным счетчиком» соответственно. Для проверки постоянства самого счетчика и внесения поправок на изменение его характеристик используется «радиевый стандарт», а именно испускающий β -частицы препарат RaE известной мощности. Фольга должна размещаться около счетчика определенным образом, и это расположение представляет собой «стандартную геометрию». Несмотря на все вводимые промежуточные стандарты, относительное измерение потока по активности фольги может быть выполнено с точностью около 2%.

Если бы можно было точно определить абсолютное число распадов в фольге, то тогда, конечно, абсолютный поток определялся бы непосредственно из эффективного сечения активации материала фольги. Мощность радиевых стандартов, получаемых от Бюро стандартов [26], известна с точностью до 3%, но изменение чувствительности счетчика в зависимости от энергии β -частиц делает невозможным определение с той же точностью активности фольги, используемой для измерения потока, по отношению к радиевому стандарту.

Различные факторы, ограничивающие точность абсолютного счета β -частиц, будут рассмотрены в гл. VII, § 2 в связи с определением эффективных сечений активации. Вследствие неопределенностей в счете β -частиц точность абсолютного определения потока с использованием радиевого стандарта не превосходит 10%. Метод счета совпадения, использованный Ваттенбергом и Янковским [21] при стандартизации потока, дает абсолютную скорость распада активированной фольги с большей точностью, чем применение радиевого стандарта. Поток (фактически плотность) нейтронов в английском котле малой мощности «GLEEP» стандартизован Летлером, Локетом и Прайсом [27] методом абсолютного счета β -частиц. Фольга готовилась из материала, имеющего эффективное сечение активации, подчиняющееся закону $1/v$.

В качестве примера использования фольги для относительной калибровки потока мы рассмотрим стандартную фольгу, применяемую в Аргоннской национальной лаборатории. Это — индиевая фольга толщиной $0,1 \text{ г/см}^2$ и площадью $3 \times 10 \text{ см}^2$. Чтобы получить большую скорость счета, она обертывается вокруг цилиндрического стеклянного счетчика Гейгера — Мюллера с тонким окошком ($30 \text{ м}^2/\text{см}^2$), который в свою очередь прокалиброван по радиевому стандарту. Когда индиевая фольга используется для калибровки потока в графите, то, поскольку все поправки исключаются, отношение активности, наведенной в фольге неизвестным потоком нейтронов, к активности фольги в стандартной призме непосредственно дает неизвестный поток, выраженный через поток в стандартной призме. Нет необходимости производить облучение в стандартной призме при каждом измерении потока, так как ряд тщательно выполненных активаций (см. фиг. 33) позволяет выразить неизвестный поток непосредственно через скорость счета стандартной фольги. Действительно, для аргоннской стандартной фольги, активность которой определялась так, как описано выше, поток n составлял 0,128 от активности фольги при насыщении, наведенной тепловыми нейтронами и выраженной в импульсах в минуту, а плотность замедления q составляла 0,00178 от активности, наведенной резонансными нейтронами.

Однако, когда стандартная фольга используется для калибровки потока в пучке, то общий эффект всех поправок приводит к тому, что измеренную активность фольги, перпендикулярной к пучку, следует увеличить на 30%, прежде чем вычислять из нее поток. Поправки на ослабление потока и т. п. для этой конкретной фольги были измерены путем изучения в большом потоке тепловой колонны зависимости активации от толщины фольги. При проведении активаций в стандартной призме или в неизвестном потоке эффект резонансных нейтронов исключается

путем вычитания из активности открытой индиевой фольги активности, наведенной в фольге, заключенной в кадмиевую оболочку толщиной 0,5 мм. На самом деле вычитается 1,07 активности фольги в кадмиевой оболочке, чтобы внести поправку на поглощение кадмием, кроме тепловых нейтронов, также некоторой части резонансных нейтронов с энергией меньше 0,4 эв (см. фиг. 57). Резонансная активность, использованная для определения q , представляет собой активность фольги в кадмиевой оболочке.

До сих пор при обсуждении относительной калибровки потока мы неявно предполагали, что неизвестный поток превосходит поток в стандартной призме не более чем на порядок величины, так как в противном случае едва ли может быть применен стандартный индий. Например, скорость счета аргоннской фольги, активированной до насыщения в потоке 10^6 нейтронов на 1 см^2 в 1 сек. (обычный пучок из тепловой колонны), составляла бы 10^7 импульсов в минуту, что значительно превышает максимально допустимую скорость счета для счетчика Гейгера — Мюллера, равную 10^4 — 10^5 импульсов в минуту. Поэтому для измерения при помощи фольги потоков от 10^6 до 10^{13} нейтронов на 1 см^2 в 1 сек. нужна стандартная фольга, активируемая значительно слабее, чем описанная выше. Такую вторичную фольгу можно получить, используя фольгу меньших размеров и материалы с более длинными периодами полураспада (т. е. проводя облучение до неполного насыщения) и меньшими эффективными сечениями активации. Как видно из таблицы в приложении III, для изготовления стандартов для больших потоков имеются широкие возможности, например висмут имеет эффективное сечение активации $1,5 \cdot 10^{-2} \text{ барн}$ и период полураспада 5 дн. Калибровка фольги для измерения большого потока путем сравнения с потоком в стандартной призме (в предельном случае при потоке $5 \cdot 10^{13}$ нейтронов на 1 см^2 в 1 сек. отношение потоков равно 10^{10}) обычно требует большого количества промежуточных калибровок, причем возможно накапливание ошибок. Абсолютное измерение большого потока может быть произведено непосредственно с точностью около 20% методом активации висмута и последующего счета α -активности полония, образующегося при распаде Bi^{210} с периодом полураспада 5 дн. Точность 5% при определении большого потока может быть с трудом достигнута измерением абсолютного числа распадов в весьма малом золотом образце упомянутым выше методом β — γ -совпадений [28].

§ 4. Температура нейтронов

О максвелловском распределении тепловых нейтронов говорилось в гл. II, § 8. Теоретическое выражение для распределения нейтронов содержит температуру T , которая связана с

наиболее вероятной скоростью v_0 равенством

$$\frac{1}{2} m v_0^2 = kT$$

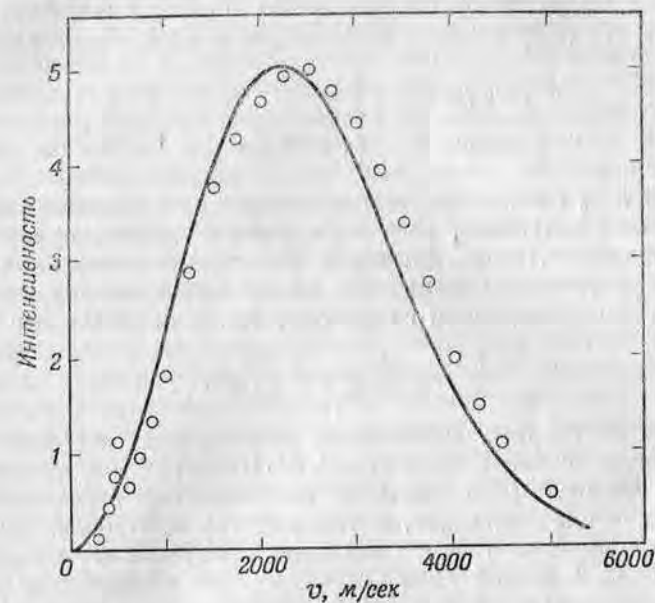
и называется «температурой нейтронов». В равновесии с таким материалом как графит при комнатной температуре ($T=293^\circ\text{K}$) нейтроны имеют наиболее вероятную скорость v_0 , равную 2200 м/сек.

Поскольку описанные методы абсолютного и относительного определения потока нейтронов фактически сводятся к измерению плотности нейтронов, они вообще не зависят от скорости нейтронов. Кроме того, эффективные сечения, подчиняющиеся закону $1/v$, можно измерять с помощью стандартных потоков даже в том случае, если распределение нейтронов по скоростям неизвестно. В этом параграфе будут описаны методы измерения температуры нейтронов в пучке, однако следует всегда помнить, что для обычной стандартизации потока или измерения эффективных сечений эти данные не являются необходимыми. Ясное представление о различии между измерениями потока (на самом деле плотности) и температуры нейтронов поможет понять, почему результаты измерения потоков в различных частях котла или даже в различных лабораториях хорошо согласуются между собой, в то время как значения температуры нейтронов противоречат друг другу. Это обстоятельство указывает на трудность измерения температуры нейтронов.

Прямой подход к проблеме измерения распределения нейтронов в пучке по скоростям потребовал бы применения кристаллического монохроматора (см. гл. VI, § 4) или механического селектора (см. гл. IX, § 4) для получения зависимости относительного числа нейтронов от скорости. Измеренное с их помощью распределение нейтронов по скоростям непосредственно давало бы v_0 и температуру распределения. Однако как кристаллический монохроматор, так и механический селектор имеют эффективности (детектируемая часть падающих нейтронов) и разрешающие способности (диапазон скоростей, детектируемый при данной установке скорости), изменяющиеся в зависимости от скорости нейтронов. Кроме того, обычно следует вводить поправку на отклонение эффективности детектора от закона $1/v$, вызываемое его конечной толщиной.

Искажения, вносимые приборами, весьма затрудняют точное измерение распределения нейтронов по скоростям. Поэтому прямым методом не сделано с достаточной степенью точности ни одного измерения, которое могло бы служить для определения температуры нейтронов. Измерения показывают, что тепловые нейтроны в пределах точности экспериментов, равной примерно 10%, следуют максвелловскому распределению. В качестве

примера непосредственно измеренных распределений нейтронов по скоростям мы приводим на фиг. 35 результаты, полученные Ринго [29] на механическом селекторе в Аргонне для нейтронов из тепловой колонны. Измеренные значения, исправленные с учетом указанных выше ошибок, вносимых приборами, показывают, что температура нейтронов несколько выше 293°K



Фиг. 35. Распределение тепловых нейтронов по скоростям, измеренное непосредственно [29], в сравнении с максвелловским распределением при комнатной температуре.

(температуры, для которой рассчитана теоретическая кривая). Кроме того, заметно возрастание интенсивности при скорости 500 м/сек, вызываемое «прозрачностью» графита для медленных нейтронов (см. гл. IX, § 5).

Поскольку зависимость эффективного сечения бора от скорости была тщательно измерена и известно, что она точно следует закону $1/v$, это сечение можно использовать для измерения температуры максвелловского распределения нейтронов. Полное эффективное сечение бора измеряется по пропусканию (при этом мы предполагаем, что имеется пучок нейтронов) тонким детектором с эффективностью, подчиняющейся закону $1/v$ (обычно счетчик небольшого диаметра с BF_3), и борным поглотителем с большим пропусканием (таким, чтобы поглощением, следующим

закону $1/v$, не изменять распределения нейтронов). Эффективное сечение поглощения бора получается вычитанием постоянного сечения рассеяния из полного эффективного сечения. Как уже говорилось в гл. II, § 8, распределение нейтронов по скоростям является максвелловским, следовательно, наблюдаемое эффективное сечение для всего пучка нейтронов будет эффективным сечением, усредненным по максвелловскому распределению.

Среднее эффективное сечение $\bar{\sigma}$ для поглотителя, следующего закону $1/v$ (эффективное сечение равно k/v), будет равно

$$\bar{\sigma} = \frac{k \int n(v) v dv}{\int n(v) dv} = \frac{k \int v e^{-v^2/v_0^2} dv}{\int v^2 e^{-v^2/v_0^2} dv} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{k}{v_0}, \quad (3.5)$$

а так как k/v_0 есть эффективное сечение при наиболее вероятной скорости нейтронов, то в этом случае среднее эффективное сечение равно $1,128 \cdot \sigma_{v_0}$. Важно обратить внимание на то, что среднее эффективное сечение не равно эффективному сечению для нейтронов со средней скоростью, так как последнее равно

$$\frac{k}{v} = \frac{k}{1,128 \cdot v_0} = \frac{\sigma_{v_0}}{1,128}.$$

Наблюдаемое среднее эффективное сечение вместе с известным эффективным сечением бора ($\sigma = 1,64 \cdot 10^6/v$, где v в м/сек) дают затем по формуле (3.5) значение наиболее вероятной скорости нейтронов, а следовательно, и температуру нейтронов. На практике для получения точного значения пропускания используется слой бора конечной толщины и вносится поправка на ужесточение пучка нейтронов (изменение распределения нейтронов по скоростям) в поглотителе (см. гл. IX, § 2).

Несмотря на кажущуюся простоту метода, значения температуры, получаемые методом поглощения в боре для пучков нейтронов из тепловых колонн, варьируют примерно в пределах 100°C . Однако следует напомнить, что в этом методе делается предположение о максвелловском распределении нейтронов, справедливое только в том случае, если в тепловой колонне достигнуто полное тепловое равновесие нейтронов. На самом деле в тепловой колонне возможно присутствие некоторого количества резонансных нейтронов, а также избытка очень медленных нейтронов, если нейтроны проходят через достаточное для фильтрации количество материала (гл. IX, § 3). Кроме того, действительная температура тепловой колонны может быть выше комнатной температуры. Эти эффекты будут изменять наблюдаемую температуру нейтронов, а неопределенности в самом измерении увеличат еще больше кажущиеся температурные различия. Ваттенберг и Янковский [30] для пучка из тепловой

колонны Аргонского котла на тяжелой воде получили температуру 330°K ; температура нейтронов, измеренная Юзом, Уоллесом и Гольцманом [31] в том же самом месте, но с несколько иной геометрией графита, оказалась равной 287°K ; Ферми, Д. Маршалл и Л. Маршалл [32] для пучков из длинного и короткого каналов тепловой колонны аргонского графитового котла получили значения температуры 293 и 255°K .

Используя пучок из канала, проходящего в решетку котла, можно по поглощению в боре измерить температуру поглощаемых кадмием (т. е. детектируемых методом кадмиевой разности) нейтронов внутри котла. Внутри самого котла можно также применить методику поглощения в боре, активируя тонкую фольгу из материала с сечением, подчиняющимся закону $1/v$, между тонкими борными листками (метод «сэндвичей»), однако получаемые результаты трудно интерпретировать из-за необходимости введения поправок на косою пролет нейтронов.

Проделанные измерения, несмотря на обычный разброс результатов, указывают на то, что температура нейтронов примерно на 100°C выше температуры замедлителя. Естественно ожидать, что из-за наличия замедляющихся нейтронов, не находящихся в равновесии с замедлителем, и преимущественного поглощения ураном медленных нейтронов нейтроны, поглощаемые кадмием, будут иметь температуру выше температуры замедлителя. Андерсон и др. [33], измеряя влияние поглотителя с сечением, подчиняющимся закону $1/v$, на реактивность аргонского графитового котла, нашли, что температура нейтронов на 93°C выше температуры графита. Бранч [34] измерил температуру нейтронов внутри графитового котла в Ок-Ридже, используя метод «сэндвичей», причем оказалось, что она выше температуры графита на 140°C . Анализируя пучок нейтронов из котла при помощи кристаллического спектрометра, Цинн [35] обнаружил, что температура нейтронов для максвелловской части спектра примерно на 90°C выше температуры замедлителя (примерно такая же температура была им, однако, найдена и для нейтронов из тепловой колонны). Шгурм [36], используя ту же самую аппаратуру, что и Цинн, нашел, что температура нейтронов из котла выше температуры замедлителя на 100°C , а Бернштейн и др. [37], также используя кристаллический спектрометр, обнаружили, что температура нейтронов на 155°C выше температуры графита в котле в Ок-Ридже.

Температура нейтронов, или, точнее, действительное распределение нейтронов по скоростям, внутри котла имеет большое значение для конструирования котлов, но не так существенна для нейтронной физики, как температура нейтронов из тепловой колонны. Последние являются медленными нейтронами и представляют основную ценность для исследований.

ЛИТЕРАТУРА

1. Anderson H. L., Feld B. T., Rev. Sci. Inst., 18, 186 (1947).
2. Curtiss L. F., Carson A., Phys. Rev., 76, 1412 (1949).
3. Wattenberg A., Phys. Rev., 71, 497 (1947); Предварительный отчет No 6, Nuclear Science Series, National Research Council (July, 1949).
4. Hughes D. J., Egglar C., Phys. Rev., 72, 902 (1947).
5. Fields, Russell, Sachs, Wattenberg, Phys. Rev., 71, 508 (1947).
6. Hummel V., Hamermesh B., Phys. Rev., 82, 67 (1951).
7. Seidl F. G. P., Harris S. P., Rev. Sci. Inst., 18, 897 (1947).
8. Walker R., AEC document MDDC 414 (1946).
9. Hughes D. J., Egglar C., неопубликованная работа Аргоннской лаборатории.
10. Hanson A. O., McKibben J. L., Phys. Rev., 72, 673 (1947).
11. Walker R. L., Phys. Rev., 76, 244 (1949).
12. Wattenberg A., Egglar C., Rev. Sci. Inst., в печати.
13. Littler D. J., Proc. Phys. Soc. (Lond.), 64A, 638 (1951).
14. Wattenberg A., частное сообщение.
15. Doan R., Неопубликованные результаты Аргоннской лаборатории (1948).
16. Segan L., Отчет Аргоннской лаборатории СР-704 (1943); Redman C., Отчет Аргоннской лаборатории СР-3432 (1946); AEC Technical Information Division, Oak Ridge, Tenn.
17. Rossi B. B., Staub H. H., Ionization Chambers and Counters, New York, 1949 (есть русский перевод: Б. Росси и Г. Штауб, Ионизационные камеры и счетчики, М., 1951).
18. Wilkinson D. H., Ionization Chambers and Counters, Cambridge, 1950.
19. Wilson, Corson D. R., Baker, Particle and Quantum Detectors, Предварительный отчет No 7 Nuclear Science Series, National Research Council (January, 1950).
20. Fenning F. W., Отчет MP-252 (May, 1946) AEC, Technical Information Division, Oak Ridge, Tenn.
21. Wattenberg A., Jankowski F., частное сообщение.
22. Dunworth J. V., Rev. Sci. Inst., 11, 167 (1940).
23. Christy R. F., Из курса лекций по ядерной физике, MDDC 1175 (1947), p. 116 (Supt. of Documents, Washington, D. C.).
24. Bothe W., Zs. Phys., 120, 437 (1943).
25. Klema E. D., Ritchie R. H., Phys. Rev., 87, 167 (1952).
26. Bureau of Standards, Radioactivity Division, Washington, D. C.
27. Littler, Lockett P., Price, Proc. Phys. Soc. (Lond.), 64A, 1139 (1951).
28. Katscoff S., Phys. Rev., 87, 885 (1952).
29. Ringo R., неопубликованная работа Аргоннской лаборатории (1949).
30. Wattenberg A., Jankowski F., неопубликованная работа Аргоннской лаборатории (1949).
31. Hughes D., Wallace, Holtzmann R. H., Phys. Rev., 73, 127 (1948).
32. Fermi E., Marshall J., Marshall L., Phys. Rev., 72, 193 (1947).
33. Anderson, Fermi E., Wattenberg, Weil, Zinn W. H., Phys. Rev., 72, 16 (1947).
34. Branch G. M., Manhattan District Declassified Document 747 (1946), AEC Technical Information Division, Oak Ridge, Tenn.
35. Zinn W. H., Phys. Rev., 71, 752 (1947).
36. Sturm W. J., Phys. Rev. 71, 757 (1947).
37. Bernstein S., Sawyer, Wallan, неопубликованные данные Ок-Риджской лаборатории (1947).

Глава IV

ИССЛЕДОВАНИЯ НА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНАХ

Различные методы экспериментального использования нейтронов из котла удобно классифицировать по энергетическим группам нейтронов, о которых уже говорилось выше, а именно—рассматривать отдельно методы измерений на быстрых, резонансных и тепловых нейтронах. Эта классификация методов по энергии нейтронов является очень полезной, так как разработанные виды приборов и методы измерения различны в зависимости от энергии используемых нейтронов. Когда котлы с цепной реакцией стали впервые доступны для исследовательских целей, они использовались в основном для измерений на тепловых нейтронах. Однако в последнее время были предприняты большие усилия для разработки способов использования нейтронов более высоких энергий.

В настоящей главе рассматривается использование в исследовательских целях незамедленных нейтронов деления, или быстрых нейтронов. Нейтроны деления обладают непрерывным распределением по энергиям в пределах нескольких *Мэв*, однако благодаря наличию больших интенсивностей в котле они вполне пригодны для проведения исследований на быстрых нейтронах. Наибольшая интенсивность быстрых нейтронов наблюдается в центре решетки котла, но там им сопутствует большое количество резонансных нейтронов. Нейтроны деления без примеси более медленных нейтронов можно получить при помощи уранового преобразователя вне котла, однако интенсивность при этом сильно снижается.

§ 1. Пороговые реакции в потоке нейтронов деления

Как мы видели в гл. II, § 6, наибольший поток нейтронов деления имеется в урановых стержнях в центре решетки; этот поток резко падает с увеличением расстояния от каждого стержня благодаря замедлению нейтронов на атомах углерода. Несмотря на то, что в котле имеется большой поток нейтронов деления (примерно равный потоку тепловых нейтронов), использование его для исследовательских целей усложняется

наличием широкого энергетического распределения быстрых нейтронов (см. фиг. 21) и присутствием интенсивного потока резонансных нейтронов (спектр dE/E). Наличие широкого энергетического распределения нейтронов в котле делает нецелесообразным облучение внутри котла образцов для исследования на быстрых нейтронах реакций, имеющих заметные значения сечений в области резонансных энергий. Но в то же время присутствие нейтронов промежуточной энергии не мешает исследованию таких пороговых реакций, как (n, p) , (n, α) и $(n, 2n)$, которые обычно имеют величину порога значительно выше 1 Мэв . Эти реакции, когда они исследуются на котле, наблюдаются по радиоактивности производного ядра. Разумеется, эта методика не может быть применена к тем реакциям, в которых конечное ядро является устойчивым. Облучение образца внутри решетки котла особенно удобно для исследования пороговых реакций, так как они имеют малые эффективные сечения и для них необходим большой поток.

Широкое энергетическое распределение нейтронов в котле затрудняет интерпретацию наблюдаемых активностей образцов с точки зрения зависимости эффективных сечений пороговых реакций от энергии. Особенно усложняется объяснение полученных результатов для легких элементов, поскольку кривые эффективных сечений этих элементов имеют обычно ярко выраженную резонансную структуру. В случае тяжелых элементов основным фактором, определяющим поведение эффективного сечения пороговых реакций, является величина прозрачности барьера для вылетающих протона или α -частицы, которая определяет ширину для процесса испускания соответствующей частицы [формула (1.18)]. У всех ядер, кроме самых легких, резонансы эффективного сечения реакции на быстрых нейтронах расположены так близко друг от друга, что они перекрываются, поэтому можно ожидать, что эффективное сечение будет расти плавно от нуля при пороговой энергии, примерно так же, как коэффициент прозрачности. Этот предполагаемый ход сечения в совокупности с известным энергетическим распределением нейтронов деления может быть использован для того, чтобы установить соотношение между измеренной активностью и эффективным сечением данной реакции. Мы подробно рассмотрим пороговые реакции в потоке нейтронов деления, так как они имеют большое значение для практического получения радиоизотопов высокой удельной активности.

В гл. I, § 6 уже описаны методы подсчета Q реакции и переход от величины Q к пороговой энергии E_T , который осуществляется умножением Q на $(A+1)/A$, где A — атомный вес начального ядра. При пороговой энергии кинетическая энергия вылетающей частицы (p или α) и эффективное сечение равны

нулю. При возрастании энергии нейтронов E появляется избыток E над E_T . Этот избыток представляет собой кинетическую энергию продуктов распада, которая распределяется между ними обратно пропорционально их массам.

С увеличением разности $E - E_T$ эффективное сечение увеличивается, так как при большей энергии протон или α -частица легче проникают через электростатический потенциальный барьер. Величина прозрачности P барьера, который находится на пути протона (или α -частицы) в момент вылета его из промежуточного ядра, определяется по формуле [1]

$$P = \exp \left\{ -\frac{4z^2e^2}{v} [\arccos x^{1/2} - x^{1/2}(1-x)^{1/2}] \right\}, \quad (4.1)$$

где $z=1$ для протона и $z=2$ для α -частицы, Z — заряд остаточного ядра, e — заряд электрона, v — скорость частицы, $x = E'/B$ (E' — энергия частицы, B — высота барьера).

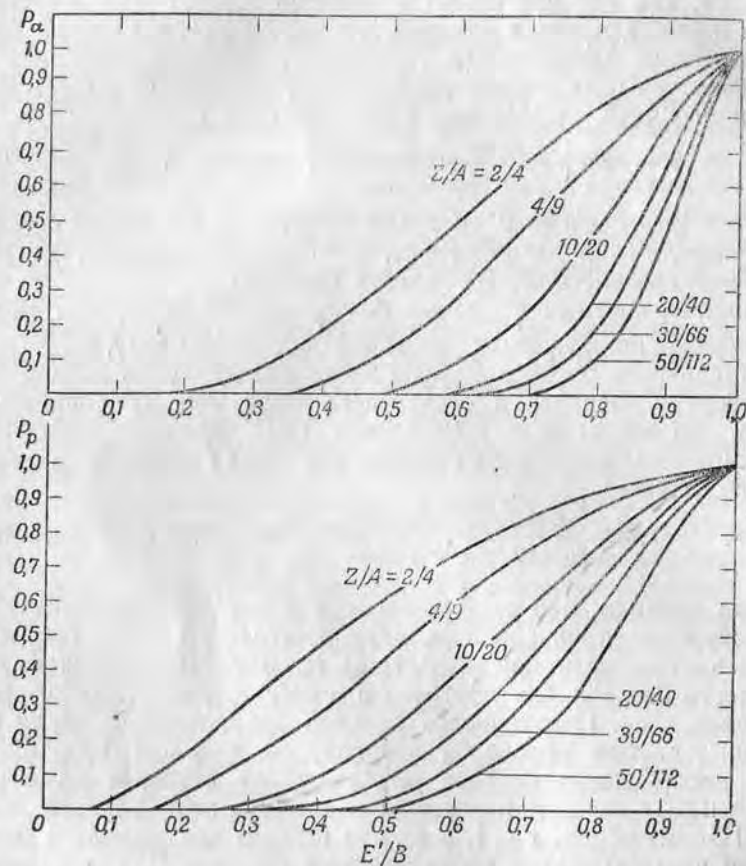
Энергия частицы E' равна $E - E_T$ при условии, что можно пренебречь кинетической энергией остаточного ядра. Высота потенциального барьера B равна электростатической потенциальной энергии частицы и остаточного ядра при их соприкосновении. По аналогии с выражением (2.1), которое определяет величину потенциального барьера для двух осколков деления, для B получаем

$$B = \frac{zZe^2}{r} \text{ эрг} = \frac{zZ(4,80 \cdot 10^{-10})^2 \cdot 10^{-9}}{1,5 \cdot 10^{-13} \cdot A^{1/2} \cdot 1,60 \cdot 10^{-12}} \text{ Мэв} = 0,96 \frac{z^2}{A^{1/2}} \text{ Мэв}, \quad (4.2)$$

где мы приняли, что расстояние между остаточным ядром и вылетающей частицей равно радиусу остаточного ядра, пренебрегая размером вылетающей частицы. На фиг. 36 изображена прозрачность барьера для протонов и α -частиц различных энергий для ряда ядер. Прозрачность барьера возрастает от нуля при $E'=0$, т.е. при пороговой энергии, до единицы при $E'=B$. Рост прозрачности барьера обуславливает основное изменение эффективных сечений пороговых реакций в этой области энергий. Напомним (см. гл. I, § 6), что ширина для процесса испускания частицы дается произведением $P\Gamma_n$, где Γ_n представляет собой нейтронную ширину, или «ширину без барьера».

Активность фольги определенного материала после облучения ее нейтронами деления обычно определяется при помощи «счета» на счетчике Гейгера — Мюллера. Зная поток нейтронов деления и активность фольги, можно при помощи соотношения (1.27) вычислить эффективное сечение данной реакции σ , усредненное по всему спектру деления. Поскольку в реакции участвуют только те нейтроны, энергия которых превосходит пороговую энергию реакции, при интерпретации измеряемого σ

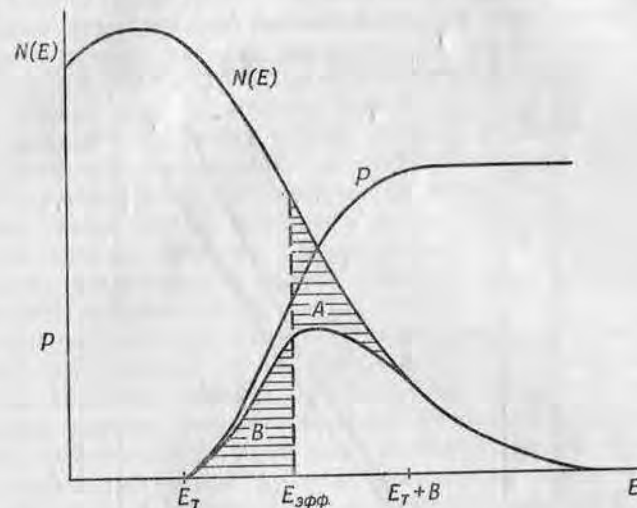
следует учесть зависимость активации образца от энергии нейтронов. Для анализа этой зависимости на фиг. 37 изображены распределение нейтронов деления $N(E)$ и прозрачность барьера P . Если предположить, что эффективное сечение пороговой реакции пропорционально прозрачности барьера, то активность



Фиг. 36. Прозрачность потенциальных барьеров высоты B для α -частиц (наверху) и протонов с энергией E' . Кривые приведены для ряда ядер с атомным номером Z и атомным весом A .

образца в зависимости от энергии будет даваться произведением $N(E) \cdot P$, которое также изображено на фиг. 37. Для упрощения дальнейшего анализа на этой фигуре проведена вертикальная пунктирная линия, соответствующая такой энергии, что заштрихованные площади A и B равны между собой. Эту энергию в дальнейшем будем называть эффективной энергией $E_{эфф.}$

Определенное таким образом значение эффективной энергии таково, что правильное значение активности образца получается при простом предположении, что нейтроны с энергией ниже $E_{эфф.}$ не дают вклада в реакцию, а все нейтроны с более высокой



Фиг. 37. Анализ выхода пороговой реакции в спектре нейтронов деления $N(E)$.

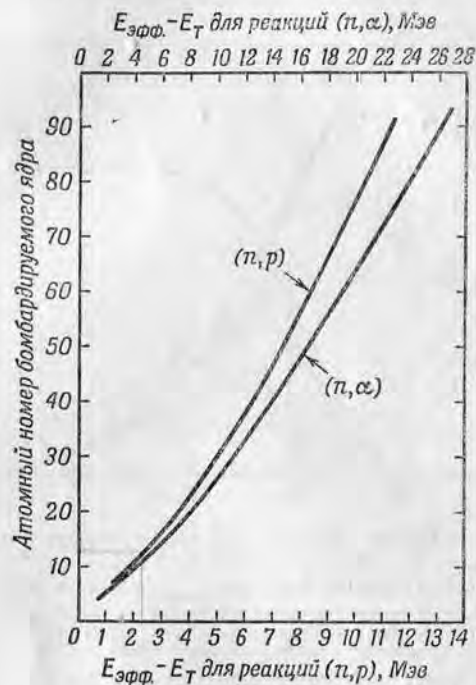
Метод расчета эффективной энергии $E_{эфф.}$ описан в тексте. Наблюдаемое эффективное сечение пороговой реакции равно сечению реакции в предположении, что все нейтроны с энергией выше $E_{эфф.}$ участвуют в реакции с одинаковой эффективностью, а нейтроны с энергией ниже $E_{эфф.}$ не участвуют в ней.

энергией дают вклад в реакцию, соответствующий прозрачности, равной единице. Обычно эффективная энергия несколько превосходит E_T и разность $E_{эфф.} - E_T$ не зависит от E_T . На фиг. 38 изображена зависимость $E_{эфф.} - E_T$ от Z для реакций (n, α) и (n, p) .

Если бы было известно истинное значение эффективного сечения при прозрачности, равной единице, которое мы обозначим σ_0 , то на основании известного спектра деления и значения $E_{эфф.} - E_T$ можно было бы вычислить среднее эффективное сечение по формуле

$$\bar{\sigma} = \sigma_0 \frac{\int_{E_{эфф.}}^{\infty} N(E) dE}{\int_{E_{эфф.}}^{\infty} N(E) dE} \quad (4.3)$$

Из теории следует только, что величина σ_0 должна быть пропорциональна эффективному сечению взаимодействия πR^2 . В общем случае σ_0 составляет только некоторую часть от πR^2 ввиду конкуренции между различными типами распада промежуточного



Фиг. 38. Зависимость $E_{эфф.} - E_T$ от атомного номера ядра мишени для реакций (n, p) и (n, α) .

ядра (см. гл. I, § 6). В следующем параграфе мы получим σ_0 из наблюдаемых эффективных сечений $\bar{\sigma}$ для ряда ядер и увидим, что σ_0 действительно пропорционально πR^2 .

§ 2. Измерение эффективных сечений пороговых реакций в котле

Для получения наибольшей возможной интенсивности замедленных нейтронов деления при измерении эффективных сечений очень важно помещать фольгу как можно ближе к урановым стержням в решетке котла. Исследуемый материал можно поместить внутрь одного из центральных блоков урана или, лучше всего, в кусок U^{235} , где он активируется большим потоком нейтронов деления. Урановый (или из U^{235}) стержень, имеющий форму

цилиндра, в который помещаются образцы, обычно называется *приемным патроном*. Поток нейтронов деления внутри патрона по порядку величины равен потоку тепловых нейтронов, так как практически все тепловые нейтроны превращаются в уране в нейтроны деления. В принципе величину потока быстрых нейтронов можно вычислить из известных постоянных урана, но из-за ослабления потока и самоэкранирования расчет сильно усложняется (см. гл. III, § 3). В действительности поток нейтронов деления можно просто оценить путем сравнения его с другим потоком нейтронов деления, образующимся в устройстве с более простой геометрией, например в преобразователе, описанном в § 4 этой главы. Простая геометрия преобразующего устройства позволяет очень легко вычислить поток нейтронов деления из теплового потока. Образец можно защитить от тепловых нейтронов, присутствующих в котле, завернув его в листовой кадмий обычной толщины 0,76 мм.

Мы рассмотрим эффективные сечения для ряда реакций (n, p) и (n, α) , измеренные Юзом, Шпацем и Гольдштейном [2] на нейтронах деления, чтобы иллюстрировать используемый метод и получить данные относительно σ_0 . Активация долгоживущих изотопов производилась внутри уранового блока аргонского котла; поток нейтронов деления стандартизовался по потоку нейтронов деления в устройстве с простой геометрией. Образцы короткоживущих изотопов помещались внутрь оболочки из U^{235} и затем с помощью пневматического устройства, описанного в гл. VII, § 3, посылались в котел. Поскольку во время облучения U^{235} становился чрезвычайно активным, аппаратура была устроена так, что оболочка из U^{235} останавливалась в защите котла, а образец переносился к счетчику. Калибруя счетчики при помощи RaE-источников, поставляемых Бюро стандартов, как описано в гл. III, § 2 и в гл. VII, § 2, можно было определить абсолютное число распадов в фольге.

Найденные экспериментально значения $\bar{\sigma}$ (вместе со значениями E_T и $E_{эфф.}$) приведены в табл. 4 и показаны на фиг. 39 и 40 для реакций (n, p) и (n, α) соответственно. Кривые на этих фигурах представляют собой интегралы по спектру нейтронов

деления, т. е. $\int_E^\infty N(E)dE$, где $N(E)$ — спектр нейтронов, даваемый

соотношением (2.24). По осям ординат нанесено измеренное эффективное сечение $\bar{\sigma}$, умноженное на коэффициент $10/A^{2/3}$, т. е. эффективное сечение σ , приведенное к ядру стандартных размеров, для которого $A^{2/3} = 10$ ($A = 32$) в предположении, что сечение меняется по закону $A^{2/3}$.

Таблица 4

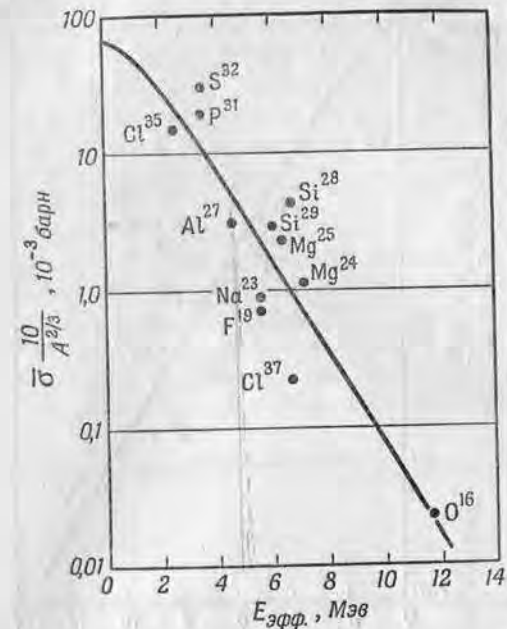
ЭФФЕКТИВНЫЕ СЕЧЕНИЯ ПОРОГОВЫХ РЕАКЦИЙ ДЛЯ НЕЙТРОНОВ ДЕЛЕНИЯ

Реакция	Период полураспада образующегося изотопа	E_T	$E_{эфф.}$	$\bar{\sigma}, 10^{-3} \text{ барн}$	$10\bar{\sigma}/A^{2/3}, 10^{-3} \text{ барн}$
$^9\text{Be} (n, \alpha) ^8\text{He}$	0,89 сек.	0,3	2,0	10	23,2
$^5\text{B}^{11} (n, \alpha) ^8\text{Li}$	0,89 »	7,2	9,0	0,085	0,174
$^8\text{O}^{16} (n, p) ^{16}\text{N}$	7,5 »	10,2	11,7	0,014	0,023
$^9\text{F}^{19} (n, p) ^{19}\text{O}$	30 »	3,9	5,6	0,5	0,7
$^9\text{F}^{19} (n, \alpha) ^{16}\text{N}$	7,5 »	1,5	5,1	4,5	6,4
$^{11}\text{Na}^{23} (n, p) ^{23}\text{Ne}$	40 »	3,5	5,6	0,7	0,88
$^{11}\text{Na}^{23} (n, \alpha) ^{20}\text{F}$	11,6 »	4,0	8,6	0,4	0,5
$^{13}\text{Al}^{27} (n, p) ^{27}\text{Mg}$	10,2 мин.	2,1	4,6	2,8	3,1
$^{13}\text{Al}^{27} (n, \alpha) ^{24}\text{Na}$	14,8 час.	3,3	8,7	0,6	0,67
$^{12}\text{Mg}^{24} (n, p) ^{24}\text{Na}$	14,8 »	4,9	7,2	1,0	1,16
$^{12}\text{Mg}^{25} (n, p) ^{25}\text{Na}$	62 сек.	4,1	6,4	2,0	2,3
$^{14}\text{Si}^{28} (n, p) ^{28}\text{Al}$	2,4 мин.	4,0	6,7	4	4,3
$^{14}\text{Si}^{29} (n, p) ^{29}\text{Al}$	6,7 »	3,3	6,0	2,7	2,9
$^{15}\text{P}^{31} (n, p) ^{31}\text{Si}$	170 »	0,7	3,5	19	19
$^{15}\text{P}^{31} (n, \alpha) ^{28}\text{Al}$	2,4 »	2,0	7,6	1,43	1,44
$^{16}\text{S}^{32} (n, p) ^{32}\text{P}$	14,3 дн.	1,0	3,5	30	30
$^{16}\text{S}^{34} (n, \alpha) ^{31}\text{Si}$	170 мин.	0,9	7,5	3,0	2,9
$^{17}\text{Cl}^{35} (n, p) ^{35}\text{S}$	87 дн.	-0,7	2,5	16	15
$^{17}\text{Cl}^{35} (n, \alpha) ^{32}\text{P}$	14,3 дн.	-1,0	6,0	3,0	2,8
$^{17}\text{Cl}^{37} (n, p) ^{37}\text{S}$	5,0 мин.	3,5	6,7	0,24	0,22
$^{27}\text{V}^{51} (n, \alpha) ^{48}\text{Sc}$	44 час.	2,4	11,5	0,08	0,058

Тот факт, что наблюдаемые эффективные сечения примерно пропорциональны интегралу спектра нейтронов деления, указывает на то, что величина $\sigma_0 \cdot 10/A^{2/3}$ (т. е. σ_0 с поправкой на размер ядра) примерно одинакова для различных ядер. Абсолютную величину σ_0 можно легко получить из известного спектра нейтронов деления, данных фиг. 39 и 40 и формулы (4.3). Из формулы (4.3) видно, что σ стремится к σ_0 , когда $E_{эфф.} - E_T$ приближается к нулю. Из измеренных эффективных сечений следует, что предельные значения $\bar{\sigma}$ дают величину σ_0 , равную $150 \cdot 10^{-3}$ и $65 \cdot 10^{-3}$ барн для реакций (n, α) и (n, p) соответственно при $A = 32$. Интересно сравнить эти значения σ_0 с геометрическим размером ядра πR^2 , который согласно формуле (1.9), составляет $700 \cdot 10^{-3}$ барн для ядра с $A = 32$. Поскольку Γ_p (или Γ_α) меньше Γ (возможно также испускание нейтронов) и,

кроме того, как обсуждалось в начале гл. I, § 6, ξ меньше единицы, то эффективное сечение σ_0 меньше πR^2 .

Описанная работа может быть использована для предсказания выхода пороговых реакций в котле, не приведенных в табл. 4. Точность предсказания определяется средним разбросом точек на фиг. 39 и 40, т. е. результат может быть предсказан

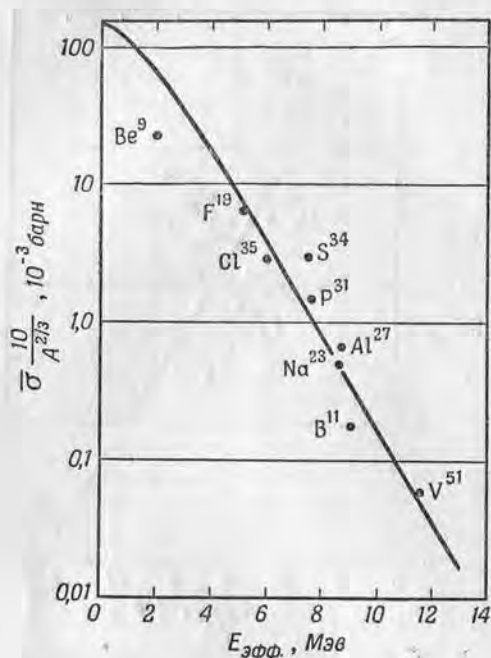


Фиг. 39. Сравнение измеренных значений [13] усредненных эффективных сечений $\bar{\sigma}$ для реакций (n, p) с интегралом спектра нейтронов деления.

Множитель $10/A^{2/3}$ приводит наблюдаемое эффективное сечение к стандартному размеру ядра ($A = 32$).

с точностью до множителя, примерно равного двум. При этом эффективная энергия подсчитывается с помощью фиг. 38 по пороговой энергии и затем на основании фигур 39 или 40 вычисляется σ . Так как при расчете рассматривается только спектр незамедленных нейтронов деления, то естественно возникает вопрос о влиянии замедленных нейтронов на активацию образца. Однако благодаря форме спектра нейтронов деления (быстрое уменьшение числа нейтронов с увеличением энергии) число нейтронов данной энергии не зависит существенно от числа замедлившихся, более быстрых нейтронов. Поэтому в расчете можно

использовать форму спектра незамедленных нейтронов деления. Следует определить также абсолютную величину потока нейтронов деления, которую трудно вычислить вследствие сложного расположения урановых стержней и замедлителя. Значение потока нейтронов деления в какой-то точке внутри котла можно получить, сравнивая его с потоком в поддающейся расчету



Фиг. 40. Сравнение измеренных значений [13] эффективных сечений для реакций (n, α) с интегралом спектра нейтронов деления.

геометрии, как сделано Юзом, Шпацем и Гольдштейном [2] (см. фиг. 43), или просто используя для калибровки одно из эффективных сечений, приведенных в табл. 4. Однако для целей приближенной оценки можно принять, что поток в урановом блоке примерно равен потоку тепловых нейтронов в той же области котла. Некоторые приближенные данные для аргонского котла на тяжелой воде указывают на то, что поток незамедленных нейтронов деления в замедлителе на середине между стержнями уменьшается примерно в 10 раз по сравнению с потоком у стержня.

В 1946 г. эффективные сечения табл. 4 были использованы для оценки неизвестной тогда формы спектра нейтронов деления при

очень больших энергиях. Однако в настоящее время спектр нейтронов деления хорошо известен из прямых опытов (см. фиг. 21), поэтому эффективные сечения для реакций (n, p) и (n, α) чаще используются для предсказания выходов пороговых реакций в котле, чем для исследования спектра нейтронов деления.

Когда желательнее получить при помощи пороговой реакции радиоактивный изотоп большой удельной активности, метод активации внутри уранового блока оказывается очень ценным, так как в этом случае возможно химическое выделение радиоактивного продукта «свободного от носителя» (т. е. не содержащего инертных атомов). Такое выделение совершенно невозможно при получении радиоизотопов при помощи нейтронного захвата (при котором исходный материал и радиоактивные продукты являются химически подобными). С помощью реакций (n, p) и (n, α) в Ок-Ридже изготавливаются некоторые важные радиоизотопы, например P³², S³⁵ и Ca⁴⁵ [3]. В качестве примера мы рассмотрим получение важного для медицинских целей радиоизотопа P³² при помощи реакции S³² (n, p) P³². Если 100 г серы (95% S³²) активировать в потоке нейтронов деления, равном 10¹² нейтронов на 1 см² в 1 сек., до насыщения, для чего необходимо около шести недель, то скорость распада, или активность, A будет равна

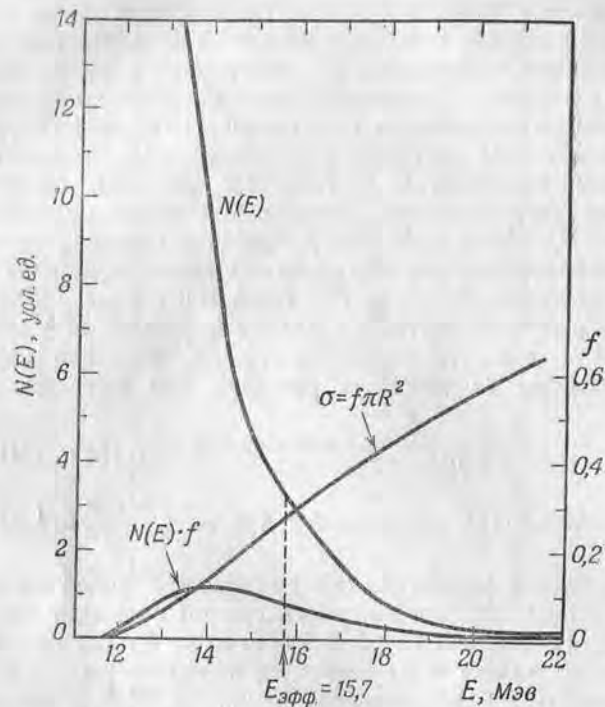
$$A = N \bar{\sigma} n v = \frac{100 \cdot 0,95 \cdot 0,602 \cdot 10^{24}}{32} \cdot 30 \cdot 10^{-27} \cdot 10^{12} =$$

$$= 5,3 \cdot 10^{10} \text{ распадов в 1 сек.} = \frac{5,3 \cdot 10^{10}}{3,7 \cdot 10^{10}} = 1,4 \text{ кюри P}^{32}.$$

Радиоактивный фосфор можно химическим способом отделить от серы и таким образом получить его по существу без инертного фосфора, т. е. «свободным от носителя». Выход пороговых реакций быстро падает с увеличением атомного веса, так как основным фактором, определяющим величину эффективного сечения, является величина прозрачности барьера конечного ядра, которая уменьшается с увеличением атомного веса. Это уменьшение прозрачности барьера ограничивает практическое использование пороговых реакций получением радиоизотопов легких элементов.

Другим типом пороговой реакции, которая может вызываться нейтронами деления, является реакция (n, 2n), имеющая пороговую энергию, приблизительно равную энергии связи последнего нейтрона в исходном ядре. Из теории реакции (n, 2n), данной Вайскопфом и Эвингом [4], следует, что, начиная с пороговой энергии, эффективное сечение реакции медленно увеличивается и в конце концов достигает значения πR^2 . Рассмотрим, например, реакцию Na²³ (n, 2n) Na²² (период полураспада 3 года), которая имеет порог 11,7 Мэв (рассчитанный по значениям масс, приведенным в приложении II) и теоретическое эффективное

сечение (по формуле Вайскопфа и Эвинга), изображенное на фиг. 41. Эффективную энергию для этой реакции можно вычислить точно так же, как для реакций (n, p) и (n, α) , причем оказывается, что она равна 15,7 Мэв. Значение $\bar{\sigma}$, полученное для этого значения $E_{\text{эфф.}}$ из фиг. 39 в предположении, что σ_0 равно πR^2 , составляет $5,7 \cdot 10^{-6}$ барн, что находится в хорошем



Фиг. 41. Расчет эффективной энергии для реакции $\text{Na}^{23}(n, 2n)\text{Na}^{22}$.

Множитель f дает теоретическое значение эффективного сечения для этой реакции, отнесенное к πR^2 (см. [4]). Эффективное сечение для этой реакции на нейтронах деления получается равным $5,7 \cdot 10^{-6}$ барн.

согласия с измеренной для этой реакции Юзом, Шпацем и Гольдштейном [2] величиной $\bar{\sigma}$, равной $6 \cdot 10^{-6}$ барн. Малое эффективное сечение является типичным для реакций $(n, 2n)$. Малое эффективное сечение в совокупности с тем фактом, что радиоактивные продукты являются химически идентичными материалу мишени, приводят к тому, что реакции $(n, 2n)$ не могут широко использоваться для получения радиоизотопов.

§ 3. Использование быстрых нейтронов для изучения свойств твердых тел

Быстрые нейтроны вызывают сильные изменения ряда физических свойств материалов, например удельного сопротивления, теплопроводности, твердости и упругости. Эти изменения относятся к так называемым «радиационным нарушениям», и в настоящее время исследование их составляет важный раздел физики твердого тела. Кроме очевидного практического применения исследований по радиационным нарушениям к изучению происходящих в материалах изменений, вызываемых (главным образом в конструктивных материалах котлов) большими потоками нейтронов, создаваемыми в котлах, результаты их существенны для выяснения структуры материи, особенно связи физических свойств с дефектами в кристаллической решетке. Мы не можем обсуждать здесь природу радиационных нарушений и их связь со свойствами кристаллической решетки. Однако следует по крайней мере указать, почему облучение быстрыми нейтронами вызывает радиационные нарушения, и рассмотреть некоторые из проблем, относящихся к этому вопросу. Обзор теории и экспериментальных результатов, относящихся к радиационным нарушениям, дан Слэтером [5] в 1949 г.; Динс [6] сделал обзор успехов, достигнутых в этой области с того времени.

Особенно чувствительны к излучению те свойства твердых тел, которые связаны с наличием дефектов в кристаллической решетке. Такими дефектами могут быть *свободные места* (отсутствие атомов в их нормальном местоположении) или *смещения* (при которых атомы находятся в положениях, не соответствующих нормальному узлам решетки). Связь между этими дефектами и электропроводностью, теплопроводностью, твердостью, упругостью и т. п. является объектом обширных теоретических исследований в физике твердого тела. Из нашего обсуждения нейтронных эффективных сечений в гл. I следует, что самым действенным излучением в котле, вызывающим смещения и удаление атомов из решетки, являются быстрые нейтроны. Эффективное сечение для этих нейтронов определяется в основном упругим рассеянием, при котором появляются быстрые ядра отдачи, которые сами способны создавать вторичные ядра отдачи. Так как средняя энергия, необходимая для смещения атома из положения, в котором он находится в решетке, составляет только около 25 эв, то многие из ядер отдачи создают свободные места и в то же время вызывают смещения других атомов.

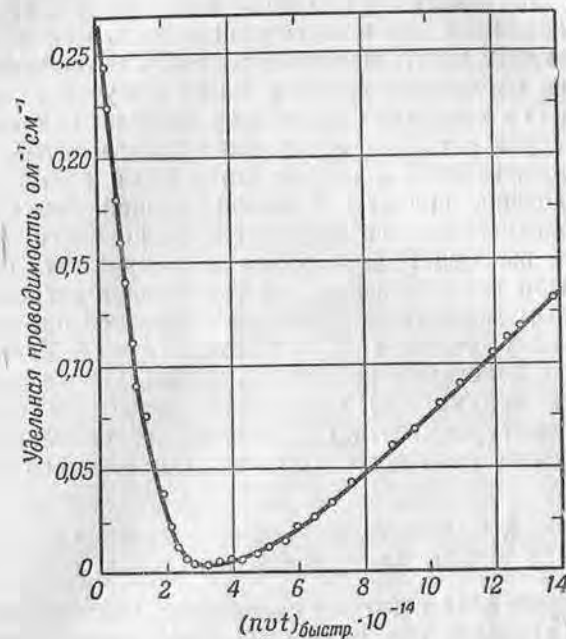
Процессы, происходящие в результате упругих столкновений быстрых нейтронов с атомами, приводят к изменениям физических свойств твердого вещества, подобным во многих отношениях эффектам холодной обработки. Поэтому теория холодной

обработки применима в значительной части к явлениям радиационного нарушения. Поскольку кристаллические дефекты вызываются и холодной обработкой и действием радиации, то неудивительно, что оба явления вызывают на первый взгляд одинаковые физические изменения. Однако при холодной обработке нарушаются состояния целой группы атомов, в то время как под действием излучения отдельные атомы смещаются независимо, поэтому можно ожидать, что более полное исследование обнаружит некоторые различия в этих явлениях. При распаде ядер, происходящем в результате облучения материалов нейтронами, появляются атомы примеси; эффекты, вызываемые появлением этих атомов, не имеют аналогии при холодной обработке.

Изучавшиеся физические изменения, вызываемые излучением, охватывают широкую область явлений; в качестве иллюстрации мы укажем на некоторые из них. Например, упорядоченный сплав Au—Cu (в котором узлы решетки в определенном порядке заняты атомами Au и Cu) под действием облучения, почти так же как при нагревании, становится неупорядоченным [7]. Твердость сплава Au—Cu (независимо от упорядоченности) увеличивается при облучении [8], вероятно, из-за того, что создаваемые облучением дефекты в кристаллической структуре затрудняют распространение механических нарушений; в противоположность облучению, нагревание приводит к уменьшению твердости. Блюетт и др. [9] обнаружили, что после облучения монокристалла Si быстрыми нейтронами при $nvt = 2 \cdot 10^{18}$ (что соответствует облучению в течение нескольких месяцев в потоке, равном 10^{13}) его критическое напряжение среза увеличивается примерно в 10 раз. Увеличивается также удельное электрическое сопротивление [8], как и следует ожидать, на основании рассеивающего действия дислокаций на электроны проводимости. В настоящее время проводится интенсивное изучение полупроводников [10], электрические свойства которых при облучении быстрыми нейтронами сильно меняются. Например, обнаружен показанный на фиг. 42 переход полупроводящего кристалла германия от *n*- к *p*-типу [11].

Хотя облучение быстрыми нейтронами внутри котла является эффективным методом получения радиационного нарушения, однако оно сопряжено с большими трудностями. Работа затрудняется большой радиоактивностью образцов, появляющейся в результате облучения большим потоком нейтронов, который необходим для получения желаемых эффектов. Нужные физические свойства образцов, которые при вынимании из котла могут иметь активность в несколько сот кюри, могут изучаться в «горячих лабораториях», которые обычно располагаются у котлов, используемых для проведения исследований. В этих лабораториях оборудование, управляемое на расстоянии, позволяет выполнить почти

любую стандартную манипуляцию или измерение на таких чрезвычайно активных материалах. С помощью такого оборудования можно открыть контейнеры с образцами, извлечь содержимое, взвесить и обработать его, исследовать спектроскопически или методом дифракции рентгеновских лучей, проделать все обычные механические испытания (на твердость, упругость



Фиг. 42. Влияние бомбардировки быстрыми нейтронами [11] на удельную проводимость полупроводящего кристалла германия. Минимум кривой указывает на переход от *n*- к *p*-типу кристалла.

и пр.), не подвергая при этом персонал лаборатории сильному облучению. Аргонская горячая лаборатория, снабженная управляемым на расстоянии оборудованием, описана Халом, Герцем и Фергюсоном [12]. Она характеризует типичные условия, в которых проводится работа с источниками, обладающими большой активностью.

Чтобы получить достаточно интенсивные потоки быстрых нейтронов, облучение образцов обычно производится внутри решетки котла; к счастью, наличие там нейтронов малой энергии и резонансных нейтронов не мешает изучению радиационных нарушений, вызываемых только смещенными атомами. Кроме

того, обычно не представляет интереса точное знание энергии быстрых нейтронов, поэтому не требуется специальной методики для определения действительного спектра быстрых нейтронов. Обычно решетка котла находится при температуре значительно выше комнатной, и это вызывает определенные трудности при исследовании радиационных нарушений. Если при облучении образец не находится при низкой температуре, то многие из эффектов смещенных атомов исчезают, т. е. может произойти «отжиг». Поэтому часто желательно «заморозить» эффекты облучения, держа образец во время и после облучения при температуре жидкого воздуха. Содержание образца при температуре жидкого воздуха в продолжение длительного облучения большим потоком нейтронов в центре котла и во время последующего исследования является сложной задачей. Даже если контейнер с образцом хорошо изолирован от горячего окружения, то тепло все же будет выделяться в результате поглощения нейтронов. При использовании для уменьшения нагревания материала с малым эффективным сечением остается проблема нагревания образца γ -лучами. При лабораториях в Ок-Ридже и Брукхавене сейчас действуют криостаты, использующие циркулирующий жидкий воздух для проведения облучений образца при низких температурах; однако до настоящего времени выполнено только небольшое количество облучений при низкой температуре.

§ 4. Источник нейтронов деления в пучке тепловых нейтронов

Иногда требуются нейтроны деления без примеси резонансных нейтронов; например, при измерении эффективных сечений для реакций (n, γ) при энергиях нейтронов деления примесь резонансных нейтронов должна быть чрезвычайно малой. Облучая уран тепловыми нейтронами вне котла, можно получить нейтроны деления без примеси нейтронов промежуточных энергий. Поток быстрых нейтронов в этом случае будет значительно менее интенсивным, чем поток внутри котла, однако этот метод является единственным, при помощи которого эффективно удаляются резонансные нейтроны. Тепловые нейтроны вызывают деление урана, при котором испускаются 2,5 нейтрона на каждый акт деления; таким образом, уран действует как нейтронный преобразователь, создающий поток нейтронов деления, который может быть в несколько раз больше потока тепловых нейтронов.

Методика преобразования тепловых нейтронов в нейтроны деления была развита Юзом, Шпацем и Гольдштейном [13] для измерения эффективных сечений для реакций (n, γ) на нейтронах деления, которое нельзя провести внутри котла. Принцип метода пояснен на фиг. 43, где изображена пластинка из урана в нейт-

ронном пучке, выходящем из тепловой колонны аргонского котла на тяжелой воде. Образец (обычно в форме спрессованного шарика или металлической фольги), который должен активироваться быстрыми нейтронами, завертывается в кадмий и помещается против урановой пластинки; одновременно такая же фольга, но без кадмия, регистрирует полный поток. Завернутая в толстый кадмий фольга около такой пластинки, если вблизи нет замедляющих материалов, облучается только незамедленными нейтронами деления. Поскольку в интересующей нас области



Фиг. 43. Принцип получения нейтронов деления без примеси резонансных нейтронов при помощи преобразователя из урановой пластинки.

Фольга, завернутая в толстый кадмий, активируется только нейтронами деления; открытая фольга регистрирует поток тепловых нейтронов.

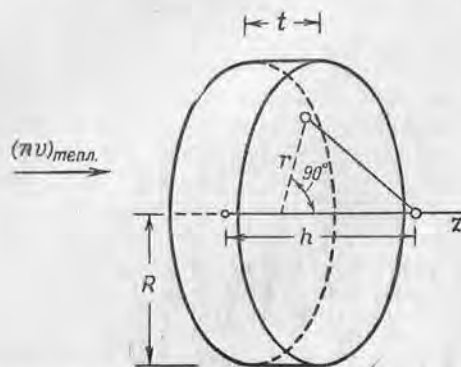
энергий эффективное сечение захвата быстро возрастает с уменьшением энергии нейтронов, то наличие даже небольшого количества замедленных нейтронов может испортить результаты измерения.

Измерение эффективного сечения для реакции (n, γ) состоит в том, что фольга из исследуемого материала, покрытая кадмием, активируется нейтронами деления от пластинки; одновременно незакрытая кадмием фольга из того же материала активируется тепловыми нейтронами (плюс нейтроны деления). После того как активность фольги определена на счетчике Гейгера — Мюллера, эффективное сечение активации образца на быстрых нейтронах получается непосредственно из отношения активности закрытой кадмием фольги к активности незакрытой фольги¹⁾:

$$\sigma_{\text{быстр.}} = \frac{\sigma_{\text{тепл.}}}{R} \frac{I_{\text{Cd}}}{I_{\text{безCd}} - I_{\text{Cd}}} \quad (4.4)$$

¹⁾ При вычитании I_{Cd} из $I_{\text{безCd}}$ (для определения активации открытой фольги тепловыми нейтронами) предполагается, что поток быстрых нейтронов деления у той и другой фольги одинаков, как и следует из фиг. 43. Если же открытая фольга удалена от урановой пластинки и находится в таком же потоке тепловых нейтронов, то такое вычитание производить не нужно.—
Прим. авт.

где $\sigma_{\text{тепл.}}$ — известное эффективное сечение активации на тепловых нейтронах для изучаемой реакции (n, γ), а R — вычисленное отношение потока быстрых нейтронов к потоку тепловых нейтронов у пластинки, равное приблизительно двум. При использовании этого метода нет необходимости вносить поправки на самопоглощение β -частиц в фольге, на сложные схемы распада или эффективность счетчика. В некоторых случаях, когда эффективное сечение на тепловых нейтронах известно не точно, его следует определить из активации открытой фольги, принимая во внима-



Фиг. 44. Схема, иллюстрирующая метод расчета потока нейтронов деления для пластинки, изображенной на фиг. 43.

ние величину потока тепловых нейтронов и абсолютную эффективность счетчика. Обычно эффективное сечение активации на быстрых нейтронах много меньше сечения активации на тепловых нейтронах, поэтому, чтобы избежать заметного влияния тепловых нейтронов при облучении быстрыми нейтронами, следует использовать толстое плотно прилегающее кадмиевое покрытие. При этом нейтроны деления получают настолько свободными от медленных нейтронов, что такой материал, например, как золото, эффективное сечение которого для тепловых нейтронов в 1000 раз больше сечения для быстрых нейтронов, может быть исследован без помех со стороны тепловых нейтронов. Если вещество имеет большое резонансное эффективное сечение, то иногда возникает небольшая активация за счет резонансных нейтронов, присутствующих в небольшом количестве в тепловой колонне. Однако облучая покрытую кадмием фольгу в пучке тепловых нейтронов в отсутствие урановой пластинки, можно легко оценить резонансную активацию и затем вычесть ее из активации покрытой кадмием фольги.

В только что описанном методе измерения эффективных сечений для реакций (n, γ) знание абсолютной величины потока быстрых нейтронов является излишним. Отношение потоков быстрых и тепловых нейтронов рассчитывается из геометрии опыта, как пояснено на фиг. 44. Поток нейтронов деления в точке на оси урановой пластинки, на расстоянии $h-t$ от нее (фольга не находится в непосредственном контакте с пластинкой) получается

интегрированием по всему объему пластинки:

$$(nv)_{\text{быстр.}} = (nv)_{\text{тепл.}} N \sigma_f 2,5 \int_0^t \int_0^R \frac{2\pi r dr e^{-N\sigma_f z} dz}{4\pi [(h-z)^2 + r^2]}, \quad (4.5)$$

где N — плотность ядер, σ_f — эффективное сечение деления, σ_f — полное эффективное сечение. Для пластинки из U^{235} диаметром 10 см и толщиной 3 мм (которая используется сейчас в Брукхавене) интегрирование дает отношение $(nv)_{\text{быстр.}} / (nv)_{\text{тепл.}}$, равное 2,2 для точки на расстоянии 1,6 мм от пластинки.

На первый взгляд этот результат может показаться неожиданным, так как каждый тепловой нейтрон вызывает 2,5 быстрых нейтронов и только половина из них движется в направлении фольги, а поток нейтронов деления все же более чем в 2 раза превосходит падающий поток тепловых нейтронов. Это соображение, однако, основано на неявном предположении, что поток равен числу нейтронов, проходящих через 1 см^2 поверхности, параллельной пластинке. На самом деле при расчете мы правильно принимали поток равным числу нейтронов, проходящих через 1 см^2 поверхности, перпендикулярной скорости нейтрона (т. е. числу нейтронов, проходящих через сферу с площадью поперечного сечения 1 см^2)¹⁾. Поток быстрых нейтронов на фольгу не изотропен, и нейтроны, проходящие от краев пластины, дают заметный эффект, так как они пересекают фольгу под малым углом. Из соотношения (4.5) видно, что в принципе при увеличении радиуса пластины R отношение потоков может увеличиваться беспредельно. При расчете потока быстрых нейтронов не учитывается потеря нейтронов за счет поглощения в самой пластине, однако эта потеря частично компенсируется дополнительными нейтронами, которые испускаются при поглощении нейтронов в уране.

Абсолютную величину потока быстрых нейтронов можно получить, зная отношение потоков и поток тепловых нейтронов. Последний, как мы видели в гл. III, § 3, можно определить с точностью до 5%. Известный поток быстрых нейтронов от пластинки можно, конечно, использовать при относительных измерениях для калибровки потока нейтронов деления от более сложных по геометрии устройств, таких как приемный патрон внутри котла и оболочка из U^{235} , которые описаны в § 2 этой главы.

Эффективное сечение захвата для быстрых нейтронов, полученное этим методом, усреднено по спектру деления, однако

¹⁾ Точное геометрическое определение потока нейтронов дается в гл. III, § 3, особенно см. фиг. 34. — Прим. авт.

сравнение друг с другом эффективных сечений захвата, усредненных по спектру деления, имеет смысл, так как для всех элементов вблизи энергии 1 Мэв $\sigma(p, \gamma)$ изменяется, как мы вскоре увидим, примерно по закону $1/E$. Кроме того, интегрируя произведение $\sigma(p, \gamma) \cdot N(E)$, как это мы делали для пороговых реакций, можно подсчитать эффективную энергию для спектра деления. Расчет легко выполняется, так как σ пропорционально $1/E$; результат расчета показывает, что среднее эффективное сечение равно эффективному сечению для моноэнергетических нейтронов с энергией, равной 1 Мэв . Поэтому измеренные эффективные сечения для нейтронов деления можно с довольно хорошим приближением рассматривать как значения сечений при 1 Мэв . Поскольку для всех элементов, кроме самых легких, даже измерения с моноэнергетическими нейтронами при 1 Мэв дают эффективное сечение, усредненное по многим резонансам, то разброс в энергии нейтронов деления не является помехой в работах по определению эффективных сечений захвата.

§ 5. Измерение эффективных сечений захвата для быстрых нейтронов

Поскольку наблюдаемые эффективные сечения захвата для нейтронов деления [13] представляют собой значения, усредненные по многим резонансным уровням, то их основная ценность для теории ядра заключается в сведениях, которые они дают относительно усредненного поведения резонансных уровней. Теоретическое выражение для эффективного сечения при энергии 1 Мэв получается усреднением формулы Брейта—Вигнера (1.19) по многим уровням. Фешбах, Пизли и Вайскопф [14] для усредненного значения эффективного сечения получили формулу

$$\sigma_l = \pi \lambda^2 (2l+1) \frac{2\pi (\Gamma_{nl} \Gamma_{\gamma l})_{\text{ср.}}}{D_l [(l_{nl})_{\text{ср.}} + (\Gamma_{\gamma l})_{\text{ср.}}]}, \quad (4.6)$$

где σ_l — вклад, вносимый в эффективное сечение нейтронами с моментом количества движения l и длиной волны λ , Γ_{nl} и $\Gamma_{\gamma l}$ — нейтронная и радиационная ширины уровней, участвующих в реакции, и D_l — расстояние между уровнями, соответствующими захвату l -нейтронов. Рассматривая только случай $l=0$, видим, что при $\Gamma_n > \Gamma_{\gamma}$ (что имеет место, когда энергия нейтронов больше 10 кэв) изменение эффективного сечения с энергией происходит по закону $1/E$. При дальнейшем увеличении энергии нейтронов сечение захвата начинает уменьшаться медленнее, так как начинают играть роль большие значения l . Измеренные кривые для эффективного сечения вблизи 1 Мэв [15] определенно

следуют закону $1/E$, что указывает на преобладание взаимодействия с $l=0$ ¹⁾.

В этом случае формула (4.6) принимает простой вид

$$\sigma(p, \gamma) = 2\pi^2 \lambda^2 \frac{\Gamma_{\gamma}}{D_0}. \quad (4.7)$$

Эта формула дает зависимость эффективного сечения захвата от радиационной ширины и расстояния между уровнями.

Из измеренных эффективных сечений захвата по формуле (4.7) получаем расстояния между уровнями в промежуточном ядре, знание которых существенно в теории возбужденных состояний ядра. Чтобы получить D_0 из эффективных сечений, необходимо использовать значение радиационной ширины Γ_{γ} , которая, по крайней мере для тяжелых элементов, известна достаточно хорошо. Для элементов с атомным весом больше 100 Γ_{γ} примерно равна $0,1 \text{ эв}$ и мало изменяется с изменением энергии возбуждения. Для элементов с меньшими атомными весами Γ_{γ} известна менее точно, причем для элементов с атомными весами вблизи $A=20$ она достигает нескольких электрон-вольт. Оценка зависимости Γ_{γ} от A для возбуждения, соответствующего захвату нейтрона, сделана Гайдманом и Бете [17]; эта зависимость изображена на фиг. 45. Расстояние между уровнями, полученное из измеренного эффективного сечения по формуле (4.7), относится к уровням, соответствующим захвату нейтронов с $l=0$, и к энергии возбуждения промежуточного ядра, равной 1 Мэв плюс энергия связи нейтрона в ядре E_B . Это показано на фиг. 3 для случая захвата нейтрона в ядре Al^{27} . Для большинства ядер энергия связи нейтрона в ядре известна с точностью до нескольких сот киловольт, что позволяет вычислить энергию возбуждения, соответствующую захвату нейтрона с энергией 1 Мэв .

¹⁾ Эффект нейтронов с $l > 0$ можно оценить, суммируя формулу (4.6) по всем возможным значениям l и учитывая, что наибольшее эффективное значение l определяется равенством $l\lambda = R$ (где R — радиус ядра) и что, согласно (1.11),

$$\sum_0^l (2l+1) = (l+1)^2.$$

В результате получаем формулу

$$\sigma(p, \gamma) = 2\pi^2 (\lambda + R)^2 \frac{\Gamma_{\gamma}}{D},$$

ранее данную Бете [16], которая показывает, что σ пропорционально $1/E$, если $\lambda > R$, т. е. при $l=0$. Согласно формуле (1.5) нейтрон при энергии 1 Мэв имеет длину волны λ , равную $2,9 \cdot 10^{-12} \text{ см}$, не намного превышающую R ($R = 7 \cdot 10^{-12} \text{ см}$ для $A=100$). — Прим. авт.

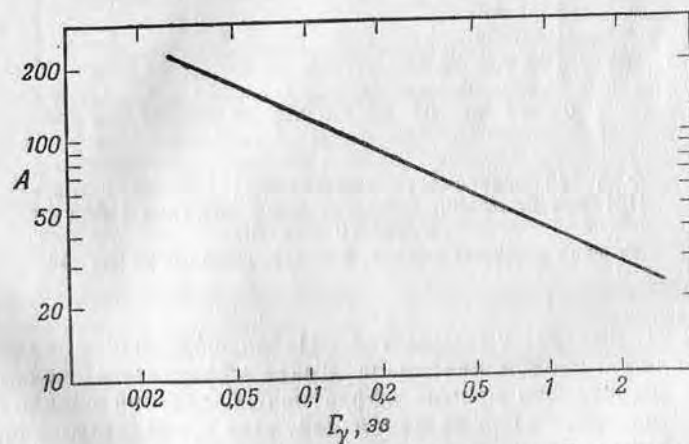
Таблица 5

ЭФФЕКТИВНЫЕ СЕЧЕНИЯ ЗАХВАТА ДЛЯ НЕЙТРОНОВ
С ЭНЕРГИЕЙ 1 МэВ И РАССТОЯНИЯ МЕЖДУ УРОВНЯМИ D_0
ПРИ ЭНЕРГИИ ВОЗБУЖДЕНИЯ E^* , ПОЛУЧЕННЫЕ ИЗ ЭТИХ
СЕЧЕНИЙ ПО ФОРМУЛЕ (4.7)

Ядро мишени	σ , 10^{-3} барн	E^* , МэВ	D_0 , эВ
$^{23}_{11}\text{Na}$	0,26	7,39	$4,8 \cdot 10^4$
$^{26}_{12}\text{Mg}$	0,6	6,61	$1,7 \cdot 10^4$
$^{27}_{13}\text{Al}$	0,37	8,3	$2,5 \cdot 10^4$
$^{30}_{14}\text{Si}$	1,1	7,6	$8,0 \cdot 10^3$
$^{37}_{17}\text{Cl}$	0,74	7,8	$6,6 \cdot 10^3$
$^{40}_{18}\text{Ar}$	0,93	7,22	$4,4 \cdot 10^3$
$^{41}_{19}\text{K}$	2,9	8,27	$1,3 \cdot 10^3$
$^{48}_{20}\text{Ca}$	1,9	5,35	$1,5 \cdot 10^3$
$^{51}_{23}\text{V}$	1,8	7,81	$1,3 \cdot 10^3$
$^{55}_{25}\text{Mn}$	3,82	7,73	$5,4 \cdot 10^2$
$^{59}_{27}\text{Co}$	11,0	8,22	$1,6 \cdot 10^2$
$^{64}_{28}\text{Ni}$	5,1	7,34	$2,9 \cdot 10^2$
$^{63}_{29}\text{Cu}$	11,4	8,74	$1,3 \cdot 10^2$
$^{65}_{29}\text{Cu}$	6,0	8,00	$2,4 \cdot 10^2$
$^{68}_{30}\text{Zn}$	23,2	7,90	56
$^{69}_{31}\text{Ga}$	20,9	8,51	63
$^{75}_{33}\text{As}$	22,5	8,51	47
$^{79}_{35}\text{Br}$	42,5	9,03	23
$^{81}_{35}\text{Br}$	19	8,62	85
$^{84}_{36}\text{Kr}$	< 10	9,01	> 50
$^{86}_{36}\text{Kr}$	2,4	6,17	$3,1 \cdot 10^2$
$^{85}_{37}\text{Rb}$	23,1	9,50	35
$^{87}_{37}\text{Rb}$	1,8	6,67	$4,1 \cdot 10^2$
$^{88}_{38}\text{Sr}$	2,1	7,12	$3,8 \cdot 10^2$
$^{89}_{38}\text{Y}$	7,0	7,63	$1,1 \cdot 10^2$
$^{93}_{41}\text{Nb}$	41	7,94	16
$^{98}_{42}\text{Mo}$	10,4	7,32	58
$^{100}_{42}\text{Mo}$	12,3	6,87	47
$^{102}_{44}\text{Ru}$	30	7,67	18
$^{104}_{44}\text{Ru}$	31	7,21	17
$^{103}_{45}\text{Rh}$	109	8,12	5
$^{107}_{47}\text{Ag}$	85	8,41	6
$^{109}_{47}\text{Ag}$	178	8,03	2,7
$^{115}_{49}\text{In}$	223	8,09	1,9
$^{120}_{50}\text{Sn}$	> 14	7,82	< 29
$^{122}_{50}\text{Sn}$	> 12	7,63	< 32
$^{124}_{50}\text{Sn}$	19	7,38	19
$^{121}_{51}\text{Sb}$	90	8,18	4,2
$^{127}_{53}\text{I}$	105	8,33	3,3
$^{136}_{54}\text{Xe}$	1,0	5,65	$3,02 \cdot 10^2$

Продолжение табл. 5

Ядро мишени	σ , 10^{-3} барн	E^* , МэВ	D_0 , эВ
$^{138}_{56}\text{Ba}$	2,3	6,26	$1,35 \cdot 10^3$
$^{139}_{57}\text{La}$	5,0	6,55	63
$^{140}_{58}\text{Ce}$	5,4	6,85	52
$^{142}_{58}\text{Ce}$	4,2	6,54	65
$^{141}_{59}\text{Pr}$	11,0	7,15	26
$^{146}_{60}\text{Nd}$	40	6,78	6,7
$^{148}_{60}\text{Nd}$	80	6,46	3,3
$^{175}_{71}\text{Lu}$	158	7,19	1,1
$^{176}_{71}\text{Lu}$	330	8,42	0,5
$^{181}_{73}\text{Ta}$	142	7,12	1,13
$^{186}_{74}\text{W}$	71	7,01	2,18
$^{185}_{75}\text{Re}$	180	7,40	0,87
$^{187}_{75}\text{Re}$	165	7,23	0,93
$^{193}_{78}\text{Pt}$	64	7,16	2,14
$^{197}_{79}\text{Au}$	120	7,52	1,15
$^{204}_{80}\text{Hg}$	102	7,19	1,26
$^{208}_{82}\text{Pb}$	2,0	5,06	61
$^{209}_{83}\text{Bi}$	3,4	5,27	35

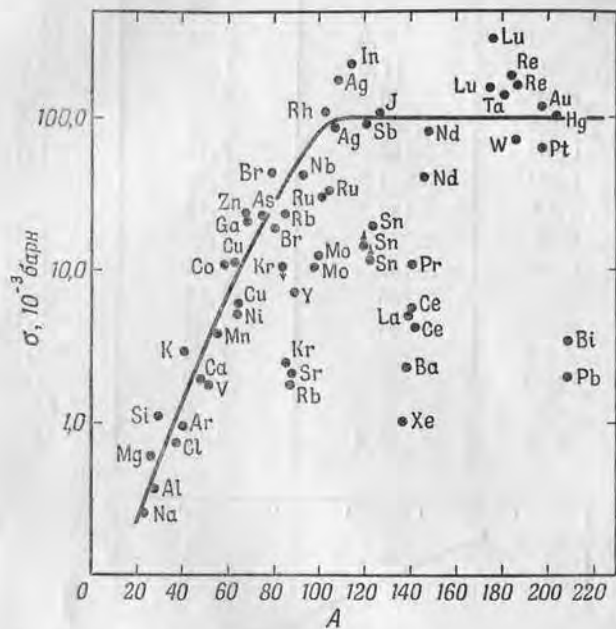


Фиг. 45. Зависимость радиационной ширины Γ_γ от атомного веса, данная Гайдманом и Бете [17].

Последние данные по эффективным сечениям захвата для нейтронов деления (эффективная энергия 1 МэВ), полученные Юзом, Гартом, Эгглером и Левиным [18]¹⁾, приведены в табл. 5

¹⁾ См. также Phys. Rev., 91, 1423 (1953). — Прим. ред.

вместе со значениями D_0 , вычисленными по формуле (4.7) с использованием значений Γ_γ , приведенных на фиг. 45, и соответствующими значениями энергии возбуждения $E^* = E_B + 1$. Из кривой зависимости эффективного сечения захвата от A , изображенной на фиг. 46, видно, что с увеличением числа частиц

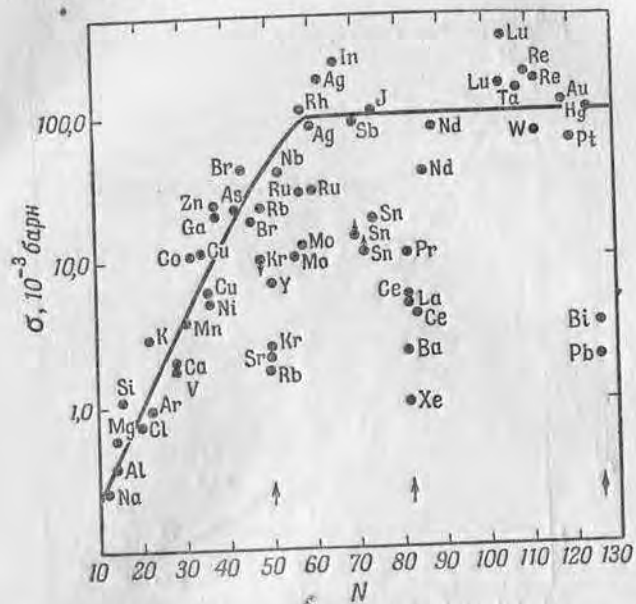


Фиг. 46. Зависимость эффективных сечений захвата [18] для нейтронов с эффективной энергией 1 Мэв от атомного веса A .

Сечения измерены методом, иллюстрированным на фиг. 43.

в ядре D_0 быстро уменьшается. Небольшая часть изотопов с магическим числом нейтронов имеет эффективные сечения, которые значительно меньше эффективных сечений соседних изотопов, так как энергия связи нейтрона и, следовательно, энергия возбуждения для таких изотопов необычно малы. Малой энергии возбуждения соответствуют большие расстояния между уровнями и, следовательно, малое эффективное сечение. Резкое уменьшение эффективного сечения, которое имеет место при магических числах нейтронов 50, 82 и 126, более четко выявляется на фиг. 47, на которой изображена зависимость эффективного сечения захвата от числа нейтронов в ядре N .

Расстояния между уровнями, полученные из эффективных сечений захвата для быстрых нейтронов, относятся к сильно возбужденным ядрам (энергия возбуждения около 6 Мэв). Сравнение этих расстояний с расстояниями между уровнями, более близкими к основным состояниям, полученными из опытов с



Фиг. 47. Зависимость эффективных сечений захвата для нейтронов с энергией 1 Мэв от числа нейтронов N в ядре.

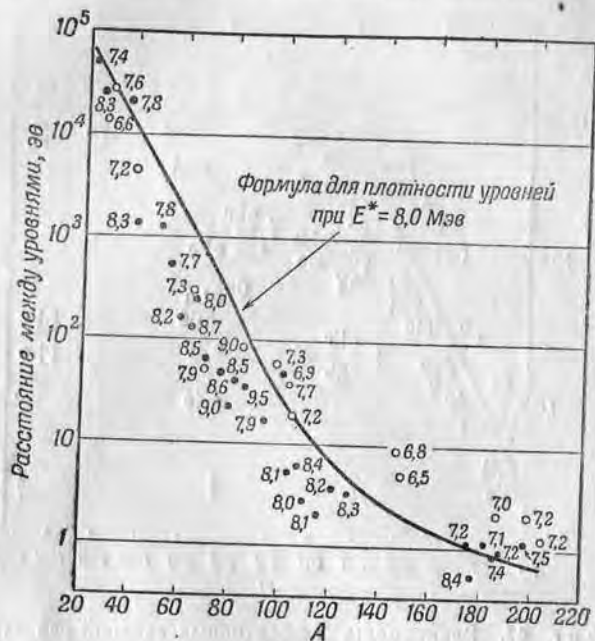
Изотопы, содержащие магические числа нейтронов (50, 82 или 126), имеют чрезвычайно малые эффективные сечения.

медленными нейтронами, показывает, каким образом уменьшаются расстояния между уровнями при увеличении энергии возбуждения. Расстояние между уровнями в возбужденных ядрах обычно выражается следующей формулой:

$$w(E) = \frac{10^6}{D_0} = ae^{b(E^*)^{1/2}}, \quad (4.8)$$

где $w(E)$ — плотность уровней или число уровней на 1 Мэв, а постоянные a и b , которые являются параметрами, изменяющимися в зависимости от атомного веса, подбираются так, чтобы получить наилучшее согласие с экспериментальными значениями D_0 .

Значения D_0 из табл. 5 приведены на фиг. 48 в зависимости от A для различных значений E^* . Кривая проведена согласно формуле (4.8) с постоянными, данными Гайдманом и Бете [17] и Фельдом, Фешбахом, Гольдбергером и Вайскопфом [19], при энергии возбуждения 8 Мэв, соответствующей средней энергии возбуждения измеренных изотопов. Между найденными из опытов



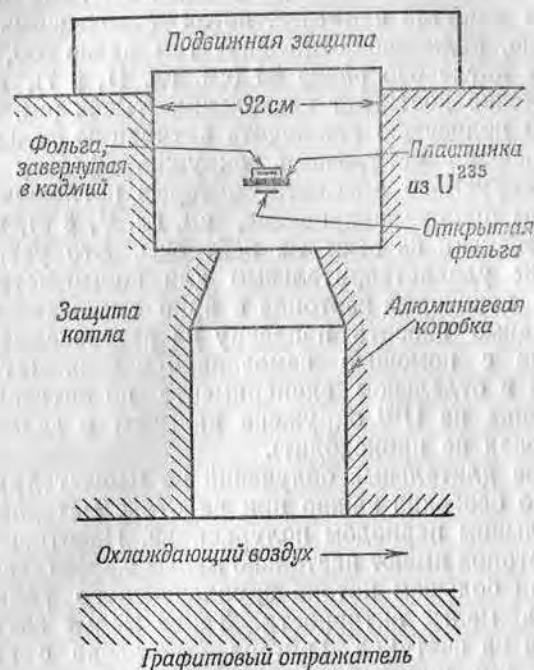
Фиг. 48. Сравнение расстояний между уровнями, полученных из сечений захвата для быстрых нейтронов [18], с расстояниями, вычисленными по формуле для плотности уровней [17, 19].

○ — для четных A , ● — для нечетных A . Около каждой из точек приведено соответствующее значение E^* в Мэв. Кривая проведена согласно формуле (4.8) при $E^* = 8$ Мэв.

и вычисленными расстояниями между уровнями наблюдается прекрасное согласие, что подтверждает формулу для плотности уровней (4.8) и эквивалентность эффективных сечений захвата для нейтронов деления эффективным сечениям для моноэнергетических нейтронов с энергией 1 Мэв.

Простое устройство, изображенное на фиг. 43, использовалось в Аргоннской лаборатории [13] при первых измерениях с нейтронами деления. Однако большая интенсивность нейтронов от незащищенной урановой пластинки сильно мешала другим опытам. В Брукхавенской лаборатории прибор был усовершенствован

[18] (фиг. 49) и расположен так, что можно было проводить активацию образцов нейтронами деления, не увеличивая общего фона в помещении. Пластинка из U^{235} располагается в пространстве, образованном смещением одного из больших блоков верхней защиты котла. Эта полость сделана достаточно большой,



Фиг. 49. Канал в брукхавенском котле для активации образцов быстрыми нейтронами, в который можно вставлять и из которого можно вынимать пластинку из U^{235} , не прекращая работы котла.

чтобы избавиться от помех, связанных с нейтронами, замедляющимися в защите и возвращающимися на фольгу как резонансные. Цель этой конструкции состоит в том, чтобы получить большой поток тепловых нейтронов (не обязательно коллимированный) на пластинку из U^{235} с возможно меньшей примесью резонансных нейтронов и защитить пластинку так, чтобы можно было производить активацию образцов, не мешая другим опытам.

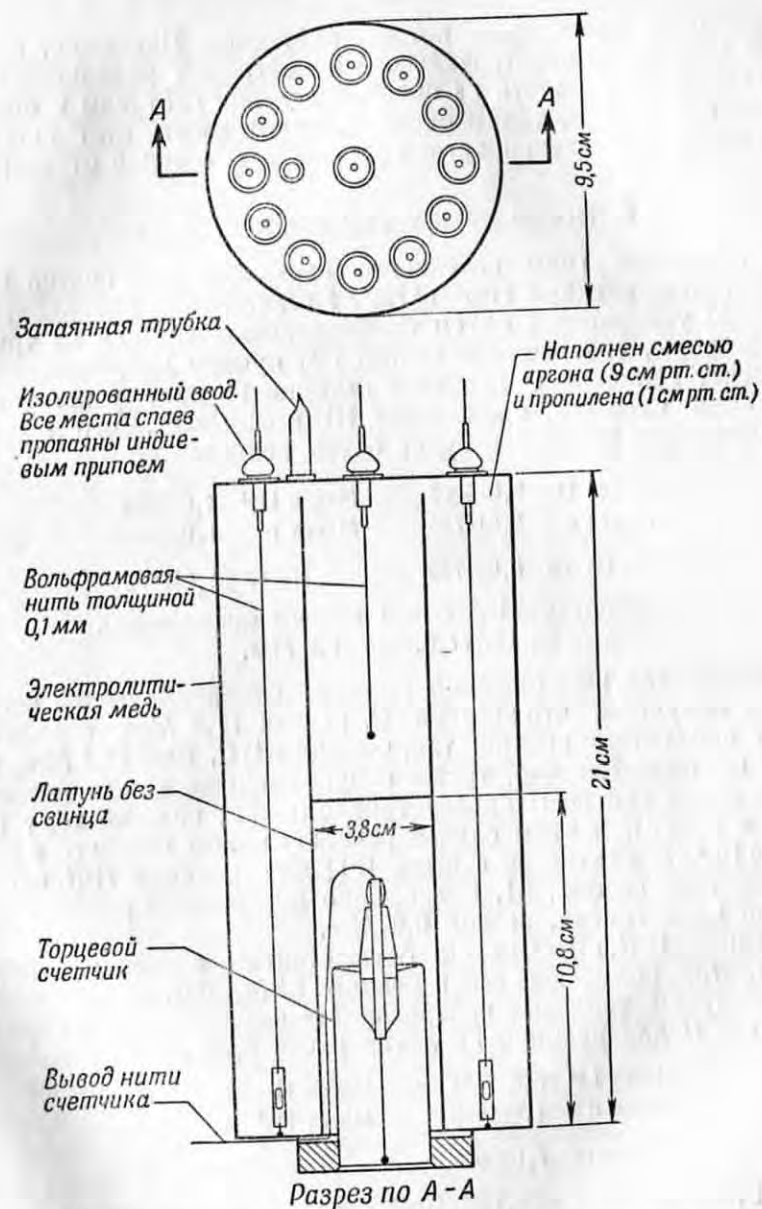
Через отверстие в подвижной защите пластинку можно переносить в защищенное пространство вне канала для активации и там снимать фольгу с пластинки, не опасаясь облучения во время работы котла при полной мощности, равной 28 мвт.

При этой мощности поток тепловых нейтронов у пластинки равен $5 \cdot 10^8$ нейтронов на 1 см^2 в 1 сек., поток нейтронов деления — 10^9 нейтронов на 1 см^2 в 1 сек., а полное число испускаемых в 1 сек. нейтронов, или Q пластинки, составляет 10^{11} нейтронов в 1 сек. В месте расположения пластинки из U^{235} из-за утечки через охлаждающие каналы быстрых нейтронов из центра котла имеется заметный поток резонансных нейтронов. Действительно, кадмиевое отношение там равно 200, в то время как в центре котла оно равно 30 (см. гл. II, § 7), а в обычной тепловой колонне достигает нескольких тысяч (см. гл. II, § 8). Можно почти полностью исключить активацию фольги, вызываемую резонансными нейтронами, окружив фольгу защитными слоями активируемого элемента, которые поглощают резонансные нейтроны (самоэкранирование, см. гл. V, § 3), не оказывая заметного действия на быстрые нейтроны. Это устройство является вполне удовлетворительным для большинства изотопов. Однако для некоторых изотопов с ярко выраженными резонансами необходимо вносить поправку на резонансные нейтроны, не удаленные с помощью самоэкранирования (эта поправка определяется в отдельном эксперименте по активации фольги, когда пластинка из U^{235} окружена кадмием и делений на тепловых нейтронах не происходит).

Проведение длительных облучений не мешает другим экспериментам, что особенно важно при работе с материалами, обладающими большим периодом полураспада. Некоторые из исследованных изотопов имеют настолько малые эффективные сечения, что даже при большом потоке брукхавенского реактора получают очень малые активности. Такие малые активности регистрируются на счетчике Гейгера—Мюллера с антисовпадениями¹⁾ (фиг. 50), который имеет фон около 5 отсчетов в минуту вместо обычных 15 отсчетов в минуту. Фон уменьшается вследствие того, что проникающие космические лучи включают схему счетчиков антисовпадений, окружающих торцевой счетчик, и поэтому не регистрируются; регистрируются только импульсы, возникающие в торцевом счетчике и не сопровождающиеся импульсами антисовпадений.

Нейтроны деления, полученные при помощи уранового преобразователя, использовались для изучения других свойств быстрых нейтронов, например для исследования деления, вызываемого быстрыми нейтронами, и для измерения возраста нейтронов (см. § 8 этой главы). Этот источник быстрых нейтронов найдет себе и другие применения, так как он имеет большую интенсивность, известный энергетический спектр и обеспечивает

¹⁾ Счетчик сконструирован Палевским; работа не опубликована. — Прим. авт.



Фиг. 50. Торцевой счетчик Гейгера—Мюллера, окруженный счетчиками антисовпадений для уменьшения фона от космических лучей.

возможность калибровки потока нейтронов. Например, применение детектора, чувствительного к нейтронам различной энергии, позволит выделить из спектра деления нейтроны с определенной энергией и, таким образом, использовать этот источник для измерения зависимости эффективных сечений от энергии.

§ 6. Использование реакции $H^2(H^3, n)He^4$

В последние годы интенсивно изучалась [20] сильно экзотермическая реакция $H^3(d, n)He^4$. Исследования проводились с помощью ускорителей путем бомбардировки мишени из трития (в виде воды, содержащей изотоп H^3) пучком дейтронов.

Расчет величины Q для этой реакции из масс участвующих в реакции ядер (см. приложение II) показывает, что энергия получающихся нейтронов будет очень велика:

Масса H^3	3,016997	Масса He^4	4,003873
Масса d	2,014735	Масса n	1,008982
Итого	5,031732	Итого	5,012855

Разность масс = $18,877 \cdot 10^{-3}$ атомных единиц массы.
 $Q = 18,877 \cdot 0,931 = 17,6$ Мэв.

Пренебрегая кинетической энергией бомбардирующей частицы, мы получаем, что энергия Q , равная 17,6 Мэв, поделится между продуктами реакции так, что $4/(4+1)Q$, или 14,1 Мэв, получит нейтрон. Конечно, ту же самую реакцию можно вызвать, бомбардируя дейтроны ядрами трития ($t \equiv H^3$, подобно тому как $d \equiv H^2$ и $p \equiv H^1$). В этом случае реакцию можно записать в виде $H^2(t, n)He^4$. Эффективное сечение [21] для реакции $H^2(t, n)He^4$, изображенное на фиг. 51, имеет ярко выраженный резонанс при энергии ядра трития, равной 0,2 Мэв.

Реакцию $H^2(t, n)He^4$ можно осуществить в котле, используя ядра трития, получающиеся в реакции $Li^6(n, \alpha)H^3$, происходящей под действием тепловых нейтронов. Из значений масс определяем, что Q для реакции на литии равно 4,78 Мэв:

Масса Li^6	6,017021	Масса H^3	3,016997
Масса n	1,008982	Масса He^4	4,003873
Итого	7,026003	Итого	7,020870

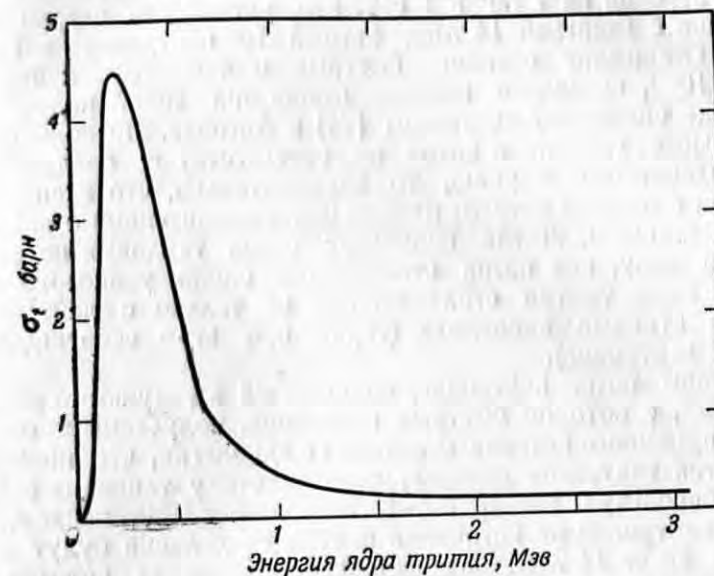
Разность масс = $5,133 \cdot 10^{-3}$ атомных единиц массы.

$Q = 5,133 \cdot 0,931 = 4,78$ Мэв.

Если нейтроны, вызывающие эту реакцию, являются тепловыми, то энергия 4,78 Мэв распределяется между продуктами распада H^3 и He^4 обратно пропорционально их массам и ядро трития

приобретает, таким образом, энергию 2,73 Мэв. Ядра трития, сталкиваясь с дейтронами, будут давать быстрые нейтроны по реакции $H^2(t, n)He^4$ с эффективным сечением, приведенным на фиг. 51.

Предполагая, что реакция $H^2(t, n)He^4$ происходит только при резонансе, например при энергии от 0,2 до 0,5 Мэв, со средним эффективным сечением, равным 4 барнам, и что ядра трития



Фиг. 51. Зависимость эффективного сечения для реакции $H^2(t, n)He^4$ от энергии ядра трития [21].

сталкиваются только с дейтронами, мы можем произвести грубую оценку числа быстрых нейтронов, образующихся на одно ядро трития (т. е. на один поглощенный тепловой нейтрон). Согласно кривым зависимости пробега от энергии, данным Бете [22], ядро трития, замедляясь от 0,5 до 0,2 Мэв, проходит в газобразном H_2 при нормальных температуре и давлении расстояние, равное 1,1 см¹). Вероятность того, что при прохождении ядром трития этого расстояния произойдет реакция, равна

$$\sigma \cdot (\text{число атомов на } 1 \text{ см}^2) = \frac{4 \cdot 10^{-24} \cdot 0,6 \cdot 10^{24} \cdot 1,1 \cdot 2}{22,4 \cdot 10^3} = 2,4 \cdot 10^{-4}$$

¹) Пробег ядра трития в 3 раза больше пробега протона, имеющего энергию, равную 1/3 энергии ядра трития. Это соотношение используется для определения пробега ядра трития. — Прим. авт.

Эта величина представляет собой число быстрых нейтронов, образованных на один поглощенный тепловой нейтрон, при условии, что ядра трития сталкиваются только с дейтронами.

Метод получения быстрых нейтронов в котле с помощью реакции на тритии был исследован Новеем [23] в 1945 г. Нитрат лития растворялся в D_2O в пропорции 1 атом лития на 20 дейтронов; затем 250 см^3 этого раствора помещалось в максимальный поток нейтронов в котле в Ок-Ридже. В тепловом потоке 10^{12} нейтронов на 1 см^2 в 1 сек. это устройство давало поток нейтронов с энергией 14 Мэв , равный 10^6 нейтронов на 1 см^2 в 1 сек. Отношение потоков быстрых и тепловых нейтронов, равное 10^{-6} , несколько меньше отношения 10^{-5} , полученного таким же способом Андерсоном [24] в Аргонне. Поскольку действительные условия в котле не соответствуют предполагаемому идеальному случаю, то неудивительно, что экспериментальные отношения потоков меньше вычисленного нами отношения, равного $2,4 \cdot 10^{-4}$. Литий ослабляет поток тепловых нейтронов (подобно тому, как поток ослабляется около уранового стержня), и ядра трития сталкиваются не только с дейтронами, но и с атомами кислорода (теряя при этом энергию, но не образуя нейтронов).

Сравним поток нейтронов, получаемый в результате реакции $H^2(t, n)He^4$, с потоком быстрых нейтронов, получаемым от уранового приемного патрона в котле. Предполагая, что последний дает поток нейтронов деления, равный потоку тепловых нейтронов, и используя интегральный спектр фиг. 39, найдем, что $5 \cdot 10^{-4}$ нейтронов от источника нейтронов деления будут иметь энергию выше 14 Мэв . Следовательно, отношение потоков быстрых и тепловых нейтронов в этом случае имеет приблизительно то же численное значение, что и при использовании реакции $H^2(t, n)He^4$. Этот поток больше потока, экспериментально достигнутого с ядрами трития, хотя по порядку величины равен вычисленному нами теоретическому верхнему пределу для этой реакции. Нейтроны, получающиеся при взаимодействии ядер трития и дейтронов, имеют меньший энергетический разброс, чем нейтроны деления, но замедление их в графите котла неизбежно приведет к сильному увеличению разброса.

Если бы все ядра трития, получающиеся в реакции на литии, образовывали нейтроны большой энергии, то поток быстрых нейтронов был бы значительно больше достигнутого экспериментально значения, но на самом деле много ядер трития теряется при замедлении в дейтерии, не вызывая реакции (t, n) .

Конечно, при более тщательной работе выход быстрых нейтронов в этом методе увеличится, что может сделать его удобным для изучения пороговых реакций и исследования свойств твердых тел. Было бы желательно исследовать зависимость

выхода нейтронов от концентрации лития в дейтерии, от объема используемого лития и от химической формы составных частей (например, дейтерид лития LiH^2 не содержит кислорода и может дать больший выход нейтронов). О работе в этом направлении, проведенной на котле на Чок-Ривер, недавно было сообщено Алмквистом [25], который исследовал получение быстрых нейтронов с использованием нескольких соединений лития. Он получил наибольший выход нейтронов с энергией 14 Мэв (около $1 \cdot 10^{-4}$ нейтрона на ядро трития), близкий к верхнему пределу нашей грубой оценки при использовании смеси дейтерооксида лития и тяжелой воды ($LiOD \cdot D_2O + D_2O$). Выход нейтронов из LiF был примерно в 2 раза больше выхода из дейтерооксида лития, но так как реакция $Li(t, n)$ дает нейтроны с меньшей энергией, чем реакция $D(t, n)$, источник LiF является менее ценным.

§ 7. Фотонейтронные источники

Исследования на быстрых нейтронах можно выполнять при помощи котла, даже если быстрые нейтроны не получаются в самом котле. Активируя образцы тепловыми нейтронами в котле, можно приготовить интенсивные γ -источники и затем в свою очередь использовать их для получения фотонейтронов в бериллии или дейтерии. Мы уже видели, что фотонейтронные источники можно использовать в качестве стандартных источников; сейчас мы рассмотрим их использование для измерений эффективных сечений на быстрых нейтронах.

К сожалению, в котле можно приготовить малое число γ -источников большой интенсивности, испускающих достаточно энергичные γ -лучи, способные произвести фоторасщепление бериллия или дейтерия. Энергии нейтронов, образуемых в этих источниках, лежат в пределах от 30 кэв до 1 Мэв , т. е. занимают энергетический интервал, достигаемый при помощи генераторов Ван-де-Граафа. Возможность использования генераторов Ван-де-Граафа несколько снижает ценность фотонейтронных источников. Тем не менее малый размер (γ, n)-источников и легкость их приготовления делают их весьма полезными в исследованиях с нейтронами.

Ваттенберг и др. [26, 30] исследовали γ -интенсивности производяемых в котле радиоактивных изотопов и эффективности образования фотонейтронов. В табл. 6 приведены наиболее удобные источники. Значения Q (число нейтронов, испускаемых в 1 сек.) соответствуют приготовлению источников в потоке нейтронов, равном 10^{12} нейтронов на 1 см^2 в 1 сек. Мощность источников Q вычислялась из эффективных сечений для тепловых нейтронов, приведенных в приложении III, и значений числа нейтронов, испускаемых на 1 кюри, данных в работе [29], в

Таблица 6

СВОЙСТВА ФОТОНЕЙТРОННЫХ ИСТОЧНИКОВ, КОНСТРУКЦИЯ КОТОРЫХ ИЗОБРАЖЕНА НА ФИГ. 28

Источник	Период полураспада	Средняя энергия нейтронов, кэв	Q ($\mu\text{v} = 10^{13}$)
Na ²⁴ +D ₂ O	14,8 час.	220	8,9 · 10 ⁶
Na ²⁴ +Be	14,8 »	830	7,9 · 10 ³
Mn ⁵⁶ +D ₂ O	2,6 »	220	4,9 · 10 ⁶
Mn ⁵⁶ +Be	2,6 »	100 (90%), 300 (10%)	8,4 · 10 ⁷
Ga ⁷² +D ₂ O	14 »	130	3,1 · 10 ⁶
Ga ⁷² +Be	14 »	—	5,0 · 10 ⁶
In ¹¹⁶ +Be	54 мин.	100 (40%), 300 (60%)	1,5 · 10 ⁹
Sb ¹²⁴ +Be	60 дн.	30	1,9 · 10 ⁷
La ¹⁴⁰ +D ₂ O	40 час.	140	2,3 · 10 ⁶
La ¹⁴⁰ +Be	40 »	620	1,5 · 10 ⁶

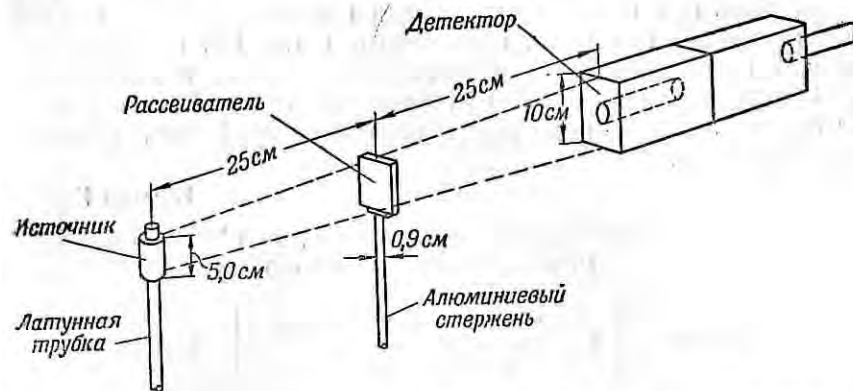
предположении, что во время активации материал мишени расположен так, что не происходит самоэкранирования или ослабления потока. Большинство источников испускают γ -лучи одной энергии, поэтому образующиеся в результате реакции (γ , n) нейтроны являются почти моноэнергетическими, имея разброс по энергии менее 1%. Энергия нейтрона E_n , выраженная через энергию γ -лучей E_γ и пороговую энергию E_T для реакции (γ , n), равна [26]

$$E_n = \frac{A-1}{A} \left[E_\gamma - E_T - \frac{E_\gamma^2}{1862(A-1)} \right] + \delta, \quad (4.9)$$

где δ представляет собой разброс по энергии, зависящий от угла испускания нейтронов; этот разброс обычно незначителен. Однако чтобы получить достаточные величины Q, γ -источники окружают слоем D₂O или бериллия толщиной около 2,5 см. Эти материалы вызывают замедление первоначально моноэнергетических нейтронов, поэтому разброс по энергии выходящих из источника нейтронов составляет около 30%, что показано на фиг. 29 для Na-Be- и Na-D₂O-источников.

Несмотря на то, что фотонейтронные источники имеют довольно большой энергетический разброс, они весьма удобны для измерений полных сечений и эффективных сечений активации, так как позволяют получить значительные интенсивности нейтронов. Используя источники, перечисленные в табл. 6, Ваттенберг и др. [27] измерили ряд полных эффективных сечений для нейтронов с энергией в пределах от 30 кэв до 1 Мэв. Экспериментальное устройство, показанное на фиг. 52, иллюстрирует меры

предосторожности, принимаемые обычно при измерении эффективных сечений на быстрых нейтронах (эти предосторожности не нужны при работе с медленными нейтронами, которые можно легко коллимировать и экранировать). Чтобы исключить попадание в детектор нейтронов, рассеянных от окружающих предметов, источник устанавливается на высоте около 3 м над полом. Для определения фона между источником и детектором помещается коническая защита из парафина, занимающая все пространство, показанное пунктирными линиями на фиг. 52. При этом удаляются только те нейтроны, которые проходят через



Фиг. 52. Экспериментальное устройство [26] для измерения полных эффективных сечений для фотонейтронов.

рассеивающий образец, поэтому фон (за счет рассеяния в помещении и т. д.) не изменяется. Однако такой метод определения фона не является вполне правильным, так как нейтроны, рассеянные фоновой защитой, могут достигать счетчика, что приводит к неточному измерению фона¹⁾. Так как источники имеют большую мощность (несколько кюри), то всякий раз, когда производятся какие-либо изменения в установке, удаление образца, передвижение фоновой защиты и т. д., необходимо при помощи дистанционного управления убирать источник. Несмотря на опасность облучения, измерения с источниками фотонейтронов производятся чрезвычайно просто. Однако вследствие малых скоростей счета они занимают много времени.

Хаммель и Хамермеш [29] выполнили ряд измерений эффективных сечений поглощения, используя S₃-Be-источник, который

¹⁾ Подробное обсуждение мер предосторожности, которые следует принимать при измерениях пропускания на быстрых нейтронах, дано в обзорной статье Баршалла [28].— *Прим. авт.*

испускает нейтроны с энергией 30 кэв. Метод, примененный в этих измерениях активации, в основном совпадает с методом Юза, Шпаца, Гольдштейна [13], использованным ими для нейтронов с энергией 1 Мэв. Чтобы получить достаточно большой поток нейтронов, фольга образцов во время облучения обертывалась вокруг Sb-Be-источника и такая же фольга облучалась тепловыми нейтронами. Таким образом, эффективное сечение поглощения на быстрых нейтронах измерялось по отношению к сечению на тепловых нейтронах. Отношение между потоками быстрых и тепловых нейтронов нельзя вычислить (как это было сделано для преобразующей пластинки), поэтому оно получалось при помощи калибровки потоков быстрых и тепловых нейтронов методами, описанными в гл. III. Приведенные в табл. 7 значения сечений, полученные Хаммелем и Хамермешем, демонстрируют изменение эффективного сечения в зависимости от атомного веса, подобное обнаруженному Юзом, Шпацем и Гольдштейном.

Таблица 7
ЭФФЕКТИВНЫЕ СЕЧЕНИЯ ИЗОТОПОВ ДЛЯ НЕЙТРОНОВ
ОТ Sb-Be-ИСТОЧНИКА (30 кэв)

Изотоп	Активность изотопа с атомным весом (A-1)	Эффективное сечение, 10^{-3} бэрн	Ошибка, %
$^{27}_{13}\text{Al}$	2,4 мин.	1,6	25
^1_2V	3,9 »	59	15
$^{15}_2\text{-Mn}$	2,59 час.	78	12
$^{65}_2\text{Cu}$	5 мин.	65	20
$^{68}_{30}\text{Zn}$	57 »	33	20
$^{75}_{33}\text{As}$	26,8 час.	$1,2 \cdot 10^3$	20
$^{100}_{42}\text{Mo}$	14 мин.	$5,7 \cdot 10^2$	30
$^{103}_{45}\text{Rh}$	4,2 мин.	$2,0 \cdot 10^2$	15
$^{108}_{46}\text{Pd}$	13 час.	$1,4 \cdot 10^3$	25
$^{107}_{47}\text{Ag}$	2,3 мин.	$2,1 \cdot 10^3$	17
$^{115}_{49}\text{In}$	54 мин.	$1,0 \cdot 10^3$	10
$^{121}_{51}\text{Sb}$	2,8 дн.	$2,8 \cdot 10^3$	20
$^{127}_{53}\text{I}$	25 мин.	$2,2 \cdot 10^3$	20
$^{198}_{74}\text{Pt}$	31 »	$2,8 \cdot 10^3$	10
$^{197}_{79}\text{Au}$	2,7 дн.	$1,5 \cdot 10^3$	15

Данные по реакциям (γ , n) позволяют получить интересные сведения о радиусе действия ядерных сил. Возможность получения в котле мощных γ -источников, дающих γ -лучи различной энергии, была использована для изучения самих реакций (γ , n).

Рассел и др. [30], Хамермеш и др. [31], используя источники, полученные в аргонском котле, измерили угловое распределение получаемых в результате реакции нейтронов и зависимость эффективного сечения реакции (γ , n) от энергии; то же самое было сделано Бишопом и др. [32] на котле в Харвелле (Англия). Для ряда энергий γ -лучей эффективные сечения были измерены также Снеллом и Баркером [33]. В этих экспериментах γ -источники большой мощности, например Na^{24} , приготавливались в котле и использовались в экспериментах по фоторасщеплению, проводимых поблизости от котла, прежде чем радиоизотопы успевали заметно распадаться. Мы не будем касаться деталей экспериментов по фоторасщеплению, поскольку эта методика довольно широко использовалась в аналогичных работах, проведенных без использования котлов [34—36].

§ 8. Измерения возраста нейтронов

Расстояние, проходимое быстрыми нейтронами в процессе замедления, играет важную роль при конструировании реактора, так как оно влияет на критические размеры котла [формула (2.13)]. Пространственное распределение замедляемых нейтронов дается соотношением (1.45), в которое входит возраст нейтрона τ , равный $\bar{r}^2/6$, где \bar{r}^2 представляет собой среднее квадратичное расстояние, проходимое нейтроном во время замедления. Как видно из формулы для площади миграции ($M^2 = L^2 + \tau$), возраст нейтрона, связанный с расстоянием, проходимым нейтроном во время замедления, является аналогом квадрата длины диффузии для тепловых нейтронов. Возраст нейтрона [соотношение (1.46)] является функцией как начальной, так и конечной энергии нейтрона, причем конечная энергия обычно соответствует области тепловых нейтронов, а начальная энергия зависит от используемого источника нейтронов. Например, деление является источником нейтронов с очень широкой областью начальных энергий; Ra- α -Be-источник дает небольшое количество первичных энергетических групп нейтронов; а фотонейтронный источник дает по существу нейтроны одной энергии.

Во всех измерениях, проведенных до 1943 г., за отсутствием других источников нейтронов использовались только Ra- α -Be-источники. Несмотря на энергетическую неоднородность нейтронов из этого источника, при его помощи были проведены обширные исследования [37], имевшие большое значение для конструирования первых котлов, использовавших цепную реакцию. Большие мощности существующих сейчас источников нейтронов деления и фотонейтронов с известным энергетическим распределением сильно облегчают проведение экспериментов и их теоретическое истолкование и делают ненужным дальнейшее

использование Ra- α -Be-источников. При измерениях возраста нейтронов для целей конструирования котлов источник нейтронов деления является наиболее удобным, поскольку он испускает нейтроны требуемого возраста. Однако для сравнения с теорией наиболее подходящим является источник фотонейтронов, так как он испускает первичные нейтроны одной энергии. Поскольку соотношение (1.45) дает пространственное распределение для нейтронов одной энергии, то для получения значения возраста нейтронов деления следует проинтегрировать соотношение (1.45) по энергетическому распределению нейтронов деления [формула (2.24)].

Измеренные на опыте распределения не вполне соответствуют распределению нейтронов, даваемому соотношением (1.45). Это соотношение основано на предположении, что потеря энергии является непрерывным процессом, в то время как на самом деле потеря энергии, особенно при столкновении нейтрона с легкими ядрами, происходит большими дискретными порциями. Кроме того, так как эффективное сечение рассеяния нейтронов обычно уменьшается с увеличением энергии, то оказывается, что на большом расстоянии от источника обнаруживаются нейтроны, прошедшие это расстояние без столкновений в качестве быстрых нейтронов и здесь замедлившиеся. Простая теория, лежащая в основе соотношения (1.45), пренебрегает эффектом нейтронов, не претерпевших столкновений с атомами замедлителя. Эти быстрые нейтроны после первого столкновения замедляются, не удаляясь на значительное расстояние от места столкновения. С увеличением расстояния r от источника число нейтронов, не претерпевших столкновения, а также число нейтронов резонансных энергий, появляющихся в результате замедления первых, будет падать по закону

$$I \sim \frac{1}{r^2} e^{-r/\lambda_s}, \quad (4.10)$$

т.е. по экспоненциальному закону в сочетании с характерной для точечного источника обратной пропорциональностью квадрату расстояния. При больших r основное изменение определяется экспоненциальным членом, поэтому изменение интенсивности нейтронов, не претерпевших столкновений, происходит медленнее, чем изменение согласно функции Гаусса [соотношение (1.45)]:

$$I \sim e^{-r^2/4\tau}.$$

Отклонение действительного распределения нейтронов от функции Гаусса наиболее заметно в случае водорода, эффективное сечение рассеяния которого сильно меняется в зависимости от энергии нейтронов и в котором потери энергии в одном акте

столкновения являются самыми большими. В воде, например, действительное среднеквадратичное расстояние \bar{r}^2 определяется приблизительно в равной степени функцией Гаусса и экспонентой. Однако в графите распределение значительно ближе к распределению Гаусса, т. е. измеренное значение $\bar{r}^2/6$ близко к значению τ , даваемому соотношением (1.45).

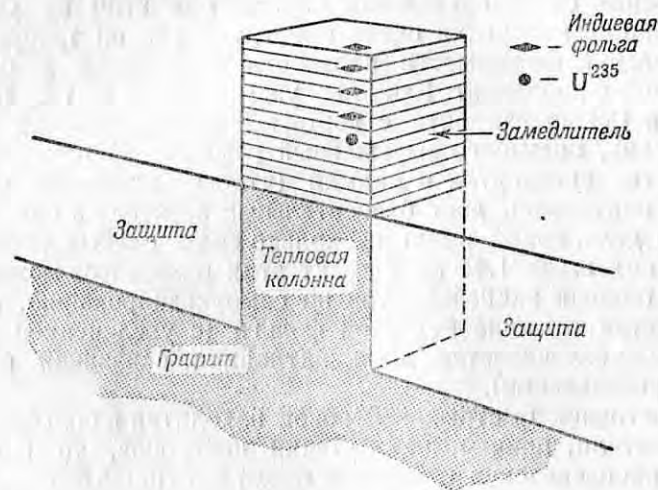
Определение возраста нейтронов обычно проводится путем измерения среднеквадратичного расстояния и последующего вычисления τ из соотношения $\tau = \bar{r}^2/6$. Отклонения действительного распределения от распределения Гаусса при этом не учитываются. Принцип измерения очень прост, так как он требует только определения зависимости плотности замедления q от пространственных координат. Как мы уже видели в гл. III, § 2, значение q можно измерить с помощью детектирующей фольги из материала, имеющего выраженный резонанс. Например, индиевая фольга, завернутая в кадмий (чтобы исключить влияние тепловых нейтронов), даст относительные значения q при 1,44 эв. На самом деле, индий имеет несколько более слабых резонансов при энергиях выше 1,44 эв. Эффект этих резонансов можно оценить при помощи экспериментов по самоэкранированию, в которых меняется толщина индиевой фольги (с увеличением толщины фольги увеличивается доля активации, связанная с более слабыми резонансами).

Если источник быстрых нейтронов находится в большом объеме замедлителя, причем нет утечки нейтронов, то пространственное распределение нейтронов около источника будет сферически симметричным и зависимость активности A индиевой фольги от расстояния до источника непосредственно даст

$$\bar{r}^2 = \frac{\int A(r)r^4 dr}{\int A(r)r^2 dr}. \quad (4.11)$$

Конечно, значение τ , полученное из этой величины \bar{r}^2 , будет представлять собой возраст от начальной энергии нейтрона до энергии 1,44 эв. Если же желательно знать возраст нейтрона до тепловой энергии, то следует прибавить возраст от 1,44 до 0,025 эв; этот дополнительный возраст можно получить расчетным путем. Нет необходимости измерять активность фольги до чрезвычайно больших значений r , так как можно использовать экспоненциальное приближение [формула (4.10)] для расчета активности от точки, где экспериментальные значения активности ложатся на определенную экспоненту, до бесконечности. В действительности размер блока замедлителя не должен превосходить размера, достаточного для того, чтобы поток достиг этой области экспоненциального распределения.

В качестве примера способа определения действительных распределений нейтронов мы приведем несколько кривых для пространственного распределения индиевых резонансных нейтронов в бериллии. В этих измерениях [38] источником нейтронов являлся кусок металлического U^{235} , помещенный в поток тепловых нейтронов, как показано на фиг. 53. Металлический бериллий (в виде блоков размером $5 \times 5 \times 15$ см) складывался в виде призмы с основанием 100×100 см и высотой 65 см непосредственно на тепловой колонне, расположенной в верхней защите аргоннского

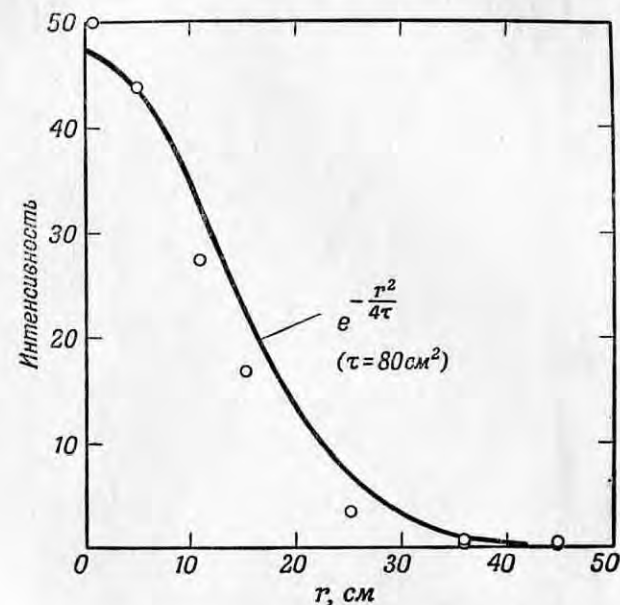


Фиг. 53. Схема расположенной на котле установки [38] для измерения возраста нейтронов в замедлителе.

котла. В призме на различной высоте помещались листки индиевой фольги, завернутые в кадмий, которые активировались в течение определенного времени при работающем на подходящем уровне мощности котле. Активность фольги, пропорциональная q при энергии 1,44 эв, для точек, близких к источнику, изображена на фиг. 54, а для больших значений r — на фиг. 55. Сплошная линия на фиг. 54 представляет собой распределение Гаусса [соотношение (1.45)] при $\tau = 80$ см². Это значение τ получено из экспериментальных точек с помощью соотношения (4.11). Экспериментальные точки не ложатся на эту единичную кривую Гаусса по причинам, которые мы только что рассматривали. Для того чтобы согласовать теоретическое распределение с экспериментальными данными, необходимо использовать целый ряд значений τ , а следовательно, и кривых Гаусса. В соответствии с соотношением (4.10) при больших r экспериментальные значения

активностей, умноженные на r^2 , убывают по экспоненциальному закону (фиг. 55).

Используя экспоненциальное распределение, изображенное на фиг. 55, для расчета интенсивности при значениях r вне области измерения, получаем по формуле (4.11) из экспериментальных точек значение r^2 . Величина $r^2/6$, или τ , оказывается равной $80,2 \pm 2$ см². Вычисленная из экспоненциального распределения при

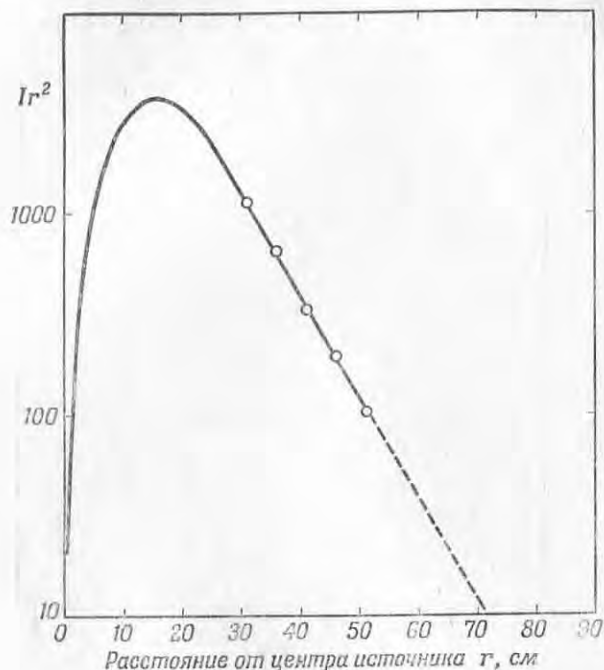


Фиг. 54. Сравнение полученного экспериментально [38] распределения нейтронов с энергией, соответствующей резонансу индия, в бериллии с распределением, даваемым функцией Гаусса.

помощи соотношения (4.10) средняя длина свободного пробега для рассеяния λ_s в бериллии составляет около 8 см, что соответствует эффективному сечению рассеяния 1 барн. Такого экспоненциального спада следует ожидать для незамедленных нейтронов деления, так как эффективное сечение рассеяния Ве имеет величину порядка 1—2 барн для нейтронов с энергией в несколько Мэв. Вследствие изменения эффективного сечения и широкого энергетического распределения первичных нейтронов расчет возраста нейтронов в бериллии является довольно сложным, однако рассчитанное значение [39], равное 81 см², очень хорошо совпадает с наблюдаемым значением, равным $80,2 \pm 2$ см². Прибавив к этому значению рассчитанный возраст нейтронов от энергии 1,44 эв

до тепловой энергии, равный 17 см^2 , находим, что возраст нейтрона от начальной энергии до тепловой составляет $97,2 \text{ см}^2$.

Только что описанный экспериментальный метод определения возраста нейтронов является прямым и простым, так как при наличии достаточного количества замедлителя утечку быстрых



Фиг. 55. Распределение нейтронов с энергией, соответствующей резонансу индия, в бериллии на больших расстояниях от источника [38].

По оси ординат отложена интенсивность нейтронов, умноженная на r^2 , поэтому экспоненциальное уменьшение интенсивности в соответствии с формулой (4.10) изображается прямой линией.

нейтронов из призмы можно уменьшить до пренебрежимой величины. Если замедлитель имеется в небольших количествах, то измерение возраста нейтронов можно проводить, используя призму подходящей формы и внося поправки на утечку нейтронов. Например, распределение резонансных нейтронов в призме с квадратным основанием и высотой h с источником, помещенным на оси, будет экспоненциально спадать вдоль вертикальной оси по закону $e^{-z^2/4\tau}$ и меняться по закону косинуса в других направлениях. Эту геометрию мы подробно рассматривали при обсуждении стандартной призмы в гл. III, § 2. В такой призме можно

определять возраст нейтронов, но метод измерения усложняется вследствие того, что быстрые нейтроны, которые выходят из призмы, обычно возвращаются в нее и искажают результаты измерения. Следует также вносить поправку на то, что высота h не бесконечна и нейтроны просачиваются через верхнюю плоскость призмы. Если же имеется достаточное количество замедлителя, то лучше всего использовать большую призму, в которой достигается сферически симметричное распределение нейтронов и для которой может быть применено соотношение (4.11).

ЛИТЕРАТУРА

1. Bethe H. A., Rev. Mod. Phys., 9, 69 (1937) (есть русский перевод: Г. Бете, Физика ядра, ч. II, М., 1948).
2. Hughes D., Spatz, Goldstein, неопубликованная работа Аргоннской лаборатории (1946).
3. Isotopes — Catalog and Price List, No 4, Atomic Energy Commission, Oak Ridge, Tenn.
4. Weisskopf V. F., Ewing D. H., Phys. Rev., 57, 472 (1940).
5. Slater J., Journ. Appl. Phys., 22, 237 (1951) [есть русский перевод: Успехи физич. наук, 47, 51 (1952)].
6. Dienes G. J., Annual Reviews of Nuclear Science, Vol. II (Annual Review, Inc. 1952).
7. Siegel S., Phys. Rev., 75, 1823 (1949).
8. Martin, Austermann, Eggleston, McGee J. D., Tarpinian, Phys. Rev., 81, 664 (1951).
9. Blewett T. H., Coltman R. R., Phys. Rev., 82, 769 (1951).
10. Lark-Horowitz K., Reading Conference on Semi-Conducting Materials (Butterworths Scientific Publications, 1951), p. 47 [есть русский перевод: Успехи физич. наук, 50, 51 (1953)].
11. Cleland M., Crawford, Lark-Horowitz K., Pigg, Young, Phys. Rev., 83, 312 (1951).
12. Hull, Goertz, Ferguson, AEC report AEC-D 2990 (1949).
13. Hughes D., Spatz, Goldstein, Phys. Rev., 75, 1781 (1949).
14. Feshbach H., Peaslee D., Weisskopf V., Phys. Rev., 71, 145 (1947).
15. Neutron Cross Sections, AECU 2040 (Office of Technical Services, Dept. of Commerce, Washington, D. C., 1952).
16. Bethe H. A., Phys. Rev., 57, 1125 (1940).
17. Heidmann J., Bethe H. A., Phys. Rev., 84, 274 (1951).
18. Hughes D., Garth, Egger C., Phys. Rev., 83, 234 (1951); Garth, Hughes D., Levin, Phys. Rev., 87, 222 (1952).
19. Feld, Feshbach H., Goldberger M. L., Weisskopf V., AEC report NY 0632 (Technical Information Division, Oak Ridge, 1950).
20. Hanson A. O., Taschek R. F., Williams, Rev. Mod. Phys., 21, 635 (1949).
21. Hanson A. O., Taschek R. F., Предварительный отчет No 4, Nuclear Science Series (National Research Council, Washington, D. C.), fig. 24.
22. Bethe H. A., Отчет BNL-T-7, Brookhaven National Laboratory, 1949.
23. Newey T., неопубликованная работа Ок-Риджской лаборатории (1945).
24. Anderson H. L., неопубликованная работа Аргоннской лаборатории (1944).

25. Almqvist E., Can. Journ. Res., 28A, 433 (1950).
26. Wattenberg A., Phys. Rev., 71, 497 (1947); Предварительный отчет No 6 (1949), Nuclear Science Series, National Research Council, Washington, D. C.
27. Fields, Russell, Sachs, Wattenberg A., Phys. Rev., 71, 508 (1947).
28. Barschall H. H., Rev. Mod. Phys., 24, 120 (1952).
29. Hummel V., Hamermesh B., Phys. Rev., 82, 67 (1951).
30. Russell, Sachs, Wattenberg, Fields, Phys. Rev., 73, 545 (1948).
31. Hamermesh B., Hamermesh M., Wattenberg A., Phys. Rev., 76, 611 (1949); Hamermesh B., Wattenberg A., Phys. Rev., 76, 1408 (1949).
32. Bishop, Halban H., Shaw, Wilson, Phys. Rev., 81, 219 (1951).
33. Snell A., Barker R., неопубликованная работа Ок-Риджской лаборатории (1947).
34. Bishop, Collie C. H., Halban H., Hedgran A., Siegbahn K., du Toit S. J., Wilson, Phys. Rev., 80, 211 (1950).
35. Meiners E. P., Phys. Rev., 76, 259 (1949).
36. Barnes, Carver J. H., Stafford G. H., Wilkinson, Phys. Rev., 86, 359, 373 (1952).
37. Amaldi E., Fermi E., Phys. Rev., 50, 899 (1936).
38. Hughes D. Nobles R., Wallace, неопубликованная работа Аргоннской лаборатории (1946).
39. Goldberger M. L., неопубликованная работа Аргоннской лаборатории (1945).

Глава V

РЕЗОНАНСНЫЕ НЕЙТРОНЫ В КОТЛЕ

Нейтроны спектра замедления dE/E , который, как обычно считают, простирается от 1 Мэв до $0,4 \text{ эв}$, весьма удобны для изучения нейтронных резонансов. Нейтроны в этой чрезвычайно широкой области энергий обычно называются «надкадмиевыми» (с энергией выше границы поглощения кадмия) или «резонансными». Будут ли в действительности наблюдаться резонансы [формула (1.19)], зависит от рассматриваемых ядер и от того, в какой области энергий нейтронов они исследуются. Для разрешения отдельных резонансов ядер с атомным весом более 100 можно использовать только нейтроны спектра dE/E с энергией ниже 1 кэв . О том, каким образом получается спектр dE/E при замедлении нейтронов, говорилось в гл. I, § 10, а количественная связь между потоком нейтронов спектра dE/E и потоком быстрых и тепловых нейтронов рассмотрена в гл. II, § 7.

Хотя при исследованиях спектр dE/E используется как в решетке котла, так и во внешних пучках, однако применение резонансных нейтронов для исследований внутри котла ограничено, так как вследствие такого широкого энергетического распределения нейтронов трудно интерпретировать получаемые результаты. Резонансные нейтроны внутри решетки котла в основном используются для измерения интегральных эффектов, захватывающих широкие области энергий, в то время как выделение резонансных нейтронов с определенной энергией обычно производится на нейтронных пучках вне котла. Ниже рассматриваются интегральные эффекты, а к вопросу об использовании пучков резонансных нейтронов мы возвратимся в гл. VI.

§ 1. Резонансный интеграл активации

Когда исследуемый материал бомбардируется нейтронами спектра dE/E , число вызываемых ими реакций пропорционально интегралу от потока, умноженного на эффективное сечение для данной реакции в зависимости от энергии нейтронов, т. е. пропорционально $\int \sigma(E) dE/E$:

$$\text{Скорость реакции} = \frac{q}{\xi N \sigma_s} \int_{0,4 \text{ эв}}^{\infty} \frac{\sigma(E) dE}{E}; \quad (5.1)$$

вывод этого результата и используемые обозначения приведены в гл. II, § 7. Интеграл (5.1) представляет собой хорошо известный резонансный интеграл, причем его обычно рассматривают в пределах от границы поглощения кадмия (около 0,4 эв) до энергий нейтронов деления (обозначааемых для удобства значком ∞). Форма интеграла основывается на предположении, что спектр dE/E не искажается поглощающим изотопом, т. е. что поглотитель сильно разбавлен замедлителем. Если имеет место искажение спектра, то интеграл по искаженному спектру называется «эффективным резонансным интегралом»; этот интеграл мы рассмотрим более подробно в § 3 этой главы. Эффективное сечение под знаком интеграла обычно представляет собой эффективное сечение поглощения или эффективное сечение активации, хотя имеет также вполне определенный смысл и «резонансный интеграл рассеяния».

Измерение резонансного интеграла не дает никаких сведений об эффективном сечении при данной энергии нейтрона и не позволяет сделать заключения о месте расположения резонансов. Резонансный интеграл может иметь большое значение, если резонанс находится вблизи области тепловых нейтронов, так как в этом случае велики как эффективное сечение при резонансе, так и поток нейтронов [формула (1.19)]. В немногих случаях, когда резонансный интеграл почти полностью определяется одним резонансом, можно из значения резонансного интеграла сделать заключение о некоторых свойствах этого отдельного резонанса.

Простейшим методом измерения резонансного интеграла в котле является метод активации. В этом случае для определения значения резонансного интеграла можно воспользоваться простым счетом активности фольги. Если известно отношение потока резонансных нейтронов к потоку тепловых нейтронов, то, как следует из соотношения (2.28), резонансный интеграл определяется непосредственно из измеренного кадмиевого отношения для активации R_{Cd} и эффективного сечения активации на тепловых нейтронах $\sigma_{тепл.}$:

$$\int_{0,4 \text{ эв}}^{\infty} \sigma(E) \frac{dE}{E} = \frac{\sigma_{тепл.}}{R_{Cd} - 1} \frac{(nv)_{тепл.}}{q/\xi N \sigma_s}. \quad (5.2)$$

Как указывалось в связи с обсуждением соотношения (2.28), величину $(nv)_{тепл.}/(q/\xi N \sigma_s)$, которая представляет собой отношение потоков тепловых и резонансных нейтронов в единичном интервале логарифма энергии, можно определить из значения R_{Cd} для стандартного материала, например индия или бора. Для индия резонансный интеграл известен из зависимости его эффективного сечения активации от энергии нейтронов (см. фиг. 4)

или из измерений по отношению к бору, для которого резонансный интеграл можно вычислить на основании того, что эффективное сечение поглощения для бора следует точно закону $1/v$.

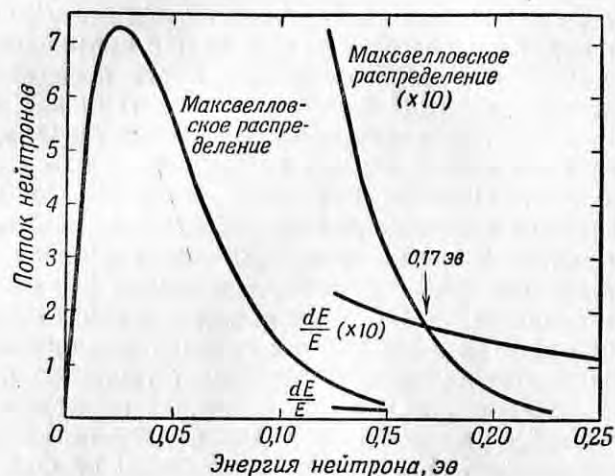
Измеряемый резонансный интеграл имеет в качестве своего нижнего предела энергию, соответствующую границе поглощения кадмия, которая принята равной 0,4 эв, т. е. он не содержит вклада от нейтронов с энергией между фактическим верхним пределом теплового распределения (равным, как мы увидим ниже, примерно 0,17 эв) и границей поглощения кадмия. Другими словами, при измерении кадмиевого отношения кадмиевый фильтр, кроме тепловых, поглощает некоторую часть резонансных нейтронов, имеющих энергии в интервале от тепловой до 0,4 эв, поэтому при измерении часть резонансного интеграла, соответствующая этой области энергий, не регистрируется. Если желательнее получить полное значение резонансного интеграла вплоть до энергии тепловых нейтронов, которое необходимо для расчета котлов, то в измеренную активность образца, облученного внутри кадмия (см. обсуждение в конце § 3 этой главы), следует ввести поправку (которую можно вычислить для тонкой фольги, если известно эффективное сечение активации).

Насколько кадмиевый фильтр поглощает тепловые и частично резонансные нейтроны, можно вычислить из спектрального распределения dE/E и кривой эффективного сечения для кадмия, изображенной на фиг. 75. Кривая, приведенная на фиг. 75, представляет собой зависимость полного эффективного сечения кадмия от энергии нейтронов. Но разница между этой кривой и кривой эффективного сечения поглощения, т. е. эффективное сечение рассеяния, очень мала и, например, для тепловых нейтронов составляет всего 5 барн. В расчете используется спектр нейтронов в котле (фиг. 56), подчиняющийся закону dE/E в резонансной области энергий и переходящий в максвелловское распределение в тепловой области.

В соответствии с тем, что говорилось в гл. II, § 7, интенсивность тепловых нейтронов, проинтегрированная по максвелловскому распределению, в 16 раз больше интенсивности нейтронов в единичном интервале логарифма энергии спектра dE/E . При этом делается произвольное допущение, что спектр нейтронов с энергией ниже 0,17 эв является максвелловским, а выше этой точки — спектром dE/E , причем при 0,17 эв интенсивности в обоих спектрах равны. В действительности отсутствие равновесия в этой переходной области затрудняет вычисление истинного распределения; однако сделанное допущение не приводит к заметным ошибкам при интерпретации измерений резонансных интегралов.

Действие кадмиевых фильтров толщиной 0,25 и 0,76 мм на спектр нейтронов из котла показано на фиг. 57. Сплошная линия

изображает спектр нейтронов до прохождения через кадмий, а пунктирные линии — после прохождения через кадмий. Кадмиевые фильтры уменьшают поток в $e^{-N \cdot \sigma \cdot E} x$ раз, где N — число атомов кадмия в 1 см^3 , а x — длина пути нейтрона в кадмии. Если бы нейтроны двигались нормально к плоскости облучаемой фольги, как в случае опытов с пучком нейтронов, то x было бы точно равно толщине фильтра и расчет влияния кадмия

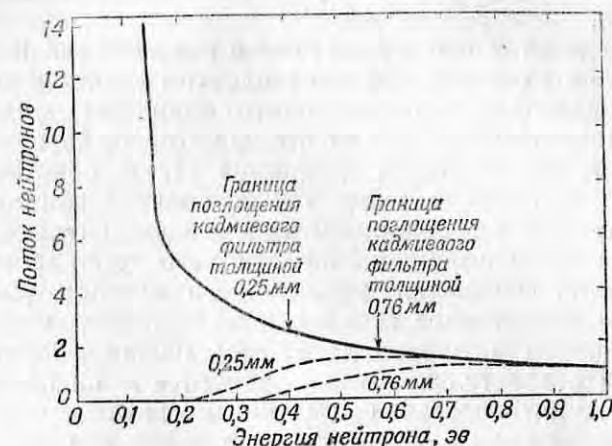


Фиг. 56. Спектр нейтронов в котле, состоящий из максвелловского распределения тепловых нейтронов, переходящего в распределение dE/E резонансных нейтронов при 0,17 эв, где интенсивности в обоих распределениях равны.

выполнялся бы очень просто. В случае изотропного потока среднее значение x почти равно удвоенной толщине фильтра и для точного расчета необходимо проводить интегрирование по переменному x .

Изображенные на фиг. 57 рассчитанные энергетические распределения нейтронов, проходящих через кадмий толщиной 0,25 и 0,76 мм, не имеют резких границ, а поднимаются от нуля до значения dE/E на протяжении примерно 0,5 эв. Кадмиевый фильтр толщиной 0,25 мм в случае рассматриваемого нами изотропного потока обеспечит получение нижней «границы» распределения резонансных нейтронов при 0,4 эв. При этом некоторая часть нейтронов с энергией ниже 0,4 эв будет проходить через этот фильтр, а нейтроны с энергией несколько выше 0,4 эв будут удаляться им, однако ошибка, связанная с предположением резкой границы (т. е. что кадмий поглощает все нейтроны с энергией ниже 0,4 эв и не поглощает нейтроны с энергией выше

0,4 эв), оказывается довольно малой. Поскольку действительная энергия нижней границы распределения резонансных нейтронов будет меняться в зависимости от толщины кадмиевого фильтра, на практике желательно использовать стандартную толщину кадмия. Для получения нижней границы распределения резонансных нейтронов при 0,4 эв следует брать кадмий толщиной 0,25 мм для изотропного потока нейтронов и в 2 раза более толстый для коллимированного пучка нейтронов.



Фиг. 57. Действие кадмиевых фильтров толщиной 0,25 и 0,76 мм на спектр нейтронов из котла, изображенный на фиг. 56.

Экспериментальный метод определения резонансного интеграла очень прост в идеальном случае чрезвычайно тонкой фольги. Он заключается в активации покрытой кадмием и открытой фольги и последующем измерении активности с помощью счетчика Гейгера — Мюллера. Для получения точных результатов не следует одновременно активировать обе фольги, так как кадмиевое покрытие будет ослаблять поток тепловых нейтронов и таким образом влиять на активацию открытой фольги. При одновременной активации можно избежать этого нежелательного эффекта, раздвигая листки фольги на расстояние около 10 см. При этом, однако, следует считаться с тем, что потоки в этих двух положениях будут, возможно, неодинаковы.

На практике иногда очень трудно обеспечить такую достаточно малую толщину фольги, чтобы при облучении ее в потоке резонансных нейтронов не имело места самоэкранирование, т. е. искажение спектра dE/E . Условие отсутствия самоэкранирования является очень жестким, поскольку эффективное сечение при

резонансе может быть очень большим. Например, индий имеет максимальное эффективное сечение 30 000 *барн* и чтобы индиевая фольга поглощала менее 1% нейтронов точно резонансной энергии, она должна иметь толщину менее 0,6 *мг/см²*. Если толщина фольги достаточно мала, так что на все атомы воздействует неискаженный спектр нейтронов dE/E , то активность фольги будет пропорциональна резонансному интегралу активации, причем, как уже указывалось, точное значение коэффициента пропорциональности обычно получается путем сравнения с определенными стандартами.

Для определения отношения потока резонансных нейтронов к потоку тепловых очень удобным стандартом является индий, так как его резонансный интеграл почти полностью определяется большим резонансом при 1,44 *эв*, форма которого хорошо известна из измерений на селекторе скоростей [1] и кристаллическом спектрометре [2]. Индий имеет также большое эффективное сечение для тепловых нейтронов и удобный для активации период полураспада (54 мин.); кроме того, из него легко изготавливается тонкая фольга. Измерения эффективного сечения (см. фиг. 4) дают полное эффективное сечение, а эффективное сечение активации с периодом полураспада 54 мин. можно получить, внося поправку на относительно малое рассеяние и на поглощение с образованием активностей с другими периодами полураспада. Величина резонансного интеграла поглощения для индия, вычисленная с учетом этих поправок путем интегрирования от нижнего предела 0,4 *эв* кривой хода сечения, полученной на селекторе скоростей, с точностью до 5% равна 2 800 *барн*.

Измеряя кадмиевое отношение для тонкого индия и подставляя в уравнение (5.2) $\sigma_{\text{тепл.}} = 150$ *барн* для 2 200 *м/сек* и $\int_{0,4}^{\infty} \sigma dE/E = 2800$ *барн*, можно получить отношение потока резонансных нейтронов к потоку тепловых в той точке котла, где измеряются резонансные интегралы активации. Резонансные интегралы активации для других материалов можно затем получить из их кадмиевых отношений и отношения потоков, измеренного по индию.

Резонансные интегралы для других материалов по отношению к резонансному интегралу индия могут быть, конечно, определены без измерения кадмиевых отношений из отношения активностей листов фольги, покрытых кадмием. Однако вследствие того, что эффективность регистрации активности индия и других материалов может быть различной (разница в эффективности счетчика, поправка на поглощение β -частиц и т. д. см. гл. VII, § 2), последний метод содержит в себе некоторую неопределенность. В методе же кадмиевого отношения используется только отно-

шение активностей материалов, следовательно, не вносится никакой ошибки, связанной с эффективностью детектора.

Отношение потоков резонансных и тепловых нейтронов, определение которого с помощью индия мы только что рассмотрели, можно получить также из измерений кадмиевого отношения для детектора с эффективностью, подчиняющейся закону $1/v$, так как известно, что отношение резонансного интеграла к тепловому эффективному сечению для такого детектора равно 0,50 [выражение (2.29)]. Удобным детектором для этой цели является тонкая фольга соли натрия (период полураспада 15 час.). Отношение потока резонансных нейтронов к потоку тепловых нейтронов непосредственно получается при помощи соотношения (2.28) из кадмиевого отношения и указанного выше коэффициента 0,50. Метод определения отношения потоков при помощи индия имеет преимущество перед методом, использующим детектор с эффективностью, подчиняющейся закону $1/v$, так как в типичной решетке котла кадмиевое отношение для индия близко к единице, в то время как активность, вызываемая резонансными нейтронами в детекторе с эффективностью, подчиняющейся закону $1/v$, составляет только около 3% активности, вызываемой тепловыми нейтронами. Недостаток метода, использующего индий, состоит в необходимости применения чрезвычайно тонкой фольги. Однако эту трудность можно избежать, используя вторичные толстые листки фольги индия, прокальброванные по тонкой фольге. Такими вторичными стандартами являются «стандартные» листки индиевой фольги толщиной 0,1 *г/см²*, используемые для измерений потоков резонансных и тепловых нейтронов (описание см. в гл. III, § 3). Значения кадмиевых отношений, измеренные с такой фольгой, вследствие самоэкранирования резонансных нейтронов примерно в 5 раз больше значений, измеренных при помощи тонкой фольги.

Хотя теоретически отношение потоков резонансных и тепловых нейтронов должно зависеть от типа решетки котла, оно почти одинаково для котла с графитовым замедлителем (в котором кадмиевое отношение для поглотителя с сечением, пропорциональным $1/v$, равно примерно 30) и для котла с тяжелой водой (см. гл. II, § 7). Вещества с заметной резонансной активацией будут иметь кадмиевое отношение значительно меньше 30; например, для тонкого индия кадмиевое отношение равно приблизительно 2. Метод кадмиевого отношения является очень чувствительным и быстрым методом обнаружения и измерения резонансной активации, причем основная трудность возникает при измерении малого кадмиевого отношения, когда возможно самоэкранирование. В § 3 этой главы будет рассмотрен эффективный резонансный интеграл, который применяется в случае сильного самоэкранирования. Эффективный интеграл дает мало

сведений о структуре ядра, но имеет важные практические применения.

Несколько резонансных интегралов активации было измерено на первом графитовом котле Сереном, Фридлендером и Туркелем [3]. Несмотря на то, что они производили калибровку индиевой фольги при помощи стандартной призмы (см. гл. III, § 2), их метод по существу представлял собой метод кадмиевого отношения. Как показано в гл. III, § 2, в стандартной призме q выражается через мощность источника Q , а потоки резонансных и тепловых нейтронов и, следовательно, их отношение вычисляются из ядерных постоянных графита. Серен и др. использовали для калибровки индиевой фольги это расчетное отношение потоков в стандартной призме, а не метод, описанный нами, так как в то время ход эффективного сечения индия не был точно известен. Резонансные интегралы активации измерялись позднее Гаррисом, Мюльхаузом и Томасом [4], которые использовали пневмопочту (см. гл. VII, § 3) аргонского котла на тяжелой воде и описанный нами метод калибровки фольги (они приняли в качестве стандарта золото, а не индий). Лихтенбергер и др. [5] измерили интегралы активации, используя поток нейтронов в центре аргонского котла. В табл. 8 приведены значения ряда резонансных интегралов активации по данным этих авторов, а также значения резонансных интегралов поглощения, которые рассматриваются ниже.

§ 2. Резонансный интеграл поглощения

Как мы уже видели в гл. I, § 8, эффективное сечение активации $\sigma_{\text{акт.}}$ и эффективное сечение поглощения σ_a различаются в основном методами их измерения. Эффективное сечение активации измеряется по радиоактивности производного ядра, а эффективное сечение поглощения — по исчезновению, или поглощению, падающего нейтрона, например по влиянию поглощения нейтронов на реактивность котла. Для такого одноизотопного элемента, как Na^{23} , в котором при каждом поглощении нейтрона образуется радиоактивный Na^{24} (период полураспада 15 час.), эффективные сечения поглощения и активации одинаковы как для резонансных, так и для тепловых нейтронов. С другой стороны, для элемента, состоящего из нескольких изотопов, каждый изотоп при захвате нейтрона будет давать различную радиоактивность. Например, в случае меди (69% Cu^{63} и 31% Cu^{65}) изотоп Cu^{63} дает радиоактивность с периодом полураспада 12,9 часа, а изотоп Cu^{65} — с периодом полураспада 4,3 мин. (см. приложение III). Эффективное сечение поглощения, или *атомное эффективное сечение* «нормальной меди» (с естественным относительным содержанием изотопов), будет складываться из отдельных *изотопных эффективных сечений активации*, взвешенных согласно

относительной распространенности изотопов. Вообще измерение эффективных сечений поглощения отдельных изотопов, равных эффективным сечениям активации, потребовало бы использования разделенных изотопов.

Соответственно разнице между $\sigma_{\text{акт.}}$ и σ_a имеются два резонансных интеграла, причем первый из них определяется радиоактивностью, наводимой в образце нейтронами со спектром dE/E , а второй — числом нейтронов, поглощенных образцом из этого спектра. Как описано в предыдущем параграфе, резонансный интеграл активации определяется из кадмиевого отношения; в принципе резонансный интеграл поглощения может быть измерен любым методом, чувствительным к исчезновению резонансных нейтронов в спектре dE/E . Метод активации можно применить только к изотопам, образующим измеримую активность, т. е. его нельзя использовать в случае, когда при захвате нейтронов образуются устойчивые изотопы. Метод поглощения применим к любому материалу, имеющемуся в разделенном виде, но наличие примесей может исказить результаты измерений, в то время как в методе активации изучаемую активность можно отличить от активностей примесей по характеристикам распада.

Для иллюстрации метода измерения резонансного поглощения мы рассмотрим однородную среду, занимающую большой объем, в которой быстрые нейтроны образуются с постоянной скоростью q_0 на 1 см^3 и при малом поглощении замедляются до спектра dE/E . Такие условия осуществляются, например, в большом графитовом блоке, в котором постоянно образуются быстрые нейтроны с энергией E_0 . Как указывалось в гл. I, § 10, для случая незначительного поглощения плотность замедления q не зависит от энергии и равна q_0 . Если поглощающий материал, резонансный интеграл поглощения которого желательно измерить, распределить равномерно по графиту в количестве, значительно меньшем количества графита (так, чтобы не нарушить спектр dE/E), то $q(E)$ станет меньше q_0 . В гл. II, § 2 мы видели, что отношение плотности замедления $q(E)$ при энергии E к величине q_0 при начальной энергии нейтронов представляет собой вероятность p избежать резонансного захвата, которая выражается соотношениями (1.41) и (2.5):

$$p = \frac{q(E)}{q_0} = e^{-\frac{1}{\xi \sigma_s} \int_E^{E_0} \frac{\sigma_a dE}{E}}. \quad (5.3)$$

Так как до прибавления поглощающего материала $q(E) = q_0$, то значения q , измеренные до и после прибавления поглощающего материала, дают величину p , а следовательно, и резонансный интеграл поглощения.

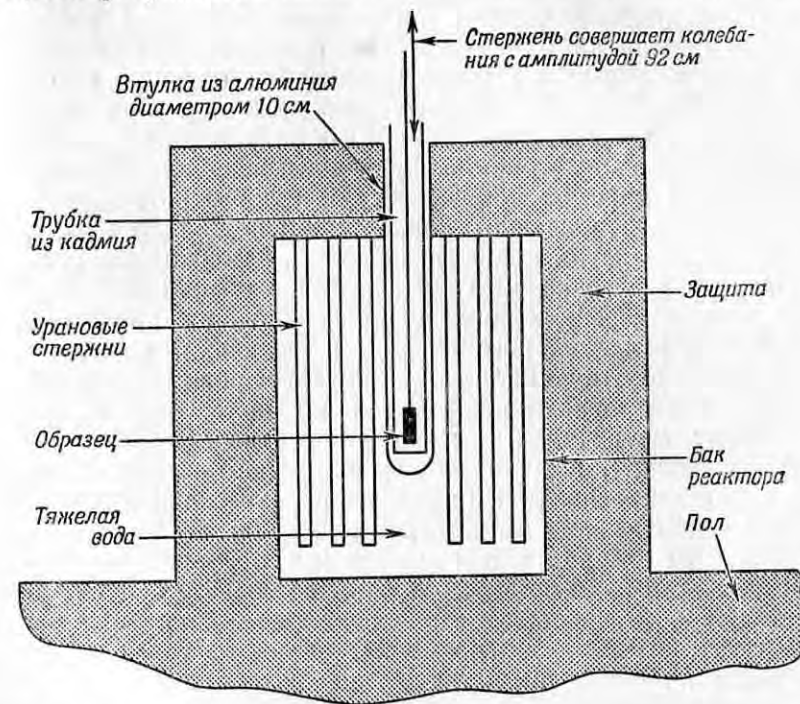
Плотности замедления можно легко измерить при помощи покрытой кадмием индиевой фольги. В этом случае $E = 1,44 \text{ эв}$, и резонансный интеграл получается непосредственно из формулы (5.3), причем нужно помнить, что σ_s представляет собой эффективное сечение рассеяния (главным образом графита), проходящегося на один поглощающий атом. Поскольку индиевая фольга используется только для определения числа нейтронов, достигших энергии резонанса индия, а не всего резонансного интеграла, то при измерении q нет необходимости применять особенно тонкую фольгу. Однако не следует применять фольгу толще 20 мг/см^2 , так как она будет детектировать относительно большее число нейтронов с энергией, соответствующей более высоким резонансам индия (см. фиг. 61). Резонансный интеграл, измеренный таким образом, имеет в качестве нижнего предела энергию $1,44 \text{ эв}$, а не $0,4 \text{ эв}$ (граница поглощения кадмия) или $0,17 \text{ эв}$ (нижняя граница резонансной области, см. § 1 этой главы).

На самом деле нет необходимости иметь равномерно распределенный источник быстрых нейтронов; резонансный интеграл поглощения можно измерить [6], используя в качестве источника нейтронов Ra-Be-источник в центре большого объема графита. Размещая исследуемый материал в графите и измеряя q с этим материалом и без него, можно определить резонансный интеграл поглощения для данного материала. При точном измерении необходимо определять интеграл q , а не значение q в одной точке, так как поглощение до некоторой степени изменяет пространственное распределение нейтронов.

Только что описанный метод рассмотрен для того, чтобы пояснить принцип измерения резонансного интеграла поглощения. На практике те же самые результаты могут быть получены при измерениях на самом котле, который может быть использован [7] в качестве чрезвычайно чувствительного прибора для измерения поглощения резонансных или тепловых нейтронов. Очевидно, что поглощение нейтронов в котле будет непосредственно влиять на коэффициент размножения k , а так как малые изменения k могут быть легко обнаружены, то можно точно измерить поглощение нейтронов. Чрезвычайно малое изменение k ощутимо влияет на мощность котла. Например, если k изменяется всего на $0,002\%$ [$\Delta k = 2 \cdot 10^{-5}$, что соответствует реактивности в 1 обратный час (гл. II, § 2)], то мощность котла изменится за час в 2,7 раза. Так как могут быть обнаружены малые изменения реактивности порядка 10^{-2} обратного часа, соответствующие $\Delta k = 2 \cdot 10^{-7}$, то ясно, что котел действительно является чувствительным прибором для измерения поглощения нейтронов.

Изменение мощности котла, вызываемое поглощением нейтронов, можно обнаружить несколькими способами, причем два из

них легли в основу широко применяемых методов измерения эффективных сечений поглощения, а именно методов коэффициента опасности и котлового осциллятора. Эти методы используются главным образом для измерения поглощения тепловых нейтронов, о чем будет подробно говориться в гл. VII, § 5 и 6. Для получения эффекта, пропорционального поглощению нейтронов, оба метода используют изменение мощности котла, являющееся результатом малого изменения k . Как можно видеть



Фиг. 58. Схематический вид аргоннского котлового осциллятора [8], используемого для измерения резонансных интегралов поглощения.

из формулы (2.2), поглощение резонансных нейтронов уменьшит ρ в соответствии с формулой (5.3), а поглощение тепловых нейтронов будет иметь своим основным результатом уменьшение f . Чтобы отличить резонансное поглощение от теплового, необходимо отделить изменение ρ от изменения f .

Котловой осциллятор, который использовался во многих измерениях резонансного поглощения, представляет собой приспособление, которое вдвигает и выдвигает образец из котла, перемещая его внутри трубы, проходящей через центр решетки котла. Аргоннский котловой осциллятор [8], показанный на фиг. 58,

вдвигает образец в котел, держит его там в течение 10 сек., затем выдвигает на 10 сек.¹⁾ В результате реактивность и мощность котла осциллируют с периодом, равным 20 сек., и амплитудой, которая пропорциональна величине поглощения нейтронов в образце. Колебания мощности котла около своего среднего значения регистрируются ионизационной камерой, соединенной с мостовой схемой. Для измерения резонансного поглощения в котел помещается кадмиевая трубка таким образом, что осциллирующий образец при своем движении все время находится внутри кадмия. Поскольку тепловые нейтроны не проходят через кадмиевую трубку, поглощение образца в области тепловых нейтронов не оказывает никакого влияния на котел. Мощность котла будет колебаться с амплитудой, пропорциональной резонансному интегралу поглощения материала образца, так как последний подвергается действию полного потока резонансных нейтронов. Изменение мощности котла является результатом уменьшения вероятности p избежать резонансного поглощения вследствие резонансного поглощения в образце.

При всех измерениях поглощения нейтронов в котле, так же как и при измерениях резонансного поглощения, очень трудно произвести абсолютную калибровку котлового осциллятора. Относительная калибровка производится по колебанию мощности, вызываемому материалом, имеющим известный резонансный интеграл поглощения, обычно индием или золотом. Таким путем находится множитель для определения интеграла поглощения (в $см^2$) по измеренной амплитуде колебаний мощности котла. Для индиевого стандарта и исследуемых образцов при измерениях с котловым осциллятором должны соблюдаться те же самые предосторожности, которые были необходимы при измерениях резонансного интеграла активации. Образцы должны быть достаточно тонкими, чтобы спектр dE/E не видоизменялся резонансным поглощением. Однако тот факт, что это ограничение требует использования малых образцов, не является серьезным неудобством, поскольку, как уже указывалось, чувствительность котлового осциллятора велика и малые образцы могут вызвать легко наблюдаемые эффекты. Например, можно измерить эффект от образца, имеющего суммарное эффективное сечение (т. е. число атомов в образце, умноженное на эффективное сечение), равное $0,01 см^2$. Так как образец обладает замедляющей способностью, то в нем происходит некоторое замедление нейтронов, увеличивающее реактивность котла; поэтому в наблюдаемое изменение реактивности следует вносить поправку на этот эффект так, как описано в гл. VII, § 5.

¹⁾ Механизм, служащий для перемещения образца, описан в гл. VII, § 6.—
Прим. авт.

РЕЗОНАНСНЫЕ ИНТЕГРАЛЫ АКТИВАЦИИ И ПОГЛОЩЕНИЯ, ИЗМЕРЕННЫЕ МЕТОДОМ КАДМИЕВОГО ОТНОШЕНИЯ [4, 5] И МЕТОДОМ КОТЛОВОГО ОСЦИЛЛЯТОРА [9]*

Изотоп или элемент	$\sigma_{\text{кадм}}, \text{барн}$	$\int_{0,4}^{\infty} \frac{\sigma_{\text{акт.}} dE}{E}, \text{барн}$	$\int_{0,4}^{\infty} \frac{\sigma_{\alpha} dE}{E}, \text{барн}$	Литература
Na	0,49	0,27	0,27	[4, 9]
Al	0,215	0,14		[5]
P	0,19	0,10		[4]
Cl	31,6		14	[9]
Cl ³⁷	0,56	0,348		[5]
K	1,97		1,12	[9]
Sc	22	12,6		[4]
V ⁵¹	4,5	2,0		[4]
Mn	12,6	14,3	14	[5, 9]
Co	34,8	41,2		[4]
Cu ⁶³	4	3,8		[4]
Cu ⁶⁵	2	1,86		[5]
Ga ⁶⁹	1,4	8,01		[4]
As ⁷⁵	4,1	31,5		[4]
Br ⁷⁹	2,9	133		[4]
Y ⁸⁹	1,38	0,72		[4]
Rh	12	589		[4]
Ag ¹⁰⁷	44	98,3		[4]
Ag ¹⁰⁹	2,8 (270 дн.)	3,2 (270 дн.)		[4]
In ¹¹³	56 (50 дн.)	913 (50 дн.)		[4]
In ¹¹⁵	145 (54 мин.)	2580 (54 мин.)	2 800**	[4, 5]
Sb ¹²¹	6,8	147		[4]
Sb ¹²³	2,5	125		[4]
J ¹²⁷	6,7	119		[4]
Pr ¹⁴¹	11,2	9,3		[4]
Sm ¹⁵²	150	1 559		[4]
Eu ¹⁵¹	1 400	842		[4]
Hf	115	1 400		[4]
Hf ¹⁸⁰	10	19,7		[4]
Ta ¹⁸¹	51	517		[4]
W ¹⁸⁶	40	320		[4]
Re ¹⁸⁵	100	1 061		[4]
Re ¹⁸⁷	75	275		[4]
Ir ¹⁹¹	960	3 270		[4]
Ir ¹⁹³	130	1 213		[4]
Au ¹⁹⁷	95	1 300		[4]
Tl ²⁰³	8	127		[4]
Tl ²⁰⁵	0,10	0,76		[4]
Th ²³²	7,7	81,3		[12]
U	2,8	240		[11]

* В таблице приведены также тепловые эффективные сечения, взятые из приложения III. Эффективные сечения для элементов приведены для естественной смеси изотопов (атомные эффективные сечения), в то время как сечения для отдельных изотопов представляют собой изотопные эффективные сечения.

** Вычисленное значение, см. гл. V, § 1.

Этот метод измерения резонансных интегралов поглощения вследствие большого поглощения нейтронов кадмиевой трубкой, окружающей осциллирующий образец, может быть использован лишь с котлом, имеющим большой запас реактивности. Большая часть резонансных интегралов поглощения была измерена на аргонском котле с тяжелой водой в качестве замедлителя.

В табл. 8 представлены результаты этой работы, выполненной Лангсдорфом, Гаррисом и Зейдлом [9]; приведены также резонансные интегралы активации, описанные в § 1 этой главы. В этой таблице большая часть данных относится к резонансным интегралам активации, потому что проведение и интерпретация измерений активации не встречают серьезных затруднений, если образуется удобная для измерений активность. Измерения резонансных интегралов поглощения вследствие наличия примесей и эффекта замедления в образце (который очень значителен в легких элементах) являются довольно трудными. Только в двух случаях, а именно для Na и Mn, возможно непосредственное сравнение значений резонансного интеграла активации и резонансного интеграла поглощения, причем данные прекрасно согласуются.

Вывод, сделанный на основании соотношения (2.28), о том, что резонансный интеграл для материала, имеющего сечение, пропорциональное $1/v$, составляет точно половину эффективного сечения для тепловых нейтронов, вполне подтверждается данными табл. 8. Для легких элементов, которые имеют мало резонансов, следует ожидать изменения сечения по закону $1/v$, и действительно, такие элементы, как Na, Al, Cl, K, Sc и V, имеют резонансный интеграл, примерно равный половине эффективного сечения для тепловых нейтронов. Следующие несколько элементов, Mn, Co и Cu, имеют больше резонансов, и их резонансные интегралы приблизительно в 2 раза больше значения, соответствующего сечению, изменяющемуся по закону $1/v$. Более тяжелые элементы имеют еще больше резонансов, и в таблице встречаются интегралы, превышающие в 10 раз эффективные сечения для тепловых нейтронов, а для U резонансный интеграл почти в 100 раз больше эффективного сечения для тепловых нейтронов.

§ 3. Эффективный резонансный интеграл

В случае, когда в потоке резонансных нейтронов находится реальный поглотитель, размеры образца бывают обычно достаточно большими и поглощение в образце заметно видоизменяет энергетическое распределение нейтронов. В результате поглощения уменьшается количество нейтронов с резонансными энергиями и резонансный интеграл поглощения становится меньше того

значения, которое он имел бы, если бы спектр не искажался поглощением. Точное значение интеграла для этого случая получится, если множитель $1/E$ заменить действительным спектром, с провалами при резонансных энергиях. Этот видоизмененный резонансный интеграл называется *эффективным резонансным интегралом*; об использовании его для вычисления вероятности p говорилось в гл. II, § 2.

Эффективный резонансный интеграл довольно сложным образом зависит от природы резонансов поглощения, количества рассеивающего материала и формы поглотителя. Вследствие такой сложной зависимости эффективный резонансный интеграл почти не дает сведений о природе или расположении отдельных резонансов, но он, тем не менее, представляет большой интерес с точки зрения практической проблемы измерения величины резонансного поглощения в конструктивных материалах решетки котла. Обычно эффективный резонансный интеграл определяется по активации, хотя в принципе эффективный интеграл поглощения может быть измерен методом, описанным в § 2 этой главы.

Рассмотрим сначала эффективный резонансный интеграл в однородной среде, так как в этом случае нет необходимости учитывать влияние действительной формы поглощающего материала. Если предположить, что поглотитель равномерно распределен в замедлителе, то очевидно, что уменьшение в спектре dE/E числа нейтронов с энергиями, соответствующими резонансам поглотителя, будет определяться соотношением между полным эффективным сечением рассеяния и полным эффективным сечением поглощения материалов. Например, если уран равномерно распределен в графите (гомогенный котел), то в результате поглощения в уране резонансные нейтроны будут исчезать из спектра dE/E . Однако число резонансных нейтронов будет пополняться нейтронами, которые в результате упругого рассеяния будут переходить в область резонансной энергии. Когда поглощение незначительно по сравнению с рассеянием, убыль резонансных нейтронов будет компенсироваться за счет замедления более быстрых нейтронов и уменьшения интенсивности при резонансных энергиях не будет наблюдаться. С другой стороны, когда рассеяние мало по сравнению с поглощением, уменьшение числа нейтронов с резонансными энергиями будет значительным, так как нейтроны будут уходить из этой области значительно быстрее, чем пополняться в результате замедления более быстрых нейтронов. Уменьшение интенсивности резонансных нейтронов должно быть наиболее сильным в случае чистого металлического урана без графита.

Эффективный интеграл является чувствительной функцией величины рассеяния i , как мы видели в гл. II, § 2, эффективный интеграл для естественного урана, который равен 240 *барн*

при бесконечном разбавлении, падает до 9,0 *барн* для металлического урана (замедлитель отсутствует и рассеяние происходит только на ядрах урана). Анализ процесса замедления методом, описанным в гл. II, § 2, с учетом искажения потока в результате резонансного поглощения нейтронов показывает, что эффективный интеграл должен увеличиваться как корень квадратный из эффективного сечения рассеяния на атом урана для малых значений эффективного интеграла [10]. Экспериментально обнаружено [11] изменение, пропорциональное эффективному сечению рассеяния в степени 0,415. Отношение эффективного интеграла к истинному интегралу (соответствующему неискаженному спектру dE/E) определяет величину потока нейтронов с энергиями резонансов поглотителя по сравнению с тем же потоком для случая бесконечного разбавления.

Для случая однородной среды зависимость эффективного резонансного интеграла от степени разбавления поглотителя в замедлителе может быть измерена непосредственно сравнением с индием. Например, для случая смеси естественного урана с графитом выполнена работа [12], в которой некоторое количество смеси порошкообразной окиси урана с порошком графита помещалось внутри решетки котла и внутри этой смеси активировались тонкие листки фольги U^{238} и индия, завернутые в кадмий. Резонансное поглощение в уране (т. е. в распространенном изотопе U^{238}) определяется по отношению активности U^{239} с периодом полураспада 23 мин., образующегося в фольге из U^{238} , к активности индия. Фольгу из естественного урана нельзя использовать, так как активности образующихся в нем продуктов деления будут мешать измерению активности U^{239} . Объем, занимаемый смесью окиси урана и графита, должен быть достаточно большим, чтобы обеспечить равновесное обеднение резонансного потока, входящего в этот объем, нейтронами с энергиями, соответствующими резонансам урана. Для этой цели достаточен объем порядка 1 000 $см^3$.

Активация фольги из U^{238} и индиевой фольги дает значение эффективного резонансного интеграла активации U^{239} для данного разбавления по отношению к истинному резонансному интегралу индия (2 800 *барн*). Чтобы не происходило искажения спектра нейтронов, фольга должна быть очень тонкой (порядка 0,1 $мг/см^2$). Если бы какие-либо резонансы индия и U^{238} совпали, то резонансный интеграл индия не был бы равен 2 800 *барн* из-за ослабления ураном потока нейтронов при энергиях резонансов индия. Однако специальные эксперименты, в которых производилась активация индиевой фольги, окруженной ураном и открытой, показывают, что резонансы индия и урана не перекрываются, что спектр нейтронов при энергиях резонансов индия не искажается и что точное значение активности индия

дается истинным резонансным интегралом, равным 2 800 *барн*. Дополнительные эксперименты, заключающиеся в том, что завернутая в кадмий индиевая и урановая фольга активировалась в различных положениях внутри и вне объема, содержащего смесь урана и графита, указывают на большое различие между поведением неискаженной части спектра dE/E , детектируемой по активности индия, и поведением нейтронов с энергиями, соответствующими резонансам урана. Неискаженная часть спектра dE/E очень медленно уменьшается внутри объема с увеличением расстояния от поверхности, в то время как число нейтронов с энергиями, соответствующими резонансам урана, резко падает у поверхности.

Тем же методом, что и в случае однородной смеси, проводятся измерения эффективного резонансного интеграла для более обычного, но более сложного случая гетерогенной смеси. Примером гетерогенной смеси может служить кусок металлического урана в графитовом замедлителе. Этот эксперимент более сложен, потому что атомы в тонком поверхностном слое уранового блока поглощают резонансные нейтроны значительно сильнее, чем атомы внутри блока. Спектр нейтронов, падающих на блок урана, мало обеднен нейтронами с энергиями, соответствующими резонансам урана, так как он находится в равновесии с атомами графита. Однако при движении нейтронов внутрь блока урана спектр нейтронов быстро достигает равновесного обеднения, остающегося совершенно неизменным во всем объеме внутри блока. Из этого следует, что эффективный резонансный интеграл поглощения складывается из двух частей, одна из которых пропорциональна площади поверхности блока, а другая — его объему.

Ряд ранних экспериментов по измерению эффективных резонансных интегралов для урана был выполнен группами под руководством Креутца [13] и Митчелла [14], которые использовали для этого нейтроны, получаемые при помощи циклотрона. Результаты этих экспериментов, в которых изменялись размер урановых блоков и положение листков фольги в блоках, можно выразить в следующем виде:

$$\begin{aligned} \text{Эффективный резонансный интеграл} & \int_{0,4 \text{ эв}}^{\infty} \frac{\sigma_a dE}{E} = \\ & = 9,25 \left[1 + 2,67 \left(\frac{S}{M} \right) \right] \text{барн}, \end{aligned} \quad (5.4)$$

где S — площадь поверхности в квадратных сантиметрах, а M — масса блока в граммах. Это выражение уже использовалось при обсуждении поведения котла в гл. II, § 2. Нижний предел

интеграла равен 0,4 эв, потому что в этих экспериментах фольга была покрыта кадмием.

При применении результатов измерений эффективных резонансных интегралов для расчета котлов важно учесть то, что эксперименты, в которых для исключения тепловых нейтронов используется кадмий, дают значение эффективного резонансного интеграла с нижним пределом 0,4 эв. В реальном котле некоторая часть нейтронов поглощается при замедлении от 0,4 эв до энергии тепловых нейтронов, и это поглощение следует прибавить к экспериментальному значению резонансного интеграла, если принято, что резонансная область простирается до энергии тепловых нейтронов. Как мы видели в § 1 этой главы, можно считать, что граница, разделяющая резонансные и тепловые нейтроны, лежит при 0,17 эв. При этой энергии в обычном спектре нейтронов из котла интенсивности в распределении dE/E и максвелловском равны между собой. Если принято, что область тепловых нейтронов простирается до 0,17 эв, то следует учесть резонансное поглощение нейтронов в области от 0,17 до 0,4 эв, прежде чем использовать эффективный резонансный интеграл для расчета котлов.

Важность резонансного поглощения в области 0,17—0,4 эв зависит от величины эффективного резонансного интеграла с нижним пределом 0,4 эв. Крайним случаем является случай поглотителя с сечением, подчиняющимся закону $1/v$, для которого поправка сравнима по величине со значением интеграла с нижним пределом 0,4 эв; с другой стороны, для индия эта поправка мала. Истинный (без искажения спектра нейтронов) резонансный интеграл

$$\int_{0,17}^{0,4} \frac{\sigma_a dE}{E}$$

можно легко оценить, если известна зависимость эффективного сечения поглощения от энергии в этой области энергий. Например, для поглотителя с сечением, подчиняющимся закону $1/v$,

$$\begin{aligned} \int_{0,17}^{0,4} \sigma_a \frac{dE}{E} &= \sigma_{2200} \int \frac{(0,025)^{1/2}}{E^{3/2}} \frac{dE}{E} = \\ &= 2\sigma_{2200} (0,025)^{1/2} [(0,17)^{-1/2} - (0,4)^{-1/2}] = 0,27 \sigma_{2200}, \end{aligned} \quad (5.5)$$

где σ_{2200} — эффективное сечение поглощения для нейтронов со скоростью 2200 м/сек. Значение этой поправки можно понять, если вспомнить, что резонансный интеграл с нижним пределом 0,4 эв для поглотителя с сечением, подчиняющимся закону $1/v$, составляет 0,5 σ_{2200} (гл. II, § 7).

Поправка к эффективному резонансному интегралу, так же как поправка к истинному резонансному интегралу, для поглотителя с сечением, подчиняющимся закону $1/v$, дается формулой (5.5), так как при отсутствии резонансов обеднение спектра мало. Действительно, эффективный резонансный интеграл для поглотителя с сечением, подчиняющимся закону $1/v$, практически равен истинному интегралу, независимо от энергии, стоящей в нижнем пределе интегралов. Поправка к эффективному резонансному интегралу для большинства материалов, у которых сечение поглощения не подчиняется закону $1/v$, может также вычисляться по формуле (5.5), если внутри или вблизи области энергий 0,17—0,4 эв нет резонанса; в последнем случае следует оценить обеднение спектра нейтронов в резонансе. Для случая урана формула (5.5) дает величину поправки 0,27·2,8=0,75 барна, которая очень мала по сравнению с полным значением резонансного интеграла (при неискаженном спектре), равным 240 барн. Эффективное сечение поглощения в области энергий 0,17—0,4 эв близко следует закону $1/v$, а поправка достаточно мала, поэтому формула (5.5) дает значение поправки для эффективного интеграла с достаточной степенью точности.

§ 4. Методы фильтров

Одной из возможностей выделения эффектов от отдельных частей спектра нейтронов в котле является использование фильтров, чувствительных к энергии нейтронов. Хорошим примером такого фильтра является, конечно, кадмий; его применение для отделения эффекта тепловых нейтронов от эффекта резонансных нейтронов является основой большинства работ, описанных в настоящей главе. Кадмий является идеальным фильтром, так как тонкий лист его поглощает все тепловые нейтроны и оказывает незначительное влияние на резонансные нейтроны (см. фиг. 57). Большое распространение кадмия в качестве фильтра привело к тому, что область резонансных нейтронов часто считают простирающейся вверх от «границы поглощения кадмия», которая рассматривается в качестве нижнего предела этой области. Трудно найти фильтры, которые выделяли бы определенные части спектра резонансных нейтронов выше границы поглощения кадмия; поскольку элементы в большинстве случаев имеют более одного резонанса, то фильтры из них будут действовать одновременно на несколько энергетических полос в спектре резонансных нейтронов.

Однако, несмотря на трудности, связанные с интерпретацией результатов, фильтры с успехом можно использовать во многих специальных случаях. Истолкование результатов при работе с фильтрами в случае использования нейтронных пучков

осуществляется проще, чем при использовании нейтронов внутри котла. К вопросу о применении фильтров в случае нейтронных пучков мы возвратимся в гл. VI, § 3. Действие фильтра внутри котла более сложно, чем действие в пучке. Поток нейтронов внутри котла является изотропным, поэтому необходимо вводить поправки на косоугольный полет нейтронов.

Несмотря на усложнение интерпретации получающихся результатов, иногда, когда нужен чрезвычайно большой поток нейтронов, как и в случае многих других методов, необходимо использовать для опытов с фильтрами нейтроны внутри котла. Такая необходимость не возникает при измерении пропускания, так как интенсивность резонансных нейтронов в пучках достаточна для определения полных эффективных сечений. Измерение эффективного сечения поглощения неактивируемого изотопа, например Fe^{56} (изотоп Fe^{57} устойчив), является таким случаем, когда необходимо использовать большую плотность нейтронов внутри котла. Эффективное сечение поглощения неактивируемого изотопа можно определить, бомбардируя образец достаточно большим потоком нейтронов и измеряя затем его изотопный состав при помощи масс-спектрометра [15]. Так, количество ядер Fe^{57} , образуемых всем спектром резонансных нейтронов (резонансный интеграл поглощения), можно измерить, облучая в котле в течение длительного времени покрытое кадмием естественное железо и определяя затем изменение в относительном содержании изотопов Fe^{56} и Fe^{57} . Наличие выделенного изотопа Fe^{56} позволило бы измерить его резонансный интеграл поглощения более простым методом котельного осциллятора внутри кадмия. В принципе количество Fe^{57} , образованного нейтронами определенных участков спектра, можно измерить, окружая железо во время облучения различными фильтрами, поглощающими нейтроны из различных участков спектра. Однако такая работа никогда не выполнялась.

Для измерения эффективных сечений могут быть использованы как нейтроны, удаляемые фильтром, так и нейтроны, пропускаемые им. Как мы уже видели, активность фольги, завернутой в кадмий, пропорциональна величине резонансного интеграла, в то время как разность активностей открытой фольги и фольги, завернутой в кадмий, т. е. «кадмиевая разность», определяет эффект тепловых нейтронов. Подобно этому любой другой материал x может быть использован для определения из измерения « x -разности» эффекта удаляемых им нейтронов. К сожалению, имеется очень мало материалов, дающих, подобно кадмию, легко интерпретируемые результаты. Одним из таких материалов, широко используемым в качестве фильтра, является бор, так как он имеет большое эффективное сечение поглощения, изменяющееся по закону $1/v$. Хотя в отличие от кадмия он

не дает резкой границы, тем не менее его действие на спектр нейтронов dE/E можно рассчитать.

Средняя энергия нейтронов, проходящих через бор, возрастает с увеличением толщины борного фильтра, хотя, конечно, энергетическое распределение нейтронов остается чрезвычайно широким. Измерение «борной разности» (разности в активации фольги из исследуемого материала при наличии тонкого борного фильтра и без него) будет выделять группу нейтронов в области края спектра со стороны малых энергий. Энергия этих нейтронов возрастает с увеличением толщины применяемого борного фильтра. Поэтому облучение образцов внутри котла с использованием борных фильтров, если изучается зависимость активации (или, что труднее, поглощения) от толщины фильтра, даст некоторое указание на то, в какой области энергий имеет место резонансное поглощение нейтронов. Например, можно получить ориентировочные сведения о месте расположения выделенного резонанса поглощения в железе, облучая его в котле за фильтрами из бора различной толщины и проводя затем измерения его изотопного состава на масс-спектрометре.

Нет смысла говорить здесь о форме спектра нейтронов, проходящих через бор, так как она будет зависеть от реальной геометрии облучения. В случае параллельного пучка нейтронов, как мы увидим в гл. VI, § 3, нейтроны, проходящие через бор, имеют вполне определенное распределение по энергиям. При облучении внутри котла следует вносить поправку на направление полета нейтронов для каждого конкретного расположения образца. Вычисление этой поправки производится без труда.

Поскольку резонансным поглотителем часто можно выделить нейтроны определенной энергии, причем на эту энергию не влияет направление полета нейтронов через поглотитель, то при облучении образцов внутри котла легче применить метод разности, чем метод фильтрации нейтронов. Измерение «борной разности» (разности в активации или поглощении открытой фольги и фольги, закрытой бором) позволяет оценить эффект нейтронов в широкой области энергий выше тепловой. Размеры этой области зависят от истинной длины пути, проходимой нейтронами в боре. С другой стороны, «индиевая разность» чувствительна к нейтронам, находящимся в узкой полосе энергий вокруг 1,44 эв, энергии резонанса индия. В этом случае эффект косоугольного полета нейтронов не оказывает существенного влияния и единственная предосторожность, которую следует соблюдать, заключается в том, что нужно брать достаточно тонкую индиевую фольгу, чтобы нейтроны с энергиями, соответствующими более высоким резонансам индия, не давали заметного эффекта. Резонанс индия при 1,44 эв значительно сильнее резонансов при больших энергиях, поэтому очень просто

добиться того, чтобы индиевым фильтром удалялись главным образом нейтроны с энергией около 1,44 эв, как показано на фиг. 61. Если даже фильтр сделан таким тонким, что удаляются не все нейтроны с энергией 1,44 эв, то индиевая разность все равно дает эффект удаляемых нейтронов, т. е. нейтронов с энергией 1,44 эв.

Таблица 9

ЭЛЕМЕНТЫ, КОТОРЫЕ МОЖНО ИСПОЛЬЗОВАТЬ В КАЧЕСТВЕ РЕЗОНАНСНЫХ ДЕТЕКТОРОВ*

Элемент	Резонансная энергия, эв	Γ , эв	Максимум эффективного сечения, барн
Na	2 700	1 000	50
Mn	300	200	50
	3 000	2 000	30
Co	120	20	1 200
Ga	94	—	11
	290	—	22
Ge	96	20	56
As	47	—	35
Mo	46	—	40
Rh	1,25	0,1	45 000
Ag	5,1	0,2	7 600
Cd	0,18	0,1	7 000
In	1,44	—	28 000
Cs	5,8	—	2 500
Sm	0,1	0,04	15 000
	0,86	0,1	4 300
Eu	0,45	0,1	6 000
Eg	0,5	0,23	1 500
W ¹⁸⁶	20	5	650
Re	2,1	—	3 500
Pt	11,5	1,5	32
Au	4,9	—	15 000
Tl	260	50	32
Th	23	—	18
U	6,7	0,5	60

* Данные взяты из сборника „Нейтронные эффективные сечения“, изданного Комиссией по атомной энергии [16]. Вообще измеренные максимумы эффективных сечений меньше истинных резонансных максимумов за счет конечного разрешения селекторов скоростей (гл. VI), используемых в этих измерениях. Приведены также приближенные значения ширины резонансов в тех случаях, когда они известны; для резонансов при энергиях выше 10 эв ширины увеличены из-за конечного разрешения приборов.

Определение величины потока, которую следует использовать при расчете эффективного сечения для нейтронов с энергией, соответствующей энергии индиевого резонанса из измеренной активности фольги, производится без большого труда. Поток резонансных нейтронов может быть измерен, как указано в гл. II, § 7, а удаленную индием часть нейтронов можно затем вычислить из геометрии облучения методом, изложенным в гл. VI, § 1. Индий, для которого основной роль играет резонанс при 1,44 эв, является ярким примером резонансного поглотителя, однако есть другие материалы, обладающие резонансами, которые можно использовать для разностных измерений, если приняты меры для исключения влияния более высоких резонансов.

В табл. 9 указано несколько возможных резонансных детекторов, причем для полноты, кроме резонансных поглотителей, приведены также резонансные рассеиватели (гл. VI, § 2). Вообще резонансы, приведенные для ядер с атомным весом менее 100, являются в основном резонансами рассеяния; остальные являются резонансами поглощения. Ширины резонансов и максимумы эффективных сечений, приведенные для резонансов при энергии более 10 эв, сильно искажены за счет конечного разрешения измерительных приборов.

Методы резонансных поглотителей и фильтров непосредственно применимы в случае пучков резонансных нейтронов вне котла (гл. VI, § 1) и должны использоваться при измерениях внутри котла только тогда, когда необходимость в большой плотности нейтронов заставляет мириться с трудностями истолкования получаемых результатов. Количественная оценка влияния поглотителей и фильтров на коллимированные пучки нейтронов будет произведена в гл. VI, § 1.

ЛИТЕРАТУРА

1. Havens W. W., Wu, Rainwater, Meaker C. L., Phys. Rev., 71, 165 (1947).
2. Sailor V. L., Borst L. B., Phys. Rev., 87, 161 (1952).
3. Seren L., Friedlander, Turkel S., Phys. Rev., 72, 888 (1947).
4. Harris, Muehlhause C. O., Thomas, Phys. Rev., 79, 11 (1950).
5. Lichtenberger H. V., Nobles R., Monk, Kubitschek H., Dancoff S. M., Phys. Rev., 72, 164 (1947).
6. Friedman, Introduction to Pile Theory, Cambridge, Mass., 1952, p. 135 (есть русский перевод: «Научные и технические основы ядерной энергетики» под ред. К. Гудмена, М., 1948, т. I, гл. V).
7. Anderson, Fermi E., Wattenberg, Weil, Zinn W. H., Phys. Rev., 72, 16 (1947).
8. Langsdorf A., Rev. Sci. Inst., в печати.

9. Langsdorf A., Harris, Seidl F., неопубликованная работа Аргоннской лаборатории (1946).
10. Dapcoff S., неопубликованная работа Аргоннской лаборатории (1945).
11. Технические отчеты, опубликованные ведомствами по атомной энергии США, Англии и Канады 1 апреля 1952 г.; см. *Physics Today*, May, 32 (1952), и *Nucleonics*, 10, No 5, 64 (1952).
12. Goldstein N., Hughes D., неопубликованная работа Аргоннской лаборатории (1946).
13. Creutz E., Jupnik, Snyder, AEC report C-116 (Technical Information Division, Oak Ridge, Tenn.).
14. Mitchell, Brown, Pruett, Nering, AEC report CP 1676 (Technical Information Division, Oak Ridge, Tenn.).
15. Lapp, Van Horn J. R., Dempster, *Phys. Rev.*, 71, 745 (1947).
16. Neutron Cross Sections, AECU 2040 (Office of Technical Services, Dept. of Commerce, Washington, D. C.).

Глава VI

ПУЧКИ РЕЗОНАНСНЫХ НЕЙТРОНОВ

Описанные в гл. V методы измерений с резонансными нейтронами внутри котла используются главным образом для изучения интегральных эффектов. В силу трудности истолкования результатов измерений было сделано очень мало попыток выделить при помощи фильтров часть спектра нейтронов dE/E внутри котла. Что касается измерения нейтронных сечений при данной энергии, то почти все усилия были направлены на развитие методов, использующих пучки резонансных нейтронов вне котла. Распределение нейтронов по энергии в таких пучках совпадает с распределением нейтронов внутри котла, т. е. состоит из максвелловского распределения тепловых нейтронов и распределения dE/E резонансных нейтронов. Потоки резонансных нейтронов, которые могут быть получены вне котла, обсуждались в гл. II, § 7. Потоки в выведенных пучках нейтронов в тысячи раз меньше потоков внутри решетки котла. Однако малая величина потока в выведенных пучках компенсируется возможностью проведения с ними многих экспериментов, невозможных внутри котла.

Поскольку выведенные пучки нейтронов почти параллельны, они позволяют проводить в условиях хорошей геометрии простые и точные эксперименты по измерению пропускания для определения эффективных сечений. Поэтому приборы, которые были построены специально для работы с пучками резонансных нейтронов (кристаллические монохроматоры и механические селекторы), служат главным образом для измерений пропускания, легко производимых на этих приборах с высокой точностью. В настоящее время уже имеются большие достижения по выделению из резонансного спектра нейтронов определенной энергии и нет сомнения в том, что будут развиты новые методы, когда станут доступными более интенсивные пучки резонансных нейтронов. Действительно, применение многих методов, описанных в этой главе, ограничено в связи с тем, что мощность пучков от существующих в настоящее время котлов недостаточна для использования всех преимуществ приборов.

За десятилетие, прошедшее между открытием нейтрона и появлением котлов, было развито несколько остроумных методов изучения резонансных нейтронов с доступными тогда слабыми

источниками. Эти методы, детально рассмотренные Бете в 1937 г., не являются прямыми и не дают точных данных о свойствах резонансов. Некоторые из этих старых методов были использованы в исследованиях, проводимых на котлах, и в силу большой интенсивности пучков нейтронов из котлов позволили получить точные данные о резонансах (см. § 1, 2 и 3 этой главы). В ходе дальнейшего развития исследований на котлах были разработаны более совершенные и прямые методы исследования резонансов (см. § 4 и 5 этой главы), которые теперь в основном применяются; однако в ряде измерений, где требуется большая статистическая точность (например, измерение эффективных сечений свободных атомов легких ядер), старые методы имеют преимущество перед новыми. Из старых методов мы рассмотрим лишь нашедшие себе применение в исследованиях, проводимых на котлах, опуская те, которые были заменены новыми.

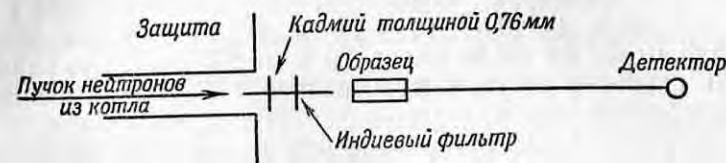
§ 1. Резонансные детекторы

Типичным примером использования методики, существовавшей до постройки котлов, является применение резонансных детекторов. В первых измерениях эффективных сечений, проведенных на котлах, резонансные детекторы использовались для выделения определенных полос энергии, так же как это делалось до появления котлов. Однако пучки нейтронов из котлов позволяют проводить такие измерения более прямым и легко интерпретируемым способом, чем естественные источники нейтронов. Основная причина этого различия состоит в том, что пучок резонансных нейтронов из котла хорошо коллимирован и позволяет измерять пропускание в условиях хорошей геометрии (см. гл. I, § 8).

В качестве резонансного детектора обычно применяется индий. Измерения «индиевой разности» с использованием пучков нейтронов производятся в соответствии с принципами, изложенными в гл. V. В отличие от экспериментов внутри котла, в которых используется активация, в опытах с пучками измеряется с большой точностью пропускание, или полное эффективное сечение. Пропускание образца измеряется при помощи установки, схематически показанной на фиг. 59, и соответствует тем нейтронам, которые поглощаются индием. Таким образом определяется полное эффективное сечение материала при энергии 1,44 эв. Интенсивность коллимированного пучка измеряется детектором, эффективность которого подчиняется закону $1/v$ (например, пропорциональным счетчиком с BF_3). Размеры счетчика (длина пути нейтронов в нем) могут быть в этом случае значительно больше, чем в случае тепловых нейтронов, и тем не менее зависимость $1/v$ для эффективности сохранится, так как сечение бора в резонансной области много меньше, чем в тепловой.

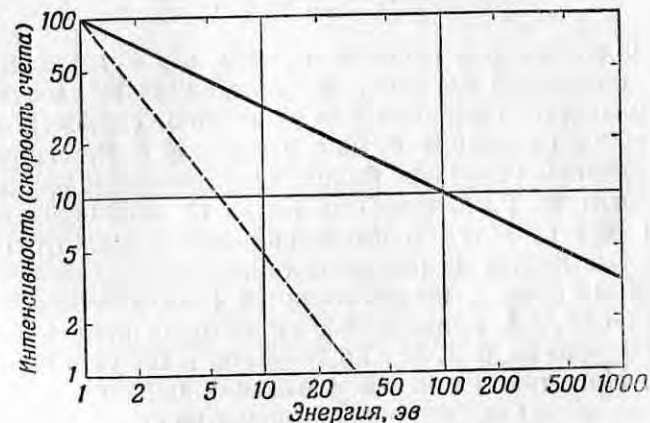
Распределение по энергиям потока нейтронов в пучке, так же как и внутри котла, следует закону dE/E . Так как эффективность счетчика меняется по закону $1/v$, то скорость счета I как функция энергии выражается следующим образом:

$$I \sim \frac{dE}{E} \frac{1}{v} \sim \frac{dE}{E^{3/2}}. \quad (6.1)$$



Фиг. 59. Экспериментальная установка для измерения полных эффективных сечений при энергии 1,44 эв методом индиевой разности.

Кадмиевый фильтр все время остается в пучке. Изменение скорости счета при помещении в пучок индиевого поглотителя обуславливается нейтронами с энергией 1,44 эв.



Фиг. 60. Спектр резонансных нейтронов, следующий закону $dE/E^{3/2}$ и являющийся результатом измерения потока нейтронов со спектром dE/E при помощи детектора, эффективность которого меняется как $1/v$. Пунктирная линия дает скорость на единицу интервала энергии, а сплошная линия — на единицу логарифмического интервала энергии (на единицу расстояния вдоль оси абсцисс).

На фиг. 60 пунктирной линией нанесена в логарифмическом масштабе относительная скорость счета в зависимости от энергии. Очевидно, что интеграл от этой функции по всему энергетическому спектру (от условной энергии 0,4 эв до бесконечности)

дает скорость счета в отсутствие образца и индиевого фильтра. Быстрое уменьшение скорости счета с увеличением энергии является основной причиной трудности измерения резонансов в области больших энергий методом резонансного поглощения. Сплошная линия ($E^{-1/2}$) на фиг. 60 дает относительную скорость счета на единицу логарифмического интервала энергий (т. е. на единицу шкалы по оси абсцисс), которая удобна при рассмотрении действия фильтров. Например, скорость счета для нейтронов в интервале энергий от 2 до 3 эв равна 63 (в условных единицах), от 20 до 30 эв равна 20 и от 200 до 300 эв равна 6,3.

Часть скорости счета, обусловленная нейтронами с энергией, соответствующей энергии резонанса индия, определяется изменением скорости счета при помещении на пути пучка индиевого поглотителя, т. е. индиевой разности. Пропускание T образца дается отношением индиевой разности с образцом к индиевой разности без образца. Полное эффективное сечение вычисляется следующим образом:

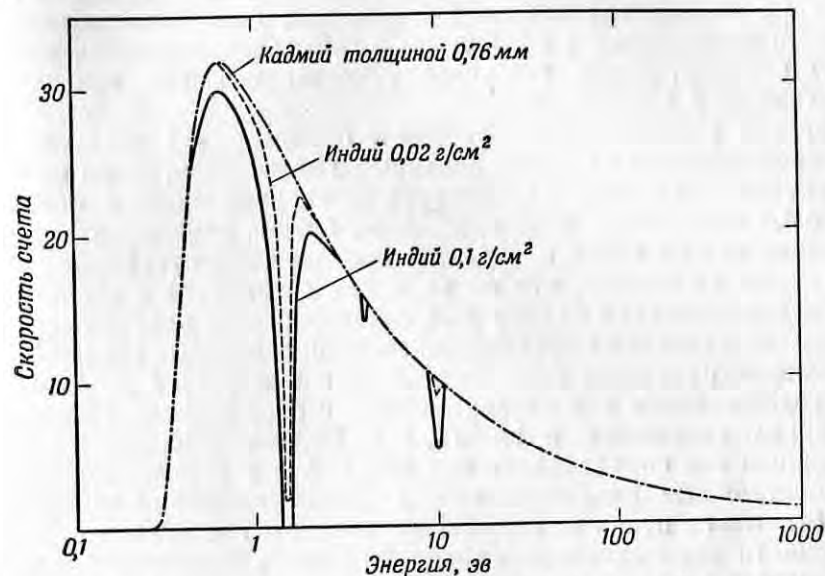
$$T = e^{-N\sigma_t x},$$

$$\sigma_t = \frac{1}{Nx} \ln \frac{1}{T}, \quad (6.2)$$

где N — число ядер в единице объема и x — толщина образца. Толщина индиевого поглотителя должна быть рассчитана так, чтобы произвести максимальное снижение скорости счета, без существенного изменения потока нейтронов с энергиями, отличными от энергии резонанса индия. Относительное влияние индиевого поглотителя увеличивается, когда во всей серии измерений на пути пучка ставится толстый кадмиевый фильтр, поглощающий тепловые нейтроны (см. фиг. 59).

Влияние индиевого поглотителя на спектр нейтронов иллюстрируется фиг. 61, приведенные на которой кривые аналогичны сплошной линии на фиг. 60, но нанесены в полулогарифмическом масштабе. При таком способе нанесения площадь под кривой в любом интервале энергий пропорциональна скорости счета в этом интервале, что очень удобно для представления действия резонансных поглотителей. На фиг. 61 показаны распределения нейтронов в открытом пучке с кадмиевым фильтром толщиной 0,76 мм, удаляющим нейтроны малых энергий, и при помещении в пучок индиевых поглотителей двух различных толщин. Из площадей под кривыми легко вычислить индиевую разность, которая для поглотителя толщиной 0,02 г/см² будет составлять только 4% полной скорости счета; с другой стороны, более толстые индиевые поглотители будут заметно удалять нейтроны с энергией, отличной от энергии резонанса, для которой производится измерение (при толщине 0,1 мг/см² будут удаляться нейтроны с энергией 10 эв).

Основной недостаток разностного метода, использующего резонансные поглотители, связан с тем, что разность скоростей счета составляет лишь малую часть от полной скорости счета, в результате чего статистическая точность этой разности получается много меньше статистической точности самих скоростей счета. С другой стороны, при наличии мощных нейтронных пучков скорость счета ограничивается лишь разрешающей способностью электронных схем. При разрешающем времени 10 мксек.,



Фиг. 61. Спектр нейтронов, изображенный на фиг. 60, в полулогарифмическом масштабе и его изменение за счет действия индиевых поглотителей.

Тепловые нейтроны удаляются постоянно находящимся в пучке кадмиевым фильтром толщиной 0,76 мм. Нейтроны, удаляемые индиевым поглотителем, определяются площадью между кривыми, получаемыми с индием и без него.

легко получаемом на существующих в настоящее время приборах, и скорости счета 10^5 отсчетов в 1 мин., обеспечивающей получение статистической точности 0,1% за 10 мин. [2], потери за счет «мертвого» времени будут составлять только 1,7%. Статистическая точность индиевой разности, получаемая с индиевым поглотителем толщиной 0,02 мг/см², при таких условиях (10 мин. счета без индиевого поглотителя и 10 мин. с поглотителем) будет в 35 раз хуже статистической точности непосредственно измеряемых скоростей счета ($\sqrt{2}/0,04$), т. е. будет составлять 3,5% при длительности измерений 20 мин.

Доступные в настоящее время большие скорости счета позволяют измерить методом фильтров полные сечения при энергии

индиевого резонанса с точностью до 0,5%. Такая точность достигается с индием без особых усилий, но для более высоких резонансов часть спектра, которая удаляется резонансом, становится много меньше и соответственно снижается точность измерения сечения. Потеря чувствительности является главной причиной, в силу которой метод резонансных поглотителей нецелесообразен для больших энергий резонансных нейтронов. Есть, однако, возможность (пока не исследованная на практике) использования поглотителя, составленного из нескольких материалов с перекрывающимися резонансами, для обеспечения заметного поглощения в области энергий выше резонанса индия в тех случаях, когда требуется высокая точность при малой разрешающей способности.

Борная разность, не связанная с определенной резонансной энергией, заменяет комбинированный поглотитель, давая полное эффективное сечение для интервала энергий вблизи области тепловых нейтронов. Таким образом, путем измерения борной разности можно точно определить сечение элемента, относительно которого известно, что он не имеет резонансов в области от границы поглощения кадмия до нескольких сотен электрон-вольт. Точное определение эффективных сечений свободных атомов было выполнено, например, для кислорода и висмута. Эти сечения необходимо знать для экспериментов с отражением нейтронов от зеркал, описанных в гл. XI, § 7. Борная разность в этих экспериментах определялась так же, как и в случае индиевого поглотителя по различию между распределениями нейтронов для открытого пучка (с кадмиевым фильтром) и пучка, отфильтрованного дополнительно бором. Кривые распределений нейтронов, приведенные на фиг. 66, иллюстрируют другой метод (определение энергии резонанса при помощи борных поглотителей, см. § 3 этой главы), однако они могут быть использованы и для определения борной разности. Из фиг. 66 видно, что нейтроны, образующие борную разность, далеко не моноэнергетические, но, с другой стороны, при толщине борного фильтра $0,2 \text{ г/см}^2$ может быть снято больше половины интенсивности (и таким образом достигнута высокая статистическая точность) в области $0,5\text{--}10 \text{ эв}$, т. е. в области, представляющей интерес для измерения эффективных сечений свободных атомов. Резонансные *рассеиватели* (§ 2 этой главы) могут быть использованы при более высоких энергиях, чем резонансные поглотители, так как они не дают фона, на котором нужно измерять небольшую разность.

Резонансные нейтроны можно выделить из всего спектра не только по изменению интенсивности при их поглощении, но и по активации, которую они производят в детекторе. В этом случае также можно использовать индий, так как в нем обра-

зуется удобная для измерения активность с периодом 54 мин. Если интенсивность пучка измеряется по активации тонкой фольги индия, завернутой в кадмий, то активность фольги будет почти полностью определяться нейтронами с энергией $1,44 \text{ эв}$. Индиевая фольга должна быть очень тонкой, порядка $0,1 \text{ мг/см}^2$, так как в противном случае относительная чувствительность к резонансным нейтронам уменьшится за счет самоэкранирования. Измерения пропускания с использованием резонансной активации производятся путем активирования индиевой фольги с образцом и без образца на пути пучка. Отношение активностей фольги (знание абсолютных величин не является необходимым), полученных при измерениях с образцом и без образца, дает пропускание, из которого вычисляется полное эффективное сечение при энергии $1,44 \text{ эв}$. Активность фольги, связанная с фоном (возникающая от нейтронов, попадающих в фольгу не из пучка), измеряется в тех же условиях с образцом и без образца при помещении толстого куска какого-либо материала (например, железа) в канал, откуда выходит пучок, чтобы полностью его перекрыть. Описанным методом Маршалл [3] на первом построенном котле измерил сечения многих элементов при энергии $1,44 \text{ эв}$. Результаты этих измерений были полезны для оценки эффективных сечений рассеяния, так как поглощение, меняющееся по закону $1/v$, при энергии нейтронов $1,44 \text{ эв}$ обычно мало.

В отличие от метода измерения при помощи поглощающих фильтров, в котором разность для случая, например индия, составляет только 4% скорости счета при открытом пучке, активационный метод имеет то преимущество, что наблюдаемый эффект от резонансных нейтронов значительно превосходит фон, так как нерезонансные нейтроны заметно не активируют тонкую фольгу. Однако точность определения сечения по пропусканию методом активации в лучшем случае равна 2% вследствие ограниченной точности измерения активности фольги, производимого обычно при помощи счетчика Гейгера—Мюллера (см. гл. VII, § 2). Точность относительных измерений активности, вероятно, можно повысить (абсолютную величину активности для определения пропускания знать не нужно), но такое улучшение вряд ли имеет сейчас смысл, так как для измерения сечений удобнее применять кристаллические монохроматоры (см. § 4 этой главы) и механические селекторы (см. § 5 этой же главы).

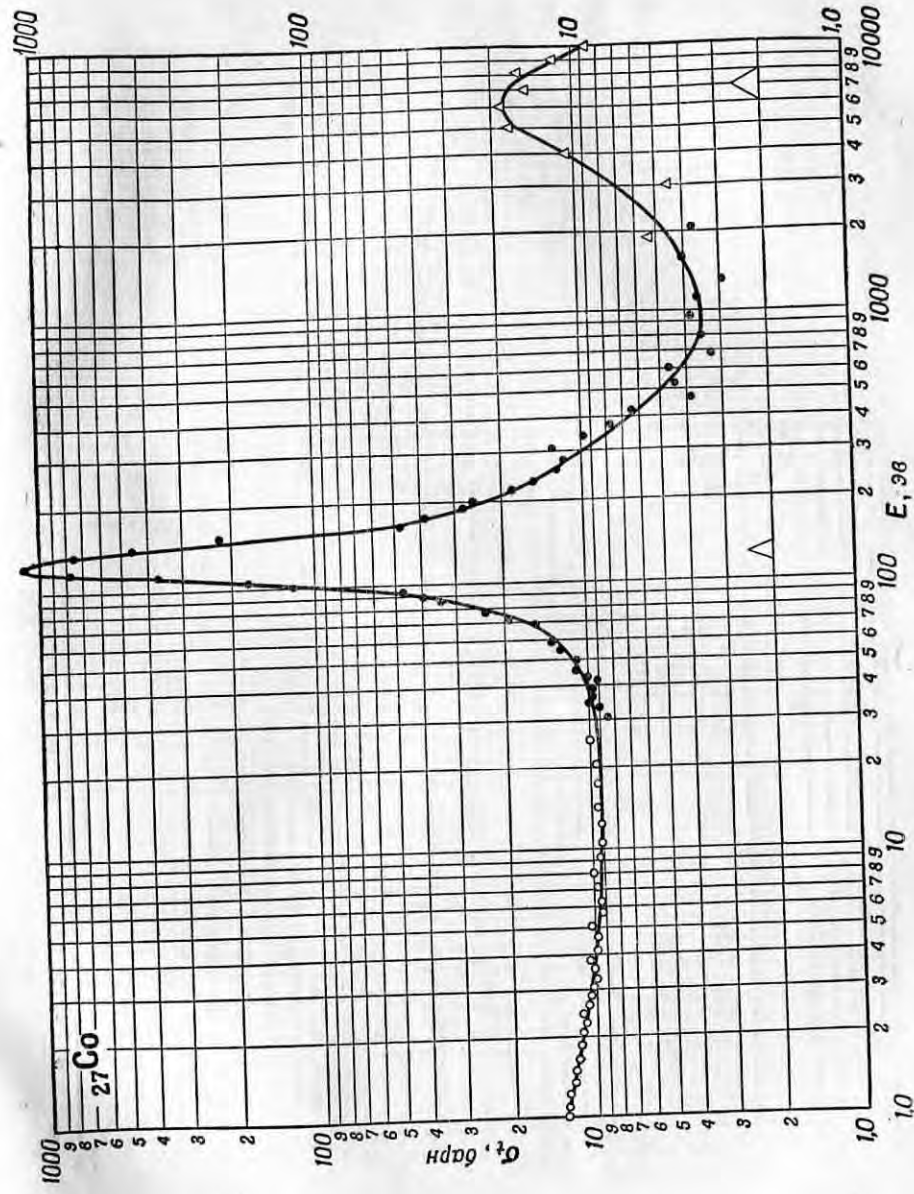
§ 2. Резонансные рассеиватели

За последние несколько лет применение резонансных детекторов было расширено путем использования наряду с резонансами поглощения также и резонансов рассеяния. Этот метод требует использования мощных пучков из котлов, так как прямые

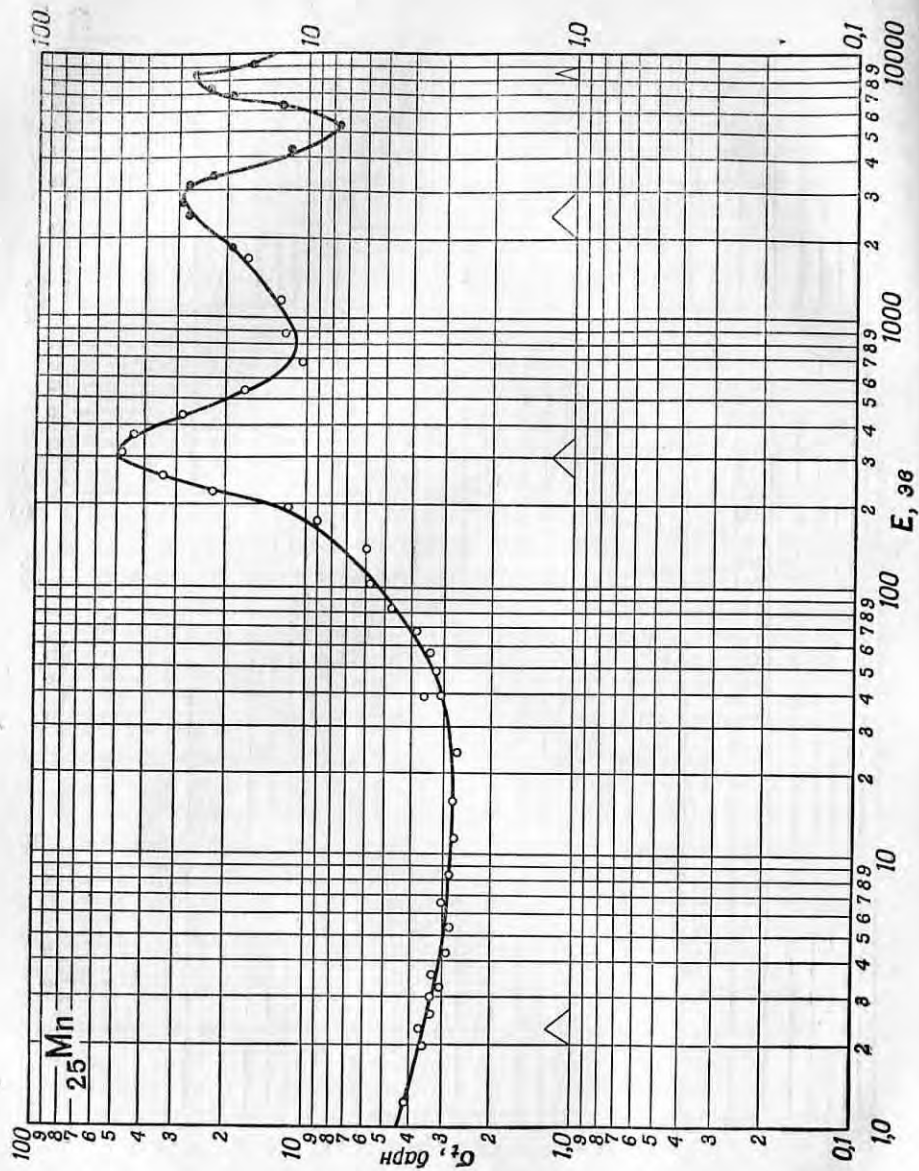
измерения рассеяния всегда требуют больших интенсивностей. Из формулы Брейта — Вигнера (1.19) легко видеть, что резонанс будет в основном резонансом рассеяния, если нейтронная ширина Γ_n больше радиационной ширины Γ_γ . Кроме того, из проведенного нами обсуждения изменения ширины с атомным весом и энергией нейтрона следует, что резонансы рассеяния должны встречаться при малых атомных весах и больших энергиях нейтронов. Большинство резонансов, наблюдаемых для легких ядер, в области энергий нейтронов порядка миллионов электрон-вольт являются резонансами рассеяния. Эти резонансы хорошо известны из работ с ускорителями Ван-де-Граафа [4]. Существование резонансов рассеяния для медленных нейтронов было впервые показано Лангсдорфом и Арнольдом [5], которые, работая на пучках из котлов и детектируя рассеянные нейтроны, измерили большие сечения рассеяния.

Резонансные рассеиватели могут быть использованы для измерения полных сечений способом, аналогичным тому, в котором применяется резонансная активация, с тем лишь отличием, что в этом случае детектируются сами нейтроны, рассеянные от резонансного рассеивателя, а не производимая ими активация. В методе рассеяния могут быть использованы резонансы при высоких энергиях, так как у элементов, имеющих резонансы рассеяния (элементы с малыми атомными весами), расстояния между резонансами велики, и поэтому даже для энергии порядка нескольких сотен электрон-вольт возможно выбрать элемент, имеющий в этой области доминирующий изолированный резонанс, и получить почти моноэнергетические рассеянные нейтроны.

Наиболее удобны резонансы, встречающиеся у элементов с атомным весом около 50 при энергии нейтронов порядка сотен электрон-вольт. Например, кобальт (фиг. 62) имеет сильный резонанс рассеяния при 115 эв, а марганец (фиг. 63) — при 300 эв. Оба элемента имеют и другие резонансы при более высоких энергиях, но эти резонансы имеют меньшее сечение (в случае марганца эта разница не особенно велика) и достаточно удалены от основных резонансов. В экспериментах по пропусканию кобальт или марганец применяются в виде тонкой фольги, которая ставится на пути пучка. Нейтроны, рассеянные фольгой, регистрируются счетчиком. При этом наблюдаемое пропускание будет относиться только к резонансным нейтронам, рассеянным фольгой. Так же как и в активационном методе, применяемая фольга должна быть тонкой, чтобы число рассеянных нерезонансных нейтронов было пренебрежимо малым. Рассеянные нейтроны не являются полностью моноэнергетическими и имеют разброс в энергиях, определяемый шириной резонансов, показанных на фиг. 62 и 63. Нужно, конечно, иметь в виду, что как мы уже отмечали в связи с табл. 9, истинная форма резонансов сильно искажена за счет



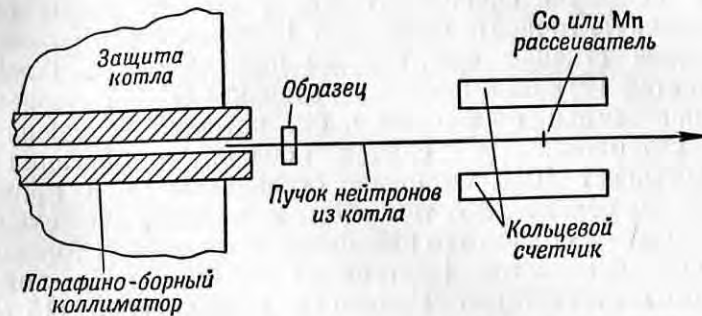
Фиг. 62. Полное эффективное сечение кобальта в области резонансных энергий. Точки соответствуют измерениям, проведенным на мигающем пучке нейтрона в Колумбийском университете (●), на линейном электронном ускорителе в Харвелде (●) и на ускорителе Ван-де-Граафа в Аргонне (Δ).



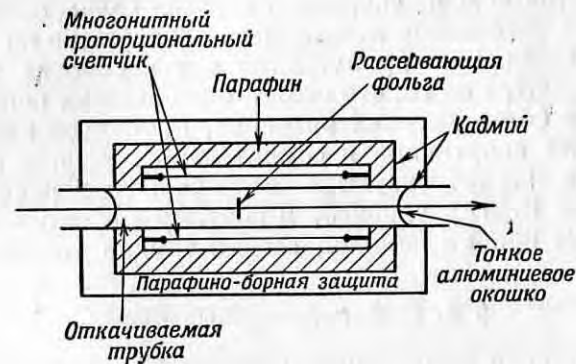
Фиг. 63. Полное эффективное сечение марганца в области резонансных энергий. Точки соответствуют измерениям, проведенным на мигающем пучке циклотрона в Колумбийском университете (○) и на ускорителе Ван-де-Граафа в Арговне (●).

конечной величины разрешения селекторов скоростей, на которых были измерены приведенные сечения. Реальные резонансы уже и выше изображенных на фиг. 62 и 63.

В Аргоннской лаборатории Харрисом и др. [10] были измерены полные эффективные сечения многих элементов с применением кобальта и марганца в качестве резонансных рассеивателей.



Фиг. 64. Установка, используемая в Аргоннской лаборатории для измерения эффективных сечений при определенных энергиях при помощи резонансных рассеивателей [6].



Фиг. 65. Счетчик Лангсдорфа, используемый в качестве детектора в установке, показанной на фиг. 64.

Установка, использованная в этих измерениях, показана на фиг. 64. Нейтроны, рассеянные от кобальта или марганца, детектировались так называемым «счетчиком Лангсдорфа» (фиг. 65), представляющим собой пропорциональный счетчик, выполненный в форме цилиндра, окружающего рассеиватель. Хорошо коллимированный пучок резонансных нейтронов проходит вдоль оси цилиндра счетчика и изотропно рассеивается тонким резонансным

рассеивателем, помещенным в средней точке счетчика. Конструкция счетчика преследует цель детектирования максимальной возможной части рассеянных нейтронов. Последние регистрируются в наполненной BF_3 части счетчика после предварительного замедления в парафине для увеличения вероятности захвата их бором.

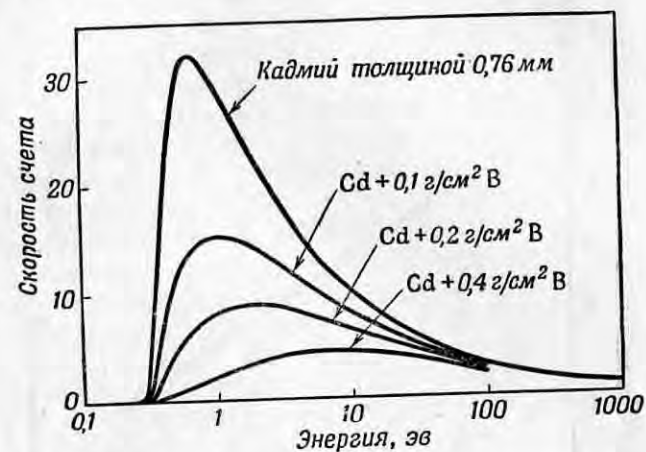
Цилиндрическая геометрия счетчика дает высокую эффективность и большую скорость счета, обеспечивающую высокую статистическую точность измерений. Измерение пропускания дает эффективное сечение при определенной энергии. Разрешение определяется истинной шириной резонанса (а не измеряемой шириной, показанной на фиг. 62 и 63, которая искажена селекторами скоростей). Для случая кобальта и марганца разрешение достигает 10%. Основное ограничение при применении этого метода обусловлено тем обстоятельством, что существует лишь небольшое количество элементов, обладающих только одним выраженным резонансом. Нейтроны, рассеянные кобальтом, почти полностью соответствуют резонансу при энергии 115 эв, но в случае марганца, помимо нейтронов с энергией 300 эв, имеется некоторое количество рассеянных нейтронов с энергией 3000 эв. Влияние уровня при 3000 эв сказывалось в работах Харриса и др. [6] в увеличении сечения при 300 эв для элементов, имеющих резонансы вблизи энергии 3000 эв. Существование такого «наложения» резонансов может быть обнаружено по неэкспоненциальному изменению пропускания в зависимости от толщины образца. Несмотря на то, что может быть внесена поправка на резонансы при более высоких энергиях, процедура измерений становится более запутанной и сомнительной. Другие резонансные рассеиватели характеризуются еще большими искажениями за счет влияния многих уровней, и поэтому эффективные сечения, определенные при их помощи, весьма трудно интерпретировать.

§ 3. Отфильтрованные пучки

Спектр пучков резонансных нейтронов, выходящих из котла, можно, так же как это делалось в опытах внутри котла, видоизменять при помощи фильтров и использовать пучки отфильтрованных нейтронов для измерения сечений (по пропусканию или по активации). Простая геометрия выведенного пучка нейтронов позволяет в противоположность опытам, проводимым внутри котла, легко рассчитывать наблюдаемые эффекты. Так как отфильтрованные пучки содержат нейтроны в широком диапазоне энергий, то этим методом, очевидно, нельзя получить надежные данные, если фильтр или исследуемый элемент имеют сложную резонансную структуру. Наиболее удобным фильтром в резонансной области энергий является бор. Метод изучения

резонансов с помощью борных фильтров широко применялся в ранних работах [7] и затем был использован в работах, проводившихся с нейтронами из котлов. В этом методе используется экспоненциальное поглощение нейтронов данной энергии в борном фильтре; энергия нейтронов определяется по степени поглощения и известному сечению бора, изменяющемуся согласно закону $1/v$.

В качестве иллюстрации рассмотрим измерение методом фильтрации в боре эффективного сечения золота, предполагая, что



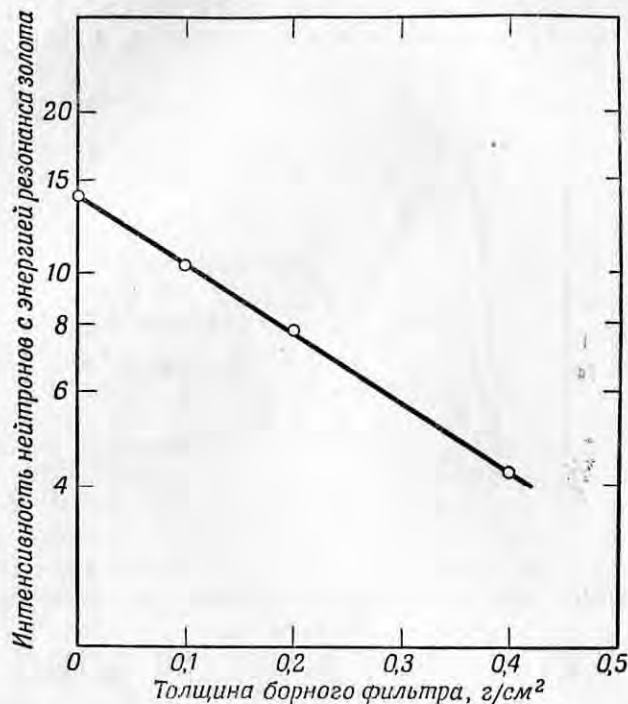
Фиг. 66. Нейтроны, выделяемые борными фильтрами при измерении пропускания для спектра $dE/E^{1/2}$.

Интенсивность измеряется скоростью счета на единицу $\lg E$, и, следовательно, полная скорость счета пропорциональна площади под кривой.

оно имеет лишь один резонанс при 5 эв. При использовании пучка нейтронов, проходящего через постоянно установленный кадмиевый фильтр, активация тонкой фольги золота будет почти полностью определяться нейтронами с энергией 5 эв. При помещении на пути пучка борного фильтра спектр dE/E изменится и активация золота в отфильтрованном пучке позволит определить долю нейтронов с энергией 5 эв, которая прошла сквозь бор.

На фиг. 66 показано влияние борных фильтров разной толщины на распределение нейтронов по энергиям. Спектр нейтронов, не отфильтрованных бором (с кадмием толщиной 0,76 мм), регистрируемый счетчиком, подчиняющемуся закону $1/v$, совпадает с изображенным на фиг. 61. Часть нейтронов, активировавшая золото (за счет резонанса при энергии 5 эв) и удаленная борным фильтром, легко может быть определена из кривых для отфильтрованных пучков. Активация тонкой золотой фольги для

простейшего случая одного резонанса, как это видно из фиг. 66, будет падать экспоненциально с толщиной бора соответственно поглощению в боре нейтронов с энергией резонанса золота (5 эв). Активность золотой фольги для различных толщин бора, получаемая из фиг. 66 (или интенсивность нейтронов с энергией 5 эв),



Фиг. 67. Поглощение в боре нейтронов с энергией, соответствующей резонансу золота (5 эв).

приведена на фиг. 67. Полное эффективное сечение бора, вычисленное из наклона экспоненциальной кривой поглощения на фиг. 67 (53 барн), определяет согласно фиг. 5, энергию резонанса золота равную 5 эв. Если бы исследуемый элемент имел два четко различающихся резонанса, то кривая поглощения фиг. 67 состояла бы из двух прямолинейных участков, каждый из которых соответствовал бы поглощению в боре нейтронов с энергией одного из резонансов. Положение ряда резонансов было определено таким путем по поглощению в боре Лихтенбергером и др. [8] в 1946 г. В этой работе использовался пучок резонансных нейтронов из аргоннского котла. Однако приборы, описываемые ниже в этой главе, позволяют определять энергии резонансов с большей точностью.

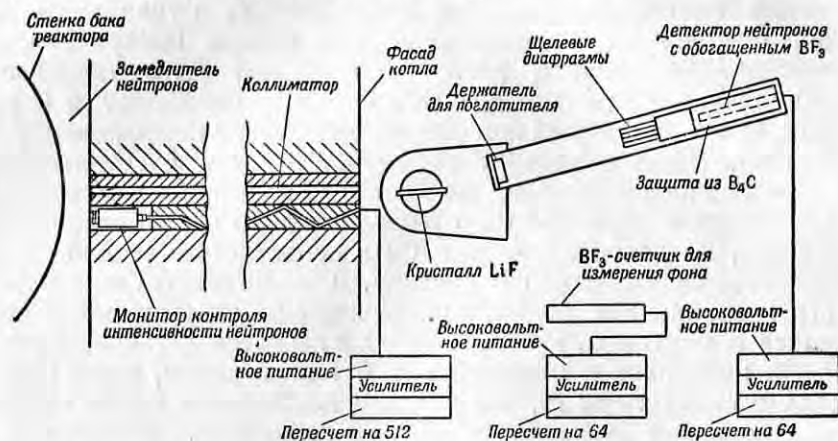
При наличии большого числа резонансов кривая поглощения в боре становится чрезмерно сложной, поэтому описанный метод удобно применять лишь для случая небольшого числа разделенных резонансов, лежащих в области малых энергий. При энергиях выше 1 кэв сечение поглощения бора, изменяющееся по закону $1/v$, становится меньше сечения рассеяния, которое приблизительно постоянно. Поэтому в области энергий выше 1 кэв, где рассеяние больше поглощения, интенсивность пучка мало меняется с энергией и чувствительность метода быстро падает. Отношение рассеяния к поглощению может быть уменьшено применением чистого изотопа B^{10} , который поглощает в 5 раз сильнее, чем естественный бор (что соответствует коэффициенту 25 в энергии). Такое изменение расширяет область чувствительности метода приблизительно до 20 кэв при плохом разрешении. В приведенном примере мы говорили только о детектировании активации, но детектор может быть использован и для счета нейтронов, рассеянных от образца, что позволит определять энергию резонансов рассеяния. Например, энергии резонансов кобальта и марганца, употребляемых в качестве детекторов резонансных нейтронов и описанных в § 1 этой главы, были первоначально определены [9, 10] методом поглощения в боре нейтронов, резонансно рассеянных тонким образцом. Измерения с помощью селекторов скоростей, результаты которых приведены на фиг. 62 и 63, дают теперь энергию этих резонансов с большей точностью.

§ 4. Кристаллический монохроматор

В описанных выше методах измерения резонансных нейтронных сечений использовались источники нейтронов, существовавшие до постройки котлов. Использование нейтронных пучков из котлов повысило точность измерения этими методами. Теперь мы рассмотрим метод, применение которого было невозможно до появления мощных нейтронных пучков из котлов. Этот метод основан на использовании дифракции на монокристалле. Кристаллический монохроматор, или спектрометр, представляет собой прибор с очень простым принципом действия, позволяющий проводить совершенно прямое истолкование результатов, но требующий высокой интенсивности нейтронного пучка. Как только котлы позволили получать интенсивные пучки резонансных нейтронов, появилась возможность использовать, по аналогии с рентгеновскими лучами, брэгговское отражение (дифракцию) на монокристалле для выделения моноэнергетических нейтронов. Вскоре после того, как начал действовать аргоннский котел на тяжелой воде, Цинн [11] применил для измерений кристаллический монохроматор. Приблизительно в то же время в Ок-Ридже

начал действовать другой кристаллический монохроматор, построенный Борстом [12].

Выделение моноэнергетических нейтронов дифракцией на монокристалле в принципе очень сходно с дифракцией на кристалле рентгеновских лучей. В кристаллическом монохроматоре хорошо коллимированный пучок нейтронов из котла (фиг. 68) под малым регулируемым углом падает на большой монокристалл



Фиг. 68. Схема кристаллического монохроматора Аргоннской лаборатории [11].

Источником нейтронов служит аргоннский котел с тяжелой водой в качестве замедлителя.

и отраженные от него нейтроны детектируются счетчиком, установленным на пути отраженного пучка. Отражение от кристалла будут испытывать только нейтроны, для длины волны λ которых выполняется условие Брэгга

$$n\lambda = 2d \sin \theta, \quad (6.3)$$

Здесь θ — угол скольжения, d — расстояние между плоскостями, участвующими в отражении (обычно эти плоскости параллельны отражающей поверхности кристалла), и n — порядок отражения. В силу того, что существует некоторый конечный интервал углов θ , должен существовать и некоторый конечный разброс длин волн нейтронов, отраженных от кристалла, вокруг значения, даваемого соотношением (6.3). Этот разброс длин волн можно получить дифференцированием соотношения (6.3). Для интервала углов скольжения $\Delta\theta$ радиан получаем

$$\Delta\lambda = \frac{2d}{n} \cos \theta \Delta\theta, \quad (6.4)$$

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \text{ctg } \theta \Delta\theta.$$

Для кристалла LiF, обычно используемого для дифракции нейтронов, который имеет кубическую решетку со стороной $4,01 \text{ \AA}$, межплоскостное расстояние d для плоскостей (111) равно $4,01/\sqrt{1^2+1^2+1^2} = 2,32 \text{ \AA}$ (см. гл. X, § 4). Если нужно выделить нейтроны с энергией 1 эв , соответствующей длине волны $0,287 \text{ \AA}$, то из соотношения (6.3) следует, что при отражении от плоскостей (111) кристалла LiF угол θ должен быть равен $3,5^\circ$. Соответственно для выделения нейтронов с энергией 100 эв (с длиной волны, в 10 раз меньшей, чем для нейтронов с энергией 1 эв) угол θ равен $0,35^\circ$. Так как существующие кристаллические монохроматоры используют пучки, коллимированные в лучшем случае до $0,1^\circ$, они не могут быть использованы для выделения нейтронов с энергией порядка 100 эв вследствие очень плохого разрешения при этих энергиях. Как следует из формулы (6.4), $\Delta\lambda/\lambda$ для 100 эв равно просто $1/3,5$ ($\text{ctg } \theta \approx 1/\theta$ для малых углов) и разрешение по энергии $\Delta E/E$ ($\sim 2 \Delta\lambda/\lambda$) будет равно приблизительно 50%.

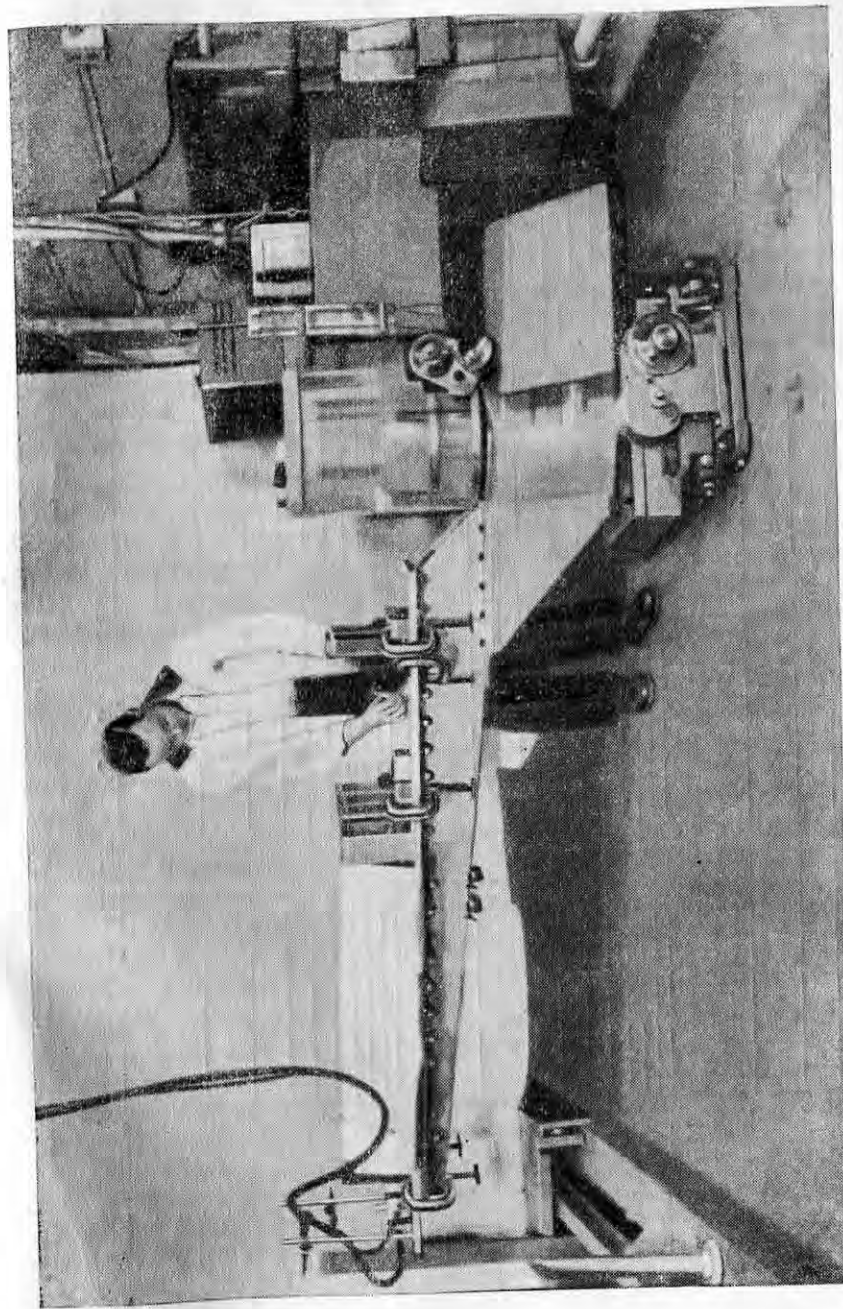
Так как разрешение есть функция только угла θ , то возможно выделение нейтронов с большей энергией при одном и том же угле θ или разрешении, если взять меньшее межплоскостное расстояние d (или больший порядок отражения n). Очень малое d было использовано недавно в Брукхавенской лаборатории Борстом и Сейлором [13] при применении кристалла бериллия [$0,75 \text{ \AA}$ при отражении от плоскостей (421)]. Хорошее отражение при таком малом d удалось получить за счет того, что бериллий имеет очень малую кубическую ячейку и малую амплитуду тепловых колебаний атомов (см. гл. X, § 2), снижающих коэффициент отражения. Нужно отметить, что увеличение n для достижения больших энергий невыгодно, так как интенсивность нейтронов, отраженных от кристалла, падает при этом как $1/n^2$. Кроме того, на практике отражения высших порядков могут быть использованы только в том случае, если отражения всех низших порядков отсутствуют, так как в противном случае они дадут в отраженном пучке намного большую интенсивность (как за счет эффекта $1/n^2$ при отражении, так и за счет формы спектра dE/E). Как указывается во всех книгах, посвященных дифракции рентгеновских лучей отражение определенного порядка не будет происходить, если атомы в кристалле расположены так, что амплитуда рассеяния для данного отражения равна нулю¹⁾.

¹⁾ Например, в объемноцентрированной кубической решетке железа отражение будет происходить только от тех плоскостей, для которых сумма квадратов миллеровских индексов будет четной, а именно от плоскостей (110), (200) и т. д., и не будет происходить от плоскостей (100), (111)

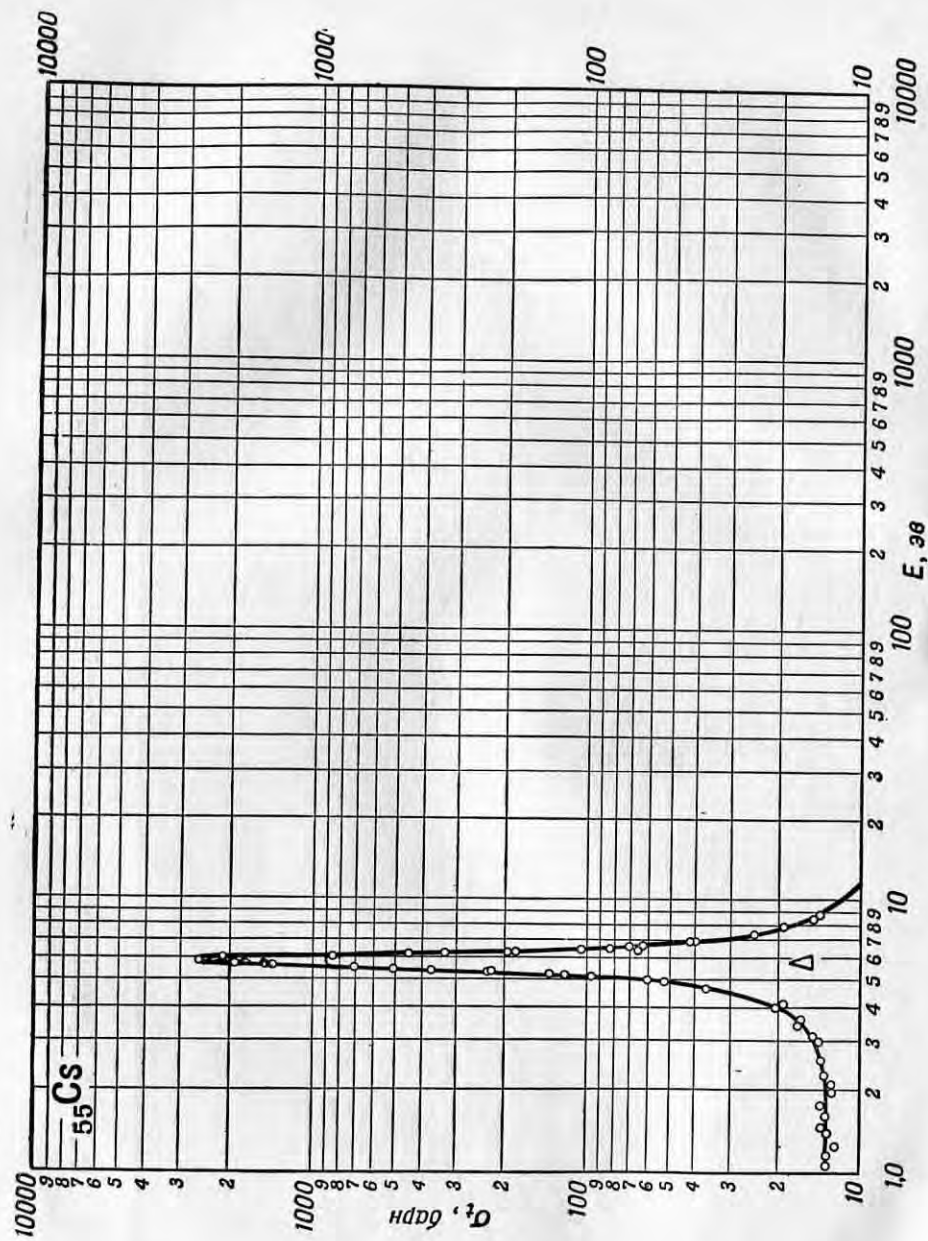
В качестве примера кристаллического монохроматора мы опишем действующий в настоящее время в Брукхавенской лаборатории монохроматор, построенный Борстом и Сейлором [13] (фиг. 69). Монохроматоры для рентгеновских лучей и для нейтронов существенно различаются по своим размерам. Размеры нейтронного монохроматора определяются большой площадью пучка нейтронов, которую можно использовать, и значительной величиной детектора нейтронов и его защиты. Брукхавенский монохроматор является массивной конструкцией. Стрела, на которой укреплен счетчик, имеет длину 210 см и сконструирована так, что выдерживает груз в 230 кг без существенного изгиба. Детектор представляет собой цилиндрический пропорциональный счетчик, наполненный B^{10}F_3 и ориентированный для увеличения эффективности счета так, чтобы нейтроны проходили вдоль его оси. Защита счетчика имеет толщину в несколько дюймов, так что детектирующая часть прибора имеет большие размеры. При отборе нейтронов различных длин волн угол падения должен быть всегда равен углу отражения. Необходимое соотношение углов поддерживается зубчатой передачей, обеспечивающей точность установки углов $3''$. Эта передача одновременно поворачивает и кристалл и стрелу со счетчиком так, что стрела поворачивается на угол, вдвое больший, чем угол поворота кристалла. Расхождение первичного пучка, определяемое системой щелей в коллиматоре, составляет $6'$. В отраженном пучке это расхождение увеличивается за счет несовершенства (мозаичности) кристалла, так что полное $\Delta\theta$ составляет $9'$ (полная ширина в половине максимума). При $\Delta\theta = 9'$ из формулы (6.4) находим, что разрешение по энергии для нейтронов с энергией 1 эв равно 2% и для нейтронов с энергией 50 эв — 16%.

Разрешение быстро падает с увеличением энергии, и поэтому спектрометр обычно использовался в области энергий до 10 эв. Интенсивность отраженных нейтронов подобно разрешающей способности быстро падает с увеличением энергии не только потому, что спектр нейтронов следует закону dE/E , но и потому, что коэффициент отражения кристалла падает как $1/E$. На брукхавенском монохроматоре была произведена экспериментальная проверка закона dE/E для потока нейтронов из котла (см. фиг. 22), а также было измерено эффективное сечение индия (см. фиг. 4) и резонанс в сечении цезия (фиг. 70). Первоначально для достижения наибольшего разрешения по энергии брукхавенский монохроматор был сконструирован так, что в

и т. д. Однако отражение от плоскостей (100) будет происходить во втором порядке, так как оно аналогично отражению от плоскостей (200) в первом порядке. Соотношения интенсивностей для этих отражений (структурные факторы) кратко рассматриваются в гл. X, § 4, и подробно в книге [14]. — Прим. авт.



Фиг. 69. Кристаллический монохроматор Брукхавенской лаборатории [13].



Ф и г. 70. Полное эффективное сечение цезия, измеренное на кристаллическом монохроматоре Брукхавенской лаборатории.

нем использовалось последовательное отражение от двух монокристаллов. Такое устройство должно было повысить разрешение и дать лучшее разделение падающего и отраженного пучков, но вследствие очень слабой интенсивности монохроматизованных нейтронов метод оказался непрактичным. Можно было бы увеличить интенсивность, построив монохроматор, состоящий из многих кристаллов, каждый из которых индивидуально ориентирован по отношению к пучку и дает максимальное разрешение. Такой спектрометр мог бы действовать при энергиях порядка 100 эв. Однако попытка расширения области действия кристаллического монохроматора в сторону больших энергий вряд ли имеет смысл, так как механические селекторы дают в этой области значительно большее разрешение и интенсивность.

Несмотря на то, что кристаллический монохроматор не может быть использован при больших энергиях, он является очень полезным инструментом почти во всех исследованиях по изучению нейтронных резонансов ниже 10 эв, проводимых на пучках нейтронов из котлов. При помощи кристаллических монохроматоров проводились главным образом измерения полных сечений [13, 15—17] по пропусканию исследуемого образца при различных положениях кристалла, т. е. для нейтронов различных длин волн. Бернштейн и др. [17] применили метод изогнутого кристалла, в котором пучок нейтронов, выходящий из щели и имеющий расхождение в несколько градусов, фокусируется затем на детектор. Этот метод является особенно ценным, когда необходимо исследовать очень малые образцы (например, разделенные изотопы). В силу очень слабой интенсивности пучков монохроматизованных нейтронов кристаллические монохроматоры нашли себе мало других применений, кроме измерения полных эффективных сечений. На кристаллических монохроматорах были исследованы некоторые сечения рассеяния, например кадмия [18] и индия [19] в Аргоннской лаборатории, самария, гадолиния и кадмия [20] на Чок-Ривер. В Брукхавене Сейлор [21] измерил некоторые сечения активации, например первые несколько резонансов в сечении индия, но так как активация была очень слаба, то измерения удалось провести лишь с самыми сильными резонансами. Кристаллические монохроматоры служат в основном для изучения полных эффективных сечений, и такое исключительное их свойство, как возможность получения пучков моноэнергетических нейтронов, к сожалению, не используется. Развитие методов активации при помощи кристаллического монохроматора имеет большое значение, ибо такие эксперименты нельзя проводить с приборами, выделяющими нейтроны по времени пролета (см. § 5 этой главы). Очевидно, что существенную помощь в развитии

таких активационных методов могло бы оказать получение более мощных нейтронных пучков.

Кристаллический монохроматор может быть использован для нейтронов в области энергий ниже тепловой, но в этой области появляется эффект, могущий сильно исказить результаты измерений. Этот эффект заключается в присутствии наряду с нейтронами, оразившимися в первом порядке, более быстрых нейтронов и более высоких порядков отражения ($n > 1$). Этот эффект может сильно сказаться на измерениях, потому что интенсивность этих нейтронов в спектре больше, чем интенсивность более медленных нейтронов. Тепловые нейтроны, составляющие наиболее интенсивную часть спектра, монохроматизованные отражением от кристалла, находят большое применение в работах по дифракции нейтронов (см. гл. X, § 5).

§ 5. Механический селектор резонансных нейтронов

Мощные потоки резонансных нейтронов, получаемые в котлах, открывают возможность прямого измерения с высоким разрешением скорости нейтронов по времени пролета ими некоторого отрезка пути. Техника метода отбора (селекции) нейтронов по времени пролета была развита [22—24] в основном в связи с импульсными пучками нейтронов, получаемыми в циклотронах, и была прямо перенесена на работы, в которых используются нейтроны из котла. Отбор по времени пролета осуществляется следующим образом: производится короткий нейтронный импульс длительностью порядка нескольких микросекунд, и время, необходимое нейтронам, чтобы пролететь расстояние до детектора (около 10 м), измеряется электронными приборами. Импульсы от нейтронов с различным временем пролета обычно распределяются по ряду счетных устройств соответственно времени пролета.

Основные принципы селекции нейтронов по скоростям остаются неизменными независимо от того, как производится нейтронный импульс: модулированным циклотроном или механическим селектором, прерывающим пучок нейтронов из котла. Существуют следующие простые соотношения для энергии E (эв), скорости v (м/сек) и времени пролета расстояния в 1 м t (мксек/м) нейтронов:

$$\begin{aligned} v &= \frac{10^6}{t}, \\ E &= \frac{51,5 \cdot 10^3}{t^2}, \\ t &= \frac{71,5}{\sqrt{E}}. \end{aligned} \quad (6.5)$$

Из этих соотношений видно, что время пролета для нейтронов с энергией 10 эв равно 23 мксек/м, а для нейтронов с энергией 100 эв — 7 мксек/м. Для пролетного расстояния 10 м время пролета соответственно равно 227 и 72 мксек и легко измеряется электронными приборами. Нужно отметить, что в противоположность кристаллическим монохроматорам и приборам, использующим ускорители Ван-де-Граафа, в методе селекции по времени пролета производится лишь выделение нейтронов определенной скорости в гетерогенном пучке, а не получение пучка моноэнергетических нейтронов. Таким образом, механические селекторы, выделяющие нейтроны, имеющие энергии, большие, чем получаемые с кристаллическими монохроматорами, не могут быть использованы для активации моноэнергетическими нейтронами, которую можно производить при помощи кристаллических монохроматоров. С другой стороны, преимуществом механических селекторов является возможность одновременной регистрации нейтронов целого ряда групп скоростей (обычно до 100 групп) в сравнении с единственной скоростью, регистрируемой на монохроматоре.

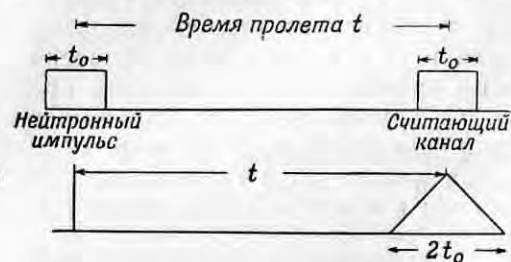
Важной характеристикой механического селектора, необходимой при анализе результатов, полученных для резонансов, является разрешение (неопределенность в скорости Δv или в энергии ΔE , соответствующая данному времени пролета), которое определяется в основном длительностью нейтронного импульса, разрешающей способностью электронных схем, задающих время пролета, и пролетным расстоянием. Из соотношений (6.5) получаем для разрешения по скоростям (Δv) и по энергиям (ΔE) [в зависимости от неопределенности времени пролета на 1 м пролетного расстояния Δt (мксек/м)] следующие соотношения:

$$\begin{aligned} \Delta v &= -\frac{10^6 \Delta t}{t^2}, \\ \frac{\Delta v}{v} &= -\frac{\Delta t}{t}, \quad \Delta v = -10^{-6} v^2 \Delta t, \\ \frac{\Delta E}{E} &= -\frac{2 \Delta t}{t}, \quad \Delta E = -0,028 E^{3/2} \Delta t. \end{aligned} \quad (6.6)$$

Таким образом, при данной Δt неопределенность в энергии ΔE быстро возрастает с увеличением E , например при увеличении E в 100 раз ΔE возрастает в 1000 раз. Главный вклад в неопределенность Δt вносится длительностью нейтронного импульса и интервалом времени, в течение которого счетчик считает нейтроны, соответствующие данному пролетному времени, задаваемому регистрирующими схемами. Интервал времени, в течение которого происходит счет, называется «шириной канала».

Наилучшим режимом работы (с максимальной скоростью счета при данном разрешении) является такой режим, при котором длительность нейтронного импульса и ширина канала примерно равны. Интересно отметить, что зависимость ΔE от E (как $E^{3/2}$) такая же, как и для кристаллических монохроматоров, — сравнение, которое мы продолжим в § 6 этой главы.

Если мы предположим, что нейтронный импульс (поток нейтронов как функция времени) и чувствительность детектора (в зависимости от времени) имеют прямоугольную форму, то распределение нейтронов, считааемых в канале по времени пролета,



Фиг. 71. Образование функции разрешения треугольной формы из прямоугольных нейтронного импульса и функции чувствительности детектора.

резонансы производится замена действительной формы функции разрешения на эквивалентный треугольник. Эквивалентный треугольник строится так, что вершина его совпадает с максимумом функции разрешения, а площадь равна площади функции разрешения. «Шириной» треугольника разрешения будем называть его полную ширину на половине высоты, как это делается при определении разрешения других приборов (например, спектрометров) и что является весьма удобным в вычислениях, связанных с такими величинами, как средняя интенсивность, частота следования и т. д. Однако в работах, проводимых на циклотронах [24], принято использовать основание треугольника разрешения. Чтобы выразить разрешение в форме, не зависящей от пролетного расстояния, его обычно дают как ширину функции разрешения, деленную на пролетное расстояние, т. е. как величину Δt (мксек/м), используемую в соотношениях (6.6). Таким образом, разрешение в мксек/м и скорость счета на канал являются основными характеристиками, которые описывают качество селектора скоростей, работающего по принципу измерения времени пролета. В табл. 10 приведено разрешение по энергии ΔE для нескольких энергий как функция разрешения по времени.

будет изображаться треугольником (фиг. 71). Действительная функция разрешения (скорость счета в зависимости от времени пролета) имеет приблизительно треугольную форму, даже если нейтронный импульс и чувствительность детектора имеют форму, отличную от прямоугольной. Обычно для упрощения вычисления влияния разрешения на наблюдаемые нейтронные

Таблица 10

РАЗРЕШЕНИЕ ПО ЭНЕРГИИ ΔE ДЛЯ НЕСКОЛЬКИХ ЭНЕРГИЙ КАК ФУНКЦИЯ РАЗРЕШЕНИЯ ПО ВРЕМЕНИ Δt

Δt , мксек/м	ΔE , эв			
	$E=10$ эв	$E=100$ эв	$E=1000$ эв	$E=10\,000$ эв
0,5	0,44	14	440	14 000
0,1	0,09	2,8	88	2 800
0,05	0,04	1,4	44	1 400

Существенно отметить, что скорость счета на канал не зависит от энергии для спектра нейтронов dE/E и детектора, подчиняющегося закону $1/v$, так как поток пропорционален $\Delta E/E$, а ΔE меняется как $E^{3/2}$, и, следовательно, скорость счета пропорциональна $E^{3/2} \cdot (E \cdot E^{1/2})$, т. е. не зависит от энергии при постоянном Δt . В силу независимости скорости счета от энергии область действия механического селектора распространяется до значительно более высоких энергий, чем область действия кристаллического монохроматора, для которого коэффициент отражения падает по закону $1/E$. Изменение разрешения ΔE с энергией для приборов, работающих по принципу измерения времени пролета [соотношения (6.6)], такое же, как и для кристаллических монохроматоров [формула (6.4)], так как формула $\Delta\lambda/\lambda = \Delta\theta/\theta$ (справедливая при малых θ) переходит в $\Delta E \sim E^{3/2}$ для постоянного $\Delta\theta$.

Получение нейтронных импульсов при помощи циклотрона осуществляется включением на короткое время (около 5 мксек.) дуги источника ионов циклотрона. Таким образом, нейтроны производятся только в течение этого интервала времени. Получающиеся нейтроны больших энергий (порядка миллионов электрон-вольт) должны быть затем замедлены. Замедление увеличивает длительность нейтронного импульса по сравнению с временем включения дуги источника на время замедления. В механическом селекторе нейтронные импульсы производятся прерыванием пучка резонансных нейтронов из котла обычно при помощи быстро вращающегося механического затвора. Схематическое изображение такого механического затвора (ротора), используемого в Аргоннской лаборатории [25], приведено на фиг. 72. Ротор изготовлен из высокопрочной стали, в которой прорезаны щели размерами $0,25 \times 25$ мм, служащие для пропускания нейтронов. Ротор имеет 6 щелей, форма которых подобна форме щели, изображенной на фиг. 72; подобные же щели сделаны в статоре, установленном на одной линии с

ротором вдоль оси нейтронного пучка. При вращении ротора, когда щели ротора и статора совпадают, нейтроны проходят одновременно через все 6 щелей в течение короткого времени, определяемого скоростью вращения ротора и шириной щелей. Ротор в направлении нейтронного пучка делается очень длинным; это обеспечивает малую скорость счета при закрытом затворе по сравнению со скоростью счета, соответствующей нейтронам из нейтронного импульса. Для того чтобы фон от нейтронов, прошедших через закрытый затвор, составлял 1%, пропускание затвора при перекрытых щелях должно быть равно 10^{-4} , так как скорость счета нейтронов из нейтронного импульса



Фиг. 72. Ротор механического селектора Аргоннской лаборатории [25].

уменьшается приблизительно в 100 раз по сравнению со скоростью счета фона в силу того, что нейтронный импульс примерно в 100 раз короче времени между импульсами.

Нейтронный детектор, используемый на аргонском селекторе, представляет собой импульсную ионизационную камеру длиной 30 см в направлении нейтронного пучка, наполненную B^{10}F_3 до давления в одну атмосферу. Предпочтение, оказанное ионизационной камере, было вызвано трудностями, возникающими при работе с пропорциональным счетчиком при таком высоком давлении, как одна атмосфера. Но даже при давлении в одну атмосферу и длине пути нейтронов в детекторе 30 см эффективность детектора (сосчитанная часть нейтронов, прошедших через детектор) для нейтронов с энергией 1 кэв (сечение B^{10} равно 20 барн) составляет всего

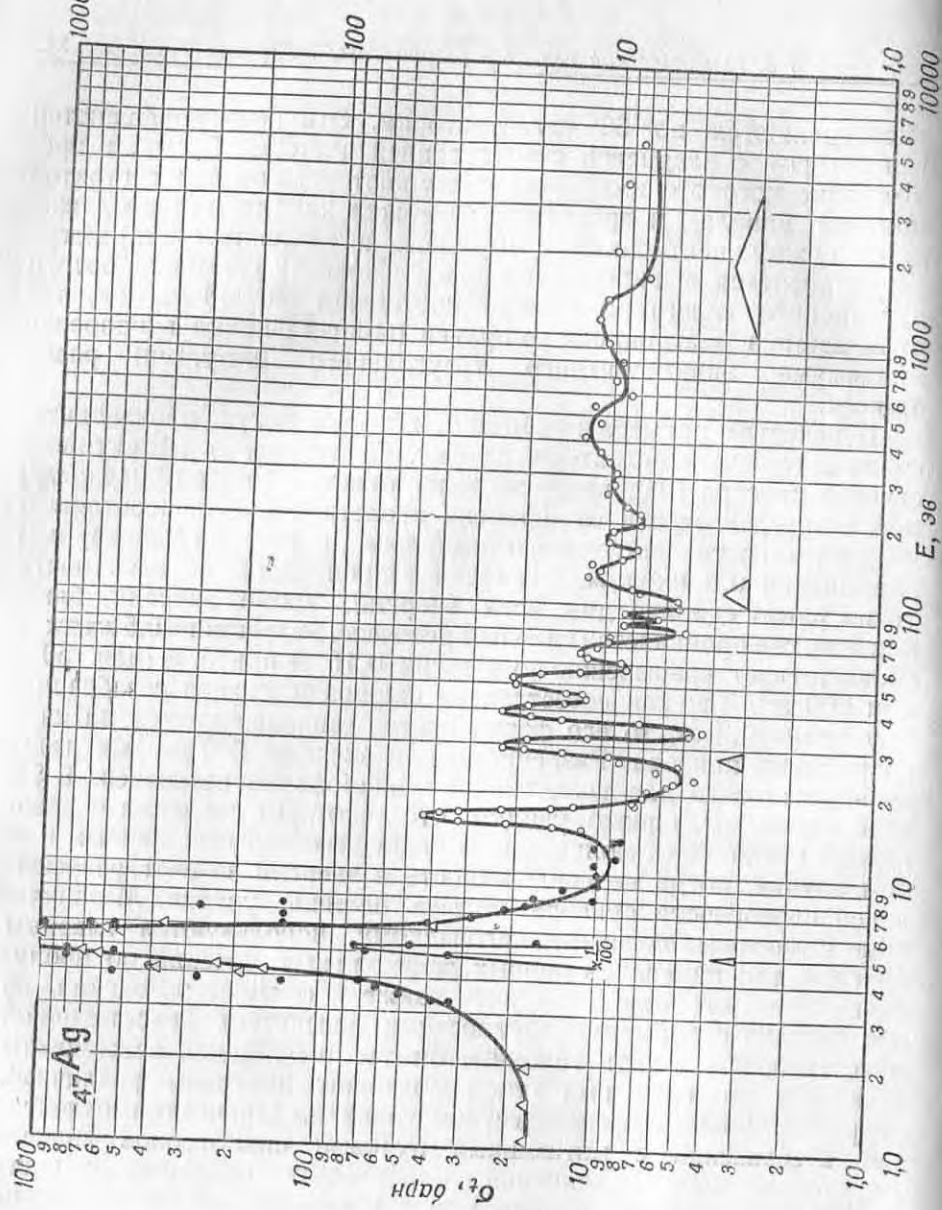
$$1 - e^{-N\sigma x} = N\sigma x = \frac{20 \cdot 0,602 \cdot 0,030}{22,4} = 1,6\%.$$

Если бы нейтроны были замедлены перед детектированием, то эффективность сильно возросла бы, но применение замедления невозможно вследствие связанной с ним задержки во времени. После усиления импульсы от счетчика специальными цепями

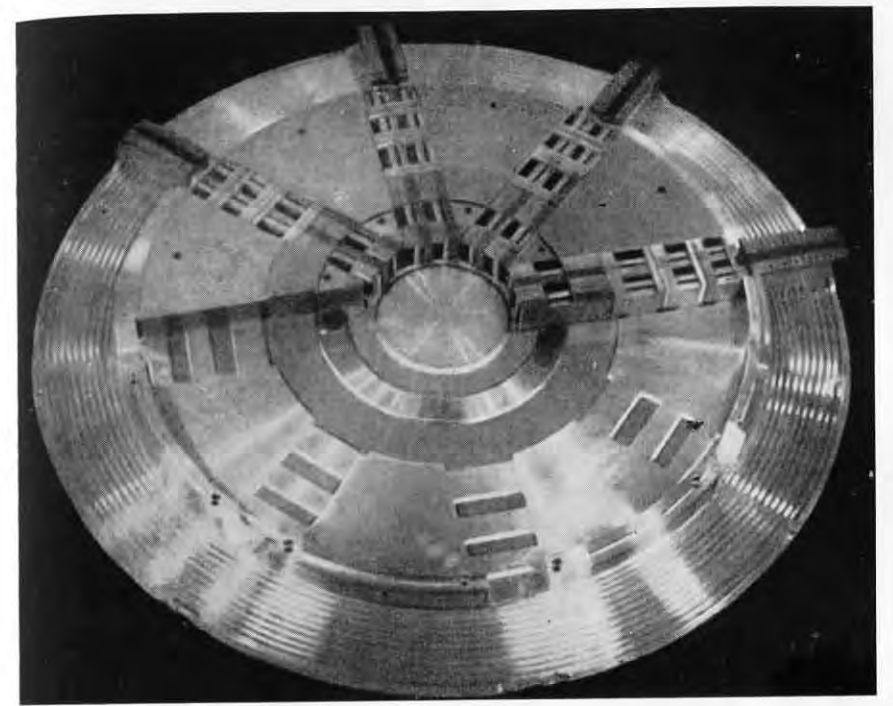
распределяются по 56 регистраторам. Эти цепи управляются генератором с кварцевой стабилизацией частоты. Время, в течение которого импульсы поступают в данный регистратор (ширина канала), и временная задержка канала (интервал времени между нейтронным импульсом и началом счета) могут регулироваться в широких пределах. Скорость вращения ротора аргонского селектора обычно составляет 10 000 об/мин, при этом ширина нейтронного импульса (полная ширина в половине максимума эквивалентного треугольного импульса) равна 4 мксек.

В качестве примера измерений, которые могут производиться на аргонском селекторе, на фиг. 73 приведено эффективное сечение серебра [25], измеренное на тонком образце ($0,014 \text{ г/см}^2$) при неопределенности во времени пролета 5 мксек. (состоящей из длительности нейтронного импульса и ширины канала) или разрешении $0,5 \text{ мксек/м}$. Измеренное пропускание образца почти равно единице для всех энергий, кроме энергий, близких 5 эв, где проявляется сильный резонанс. Разрешение $0,5 \text{ мксек/м}$ соответствует разрешению по энергии 0,15 эв при 5 эв (или 150 эв при 500 эв). Так как естественная ширина резонанса серебра при 5 эв равна 0,2 эв, то его форма слегка видоизменяется за счет разрешения прибора. Разрешение при энергии 500 эв уже далеко недостаточно для получения истинной формы резонанса. В § 6 этой главы мы, однако, увидим, что некоторые сведения о резонансах могут быть получены из экспериментальных данных и в том случае, когда неопределенность в энергии за счет разрешающей способности прибора больше ширины уровня. Механические селекторы, подобные аргонскому, используются главным образом для измерения полных эффективных сечений по пропусканию; на них можно измерять также и сечения рассеяния, но это связано с большими трудностями вследствие недостаточной интенсивности, а активационные опыты в принципе невозможны (так как даваемый ими пучок содержит нейтроны различных энергий). Важным преимуществом таких механических селекторов в сравнении с мигающими пучками циклотронов является очень малая величина измеряемых образцов (меньше 1 г), позволяющая производить исследования разделенных изотопов.

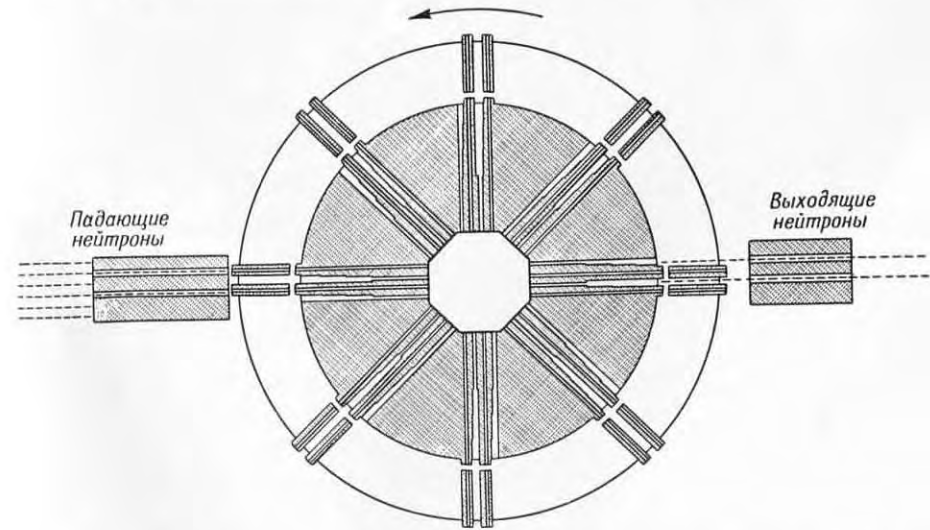
Очевидно, что селекторы скоростей, дающие разрешение, лучшее 1 мксек/м , должны быть весьма удобны для исследований резонансов при энергиях, больших, чем те, которые могут быть достигнуты с существующими в настоящее время приборами. Для работ, использующих выделение по времени пролета, применение линейных электронных ускорителей может обеспечить получение более интенсивных источников, чем это возможно с циклотронами. Прибор, построенный в Харвелле (Англия) [26],



Ф и г. 73. Полное эффективное сечение сечения серебра, измеренное на механическом селекторе Аргонской лаборатории (●). Другие точки соответствуют измерениям на мигающем луче циклотрона Колумбийского университета (Δ) и на линейном электронном ускорителе в Харвелле (○) [26].



Ф и г. 74а. Ротор механического селектора Брукхавенской лаборатории [27]. Ротор показан в частично разобранном виде. Видны щели со стенками, сделанными из пластмассы, служащие для получения нейтронных импульсов.



Ф и г. 74б. Схема механического селектора резонансных нейтронов. Ротор представляет собой диск с 16 парами каналов, по которым могут проходить нейтроны. Диск вращается с большой скоростью в вакууме.

имеет в настоящее время разрешение $0,5 \text{ мксек/м}$ и позволяет рассчитывать на заметное улучшение его в ближайшем будущем¹⁾. Имеется ряд других перспективных пульсирующих источников нейтронов, не связанных с котлами, например, пульсирующие трансформаторы, бетатроны и синхроциклотроны. Однако до сих пор такие приборы еще не используются в постоянной работе и, кроме того, они не относятся непосредственно к теме настоящей книги.

Усовершенствованный механический селектор, сконструированный Зейдлом [27], вступает в настоящее время в действие в Брукхавенской лаборатории. Ротор селектора изображен на фиг. 74а²⁾. При скорости вращения $15\,000 \text{ об/мин}$ длительность нейтронного импульса равна $0,5 \text{ мксек}$. Конструкция селектора обеспечивает интенсивность нейтронов, позволяющую применять пролетное расстояние 20 м . При таком расстоянии и ширине канала $0,5 \text{ мксек}$, разрешение селектора равно $0,05 \text{ мксек/м}$, что дает разрешение по скорости, равное 1% , и разрешение по энергии (полная ширина в половине максимума функции разрешения), равное 2% для нейтронов с временем пролета 5 мксек/м , соответствующим энергии 200 эв . Разрешение по энергии составляет 10% для нейтронов с энергией 5 кэв . В настоящее время селектор действует с разрешением $0,1 \text{ мксек/м}$, которое намечено улучшить до $0,05 \text{ мксек/м}$ в начале 1953 г. Техника получения моноэнергетических нейтронов с ускорителями Ван-де-Граафа [28] позволяет в настоящее время проводить измерения по пропусканию для нейтронов с энергией 5 кэв , являющейся нижней границей для этого метода, с разрешением по энергии около 20% ; следовательно, пробел в измерениях сечений, который существует в области от 1 до 10 кэв , будет скоро заполнен. Все селекторы скоростей так сходны между собой по принципу действия, что мы включили в табл. 11 также основные характеристики работающих в настоящее время приборов, не связанных с котлами, хотя они и не рассматриваются в настоящей книге. Исследования резонансных уровней, результаты которых суммированы в последнем атласе Комиссии по атомной энергии [4], проводились с разрешением хуже $0,1 \text{ мксек/м}$. Появляющиеся сейчас данные, полученные с более высоким разрешением, выявляют детали резонансных уровней, несомненно имеющие большое значение для теории строения ядра.

¹⁾ Выраженный резонанс кобальта, показанный на фиг. 62, а также эффективное сечение для энергий выше 10 эв на фиг. 73 были измерены на этом приборе. — Прим. авт.

²⁾ См. также фиг. 74б, взятую из статьи автора, помещенной в журнале Scientific American, August 1953. — Прим. ред.

Таблица 11

СЕЛЕКТОРЫ СКОРОСТЕЙ, ДЕЙСТВУЮЩИЕ В НАСТОЯЩЕЕ ВРЕМЯ
(октябрь 1952 г.)

Прибор	Размер образца	Δt мк/сек*	Пролетное расстояние, м	Разрешение, мксек/м	Примечание
Циклотрон Колумбийского университета	Большой	5	10	0,5	Работает в данное время
Селектор Аргоннской лаборатории	Малый	5	20	0,25	То же
Селектор Ок-Риджской лаборатории	»	{ 6 6	12	0,5	» » Указанный режим будет достигнут через несколько месяцев
			40	0,15	
Циклотрон Брукхавенской лаборатории	Большой	2	7	0,3	Первоначальный режим
Бетатрон фирмы Дженера-л Электрик	»	2	10	0,2	Вступает в строй в июне 1953 г.
Электронный ускоритель в Харвелле	»	—	—	0,5	Работает в данное время
Селектор Брукхавенской лаборатории	Малый	{ 2 1	20	0,1	Первоначальный режим Указанный режим будет достигнут к февралю 1953 г.
			20	0,05	

* Полная ширина в половине максимума функции разрешения, включая длительность нейтронного импульса, ширину канала, длину детектора и т. д.

§ 6. Анализ результатов по нейтронным резонансам

Как было показано выше, разрешающая способность кристаллических монохроматоров и механических селекторов сильно ухудшается с ростом энергии нейтронов. Та же самая трудность существует, конечно, и в методе «мигающего пучка» циклотрона. При ширине функции разрешения, большей чем ширина резонансного уровня Γ , истинная форма резонанса сильно искажается за счет разрешения инструмента. Поэтому при работе в области больших энергий, где ширина функции разрешения много больше ширины резонансного уровня, для получения характеристик уровня из наблюдаемой искаженной формы резонанса должны применяться различные косвенные методы. Прямое определение формы резонансного уровня с помощью прибора, имеющего высокую разрешающую способность, следует предпочесть любому анализу данных, полученных с плохим разрешением. Однако в

настоящее время в таких идеальных условиях могут исследоваться лишь низколежащие уровни.

Способ анализа экспериментальных данных по нейтронным резонансам почти не зависит от того, на каком приборе получены данные: на циклотроне, кристаллическом монохроматоре или механическом селекторе. Для циклотрона и механического селектора постоянной величиной при заданном режиме работы является неопределенность в пролетном времени Δt , выражаемая в мксек/м, а для кристаллического монохроматора такой постоянной является неопределенность в угле $\Delta\theta$. Однако влияние разрешения на кривую пропускания будет в случае изменений на кристаллическом монохроматоре точно таким же, как и при измерениях, в которых используется метод отбора по времени пролета, поскольку как $\Delta\theta$, так и Δt пропорциональны неопределенности в длине волны $\Delta\lambda$. Пропорциональность между $\Delta\theta$ и $\Delta\lambda$ для кристалла следует из формулы (6.4); с другой стороны, неопределенность Δt для механического селектора пропорциональна неопределенности в величине, обратной скорости, и, следовательно, пропорциональна $\Delta\lambda$.

Для всех упомянутых приборов основным методом определения сечений является измерение пропускания образца в зависимости от длины волны нейтрона, которая для удобства заменяется временем пролета t расстояния в 1 м.

$$t(\text{мксек/м}) = \frac{10^6}{v(\text{м/сек})} = 253 \lambda (\text{Å}). \quad (6.7)$$

Так как толщина образца должна быть такой, чтобы обеспечить разумное пропускание для каждого времени пролета, то в максимуме резонанса применяются весьма тонкие образцы, а в нерезонансной области — более толстые. Под разумным пропусканием понимается такое пропускание, которое дает наибольшую статистическую точность при имеющейся скорости счета (см. гл. IX, § 2). При использовании толстого образца резонанс в эффективном сечении дает пропускание, равное нулю, в конечном интервале пролетного времени. В кривой пропускания достаточно тонкого образца резонанс проявляется как провал, ширина которого определяется разрешением или шириной уровня Γ , в зависимости от того, какая величина больше.

Существуют три основные области энергии, методы анализа для которых совершенно различны.

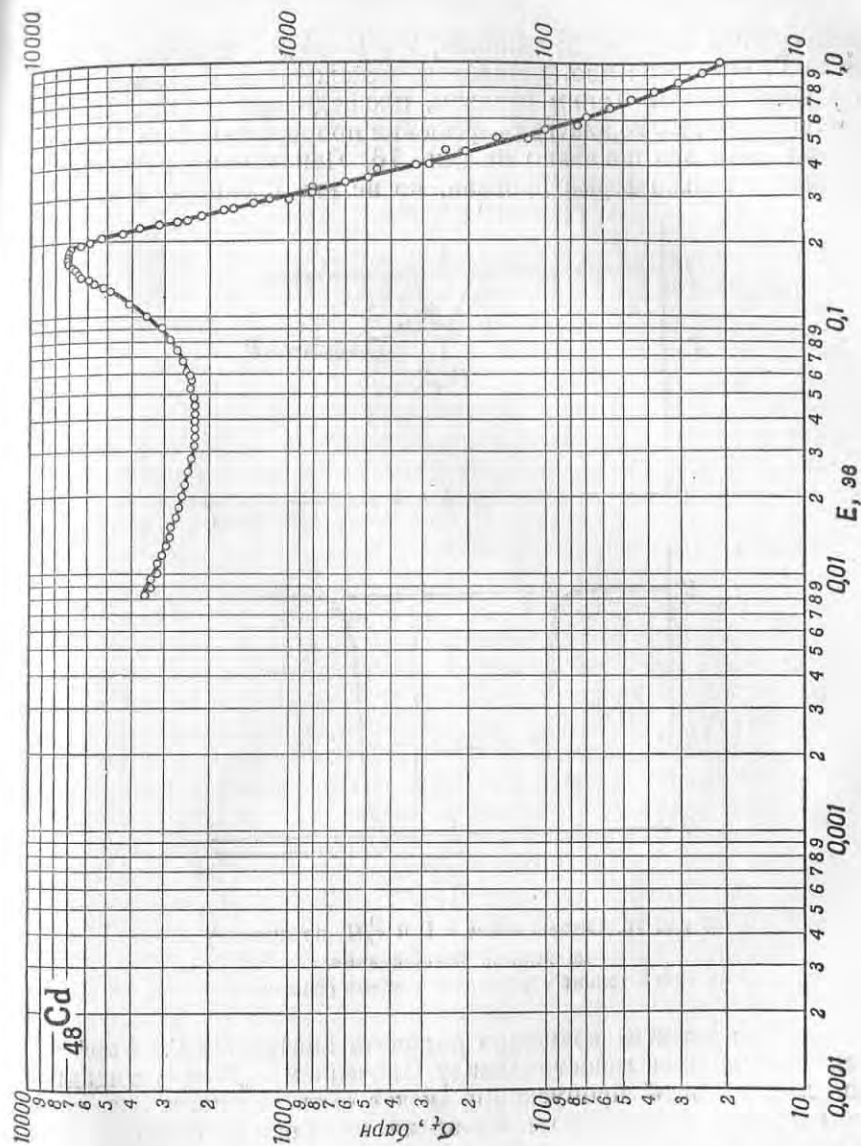
Первая область является областью малых энергий (соответствующих большому времени пролета), в которой ширина функции разрешения много меньше, чем ширина резонанса Γ . В этой области сечение при данном времени пролета вычисляется непосредственно из пропускания по известной формуле

$$T = e^{-N\sigma_t x}, \quad (6.8)$$

где N — есть число ядер в 1 см^3 образца и x — толщина образца. Однако эта область захватывает только те немногие резонансы, которые имеют достаточную ширину и встречаются при малых энергиях. Примером такого резонанса служит резонанс при малой энергии эффективного сечения кадмия, приведенный на фиг. 75 по измерениям на мигающем пучке циклотрона [29]. Ширина треугольника разрешения на половине высоты, равная $0,01 \text{ эв}$, мала по сравнению с шириной уровня ($0,1 \text{ эв}$), так что истинная форма резонанса получается прямо из измеренного пропускания. Сплошная линия, полученная из формулы Брейта — Вигнера для одного уровня [формула (1.19)] с использованием постоянных уровня (сечение в максимуме σ_0 , ширина резонанса Γ и энергия резонанса E_0), хорошо ложится на экспериментальные точки на фиг. 75.

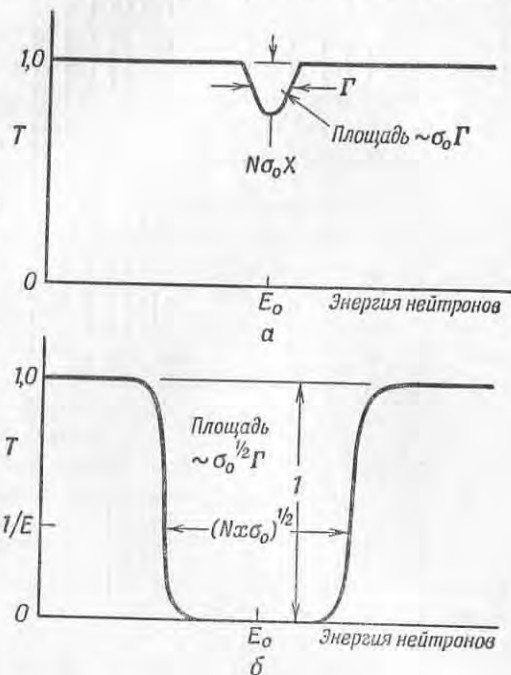
Во второй области энергий ширина функции разрешения меньше ширины уровня, но составляет значительную часть его. При этих условиях сечение, вычисленное по формуле (6.8), дает форму резонанса, несколько искаженную за счет влияния разрешения. Для получения истинной формы резонанса наиболее практичным в этом случае является метод непосредственного исправления полученной кривой эффективного сечения с учетом разрешения. Практически эта процедура заключается обычно в подборе формы резонанса (т. е. констант в формуле Брейта — Вигнера) путем вычисления предполагаемой формы резонанса соответственно известному разрешению прибора и сравнения полученной кривой с наблюдаемым сечением. Такой метод прямо дает требуемый результат, но становится очень громоздким при ширине функции разрешения, сравнимой с истинной шириной уровня. Измерение резонанса индия при $1,44 \text{ эв}$, результаты которого приведены на фиг. 4, является хорошим примером случая, когда ширина функции разрешения мала в сравнении с шириной резонанса, но составляет его заметную часть. Кривая фиг. 4 была получена [13] на брукхавенском кристаллическом монохроматоре с разрешением в резонансе $0,05 \text{ эв}$, тогда как ширина резонанса равна $0,10 \text{ эв}$.

В третьей области энергий, где ширина уровня много меньше ширины функции разрешения, метод анализа неизбежно будет непрямым и даст значительно меньше сведений о детальной структуре резонансов. В этой области возможно получить приблизительные значения комбинаций параметров уровня $\sigma_0\Gamma$ и $\sigma_0^{1/2}\Gamma$, несмотря на то, что Γ много меньше ширины функции разрешения и истинное сечение в пике резонанса σ_0 много больше измеренного. Так, если образец настолько тонкий, что пропускание T велико (например, равно $0,9$), площадь провала на кривой пропускания будет пропорциональна $\sigma_0\Gamma$, независимо от разрешения. Эта пропорциональность очевидна, так как при



Ф и г. 75. Резонанс кадмия при малой энергии, измеренный на мигающем пучке циклотрона Колумбийского университета [29].

пропускании, близком к единице, $T = 1 - N\sigma_0 x$ и ширина провала равна Γ , если, конечно, пренебречь искажением, вносимым плохим разрешением. Таким образом, площадь провала на кривой пропускания для хорошего разрешения пропорциональна $(1 - T)\Gamma$, или $\sigma_0 \Gamma$, как это показано на фиг. 76. При плохом разрешении изменится только форма провала, но не его площадь, и в силу



Фиг. 76. Определение $\sigma_0 \Gamma$ и $\sigma_0^{1/2} \Gamma$ по провалу на кривой пропускания.
а — тонкий образец, б — толстый образец.

этого обстоятельства возможно получить значение $\sigma_0 \Gamma$. Коэффициент пропорциональности между значением $\sigma_0 \Gamma$ и площадью провала на кривой пропускания может быть вычислен из толщины образца путем интегрирования по кривой Брейта—Вигнера.

С другой стороны, для толстого образца с пропусканием T , практически равным нулю в конечной области длин волн нейтронов, площадь провала на кривой пропускания (фиг. 76) будет пропорциональна $\sigma_0^{1/2} \Gamma$. В этом случае глубина провала равна единице, а его ширина, определяемая энергиями, при которых пропускание возрастает до существенной величины,

пропорциональна $\sigma_0^{1/2} \Gamma$. Если принять, что существенным является пропускание, равное $1/e$ (т. е. $N\sigma_0 x = 1$), то из формулы Брейта—Вигнера (1.19) получаем¹⁾

$$\frac{1}{Nx} = \sigma = \frac{\Gamma^2 \sigma_0}{\Gamma^2 + 4(E - E_0)^2}, \quad (6.9)$$

$$4(E - E_0)^2 = (N\sigma_0 x - 1)\Gamma^2,$$

где $(E - E_0)$ — энергетический интервал между энергией резонанса и точкой, где пропускание равно $1/e$, т. е. полуширина провала. Так как $N\sigma_0 x \gg 1$, то получаем

$$E - E_0 \sim \sigma_0^{1/2} \Gamma. \quad (6.10)$$

Численные значения коэффициентов, необходимых для вычисления $\sigma_0 \Gamma$ и $\sigma_0^{1/2} \Gamma$ из величины пропускания по рассмотренному выше методу, а также обсуждение вопроса об определении истинных параметров уровней содержатся в работах Хавенса и Рейнуотера [30] и Селова [25].

Если площадь провала в кривой пропускания может быть точно измерена как для толстого, так и для тонкого образцов, то результаты этих измерений ($\sigma_0 \Gamma$ и $\sigma_0^{1/2} \Gamma$) позволят, очевидно, получить значения σ_0 и Γ . Однако на практике оказывается, что значения отдельных параметров уровня не очень чувствительны к изменению формы экспериментальной кривой пропускания, и хотя величины $\sigma_0 \Gamma^2$ могут быть определены с достаточной точностью, отдельные параметры определяются очень неточно. Примерами приблизительной оценки параметров уровней в области энергий порядка 10 эв могут служить результаты, приведенные Селовым [25] для резонансов W^{182} при энергии 4 эв и W^{186} при энергии 19 эв, полученные измерением разделенных изотопов, и данные для резонансов Вг при энергиях 36 и 54 эв, полученные Хавенсом и Рейнуотером [31]. Третья энергетическая область для современных приборов начинается приблизительно с 10 эв. В этой области возможно получение лишь очень скудной информации относительно истинной ширины и максимального сечения уровней, хотя положение их может быть определено достаточно точно. Для получения точных данных о резонансах в области энергий от 10 эв до 1 кэв в первую очередь нужно улучшить разрешение приборов. Имеющиеся в настоящее время данные относятся к столь малому интервалу энергий, что почти не дают статистических сведений относительно ширин уровней и расстояний между ними для отдельных изотопов. Несомненно, что в ближайшие годы будут получены новые данные о ширине

¹⁾ Вблизи резонанса множитель $\sqrt{E_0/E}$ в формуле Брейта — Вигнера можно считать равным единице. — Прим. ред.

и плотности резонансных уровней с помощью обладающих высокой разрешающей способностью селекторов скоростей, перечисленных в табл. 11.

При обсуждении анализа результатов измерений резонансов мы не рассматривали определение частичных ширин Γ_n и Γ_γ , из которых складывается полная ширина Γ . Измерения полных эффективных сечений могут дать только значения полных ширин Γ , но из них при помощи других экспериментов или теоретических соображений в ряде случаев можно определить и частичные ширины. Например, сильный резонанс в сечении кобальта (фиг. 62) является в основном рассеивающим и, следовательно, наблюдаемая ширина его (исправленная на разрешение прибора) может быть с уверенностью приравнена Γ_n . В настоящее время уже получены предварительные результаты по детектированию на селекторах скоростей γ -лучей захвата. Этот метод, позволяющий определить ширину, соответствующую поглощению, даст сведения о частичных ширинах и таким образом расширит область применения селекторов скоростей.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bethe H. A., Rev. Mod. Phys., **9**, 69 (1937), p. 134—150 (есть русский перевод: Г. Бете, Физика ядра, ч. II, М., 1948).
2. Bitter F., Nuclear Physics, Cambridge, Mass., 1950, p. 110—115.
3. Marshall J., Phys. Rev., **70**, 107 (1946).
4. Neutron Cross Section, AECU 2040 (Office of Technical Services, Dept. of Commerce, Washington, D. C., 1952).
5. Langsdorf A., Arnold W., Phys. Rev., **72**, 167 (1947).
6. Hibdon C. T., Muehlhause C. O., Phys. Rev., **76**, 100 (1950).
7. Goldsmith G., Rasetti F., Phys. Rev., **50**, 328 (1936).
8. Lichtenberger, Nobles, Monk, Kubitschek, Dancoff, Phys. Rev., **72**, 164 (1947).
9. Seidl F., Harris, Langsdorf A., Phys. Rev., **72**, 168 (1947).
10. Harris, Langsdorf A., Seidl, Phys. Rev., **72**, 866 (1947); Seidl F. G. P., Phys. Rev., **75**, 1508 (1949).
11. Zinn W. H., Phys. Rev., **70**, 102 (1946).
12. Borst L. B., Ulrich, Osborne, Hasbrouck, Phys. Rev., **70**, 108 (1946).
13. Borst L. B., Sailor V. L., Rev. Sci. Inst., **24**, 141 (1953).
14. Compton A. H., Allison S. K., X-rays in Theory and Experiment, New York, 1935, p. 340—350 (есть русский перевод: А. Комптон и С. Алисон, Рентгеновские лучи, теория и эксперимент, М., 1941).
15. Sturm W., Arnold G., Phys. Rev., **71**, 556 (1947); Sturm W., Phys. Rev., **71**, 757 (1947) (есть русский перевод в сборнике: «Исследование радиоактивных излучений кристалл-дифракционным методом», М., 1949).
16. Borst L. B., Ulrich, Osborne, Hasbrouck, Phys. Rev., **70**, 557 (1946).
17. Bernstein, Borst L. B., Stanford, Stevenson, Dial, Phys. Rev., **87**, 487 (1952).

18. Beeman W., Phys. Rev., **72**, 986 (1947).
19. Weber A., неопубликованная работа Аргоннской лаборатории, 1946.
20. Brockhouse B. N., Hurst D. G., Bloom M., Phys. Rev., **83**, 840 (1951).
21. Sailor V., Phys. Rev., **87**, 222 (1952).
22. Alvarez L. W., Phys. Rev., **54**, 609 (1948).
23. Jones W. B., Jr., Phys. Rev., **74**, 364 (1948).
24. Rainwater J., Havens W. W., Jr., Phys. Rev., **70**, 136 (1946).
25. Selove W., Phys. Rev., **84**, 869 (1951); Rev. Sci. Inst., **23**, 350 (1952).
26. Merrison A. W., Wiblin E. R., Nature, **167**, 346 (1951).
27. Seidl, Hughes D., Palevsky, Phys. Rev. (в печати).
28. Hibdon, Langsdorf A., Holland, Phys. Rev., **85**, 595 (1952).
29. Rainwater J., Havens, Wu, Dunning, Phys. Rev., **71**, 65 (1947).
30. Havens W. W., Jr., Rainwater J., Phys. Rev., **70**, 154 (1946).
31. Havens W. W., Jr., Rainwater J., Phys. Rev., **83**, 1123 (1951).

ТЕПЛОВЫЕ НЕЙТРОНЫ В КОТЛЕ

Ввод в действие первых атомных котлов позволил начать опыты с потоками тепловых нейтронов большой интенсивности. Хотя, как мы видели, методика работы с быстрыми нейтронами за последнее время значительно усовершенствовалась, однако большинство работ на котлах относится к области тепловых нейтронов. Практически все существующие в настоящее время котлы являются котлами теплового типа, поэтому естественно, что большинство исследований, выполненных на них, связано с тепловыми нейтронами. Возможность получения высокой плотности, простота коллимации, большая длина волны и большое эффективное сечение — все это делает тепловые нейтроны особенно удобными для исследований. Применение тепловых нейтронов настолько разнообразно, что в этой главе мы коснемся только вопросов использования их внутри котла. Эксперименты диффузионного типа, выполняемые на тепловых колоннах, будут описаны в гл. VIII, работы на пучках нейтронов с максвелловским распределением скоростей — в гл. IX, нейтронная оптика (диффракция, рефракция и поляризация) — в гл. X и XI.

Даже ограничившись лишь рассмотрением использования тепловых нейтронов внутри котла, мы все же обнаруживаем, что они находят самое разнообразное применение. Они используются для измерения эффективных сечений поглощения и активации, для получения сотен радиоизотопов, для химического «активационного» анализа и, наконец, в масс-спектрометрических измерениях изменений изотопного состава в результате облучения в котле. Количественное описание потоков тепловых нейтронов в решетке котла, в тепловой колонне и в пучках дано в гл. II, § 8, описание измерения потока тепловых нейтронов — в гл. III, § 2 и рассмотрение вопросов, связанных с температурой тепловых нейтронов, — в гл. III, § 4. Большинство рассмотренных выше результатов найдет применение в технике исследований с медленными нейтронами, описанной в этой главе.

§ 1. Активация нейтронами с максвелловским спектром

Знание эффективных сечений активации материалов находит важное применение в получении при помощи тепловых нейтро-

нов сотен активностей, или радиоизотопов, используемых как в медицине, так и в обширном круге исследований в различных областях науки. Простое соотношение между потоком нейтронов и активностью I (число распадов в 1 сек., происходящих в образце), приведенное в гл. I, § 9, имеет вид

$$I = I_0 (1 - e^{-\lambda t}), \quad (7.1)$$

где

$$I_0 = n v \sigma_{\text{акт.}} N. \quad (7.2)$$

Здесь λ — постоянная распада (обратная величина среднего времени жизни τ), I_0 — активность при насыщении, t — время облучения, N — полное число ядер с эффективным сечением активации $\sigma_{\text{акт.}}$ в образце. Нейтронный поток $n v$, как было сказано в гл. I, § 9, относится к нейтронам, обладающим одинаковой скоростью v . Выше отмечалось (гл. III, § 3), что это соотношение можно применять и для максвелловского распределения нейтронов по скоростям, если взять эффективное сечение для скорости в 2200 м/сек (наиболее вероятная скорость нейтронов максвелловского распределения при комнатной температуре, или скорость, соответствующая кинетической энергии kT).

Употребление эффективного сечения, соответствующего скорости в 2200 м/сек, основывается на том факте, что поток практически всегда определяется методом (см. гл. III, § 3), в котором в действительности измеряют плотность n независимо от скорости v (как мы видели, показание детектора с сечением, меняющимся по закону $1/v$, пропорционально n , а не $n v$). Результаты измерения потока, на которые мы ссылались, получены умножением измеренной плотности n на произвольную скорость v (всегда берут $v = 2200$ м/сек). Это умножение на v производится всегда, хотя иногда не в явной форме. Весьма вероятно, что действительный поток будет отличаться от значения полученного для $v = 2200$ м/сек, так как температура нейтронов обычно выше комнатной. Это отличие, однако, не имеет значения, если рассматривается активация материала с эффективным сечением, приблизительно следующим закону $1/v$. Активность такого материала, подобно измерению потока, не зависит от v , но если мы хотим получить правильное значение активности, то необходимо, чтобы эффективное сечение, подставляемое в выражение (7.2), соответствовало скорости нейтронов, принятой для потока в том же выражении (почти всегда 2200 м/сек).

Зная действительную температуру нейтронов, можно было бы получить точное значение потока (умножением измеренной плотности n на истинную скорость v), но в этом случае эффективное сечение, входящее в выражение (7.2), должно соответствовать скорости, наиболее вероятной для данного спектра, а не скорости 2200 м/сек (предполагая, что выполняется закон

1/v). Если всюду пользоваться скоростью 2200 м/сек, то результат вычисления активности при помощи выражения (7.2) будет оставаться тем же самым, какой бы ни была истинная скорость. Представив эффективное сечение в виде k/v , мы получаем из выражения (7.2)

$$I_0 = nkN. \quad (7.3)$$

Независимость активности от скорости [очевидная из соотношения (7.3)] справедлива, строго говоря, только для веществ, сечения которых следуют закону $1/v$, но поскольку этот закон в пределах ошибки опыта справедлив для большинства материалов в тепловой области, то возможная неточность расчета не будет превосходить этой ошибки. Для тех немногих материалов, эффективные сечения которых значительно отклоняются от закона $1/v$, при определении активации нейтронами с максвелловским спектром нужно учитывать температуру нейтронов. Наиболее простой способ введения поправки на отклонение от закона $1/v$ заключается в нахождении из известной кривой эффективного сечения материала отношения действительной активности к активности материала, для которого справедлив закон $1/v$ и который имеет такое же эффективное сечение при 2200 м/сек, как и исследуемый материал. Это отношение f , представляющее собой поправочный коэффициент на эффект отклонения от закона $1/v$, легко определяется из зависимости истинного эффективного сечения от скорости как отношения активностей, соответствующих действительному сечению и сечению $1/v$, проинтегрированных по максвелловскому распределению потока:

$$f_x = \frac{\int n(v)v \sigma_x dv}{\int n(v)v \frac{k_x}{v} dv}, \quad (7.4)$$

$$f_x = \frac{1}{n} \int n(v) \frac{\sigma_x}{k_x} dv. \quad (7.5)$$

В этих соотношениях f_x представляет собой поправочный коэффициент для материала x , эффективное сечение которого при скорости 2200 м/сек равно $k_x/2200$ (поэтому отношение k_x/v определяет эффективное сечение, подчиняющееся закону $1/v$ и равное эффективному сечению материала x при скорости 2200 м/сек). Из соотношения (7.5) видно, что f_x есть взвешенное по максвелловскому распределению плотности нейтронов (а не потока) отношение эффективных сечений.

Поправочные коэффициенты, вычисленные для распределения при комнатной температуре, можно найти в таблице эффектив-

ных сечений для тепловых нейтронов (приложение III). Перед подстановкой в выражение (7.2) взятое из таблицы сечение умножается на коэффициент f ; в результате вычисляется активность, которая получается при облучении материала нейтронами с максвелловским спектром при комнатной температуре. Так как f слабо зависит от температуры распределения нейтронов, то приведенные в таблице коэффициенты можно применять для температуры на несколько сот градусов выше комнатной. Например, если мы хотим для случая брукхаусенского котла ($nv = 5 \cdot 10^{12}$) найти число нейтронов, поглощенных в 1 сек. в 1 г Cd^{113} , т. е. найти скорость образования Cd^{114} (в данном случае активации не происходит, так как Cd^{114} устойчив), мы должны взять эффективное сечение, данное в приложении III в виде

$$19500 \text{ барн (не } 1/v, \times 1,3).$$

Действительное эффективное сечение для скорости 2200 м/сек равно 19500 барн, но ввиду близости резонанса к тепловой энергии эффективная величина сечения для максвелловского спектра равна $19500 \cdot 1,3 = 25300$ барн и скорость реакции составляет

$$\frac{5 \cdot 10^{12} \cdot 25300 \cdot 0,602}{113} = 6,7 \cdot 10^{14} \text{ захватов в 1 сек.}$$

Строго говоря, значение f определено точно только для максвелловского спектра при комнатной температуре, но изменение f при изменении температуры на несколько сот градусов в большинстве случаев меньше ошибки в определении эффективного сечения.

Кажущаяся неопределенность, связанная с необходимостью знать наиболее вероятную скорость нейтронов при определении потока и вычислении активности, исчезает, если мы вспомним, что как определение потока (основанное на измерении плотности, см. гл. III, § 2), так и вычисление активности не зависят от скорости нейтронов (за исключением весьма редких случаев, когда сечение материала не подчиняется закону $1/v$). На самом деле, для подстановки в nv можно выбрать наиболее вероятную, среднюю, среднеквадратичную или любую другую скорость и это не приведет к ошибке, если только при вычислении активности использовать эффективное сечение при той же самой скорости. Если строго придерживаться определения потока как числа нейтронов, пересекающих единицу поверхности в 1 сек. (интеграл от $n(v)v dv$), то в качестве потока нужно взять произведение средней скорости \bar{v} на плотность n , так как

$$\bar{v} \equiv \frac{\int n(v)v dv}{\int n(v) dv}. \quad (7.6)$$

Здесь числитель представляет собой поток, а знаменатель — плотность, следовательно,

$$n\bar{v} \equiv \text{Поток.} \quad (7.7)$$

Обычно [1—3], однако пользуются наиболее вероятной скоростью, и по этой причине в таблицах эффективных сечений на тепловых нейтронах даются значения для скорости 2 200 м/сек.

Разумеется, для вычисления потока можно пользоваться и средней скоростью, используя тогда вместо сечения, соответствующего скорости 2 200 м/сек, эффективное сечение при средней скорости. Но этот метод, который иногда применяется, не дает ничего нового вследствие независимости потока и активации от скорости и, более того, часто приводит к дополнительным ошибкам из-за разноречия в данных. Обычная ошибка заключается в подстановке в выражение (7.2) значения потока $n\bar{v}$ по литературным данным вместе с эффективным сечением при средней скорости (которое на 13% меньше величины, соответствующей 2 200 м/сек, см. гл. IX, § 2) в предположении, что эффективной величиной является средний поток. Такая процедура приводит в результате к ошибке в 13%, которой можно было бы избежать, используя без поправок измеренный поток и табличное значение эффективного сечения. В некоторых случаях, например при изучении диффузии нейтронов и в измерениях пропускания с неоднородными по скоростям пучками нейтронов, необходимо рассматривать различные средние эффективные сечения¹⁾, но при активационных экспериментах можно этого не делать. Для многих веществ, эффективные сечения которых не подчиняются закону $1/v$, вполне достаточно ввести близкий к единице поправочный коэффициент f . В этом параграфе мы говорили только об активации, но основные положения остаются в силе и для измерений эффективных сечений поглощения внутри котла. Все наши выводы справедливы лишь для очень малых образцов, не вызывающих сильного искажения распределения нейтронов за счет поглощения или самоэкранирования (см. гл. III, § 3).

§ 2. Измерение эффективных сечений активации

Хотя при облучении в котле активация происходит в основном за счет поглощения тепловых нейтронов, тем не менее частью активности, создаваемой резонансными нейтронами, пренебречь нельзя. Поэтому активацию резонансными нейтронами необходимо учитывать при измерении эффективных сечений на

¹⁾ Соответствующие средние эффективные сечения рассмотрены в гл. VIII, § 1 для диффузии и в гл. IX, § 2 для опытов по пропусканию с пучками. — Прим. авт.

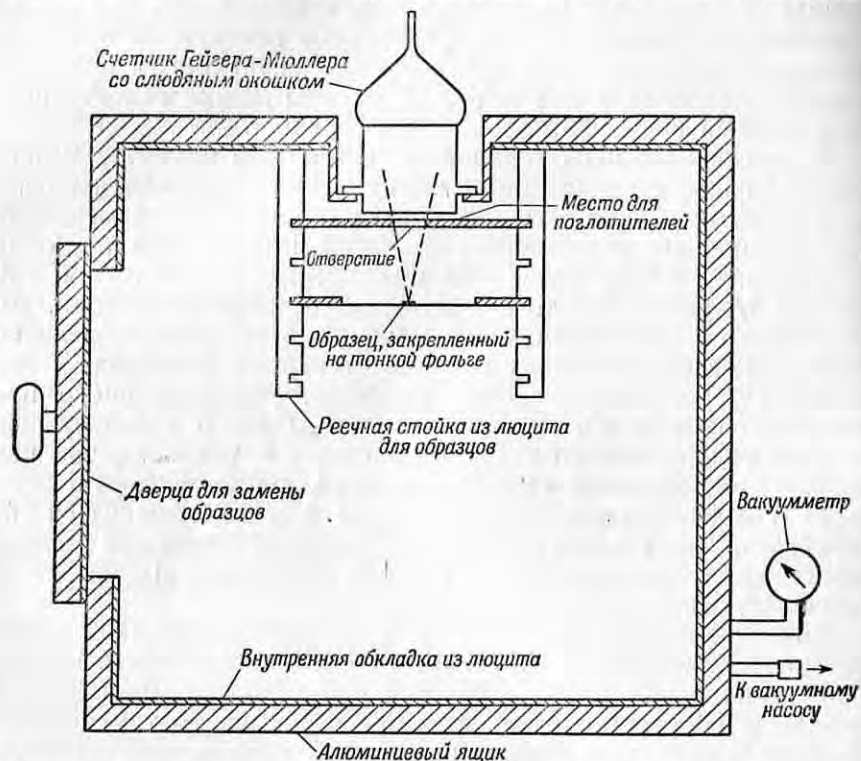
тепловых нейтронах в котле. К счастью, резонансная активность обычно поддается экспериментальной оценке с помощью дополнительного облучения в кадмиевой оболочке и ее можно учесть при получении радиоизотопов, используя известные резонансные интегралы активации (табл. 8). Самоэкранирование резонансных нейтронов (см. гл. V, § 3) обычно велико, что затрудняет определение резонансной активности, но одновременно уменьшает ее величину. При измерении эффективных сечений на тепловых нейтронах (после исключения резонансной активности с помощью кадмиевой разности) почти все материалы можно считать подчиняющимися закону $1/v$.

Эффективное сечение активации тепловыми нейтронами (соответствующее скорости 2 200 м/сек) может быть получено непосредственно из выражения (7.2) на основании измеренной скорости распада и условного ($v = 2 200$ м/сек) потока тепловых нейтронов. Так как сама величина потока определяется при помощи $1/v$ -детектора, то эффективные сечения активации, вычисленные из выражения (7.2), можно считать измеренными по отношению к эффективному сечению стандарта, подчиняющегося закону $1/v$ (например, золота или бора), использованного при измерении потока в стандартной призме. Однако такой относительный подход обычно не дает выигрыша в точности, так как ошибка в определении скорости распада больше ошибки в измерении потока. Активность материала обычно измеряется по калиброванному счетчику Гейгера — Мюллера и скорость распада определяется на основании показаний счетчика и его известной эффективности.

Хотя измерения активности в принципе весьма просты, ошибка в определении эффективных сечений активации составляет в общем не менее 20%, так как получить на практике точные и воспроизводимые значения чрезвычайно трудно. Рассмотрение отдельных этапов, из которых складывается измерение активности, поможет нам понять причину столь ограниченной точности. Процесс определения эффективного сечения активации состоит из облучения образца данных размеров в потоке известной величины, измерения активности образца (обычно на калиброванном торцевом счетчике Гейгера — Мюллера, показанном на фиг. 77) и вычисления эффективного сечения при помощи выражения (7.2). Ниже мы увидим, что на каждом из этих этапов могут возникнуть и часто возникают значительные ошибки.

Рассматривая члены, входящие в выражение (7.2), мы убеждаемся, что даже в величине N (число атомов в образце) имеется некоторая неопределенность. Эта неопределенность является следствием возможного загрязнения образца (например, водой) или ошибки при взвешивании очень малых образцов (менее 1 мг). Тщательное взвешивание и использование чистых веществ делают

ошибку в N незначительной. Как мы видели в гл. III, § 2, поток тепловых нейтронов в данной точке котла может быть определен в лучшем случае с точностью 5%, и если не принять специальных мер предосторожности при калибровке, то ошибка в N может оказаться еще значительней. Так как поток в данной точке котла далеко не постоянен во времени (вследствие



Фиг. 77. Калиброванный счетчик Гейгера—Мюллера [10] для измерения эффективных сечений активации.

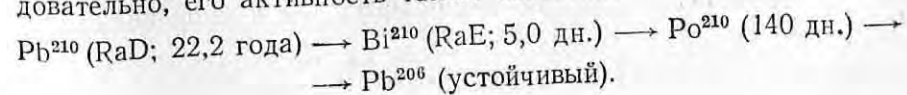
изменения распределения потока при движении регулирующего стержня, поглощения нейтронов образцами и флуктуаций уровня мощности), то целесообразно при каждом облучении одновременно измерять и поток при помощи вторичного стандарта (обычно пользуются фольгой из материала, имеющего удобный для измерений период полураспада).

Ошибки могут быть также в величине активности, полученной облучением тепловыми нейтронами, из которой вычисляется число распадов в единицу времени (скорость распада). Если присутствуют резонансные нейтроны, а они имеются в котле всюду, кроме тепловой колонны, то для правильной оцен-

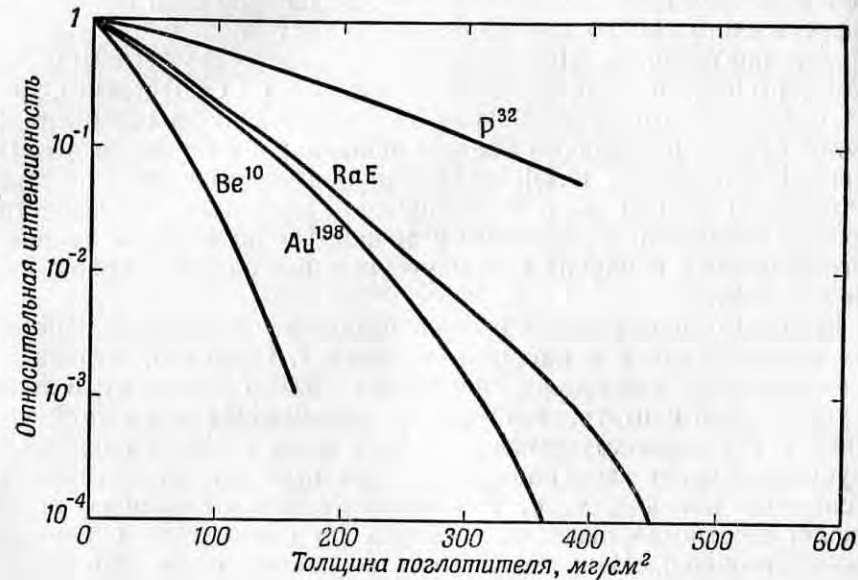
ки активации тепловыми нейтронами необходимо измерить кадимиевую разность. Некоторая ошибка может произойти за счет неодинакового положения образцов (с кадмием и без кадмия), эта ошибка, малая для материалов, подчиняющихся закону $1/v$, может оказаться значительной для материалов с выраженными резонансами. Имеется еще, обычно небольшая, ошибка, связанная с неопределенностью периода полураспада изучаемого активного материала. Короткоживущие материалы заметно распадаются за время измерения, поэтому для определения начальной скорости счета необходимо производить экстраполяцию с учетом периода полураспада. При измерениях с долгоживущими материалами, распад которых за время измерения не существен, может оказаться, что облучение не было доведено до насыщения; в этом случае необходимо вводить поправку на неполное насыщение [соотношение (7.1)], также включающую в себя период полураспада. Хотя для большинства радиоактивных веществ периоды полураспада известны с точностью до нескольких процентов, ошибка в случае малоизученных активностей может достигать 10%.

Наиболее значительная ошибка возникает в связи с переводом скорости счета в скорость распада I . Известно, что некоторые образцы, распадаясь, испускают только β -частицы; в этом случае можно считать, что каждая попадающая в счетчик частица будет зарегистрирована. Однако даже в таком идеальном случае возникает заметная ошибка при переводе скорости счета в скорость распада, т. е. при оценке эффективности счетчика (числа зарегистрированных распадов по отношению к общему числу распадов). Неопределенность возникает из-за недостаточного знания доли β -частиц, попадающих в счетчик. Некоторые β -частицы поглощаются в самом образце, часть — в окне счетчика и, наконец, часть β -частиц рассеивается средой.

Эффективность счетчика определяется обычно путем измерения активности образцов, имеющих известную скорость распада, например при помощи стандартных RaE-источников β -излучения, поставляемых Бюро стандартов [4]. Эти стандартные источники состоят из PbO_2 , содержащего небольшое количество Pb^{210} (RaD) и нанесенного электролитически слоем толщиной 1 мг/см^2 на покрытый палладием серебряный диск, и дают приблизительно 100, 200 и 500 распадов в 1 сек. Активность изотопа Pb^{210} известна из измерений активности изотопа Rn^{222} , с которым Pb^{210} отделен и находится в равновесии; RaE (Bi^{210}) является продуктом распада Pb^{210} и находится в равновесии с последним, следовательно, его активность также известна:



Так как Pb^{210} медленно распадается (период полураспада 22,2 года), то активность RaE будет уменьшаться с такой же скоростью, и поэтому в мощность источника необходимо вводить поправку. Строго говоря, значение эффективности счетчика, измеренное при помощи β -стандарта, применимо только для β -частиц с энергией, равной энергии β -частиц стандарта, и при точном сохранении геометрии опыта. Эффективность счетчика для β -частиц с энергией, отличной от энергии β -частиц стандарта (1,17 Мэв), определяется



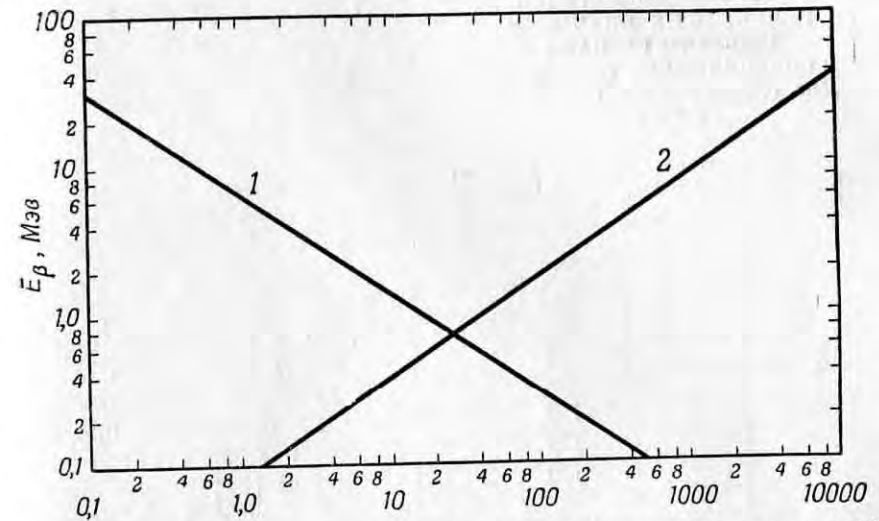
Ф и г. 78. Кривые поглощения для нескольких β -активных веществ, полученные на счетчике, показанном на фиг. 77 [5].

на основании изучения изменения скорости счета в зависимости от толщины и геометрии образца. Способ определения абсолютной скорости распада двух характерных β -активных веществ Pb^{32} и J^{131} путем сравнения с RaE-стандартами подробно описан в циркуляре Бюро стандартов [4].

Поглощение β -частиц в окне счетчика Гейгера — Мюллера (обычно толщиной 3 мг/см²) и в самом образце может быть изучено для данной геометрии при помощи алюминиевых поглотителей. Кривая поглощения, полученная в результате измерения интенсивности тонкого образца в зависимости от толщины (в мг/см²) помещаемых перед счетчиком поглотителей, как показано на фиг. 77, приблизительно описывается экспоненциальным законом:

$$\text{Интенсивность} \sim e^{-(\mu/\rho)m} \quad (7.8)$$

с начальным наклоном (μ/ρ в см²/г — массовый коэффициент поглощения), грубо характеризующим граничную энергию β -излучения. Например, фиг. 78 иллюстрирует поглощение [5] некоторых β -излучателей различной энергии, измеренное на счетчике, показанном на фиг. 77. Кривые такого типа дают возможность найти эмпирическую зависимость между энергией β -частиц и толщиной полупоглощения (толщина поглотителя, уменьшающая скорость счета вдвое). Эта эмпирическая зависимость между энергией



Ф и г. 79. Зависимость между граничной энергией β -частиц и массовым коэффициентом поглощения (кривая 1) и зависимость между граничной энергией и толщиной полупоглощения (кривая 2).

По оси абсцисс для кривой 1 отложено μ/ρ в см²/г, а для кривой 2 — $L_{1/2}$ в мг/см².

β -частиц и коэффициентом поглощения, а также толщиной полупоглощения, по данным Шпатца [6], представлена на фиг. 79, где $L_{1/2}$ обозначает толщину полупоглощения в мг/см². При определении скорости распада наблюдаемая скорость счета должна быть исправлена на поглощение β -частиц как в самом образце, так и в окне счетчика. Для образца, толщина которого мала по сравнению с толщиной полупоглощения, среднюю толщину, т. е. половину толщины образца, складывают с толщиной окна и в скорость счета вносят поправку на поглощение, используя наклон действительной кривой поглощения или кривой фиг. 79.

Наши рассуждения до сих пор относились только к β -излучателям, однако в действительности в результате активации происходят более сложные распады с вылетом β -частиц различных энергий, γ -лучей, электронов конверсии или рентгеновских лучей,

сопровождающих K -захват¹⁾. Эффективность счетчика для этих излучений много меньше, чем для β -частиц, и труднее поддается оценке [7]. Если наряду с другими видами излучения испускаются β -частицы, то скорость распада может быть определена из β -активности, все остальное составит лишь небольшую поправку.

Мы не будем здесь заниматься дальнейшим уточнением методики определения эффективности счетчика Гейгера — Мюллера,

Таблица 12

Число исследователей,
получивших значения
скорости распада
в определенном интервале
для одинаковых образцов
 J^{131} [11]*

Число исследователей	Интервал скорости распада, 10^4 распадов в 1 сек. на 1 мг
2	30—50
8	50—70
6	70—90
12	90—110
19	110—130
13	130—150
6	150—170
3	170—190

* Скорость дана в распадах за 1 сек. на 1 мг стандартного раствора J^{131} .

ибо по этому вопросу имеются обширные работы [8—10]. Рассмотренные эффекты являются наиболее важными, и обыкновенно только они встречаются в измерениях эффективных сечений активации и при использовании радиоизотопов в работах с мечеными атомами. В результате этих эффектов обычная ошибка в абсолютной скорости счета при работе на счетчике Гейгера — Мюллера достигает 10%, но в некоторых случаях она может быть вдвое больше.

В качестве иллюстрации в табл. 12 приведены представленные и обработанные Фейтельбергом [11] результаты измерений скорости распада радиоизотопа J^{131} , полученные различными лабораториями. В этой таблице приведено число исследователей, получивших значения скорости распада в определенном интервале для одинаковых образцов радиоизотопа J^{131} , разосланных Бюро стандартов. Результаты измерений в 70 лабораториях показали неожиданно большое стандартное отклонение, достигающее 30%. В связи с этим представляет большой интерес последнее сообщение Коэна [12], описывающего свою тщательно выполненную работу по созданию «4 π -счетчика» (счетчика, регистрирующего все β -частицы, испускаемые образцом), который позволяет измерять скорости распада с абсолютной ошибкой 2%.

Для измерения эффективных сечений счетчики иного типа, отличные от счетчиков Гейгера — Мюллера, до сих пор использовались сравнительно мало, хотя некоторые из них, особенно сцин-

¹⁾ Данные об излучении всех известных радиоизотопов приведены в справочнике Бюро стандартов [2].—Прим. авт.

тилляционные, могут быть использованы как абсолютные счетчики. Такие детекторы, как сцинтиллирующие кристаллы, пропорциональные счетчики с воздушной циркуляцией и ионизационные камеры очень широко применяются при изучении и использовании радиоизотопов [13], но эти вопросы выходят за рамки исследований с нейтронами из котла, рассматриваемых в данной книге.

Большая серия активационных опытов была проделана Сэреном, Фридлэндером и Туркелем [14]; для большинства случаев эти авторы оценили ошибку в 20%, но для некоторых — более чем в 40%. Значения эффективных сечений активации, приведенные в приложении III, в основном определены этой группой исследователей. Не трудно понять, принимая во внимание изложенное выше, что ошибка не может быть меньше, чем у этих авторов. Однако активационные работы, несмотря на ограниченную точность, очень важны, так как эффективные сечения активации находят широкое применение в расчетах производства радиоизотопов. Большинство измерений Сэрена и др. ввиду недостаточной интенсивности потока тепловых нейтронов были выполнены внутри котла; однако в настоящее время почти все эффективные сечения активации могут быть измерены в тепловой колонне, где не нужна поправка на резонансное поглощение и условия более воспроизводимы, чем в решетке котла. Как мы увидим в § 5 этой главы во многих случаях поглощение нейтронов может быть использовано для определения эффективных сечений активации с точностью, большей, чем при прямом измерении активности. Однако этот способ можно применить лишь для немногих радиоизотопов.

§ 3. Получение радиоизотопов

Основной областью применения котлов для исследовательских целей является, несомненно, получение множества радиоизотопов. До марта 1952 г. отдел изотопов Комиссии по атомной энергии поставил для исследовательских целей свыше 25 000 образцов радиоизотопов (из них около 5% за пределы Соединенных Штатов). Эти изотопы были использованы в медицине (радиотерапия — около 50%), в качестве источников γ - и β -излучений высокой интенсивности (небольшая часть) и как радиоактивные «меченые атомы» в широком круге исследований (около 50%). Мы не ставим своей целью описание всех применений радиоизотопов и коснемся только тех вопросов получения радиоизотопов, которые непосредственно связаны с нейтронными исследованиями. Некоторые принципы использования радиоизотопов обобщены в первом томе «Ежегодного обозрения ядерной физики» [16], содержащем главы: о применении «меченых атомов» к химическим системам (Эдвардс); о радиоизотопах в биохимических и медицинских исследе-

дованиях (Вили); об использовании радиоизотопов для изучения питания растений (Гендрикс и Дин). Книга Геста [17] посвящена применению радиоизотопов в промышленности; об их использовании для лечения рака с помощью внутреннего и внешнего облучения рассказано в двух статьях Брюсера [18]. Получение и использование радиоизотопов является, скорее, областью практического приложения результатов нейтронных исследований, чем частью этой отрасли науки.

Если данный радиоизотоп получается в результате захвата тепловых нейтронов, то его активность определяется непосредственно из соотношений (7.1) и (7.2). Практические методы помещения образцов в котел меняются в зависимости от периода полураспада активного материала. Так, долгоживущие радиоактивные материалы с малыми эффективными сечениями обычно получают помещением образца на длительное время в центральную область котла, где поток нейтронов велик. Образцы обычно должны закладываться в герметический контейнер, так как интенсивные потоки всегда сопровождаются высокой температурой. Если образец обладает большой поглощающей способностью, то может даже оказаться необходимым устройство специального охлаждения (водяного или воздушного). Облучение жидкостей в мощных потоках нейтронов осложняется выделением газа; в этом случае должны быть приняты меры предосторожности [19] против возможного взрыва образцов. Томлинсон и Райт [20] описывают печь для изучения реакций в газовой и твердой фазах, используемую на харвеллском котле, которая дает контролируемую температуру до 1000°C . Закладка и извлечение долгоживущих образцов обычно не вызывает трудностей, так как они могут производиться, когда котел не работает. Необходимой мерой предосторожности является подсчет влияния поглощения образца на реактивность с тем, чтобы не весь запас реактивности котла был израсходован на образец. Метод вычисления изложен в § 5 этой главы.

Долгоживущие изотопы готовятся главным образом в ок-риджемском графитовом котле и распределяются отделом изотопов Комиссии по атомной энергии. Последний каталог [15] отдела изотопов содержит около 65 радиоизотопов, поставляемых в настоящее время. В сообщении Овермена и др. [21] описывается химическая очистка получаемых в Ок-Ридже радиоизотопов, приводятся достижимые удельные активности и кривые поглощения и распада.

Для многих целей важно иметь возможно большую концентрацию радиоизотопа в материале. Для радиоизотопа, полученного в результате реакции (n, γ) , эта *удельная активность* (скорость распада на 1 г материала) прямо связана с величиной потока нейтронов:

$$\text{Удельная активность} = \frac{nv\sigma_{\text{акт}} \cdot 0,60}{A} \text{ распадов в 1 сек. на 1 г, (7.9)}$$

где $\sigma_{\text{акт}}$ — эффективное сечение в барнах и A — атомный вес вещества мишени. В качестве примера рассмотрим удельную активность важного радиоизотопа P^{32} , получаемого по реакции (n, γ) , предполагая, что облучение фосфора производится в ок-риджемском котле потоком $nv = 10^{12}$. Удельная активность при облучении до насыщения будет равна

$$\frac{10^{12} \cdot 0,31 \cdot 0,6}{31} = 6,0 \cdot 10^9 \text{ распадов в 1 сек. на 1 г,}$$

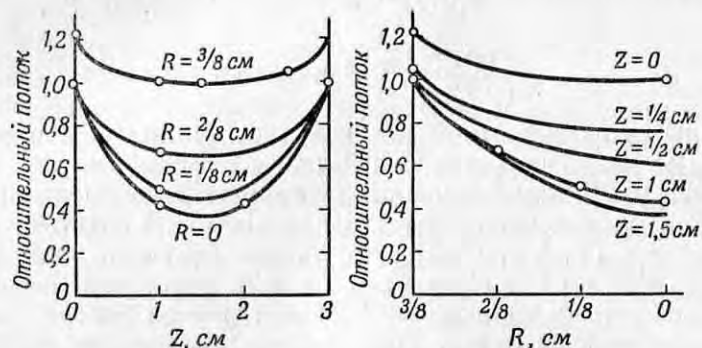
$$\frac{6 \cdot 10^9}{3,7 \cdot 10^{10}} = 0,16 \text{ кюри на 1 г.}$$

Удельная активность будет, конечно, прямо пропорциональна потоку, но даже при $nv = 6 \cdot 10^{13}$ (чок-риверский котел) она не достигнет у P^{32} такой величины, которую было бы желательно иметь для многих экспериментальных целей. К счастью, как мы видели в гл. IV, § 2, P^{32} можно также получать при помощи реакции $\text{S}^{32}(n, p)\text{P}^{32}$. Полученный в этой пороговой реакции P^{32} будет находиться в смеси с S^{32} , из которой он может быть извлечен химическим путем. Тщательным химическим отделением без добавления неактивного фосфора (неумышленно или в качестве «несущего» элемента) можно получить полностью очищенный от устойчивого фосфора радиоизотоп P^{32} — так называемый «свободный от носителя» P^{32} . К сожалению, сравнение малых эффективных сечений для пороговых реакций на нейтронах из котла, приведенных в гл. IV, § 2, с эффективными сечениями активации на тепловых нейтронах (приложение III) показывает, что в реакциях поглощения количество получаемого радиоизотопа обычно много больше.

Для получения больших количеств радиоизотопов с высокой удельной активностью обычно желательно облучать возможно большее количество материала в максимальном потоке. Так как запас реактивности котла ограничен, то количество материала с высоким эффективным сечением поглощения должно быть также ограниченным. Кроме того, материал необходимо распределить таким образом, чтобы самоэкранирование и ослабление потока (см. гл. III, § 3) не уменьшали существенно количество образующегося радиоизотопа. Это уменьшение особенно значительно в важном случае радиокобальта, сечение образования которого равно 32 барн. Исследования Левина и Юза [22] показали, например, что количество радиокобальта, полученного в кобальтовом цилиндре длиной 3 см и диаметром 0,75 см, окруженном бериллием, составило только 45% от количества радиокобальта, полученного в том же количестве распределенного

кобальта. Поток уменьшился в 1,3 раза за счет самоэкранирования и в 1,7 раза за счет ослабления потока вблизи образца (фиг. 80).

Быстро распадающиеся радиоизотопы в лечебной медицине или в качестве «меченых атомов» используются весьма мало, так как они очень быстро теряют свою активность. Однако они имеют очень большое значение для основных исследований, касающихся собственно радиоактивности. Эти исследования в значительной степени посвящены определению «схем распада» радиоизотопов, т. е. природы, последовательности, угловой корреляции

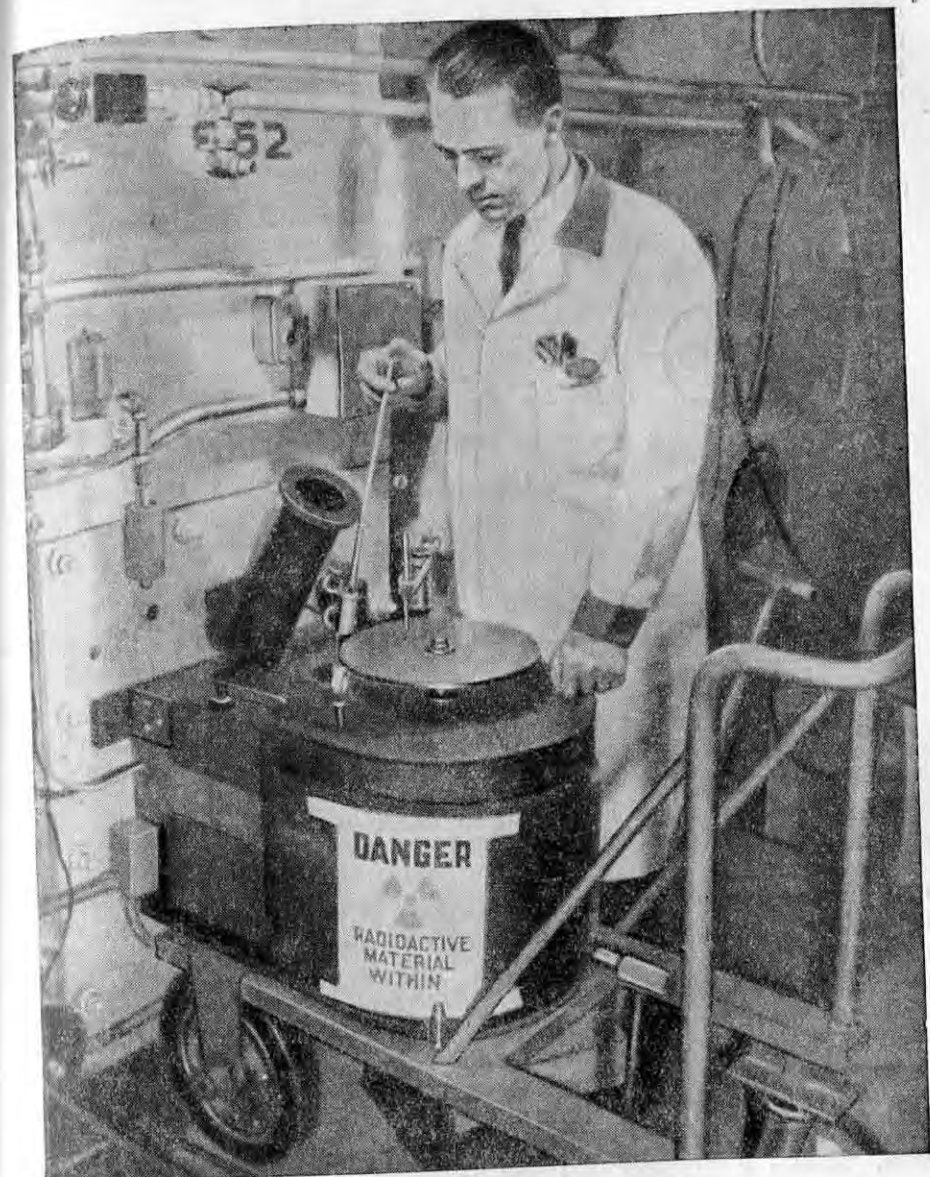


Фиг. 80. Распределение потока внутри сплошного кобальтового цилиндра диаметром $0,75\text{ см}$ и длиной 3 см , определенное по активации тонкой медной фольги [22].

Интегрирование этих кривых дает среднюю величину потока в цилиндре $0,77$ [величина потока в центре одного из торцов ($R = Z = 0$) принята за единицу]. Другие активационные измерения показали, что в этой точке величина потока составляет только $0,58$ потока в отсутствие кобальта. Следовательно, средний поток в кобальте равен лишь $0,45$ его величины в той же точке в отсутствие кобальта.]

и энергии излучений, испускаемых в процессе распада. Результаты исследования свойств радиоизотопов помещены в справочнике Бюро стандартов [2]. Разумеется, для изучения радиоактивности представляют интерес схемы распада не только быстро распадающихся активностей. Однако для получения последних была развита специальная техника, позволяющая производить быстрое извлечение образцов из котлов.

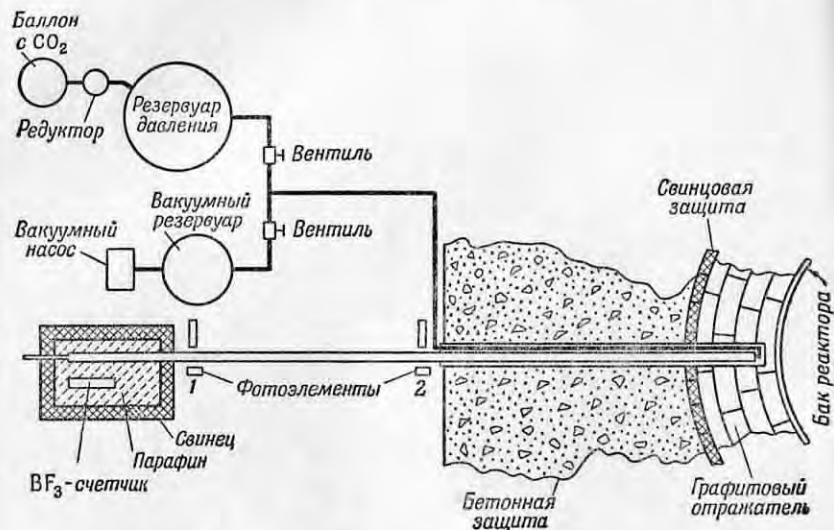
Образцы с периодами полураспада порядка нескольких часов и менее обычно необходимо помещать в котел и извлекать их оттуда без остановки котла, чтобы не мешать другим исследованиям. Развита ряд методов, позволяющих выполнить эту сложную операцию. Например, «зарядная машина», используемая на брукхавенском котле (фиг. 81), весьма удобна для работы с активностями, имеющими период полураспада порядка нескольких часов. Зарядная машина представляет собой приспособление для подачи



Фиг. 81. «Зарядная машина» на брукхавенском котле для введения образцов в котел без прекращения его работы.

образцов в котел, сделанное в виде конвейерной ленты с большим числом одинаковых держателей для образцов. Образцы движутся непрерывно сквозь защиту таким образом, что излучение не попадает в помещение, следовательно, закладка и выемка могут производиться при работе котла на полной мощности.

Для изучения радиоизотопов с периодами полураспада порядка минут или секунд необходимо с чрезвычайной быстротой



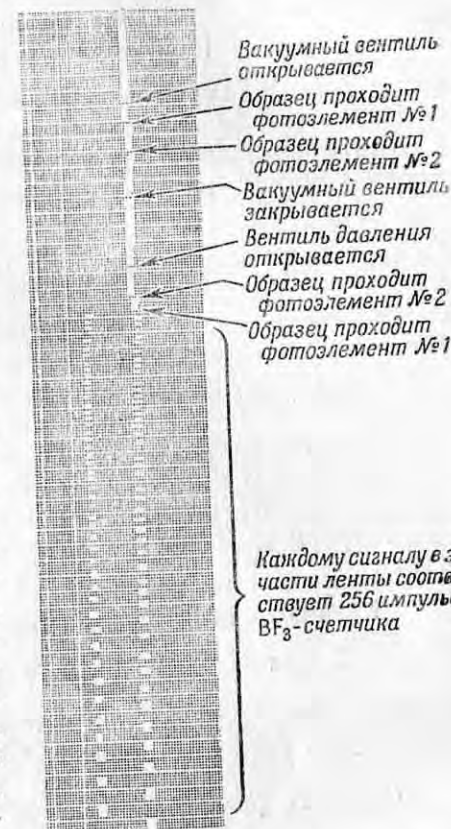
Фиг. 82. Схема быстродействующего механизма (пневмопочты) [23] для кратковременных облучений на аргонском котле.

помещать образцы в котел и извлекать их из него. Быстродействующие механизмы, разработанные для таких коротких облучений, состоят из пневматических трубок, проходящих в различные точки котла (пневмопочта). Обычно для транспортировки образцов по этим трубкам используется углекислый газ (можно использовать и воздух, хотя в нем появляются незначительные количества опасного радиоактивного A^{41}). Механизм, используемый в аргонском котле на тяжелой воде, схематически изображен на фиг. 82. Это устройство было разработано Юзом, Дабсом, Каном и Холлом [23] для изучения запаздывающих нейтронов, испускаемых U^{235} . В этих экспериментах механизм использовался для перемещения образца U^{235} за время 0,4 сек. от края решетки котла до хорошо защищенного счетчика. Быстро изменяющаяся скорость счета, а также сигналы времени, по которым можно было определить начало и конец облучения, регистрировались на электрокардиографической ленте.

На фиг. 83 показан образец записи скорости счета и сигналов времени. На брукхаузенском котле работает несколько пневмопочт [24], причем некоторые из них протянуты от котла до соседних лабораторий, что позволяет доставлять образцы для изучения непосредственно в лаборатории. На котле в Ок-Ридже [25] в настоящее время используется чрезвычайно быстродействующая пневмопочта, позволяющая извлекать маленький образец из котла за 0,1 сек.

Для периодов полураспада, меньших времени срабатывания пневмопочты, облучение в решетке котла нецелесообразно. Эти чрезвычайно короткоживущие радиоизотопы можно, однако, изучать, как мы увидим в гл. IX, производя облучение нейтронными пучками вне котла. Некоторые реакции, не приводящие к образованию радиоизотопов, могут быть изучены в решетке котла по их вторичным эффектам. Фотографические пластинки, помещаемые внутри котла, позволяют изучать такие реакции, как деление [26, 27] и реакции (n, p), посредством наблюдения следов тяжелых частиц в эмульсии. Химические эффекты, которые являются результатом появления ядер отдачи в реакциях (n, γ), также поддаются изучению при помощи облучения внутри решетки. Например, распад молекул бромистого этила исследуется методом облучения газа при малом давлении в электрическом поле, собирающем продукты реакции на электродах [28].

При получении радиоизотопов в условиях мощных потоков имеется вероятность возникновения различных реакций на самих радиоизотопах; эти вторичные реакции должны



Фиг. 83. Запись работы пневмопочты аргонского котла.

Видны различные сигналы времени и быстрое уменьшение скорости счета. Каждой горизонтальной линии на ленте соответствует 0,04 сек. Сигнал закрытия вентиля давления не заметен среди сигналов от счетчика.

быть также исследованы. Вторичные реакции могут вызвать появление вторичного радиоизотопа, желательного в одних случаях и нежелательного в других. Легко видеть, что вторичная активность при насыщении пропорциональна квадрату потока, так как количество первичного радиоизотопа пропорционально nv , а количество вторичного продукта пропорционально количеству первичного, помноженному на nv :

Скорость распада первичного радиоизотопа = $Nnv\sigma$ [согласно (7.2)],

Число атомов первичного радиоизотопа = $\frac{Nnv\sigma}{\lambda}$ (λ — постоянная распада первичного продукта),

$$\begin{aligned} \text{Скорость распада вторичного радиоизотопа} &= \frac{Nnv\sigma}{\lambda} nv\sigma' = \\ &= N(nv)^2 \frac{\sigma\sigma'}{\lambda}, \end{aligned} \quad (7.10)$$

где σ' — эффективное сечение для получения вторичного радиоизотопа.

Поглощение нейтронов первичным радиоизотопом сопровождается некоторым уменьшением его количества, хотя этот эффект почти всегда незначителен. Его можно рассматривать как некоторое пропорциональное nv изменение эффективной постоянной распада:

$$\begin{aligned} \lambda &= \text{Постоянная распада первичного радиоизотопа,} \\ \lambda + nv\sigma' &= \text{Постоянная распада в потоке } nv \end{aligned}$$

Отсюда скорость распада при насыщении для первичного радиоизотопа будет несколько меньше, чем $Nnv\sigma$, а именно:

$$\text{Скорость распада при насыщении} = Nnv\sigma \frac{\lambda}{\lambda + nv\sigma'}. \quad (7.11)$$

Вторичные реакции будут вносить наиболее заметные изменения при больших эффективных сечениях и потоках и длительном облучении. Подобные условия встречаются при измерении эффективных сечений по изменениям изотопного состава, определяемым с помощью масс-спектрометра. В § 7 этой главы мы увидим, что вторичные реакции производят определенные эффекты, которые должны приниматься во внимание при вычислении эффективных сечений из измерений на масс-спектрометре. Эффекты вторичных реакций иногда настолько велики, что могут быть обнаружены в обычных активационных исследованиях. Например, эффективное сечение образования Au^{198} — радиоизотопа с периодом полураспада 2,69 дня равно 94 барн, в то время как он сам имеет

эффективное сечение для образования Au^{199} , равное 16 000 барн [29]. Такая комбинация эффективных сечений позволяет получить заметную активность Au^{199} в потоке 10^{12} . Из формулы (7.10) для одного грамма Au^{197} получим

$$\begin{aligned} \text{Активность } \text{Au}^{199} \text{ при насыщении} &= \frac{10^{24} \cdot 0,60 \cdot 94 \cdot 16\,000 \cdot 10^{-24}}{197 \cdot 2,95 \cdot 10^{-8}} = \\ &= 1,55 \cdot 10^9 \text{ распадов в 1 сек.} = 0,042 \text{ кюри.} \end{aligned}$$

Присутствие вторичной реакции при работе с P^{32} затрудняло интерпретацию β -спектра этого изотопа до тех пор, пока не было доказано [30], что слабая составляющая, обнаруженная в β -спектре, относится в действительности к P^{33} с периодом полураспада 20 дн., а не к P^{32} .

§ 4. Активационный анализ

Интенсивные потоки тепловых нейтронов в современных котлах позволяют получать заметную активность даже для чрезвычайно малых количеств материала. Это обстоятельство может быть положено в основу метода анализа следов элементов. Чувствительность этого метода сильно зависит от величины эффективного сечения элемента на тепловых нейтронах, но в благоприятных условиях он является мощным средством исследования. Для примесей с эффективным сечением на тепловых нейтронах 10 барн, содержание которых на 10^{-3} моля материала мишени составляет всего 10^{-4} атомн. %, получаем из выражения (7.2) активность при насыщении, соответствующую 6 000 распадам в 1 сек. при потоке 10^{12} . Такая значительная скорость счета для столь малых примесей характеризует высокую чувствительность метода. Однако для использования этого метода анализа, называемого «активационным анализом», необходимо знать эффективные сечения исследуемых элементов, количество и эффективные сечения других составных частей, которые могут дать активность, подобную определяемой, а также иметь возможность легко выделять интересующие активности химическим путем.

Эффективные сечения (приложение III) и характеристики распада [2] достаточно хорошо известны почти для всех элементов, поэтому соответствующая ошибка бывает невелика. Легкость получения и выделения нужных активностей может быть выявлена только путем исследования отдельных материалов, подлежащих анализу, и природы находящихся в них примесей. Нужная активность часто может быть выделена из других активностей простым химическим разделением и изучением периода распада и энергии испускаемых частиц. Измерение энергии, необходимое лишь для целей идентификации, можно выполнить простым методом поглощения.

Метод активационного анализа был применен в 1938 г., еще до появления котлов, Сиборгом и Ливингудом [31] для определения небольших количеств галлия в железе. В 1947 г. Тобиас и Дани [32] начали применять активацию нейтронами из котла для обнаружения следов элементов в биологических тканях. Например, таким методом они измерили количество золота, оставшееся в различных тканях мышей через 30 дней после инъекции 100 мкг золота. Для проведения активации 19 образцов ткани были сожжены и облучены в хэнфордском котле, после чего их активность была измерена на обычном счетчике Гейгера—Мюллера. Образцы обнаруживали главным образом 15-дневную активность P^{32} , но после химической очистки (перед которой в каждый образец ткани было добавлено в качестве носителя по 25 мкг устойчивого золота) в каждой ткани была выявлена преимущественная активность Au^{198} с периодом полураспада 2,8 дня. Чувствительность была достаточной для определения количества первоначального золота в желчном пузыре, которое во время анализа равнялось 10^{-12} г. Общее количество золота, содержащегося в тканях, показало, что 2,2 мкг (из первоначальных 100 мкг) находились еще в теле через 30 дней после инъекции, т. е. в момент смерти. Тобиас и Дани измерили также общее содержание золота в белых кровяных тельцах у больных лейкемией (14 мкг), облучая несколько миллиграмм золы из крови и отделяя активное золото описанным выше методом.

Примеры, подобные данному, показывают, насколько велика чувствительность метода нейтронной активации в биологических анализах при использовании такого удобного элемента, как золото. Способы применения активационного анализа детально изложены в докладе Бойда [33], который описывает также использование активации для анализа металлов и сплавов и методы получения количественных данных с помощью внутренних стандартов. В некоторых благоприятных случаях, рассмотренных Бойдом, когда примеси обладают легко получаемой характерной активностью, можно определить содержание примесей в количестве одной части на миллиард (например, содержание иридия в платине). Методам активационного анализа посвящен также обзор Мюльхауза и Томаса [34]. Браун и Гольдберг в ряде работ [35] используют активационный анализ с нейтронами из котла для нахождения следов галлия в метеоритах. Недавно Юдженс и Дабагян [36] сообщили об измерении малых количеств циркония в циркониево-гафниевых сплавах.

Активационный анализ ограничивается использованием тепловых нейтронов. Это связано с возможностью получать интенсивные потоки тепловых нейтронов, а также с тем, что эффективные сечения на тепловых нейтронах для большинства элементов велики. Другим характерным свойством некоторых элементов, которое рас-

считывалось в гл. I, § 7, является наличие резонансов. Весьма вероятно, что анализ поглощения нейтронов определенных энергий можно было бы использовать как очень чувствительный метод химического анализа для элементов, имеющих характерные резонансы. Эта возможность была рассмотрена Хавенсом и Тейлором [37], но на практике такой метод еще не применялся.

Одно из неудобств активации тепловыми нейтронами как средства анализа заключается в ограниченности числа котлов, которые могут быть использованы в качестве источников нейтронов. Если бы небольшие исследовательские котлы типа, описанного в гл. II, § 5, были сооружены в удобных местах по всей стране, то, безусловно, активационный анализ нашел бы широкое применение во многих областях. В настоящее время, однако, эта техника используется для решения только небольшого числа отдельных задач. Недавно в Ок-Ридже учреждена служба активационного анализа, принимающая образцы для анализа на присутствие отдельных элементов. Опубликован [38] перечень удобных и неудобных для анализа элементов.

§ 5. Эффективное сечение поглощения. Метод коэффициента опасности

Эффективное сечение активации может составлять только часть полного сечения поглощения элемента, так как в результате поглощения некоторых нейтронов происходит образование устойчивых изотопов. Например (см. приложение III), эффективное сечение поглощения железа (атомное сечение, или среднее сечение нормальной смеси изотопов) равно 2,4 барна и из этого значения только 0,1 барна соответствует наблюдаемой активности; основное поглощение, происходящее в Fe^{56} , приводит к образованию устойчивого Fe^{57} . Для некоторых проблем, например связанных с реактивностью котла, существенно поглощение нейтронов вне зависимости от того, вызывает ли оно активацию или нет. Очевидно, что в основу метода определения эффективных сечений поглощения могут быть положены некоторые процессы, которые чувствительны к исчезновению нейтронов, например сама цепная реакция. Один из таких методов измерения эффективного сечения поглощения тепловых нейтронов по его влиянию на реактивность котла был осуществлен [39] на первом атомном котле в связи с необходимостью определения чистоты конструктивных материалов котла, таких, как графит, уран и алюминий. Так как примеси, поглощающие нейтроны, были в этих компонентах котла особенно «опасны» для развития цепной реакции, то процедура была названа измерением поглощения нейтронов методом «коэффициента опасности».

Влияние поглощения нейтронов на режим работы котла, особенно на его реактивность, было рассмотрено в гл. II, § 4. Была показана зависимость коэффициента размножения котла k или реактивности котла в обратных часах от коэффициента использования тепловых нейтронов f [формула (2.2)]. Таким образом, изменение реактивности, вызванное отдельными образцами, является прямой мерой поглощения ими нейтронов. Изменение реактивности может быть найдено как по периоду котла с помощью соотношения (2.23), так и по положению регулирующего стержня при точно критическом состоянии котла ($k=1,000$). Практически лучший метод определения реактивности основан на комбинации этих двух приемов. Регулирующий стержень сначала устанавливается так, что котел находится в почти критическом состоянии, т. е. мощность котла слегка возрастает или падает. Период этих медленных подъемов или понижений измеряется затем по времени изменения мощности котла, обычно с помощью чувствительного гальванометра, соединенного с борной ионизационной камерой, расположенной внутри котла. Реактивность котла (положительная для возрастающей мощности) определяется из соотношения (2.23), хотя в этом случае периоды настолько велики, что реактивность практически просто равна обратной величине периода котла в часах. Изменение реактивности, соответствующее перемещению регулирующего стержня, определяется специальной калибровкой стержня, которая заключается в измерении периодов котла при разных положениях стержня. Затем на основании соотношения (2.23) из периодов котла вычисляется реактивность.

Изменение реактивности котла, вызванное образцами материала, определяется путем измерения реактивности описанным выше способом при наличии образца в котле и без него. Образец помещается в центре котла с целью обеспечения максимальной чувствительности, ибо влияние поглощения нейтронов на реактивность пропорционально квадрату потока в месте поглощения¹⁾. Образец должен быть распределен тонким слоем на достаточно большой поверхности, чтобы исключить эффект самоэкранирования. С подобной предосторожностью мы встречались при измерении эффективных сечений методом облучения тепловыми нейтронами. Так как эффективные сечения на тепловых нейтронах много меньше сечений в резонансной области, то здесь ограничение толщины образца обычно не столь серьезно, как в случае резонанса.

Реактивность котла подвержена воздействию нескольких внешних факторов, которые необходимо учитывать при всех измерениях реактивности; в некоторых случаях эти факторы сильно

¹⁾ Изменение k за счет поглощения пропорционально nv , кроме того, поглотитель увеличивает утечку из котла на величину, также пропорциональную nv , так что полное изменение реактивности будет пропорционально $(nv)^2$ [57]. — Прим. авт.

осложняют измерение поглощения. Основным внешним фактором, влияющим на реактивность котла, являются флуктуации атмосферного давления. Если котел не закрыт герметически, то повышение давления сопровождается увеличением содержания в котле азота и соответствующим падением реактивности вследствие поглощения нейтронов в азоте. Изменение атмосферного давления и соответственно реактивности котла происходит медленно, но, к сожалению, имеются также нерегулярные короткопериодные флуктуации. Эффект медленного изменения атмосферного давления можно учесть расчетным путем, если известен барометрический коэффициент (реактивность в обратных часах на 1 см рт. ст.). Значение этого коэффициента получают измерением реактивности котла при различных значениях атмосферного давления; например, для аргонного графитового котла [39] этот коэффициент составляет —3,2 обратного часа на 1 см рт. ст. Реактивность этого котла немного изменяется также с изменением температуры; температурный коэффициент [39] равен —0,8 обратного часа на 1°C, однако изменение температуры происходит весьма медленно и обычно вводить на него поправку нет необходимости.

Главной помехой для точных измерений реактивности являются нерегулярные короткопериодные флуктуации атмосферного давления, которые могут быть скомпенсированы только повторными измерениями реактивности котла с образцом и без него. При помощи таких повторных измерений можно добиться чувствительности в 0,01 обратного часа (что соответствует изменению k только на одну четырехмиллионную часть). Как мы скоро увидим, эта чувствительность соответствует общему сечению поглощения (σ_a , умноженное на число поглощающих атомов), равному 0,02 см², т. е. σ_a , равному лишь 0,03 барна для образца, содержащего 1 моль материала.

Имеется принципиальная возможность вычислить для каждого котла переходный коэффициент между реактивностью в обратных часах и общим сечением поглощения в см², однако практически удобнее калибровать котел при помощи известного поглотителя (например, бора). Этот способ дает и более точные результаты. Калибровка аргонного графитового котла описана Андерсоном и др. [39]; они установили, что общему сечению поглощения 2,0 см² соответствует 1 обратный час реактивности. Если при калибровке взято значение эффективного сечения бора для $v=2200$ м/сек, то и результат измерения сечений методом коэффициента опасности для материалов, подчиняющихся закону $1/v$, будет, конечно, относиться к этой скорости, несмотря на то, что действие поглотителя на котел усреднено по спектру нейтронов и температура нейтронов в котле, как правило, не соответствует скорости 2200 м/сек.

Если измеряемое эффективное сечение на тепловых нейтронах в тепловой и резонансной областях энергий следует приблизительно закону $1/v$ (что справедливо для бора и многих других легких элементов), то нет необходимости вводить поправку на надтепловые нейтроны, так как их действие в этом случае одинаково при измерении образца и стандарта. Однако материалам часто присуще заметное резонансное поглощение. Эффект резонансного поглощения может быть учтен путем измерения резонансных интегралов поглощения способом, рассмотренным в гл. V, § 2. К счастью, резонансное поглощение можно обычно сделать весьма малым, правильно выбирая толщину образцов. Толщина образца должна быть выбрана такой, чтобы за счет самоэкранирования уменьшить резонансное поглощение без существенного снижения поглощения тепловых нейтронов.

Связь между величиной поглощения и изменением реактивности котла, получаемая в результате калибровки, не является постоянной. Калибровка несколько зависит от количества поглотителей в котле, положения регулирующих стержней и расположения уранового горючего. Калибровка котла по отношению к бору, требующая весьма тонких образцов для исключения самоэкранирования и ослабления потока, чрезвычайно кропотлива, поэтому для частых калибровок необходим вторичный стандарт. Общепринятый очень удобный стандарт готовится из тонкой кадмиевой проволоки. Проволока из кадмия поглощает все нейтроны, попадающие на нее, следовательно, ее нейтронное эффективное сечение определяется геометрическими размерами, если она не настолько велика, чтобы вызвать заметное ослабление потока нейтронов в близлежащей области. Для проволоки диаметром d и длиной l сечение в случае изотропного поля нейтронов, равное геометрической поверхности, усредненной по всем направлениям полета нейтронов, в предположении, что l много больше d , дается формулой

$$\sigma = \frac{\pi dl}{4}. \quad (7.12)$$

Использование кадмиевой проволоки не дает абсолютной калибровки, так как поглощение кадмия не подчиняется закону $1/v$, и, следовательно, эффект кадмиевой проволоки по отношению к эффекту материала, подчиняющегося закону $1/v$, будет меняться с температурой нейтронов. Действительно, отношение поглощения кадмия к поглощению материала, следующего закону $1/v$, используется для определения температуры нейтронов в котле (см. гл. III, § 4).

Для материалов, в которых поглощение нейтронов много больше, чем рассеяние, метод коэффициента опасности дает

эффективные сечения, не требующие дальнейших поправок. Напротив, когда рассеяние значительно больше поглощения (особенно для легких элементов), эффект рассеяния существенно влияет на результаты измерений. Основным эффектом рассеяния заключается в дополнительном замедлении быстрых нейтронов, что вызывает уменьшение вероятности резонансного захвата [увеличение величины p в формуле (2.2)], а следовательно, возрастание реактивности. Этот эффект замедления лучше всего оценить путем непосредственной калибровки малопоглощающим веществом. Известно, например [39], что полный эффект от графита в графитовом котле при измерениях методом коэффициента опасности равен приблизительно нулю, т. е. поглощение нейтронов компенсируется замедлением. Эффект замедления [см. формулы (1.38) и (2.5), а также табл. 1], пропорционален $\sigma_s \xi$ (замедляющей способности на атом вещества), которая для графита равна $4,7 \cdot 0,158$, в то время как сечение поглощения для графита равно $4,9 \cdot 10^{-3}$ барн. Таким образом, непосредственно из выражения для изменения реактивности котла от введения образца графита получаем эффект замедления, выраженный в эквивалентном поглощении:

$$K \sigma_s \xi = \sigma_a,$$

где коэффициент K численно равен выраженному в барнах эквивалентному поглощению на единицу замедляющей способности на атом:

$$K \cdot 4,7 \cdot 0,158 = 4,9 \cdot 10^{-3},$$

$$K = \frac{4,9 \cdot 10^{-3}}{4,7 \cdot 0,158} = 6,6 \cdot 10^{-3},$$

или

$$\text{Эффект поглощения на атом} = 6,6 \xi \sigma_s \cdot 10^{-3} \text{ барн}. \quad (7.13)$$

В качестве примера рассмотрим висмут; для него эффект замедления эквивалентен $6,6 \cdot 9,2 \cdot 0,0095 \cdot 10^{-3} = 0,6 \cdot 10^{-3}$ барн — весьма незначительной величине, даже принимая во внимание, что поглощение висмута ($32 \cdot 10^{-3}$ барн) мало. С другой стороны, для бериллия имеем $6,6 \cdot 7 \cdot 0,21 = 9,7 \cdot 10^{-3}$ барн, что является существенной поправкой к сечению поглощения бериллия, равному 10^{-2} барн.

Измерения эффективных сечений поглощения имеют по сравнению с измерениями сечений активации как преимущества, так и недостатки. Так, ошибка в измерениях активации, возникающая вследствие недостаточного знания схем распадов, отсутствует в измерениях поглощения, так как в этом случае поведение ядер после захвата нейтронов не влияет на результат измерений. С другой стороны, результаты измерения сечений

поглощения могут быть серьезно искажены за счет сильно поглощающих примесей, не влияющих обычно на измерения активации. Например, эффективное сечение Nb на основании активационных измерений принималось ранее равным 0,1 барна. Однако измерения поглощения методом коэффициента опасности дали значение 1,5 барна. Предполагалось, что большое значение сечения поглощения получается за счет примесей, которые увеличивают поглощение, но не влияют на активацию (измеряемую по Nb^{94} с периодом полураспада 6,6 мин.). Тем не менее тщательная химическая очистка понизила величину поглощения только до 1,1 барна. Позднее было найдено [40], что приведенное значение сечения активации неправильно, так как Nb^{94} распадается с испусканием γ -лучей малой энергии (для которых эффективность счетчика Гейгера—Мюллера составляет 1%), а не β -лучей, как предполагалось ранее. Учет эффективности счетчика в активационных измерениях привел к увеличению значения эффективного сечения до $1,0 \pm 0,5$ барна в согласии с результатом, полученным при измерении поглощения.

Таким образом, ошибка в измерениях активации может явиться результатом плохого знания схем распадов, тогда как в измерениях поглощения методом коэффициента опасности ошибка появляется из-за химических загрязнений. Максимальная точность метода коэффициента опасности определяется величиной используемого образца; так как величина образца ограничена условием малого самоэкранирования и отсутствием больших количеств химически чистых материалов, то практически ошибка метода равна 5%. Значения эффективных сечений, приведенные в приложении III, определены именно с такой точностью. Котловой осциллятор, описываемый в следующем параграфе, имеет более высокую чувствительность и, следовательно, может использовать образцы меньших размеров, обычно более чистые, но приведение всех измерений к абсолютному стандарту ограничивает точность определения эффективных сечений поглощения этим методом также 5%.

Тщательное сравнение сечения поглощения материала с сечением активации позволяет обнаружить ядерные состояния, возникающие в результате поглощения нейтронов, но не проявляющиеся в активации, например изомерные состояния (для которых может существовать второй вид радиоактивного распада, не известный экспериментатору, например испускание γ -лучей малой энергии) или радиоактивные распады с очень короткими или слишком длинными периодами, не поддающимися определению при использовании обычной счетной техники. Сравнение может привести также к выяснению причин расхождения в величинах сечений и дать сведения об отдельных характеристиках распада радиоизотопов, как это было в случае Nb^{94} .

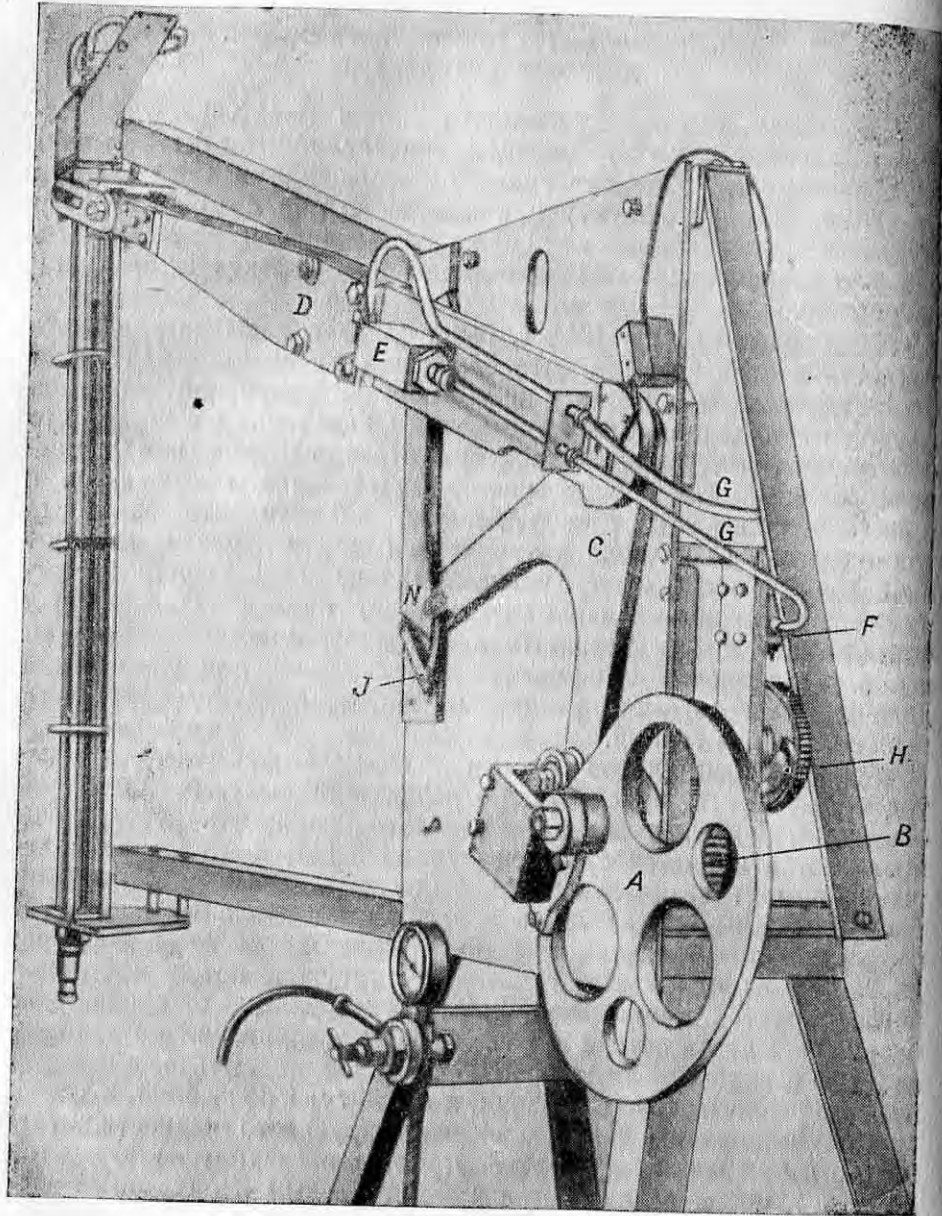
§ 6. Эффективное сечение поглощения. Котловой осциллятор

Мы видели, что предел точности метода коэффициента опасности кладется короткопериодными нерегулярными флуктуациями реактивности котла, связанными с изменениями атмосферного давления. Период флуктуаций давления мал по сравнению с временем, необходимым для каждого измерения реактивности, что затрудняет исключение возмущающего эффекта атмосферного давления.

Лангсдорфом [41] в 1945 г. была сделана попытка увеличить точность метода коэффициента опасности путем закрытия всех отверстий в защите котла для уменьшения изменений давления внутри него. Однако тщательные исследования показали, что ошибка не может быть сделана существенно меньше, чем 0,01 обратного часа. Следующее усовершенствование заключалось в применении для ускорения измерений коэффициента опасности так называемого «метода качаний», в котором образец вручную вводится в котел и быстро извлекается из него. Успех, достигнутый при использовании этого метода, привел Лангсдорфа к созданию котлового осциллятора, позволяющего проводить измерения реактивности со скоростью, достаточной для уменьшения до пренебрежимо малой величины влияния случайных короткопериодных флуктуаций.

Котловой осциллятор основан на том же принципе, что и метод коэффициента опасности, но вследствие быстрых колебаний образца мощность котла не достигает равновесия. Хотя мощность котла является сложной функцией [42] поглощения нейтронов, амплитуда короткопериодных изменений мощности прямо пропорциональна поглощению нейтронов образцом. Если образец периодически вдвигается и выдвигается из котла или даже передвигается из одной точки котла в другую и поток нейтронов регистрируется в определенном месте в функции от времени, то переменная часть потока в котле будет пропорциональна полному сечению поглощения нейтронов образца. Область котла, в которой производится движение образца, и амплитуда колебаний, а также положение детектора нейтронов (регистрирующего мощность котла) можно по желанию изменять. Это обстоятельство используется для того, чтобы делать метод чувствительным к различным частям спектра нейтронов.

Один способ использования осциллятора, позволяющий получить чувствительность к определенной энергетической области, уже был описан в гл. V, § 2. В этом способе осциллирующий образец помещается внутри кадмиевой трубки. При этом на мощность котла влияет только эффект поглощения резонансных нейтронов и по осциллирующей части мощности можно определить



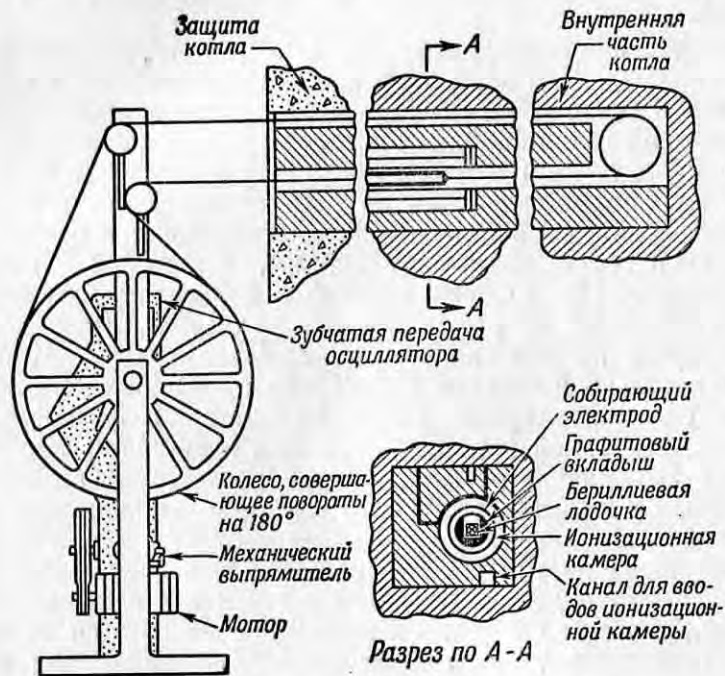
Фиг. 84. Механизм, приводящий в действие аргонский котловой осциллятор [41].

интеграл резонансного поглощения $\int \sigma dE/E$ путем сравнения со стандартным резонансным поглотителем, таким, например, как индий или золото. С другой стороны, эффект поглощения резонансных нейтронов будет практически отсутствовать, если колебания образца производить в той части котла, где нет урана, например в отражателе или тепловой колонне. В этих областях тепловых нейтронов амплитуда колебаний потока, детектируемая в некоторой близлежащей точке (локальная мощность), будет почти полностью соответствовать поглощению образцом тепловых нейтронов.

Механическая конструкция аппарата, который вдвигает и выдвигает образец по заданному временному графику и останавливает его в точно определенных местах, весьма проста, но требует некоторого внимания. В качестве примера на фиг. 84 изображен осциллятор аргонского котла [41] с размахом колебаний 91,5 см. Аппарат смонтирован на верхней поверхности реактора с тяжелой водой; колебания образца происходят в центральной вертикальной трубе диаметром 100 мм, дсходящей до центра котла (см. фиг. 58). Кулачок A на фиг. 84, вращаемый электромотором, действует на рычаг D через кулису C. Кулачок и кулиса движутся непрерывно, но рычаг находится в зацеплении с кулисой только в течение $1/2$ оборота на каждые $4 1/2$ оборота кулачка. Остальное время рычаг находится в фиксированном положении в верхней (как показано) или нижней (N) точках своего пути. Зацепление осуществляется воздушным поршнем E, соединенным с пальцем затвора. Держатель образца представляет собой алюминиевый сосуд диаметром 2,5 см и длиной 28 см, смонтированный на трубе, соединенной с рычагом D. Держатель образца движется до центра котла в течение 1 сек., находится там 9 сек., затем за 1 сек. перемещается на 91,5 см от центра котла и остается в таком положении последующие 9 сек. Кулачковый механизм оказался очень удобным устройством для осуществления точно повторяющихся движений, необходимых в осцилляторном методе.

Осциллятор ок-риджского котла [43], который работает в той части котла, где имеются преимущественно тепловые нейтроны (фиг. 85), осуществляет колебательное движение образца сквозь нейтронный детектор, представляющий собой полую ионизационную камеру. Таким образом, детектор чувствителен в основном к местным колебаниям потока. Вследствие малости перемещения колеблющегося образца мощность котла меняется весьма незначительно. Этот осциллятор может действовать при работе котла на полной мощности и, следовательно, не мешает другим экспериментам, так как образец находится вне решетки котла. В том его отличие от аргонского осциллятора, для работы которого необходим уровень мощности котла в несколько ватт.

На котле в Шатильоне (Франция) в настоящее время употребляются котловые осцилляторы [44, 45] как аргоннского типа, с модуляцией мощности всего котла, так и локальные осцилляторы по типу ок-риджского. Работая с прибором последнего типа, Эрто и др. [45] обнаружили разность фаз между осциллирующими сигналами от поглощения и от рассеяния. Эта разность фаз в принципе может быть использована для разделения двух эффективных сечений. Английский маломощный графитовый котел



Фиг. 85. Котловой осциллятор на котле в Ок-Ридже.

(GLEEP) также оборудован осциллятором, модулирующим мощность всего котла; результаты, полученные с его помощью [46], хорошо согласуются со значениями, ранее полученными в Аргонне и Ок-Ридже.

Котловые осцилляторы дают очень высокую точность, поскольку устройство схемы позволяет детектировать только часть мощности котла, осциллирующую с периодом, равным периоду механического движения. Предел чувствительности, например, аргоннского осциллятора [41] составляет около 0,0005 обратного часа, т. е. этот метод в 20 раз чувствительнее метода коэффициента опасности. Такое изменение реактивности соответствует для аргоннского котла на тяжелой воде присутствию 25 мкг бора

К сожалению, более высокая по сравнению с методом коэффициента опасности чувствительность осциллятора отчасти погашается несколькими мешающими эффектами. Наиболее важный из них связан с изменением реактивности котла вследствие различия эффекта рассеяния образца в разных положениях. Например, образец, находящийся на краю котла и рассеивающий часть уходящих по каналу нейтронов обратно в котел, увеличивает реактивность. Когда образец находится в центре котла, это увеличение реактивности за счет рассеяния практически отсутствует.

Менее существенным эффектом является изменение реактивности в результате неупругого рассеяния в образце, когда он колеблется вблизи урановых блоков котла. Это явление, изученное Лангсдорфом [41], заключается в уменьшении реактивности (т. е. эквивалентно поглощению нейтронов) за счет уменьшения энергии нейтронов ниже порога деления U^{235} при неупругих столкновениях в образце. Некоторые из быстрых нейтронов, которые могли бы вызвать деление U^{235} , т. е. внести свой вклад в эффект на быстрых нейтронах [ϵ в формуле (2.2)], теряются в результате неупругого рассеяния. Эффекты изменения утечки нейтронов за счет рассеяния и уменьшения числа делений на быстрых нейтронах в результате неупругого рассеяния значительно меньше сказываются в методе коэффициента опасности, так как в этом методе образцы закладываются в центр котла, а открытый канал, ведущий наружу, отсутствует, и, кроме того, образцы могут помещаться на безопасном расстоянии от блоков урана.

Те же предосторожности, о которых упоминалось в связи с методом коэффициента опасности, необходимы и при использовании котлового осциллятора. Так, необходимо применять достаточно тонкие образцы, чтобы самоэкранирование было незначительным; при измерении эффективного сечения на тепловых нейтронах следует вводить поправку на резонансное поглощение, используя интеграл резонансного поглощения или определяя кадмиевое отношение, а также поправку на возрастание реактивности за счет эффекта замедления [соотношение (7.13)].

Эффективные сечения поглощения, помещенные в таблице приложения III, в основном измерены с помощью котловых осцилляторов в Аргонне [41, 47], Ок-Ридже [43, 48] и Харвелле (Англия) [46]. В тех случаях, когда поглощение имеет по крайней мере такой же порядок величины, что и рассеяние, сечение поглощения известно с точностью примерно 5%. В некоторых благоприятных случаях точность может быть выше. Например: Li— 67 ± 2 барна, Au— 94 ± 1 барн, Fe— $2,43 \pm 0,08$ барна, H— $0,330 \pm 0,007$ барна, В— 750 ± 10 барн. Для В и Au результаты опытов по пропусканию (см. гл. IX, § 4) объединены с данными, получен-

ными на осцилляторе. Элементы, обладающие малым поглощением и большим рассеянием, например бериллий и графит, не могут быть точно измерены при помощи осциллятора вследствие большого эффекта рассеяния и замедления. Эффективные сечения поглощения для таких материалов лучше определять из длины диффузии. Этот метод рассмотрен в гл. VIII, § 1. При измерении материалов с эффективным сечением поглощения, превосходящим 1 барн, основная неопределенность в настоящее время возникает скорее за счет примесей, чем за счет техники измерений.

Эффективные сечения поглощения, измеренные для нормального элемента (естественной смеси изотопов), можно сравнивать с эффективными сечениями активации, относящимися к отдельным изотопам, только в случае одноизотопных элементов. Недавно, однако, стали доступны такие количества разделенных изотопов (порядка 0,1 г), которые позволяют измерять поглощение изотопов. Измерения поглощения изотопов, результаты которых помещены в приложении III, получены в основном на ок-риджском осцилляторе [49]. Сравнение показывает, что эти результаты достаточно хорошо соответствуют сечениям активации. Так, для Cu находим:

Изотоп	σ_a , барн	$\sigma_{акт.}$, барн
Cu ⁶³ (69%)	4,3 ± 0,3	3,9 ± 0,8
Cu ⁶⁵ (31%)	2,11 ± 0,17	1,8 ± 0,4
Cu (естественная смесь изотопов)	3,59 ± 0,12	

Здесь результаты измерения сечений поглощения на осцилляторе, полученные с большей точностью, согласуются с эффективными сечениями активации. Эффективное сечение поглощения нормальной меди (атомное эффективное сечение) может быть вычислено из значений для изотопов:

$$0,69 \cdot 4,3 + 0,31 \cdot 2,11 = 3,62 (\pm 0,22) \text{ барна,}$$

что находится в превосходном согласии с результатами непосредственных измерений поглощения для меди (3,59 ± 0,12 барна). Для малых эффективных сечений результаты активационных измерений обычно более точны, чем результаты, получаемые при помощи осциллятора, так как доступные количества разделенных изотопов малы. Приведем несколько примеров:

Изотоп	σ_a , барн	$\sigma_{акт.}$, барн
Kr ⁸⁴ (57%)	< 2	0,16 ± 0,04
Mo ⁹⁸ (24%)	< 0,4	0,13 ± 0,05
Te ¹³⁰ (31%)	0,5 ± 0,3	0,22 ± 0,05

Во многих случаях, например для Fe, эффективные сечения активации для отдельных изотопов не могут быть сопоставлены с поглощением, так как в результате поглощения нейтронов не происходит активации (например, Fe⁵⁶ и Fe⁵⁷). Однако для двух изотопов Fe, для которых сравнение возможно, существует определенное расхождение:

Изотоп	σ_a , барн	$\sigma_{акт.}$, барн
Fe ⁵⁴ (6%)	2,2 ± 0,2	0,7 ± 0,3
Fe ⁵⁸ (0,33%)	2,5 ± 2,0	0,7 ± 0,2

При внимательном изучении таблицы в приложении III можно обнаружить другие подобные же расхождения.

Любое большое превышение сечения поглощения над сечением активации для отдельного изотопа, если оно не связано с большой ошибкой в величине поглощения (например, за счет сильнопоглощающих примесей), может указывать на существование некоторой неизвестной активности (например, изомерного состояния) или на то, что известная часть активности почему-либо не детектируется (ветвь β-излучения слабой энергии, К-захват и т. д.). До сих пор измерения поглощения с разделенными изотопами не обнаружили таких расхождений, отчасти в связи с малой точностью результатов. Мы уже рассмотрели в § 5 этой главы кажущееся противоречие в данных для одноизотопного элемента Nb⁹³, явившееся результатом неправильной интерпретации схемы распада при исследовании активации.

§ 7. Масс-спектрометрические методы

Скорость реакции на тепловых нейтронах в котле для материалов с высоким эффективным сечением может оказаться достаточно большой, чтобы вызвать измеримые количественные изменения в образце. Например, если облучать бор потоком 10¹² в

течение года ($3,15 \cdot 10^7$ сек.), то распавшаяся часть изотопа B^{10} ($\sigma = 4 \cdot 10^3$ барн) составит

$$4 \cdot 10^3 \cdot 10^{-24} \cdot 3,15 \cdot 10^7 \cdot 10^{12} = 0,13.$$

Следовательно, такое облучение нейтронами дало бы изменение количества B^{10} на 13% и соответствующее изменение изотопного отношения B^{10} к B^{11} (так как количество последнего изотопа почти не изменилось бы). Сравнив изотопный состав бора после длительного облучения с составом до облучения, можно было бы вычислить эффективное сечение для реакции на B^{10} . Так как в результате реакции $B^{10}(n, \alpha)Li^7$ образуется Li^7 в достаточном для масс-спектрометрических измерений количестве, то эффективное сечение можно определить также по количеству образовавшегося Li^7 . Итак, мы видим, что масс-спектрометрические методы могут быть использованы для измерения σ_a путем определения содержания отдельного распадающегося изотопа или для измерения эффективного сечения, аналогичного $\sigma_{ант.}$, путем определения числа вновь образованных ядер. Лапп, Ван-Горн и Демпстер [50] впервые использовали этот метод в 1947 г. и показали, что большое поглощение Sm и Gd обусловлено Sm^{149} , Gd^{155} и Gd^{157} .

Масс-спектрометрический анализ позволяет не только определять изменение изотопного состава, но и измерять радиоактивность отдельных изотопов [51], что важно при исследовании эффектов облучения нейтронами. Можно также установить связь активностей с отдельными изотопами, облучая разделенные устойчивые изотопы. В принципе разделение изотопов может быть произведено как до, так и после облучения, но в последнем случае количество разделяемого материала может быть много меньше.

Как мы видели, при длительном облучении материалов с большими эффективными сечениями происходят вторичные реакции, которые обычно усложняют работу на масс-спектрометре. Однако масс-спектрометр чрезвычайно удобен для изучения реакций, приводящих к устойчивым элементам, для которых другие рассмотренные нами методы непригодны. Специфической реакцией, способствующей изотопному анализу, является реакция деления. При делении образуется так много продуктов, что их разделение по массам оказывается чрезвычайно полезным для анализа. Спектрометр может быть применен для работы как с устойчивыми, так и с радиоактивными изотопами. Это обстоятельство было использовано для измерений выхода устойчивых продуктов деления (см. гл. II, § 1), а также для определения периодов полураспада и эффективных сечений некоторых радиоактивных продуктов.

Преимущества масс-спектрометрического метода для измерения выхода устойчивых продуктов деления были показаны Тоде

и Грэхэмом [52], которые измерили относительный выход криптона и ксенона при делении. Относительный выход представляет собой просто относительное число атомов изотопов различных элементов, образующихся при делении, в отличие от абсолютного выхода, характеризующего число атомов, образованных на деление. Тоде и Грэхэм извлекли криптон и ксенон, образовавшиеся в виде устойчивых конечных продуктов радиоактивных цепочек деления, и измерили относительное содержание изотопов этих элементов непосредственно на масс-спектрометре. Выход был определен с такой точностью, что впервые была найдена тонкая структура кривой выхода продуктов деления (см. фиг. 14). Выход He^{234} оказался на 35% выше плавной кривой¹⁾. Выделяя газ Xe из урана сразу после облучения, Макнамара, Коллинс и Тоде [53] смогли измерить относительный выход радиоактивного продукта деления He^{133} и получить точное значение периода полураспада (5,27 дня) наблюдением его распада в масс-спектрометре. Позднее Макнамара и Тоде [54] изучили эффективные сечения различных изотопов криптона и ксенона путем измерения изменений изотопного состава в результате облучения в котле. Облучению подвергался как естественный газ, так и продукты деления.

Примером того, как вторичные реакции, радиоактивный распад и начальные эффективные сечения (выход при делении) входят в масс-спектрометрический анализ, является работа Ингрэма, Гайдна и Гесса [55] о продуктах деления в области редких земель. Образец, содержащий редкие земли, образующиеся в процессе деления, извлеченный из смеси продуктов деления, исследовался на масс-спектрометре. Был обнаружен следующий изотопный состав неодима:

Изотоп	Содержание, %
Nd^{143}	27,9
Nd^{144}	25,6
Nd^{145}	19,3
Nd^{146}	15,0
Nd^{148}	8,72
Nd^{150}	3,51

Здесь даны устойчивые изотопы Nd, являющиеся конечными продуктами различных цепочек деления.

¹⁾ Эту аномалию можно почти с полной уверенностью отнести за счет оболочечной структуры ядер: изотоп He^{134} содержит магическое число нейтронов — 82. — Прим. авт.

Если бы не было вторичных эффектов, то относительные выходы деления были бы пропорциональны приведенным числам. Нормируя одно из этих чисел к соответствующему выходу согласно кривой фиг. 14, можно было бы получить значения абсолютных выходов. Известно, однако (см. приложение III), что Nd^{143} имеет довольно большое эффективное сечение, равное 240 барн, в то время как все остальные изотопы Nd имеют малые сечения. Эффективное сечение Nd^{143} настолько велико, что за счет вторичной реакции $Nd^{143}(n, \gamma)Nd^{144}$ содержание Nd^{143} оказывается меньше, а содержание Nd^{144} больше, чем следует из величин выходов при делении.

Изменение во времени количеств Nd^{143} и Nd^{144} дается следующими соотношениями, аналогичными соотношению (7.10):

$$N_{143} = \frac{N_U \sigma_U (143)}{\sigma_{143}} (1 - e^{-\sigma_{143} nvt}), \quad (7.14)$$

$$N_{144} = N_U \sigma_U (144) nvt + \frac{N_U \sigma_U (143)}{\sigma_{143}} (\sigma_{143} nvt - 1 + e^{-\sigma_{143} nvt}). \quad (7.15)$$

Соотношение (7.14) описывает приближение числа атомов Nd^{143} (« N_{143} ») к равновесию, когда их образование из N_U атомов урана с эффективным сечением $\sigma_U (143)$ будет равно исчезновению, за счет поглощения нейтронов с эффективным сечением σ_{143} . Два члена соотношения (7.15) описывают образование Nd^{144} непосредственно при делении и в результате поглощения нейтронов Nd^{143} .

Соотношения (7.14) и (7.15) позволяют ввести поправки на исчезновение Nd^{143} и появление Nd^{144} при облучении нейтронами. Исправленные результаты дают относительный выход изотопов, который наблюдался бы при отсутствии вторичных реакций. Этот относительный выход переводится в абсолютный выход деления совмещением значения, соответствующего массе 143, с плавной кривой выхода при делении. Окончательные значения выхода приведены ниже (величины в скобках указывают выход без поправки на вторичные реакции).

Изотоп	Абсолютный выход, %
Nd^{143}	5,40 (5,20)
Nd^{144}	4,64 (4,76)
Nd^{145}	3,62
Nd^{146}	2,81
Nd^{148}	1,64
Nd^{150}	0,66

Несмотря на то, что поправка на вторичные реакции в этом случае мала, она все же больше ошибки в значениях относительного выхода, которая составляет всего 1%.

Анализ изотопного состава продуктов деления самария и гадолиния в работе Ингрэма, Гайдна и Гесса более сложен, чем для неодима, так как в данном случае, кроме вторичных реакций, необходимо учитывать радиоактивный распад во время облучения и после него. Однако для некоторых из изотопов этих элементов были определены выходы при делении, эффективные сечения и периоды полураспада. Такого же типа анализы были проведены Гайдном, Рейнольдсом и Ингрэмом [56] для определения эффективных сечений и периодов полураспада изотопов европия. Основное затруднение при определении точного значения эффективного сечения на тепловых нейтронах масс-спектрометрическим методом связано с отсутствием данных о роли, которую играют в реакции резонансные нейтроны. Так как метод по необходимости применяется для больших эффективных сечений, для которых резонансные эффекты обычно велики, то полученные эффективные сечения нельзя приписывать определенным энергиям нейтронов. Полученные этим методом эффективные сечения приведены в приложении III с обозначением «нейтроны из котла».

ЛИТЕРАТУРА

1. Bethe H. A., Rev. Mod. Phys., 9, 69 (1937), p. 135—136 (есть русский перевод: Г. Бете, Физика ядра, ч. II, М., 1948).
2. Bureau of Standards circular No 459, Nuclear Data (Dept. of Commerce, Washington, D. C., 1950).
3. Neutron Cross Sections, AECU 2040 (Office of Technical Services, Dept. of Commerce, Washington 25, D. C., 1952).
4. Bureau of Standards circular, Radium E Standards and Their Application to Analysis of P^{32} and J^{131} (1949).
5. Hughes D., Egger, Huddleston, Phys. Rev., 75, 515 (1949).
6. Spatz W. D. B., неопубликованная работа Аргонской лаборатории (1945).
7. Sullivan H. M., Rev. Sci. Inst., 11, 356 (1940); Evans R. D., Rev. Sci. Inst., 7, 441 (1936).
8. Burt V. P., Nucleonics, 5, No 2, 28 (1949).
9. Friedlander G., Kennedy J. W., Introduction to Radiochemistry, New York, 1949, Ch. X (есть русский перевод: Г. Фридлендер и Дж. Кеннеди, Введение в радиохимию, М., 1952).
10. Conference of Absolute Beta Counting, Preliminary Report No 8, Nuclear Science Series (National Research Council, Washington, D. C., 1950).
11. Feitelberg S., Science, 109, 456 (1949).
12. Cohen R., Ann. de Phys., 7, 13 (1952).
13. Jordan W. H., Chapter in Vol. 1 of Annual Review of Nuclear Science (Annual Reviews, Inc., 1952).
14. Seren, Friedlander, Turkel, Phys. Rev., 72, 888 (1947).
15. Isotopes, Catalog and Price List No 4 (Isotopes Division, Oak Ridge, Tenn., 1951).
16. Annual Reviews in Nuclear Science, Vol. I (Annual Reviews, Inc., 1952).
17. Guest G. H., Radioisotopes — Industrial Applications (Pitman, 1951).
18. Bruce M., Nucleonics, 10, No 3, 46 (1952); 10, No 4, 40 (1952).
19. Pate B. D., unclassified Harwell (England) report AERE-C/R-643 (Technical Information Division, Oak Ridge, Tenn., 1951).

20. Tomlinson M., Wright J., unclassified Harwell (England) report AERE-C/R-699 (Technical Information Division, Oak Ridge, Tenn., 1951).
21. Overman, Fry, Jones, Baldwin, Lamb, Savolainen, Oak Ridge report ORNL-4 (1948).
22. Levin J. S., Hughes D. J., неопубликованная работа Брукхавенской лаборатории, 1952.
23. Hughes D., Dabbs, Cahn, Hall, Phys. Rev., **73**, 111 (1948).
24. Borst L. B., Physics Today, **4**, 6 (1951).
25. Campbell E. C., Good W. M., Phys. Rev., **76**, 195 (1949).
26. Titterton E. W., Nature, **168**, 590 (1951).
27. Borst L. B., Floyd J., Phys. Rev., **70**, 107 (1946).
28. Davies T. H., Wexler S., unclassified AEC document AECU 2374 (Technical Information Division, Oak Ridge, Tenn., 1948).
29. Hill R. D., Phys. Rev., **79**, 413 (1950).
30. Jensen E. N., Nichols R. T., Phys. Rev., **83**, 215 (1951); Shelline, Holtzman, Fan, Phys. Rev., **83**, 215 (1951).
31. Seaborg G. T., Livingood J. J., Journ. Am. Chem. Soc., **60**, 1784 (1938).
32. Tobias A., Dunn R., AECU 2099B (Technical Information Division, Oak Ridge, Tenn., 1948).
33. Boyd G. E., AECU 2507 (Technical Information Division, Oak Ridge, Tenn., 1949).
34. Muehlhause C. O., Thomas G. E., Nucleonics, **7**, 9 (1950).
35. Brown H., Goldberg E., Phys. Rev., **76**, 1260 (1949); Science, **109**, 347 (1949).
36. Hudgens J. E., Dabagian H. J., Nucleonics, **10**, No 5, 25 (1952).
37. Taylor, Anderson, Havens, Science, **114**, 341 (1951).
38. Isotopics, **2**, No 2, 4 (Isotopes Division, Oak Ridge, Tenn., 1952).
39. Anderson, Fermi E., Wattenberg, Weil, Zinn., Phys. Rev., **72**, 16 (1947).
40. Goldhaber M., Sturm W., Phys. Rev., **70**, 111 (1946).
41. Langsdorf A., Phys. Rev., **74**, 1217 (1948); Rev. Sci. Inst., в печати.
42. Weinberg A. M., Schweinler H. C., Phys. Rev., **74**, 851 (1948).
43. Hoover, Jordan, Moak, Pardue, Pomerance, Strong, Wollan, Phys. Rev., **74**, 864 (1948).
44. Grimeland, Hellstrand, Netter, Compt. Rend., **232**, 2089 (1951).
45. Ertaud, Raieviski, Breton, Journ. Phys. Rad., **12**, 784 (1951).
46. Colmer F. C. W., Littler D. J., Proc. Phys. Soc., **A63**, 1175 (1950).
47. Harris, Muehlhause, Rasmussen, Schroeder, Thomas, Phys. Rev., **80**, 342 (1950).
48. Pomerance H., Phys. Rev., **83**, 641 (1951).
49. Pomerance H., Phys. Rev., **76**, 195 (1949); Phys. Rev., **88**, 412 (1952).
50. Lapp, Van Horn, Dempster, Phys. Rev., **71**, 745 (1947).
51. Inghram, Hayden, Hess, Phys. Rev., **71**, 643 (1947).
52. Thode H. G., Graham R. L., Can. Journ. Research, **A25**, 1 (1947).
53. Masnamara J., Collins, Thode H. G., Phys. Rev., **78**, 129 (1950).
54. Masnamara J., Thode H. G., Phys. Rev., **80**, 296 (1950).
55. Inghram, Hayden, Hess, Phys. Rev., **79**, 271 (1950).
56. Hayden, Reynolds, Inghram, Phys. Rev., **75**, 1500 (1949).
57. Goodman C., Introduction to Pile Theory, Cambridge, Mass., p. 173—177 (есть русский перевод: «Научные и технические основы ядерной энергетики» под ред. К. Гудмена, М., 1948, т. I., гл. 9).

Глава VIII

ИЗМЕРЕНИЯ ДИФфуЗИИ НЕЙТРОНОВ

Почти на каждом ядерном котле устраивается одна или несколько *тепловых колонн*, в которых получается в значительном объеме мощный поток тепловых нейтронов без заметной примеси резонансных нейтронов. В гл. II, § 8, были выяснены закономерности, описывающие распределение потока тепловых нейтронов и быстрое спадание потока резонансных нейтронов в тепловой колонне. Наличие большого потока нейтронов в значительном объеме в особенности ценно для проведения экспериментальных работ, в которых исследуется пространственное распределение нейтронов в большом объеме. В основном к числу таких работ принадлежат исследования диффузионного характера, в которых измеряется распределение нейтронов (быстрых или медленных) в среде с малым поглощением, что сопряжено с необходимостью измерений в больших объемах.

В настоящей главе будут рассмотрены измерения, связанные с диффузией нейтронов, а также так называемые «экспоненциальные» измерения. Применение тепловых колонн для измерения возраста быстрых нейтронов описано в гл. IV, § 8.

§ 1. Применение диффузии нейтронов для измерения малых эффективных сечений поглощения

В гл. I, § 11, нами было получено основное уравнение диффузии нейтронов, или *уравнение непрерывности*, выведенное в предположении малости эффективного сечения поглощения по сравнению с сечением рассеяния. Это уравнение имеет вид

$$\frac{\lambda v}{3} \nabla^2 n - \frac{v}{\Lambda} n + q = \frac{\partial n}{\partial t}, \quad (8.1)$$

где $\nabla^2 n$ — лапласиан распределения плотности нейтронов, λ — средняя длина свободного пробега для рассеяния [см. уравнение (1.50)], Λ — средняя длина свободного пробега для поглощения [см. уравнение (1.52)], v — скорость нейтронов и q — число тепловых нейтронов, возникающее в единице объема за 1 сек. В случае применения диффузии нейтронов для измерения малых

сечений поглощения предположение о малости поглощения среды обязательно выполняется, и поэтому нет необходимости привлекать к рассмотрению полную и значительно более сложную теорию переноса [1], описывающую процесс диффузии для случаев, когда сечение поглощения среды нельзя считать малым по сравнению с сечением рассеяния.

При детальном расчете котлов необходимо пользоваться выводами этой полной теории диффузии, поскольку предположения, лежащие в основе элементарной теории диффузии, несправедливы для реальных котлов, в которых имеются сильно поглощающие материалы. Однако в данном случае нас интересует применение диффузионных методов к измерениям, условия которых всегда могут быть выбраны (и даже должны быть выбраны в интересах точности измерения) такими, что предположение о малости поглощения среды выполняется. Это предположение справедливо для таких материалов, как графит, бериллий, тяжелая вода, для которых значения сечений поглощения были получены как раз из опытов по диффузии нейтронов. Как мы увидим ниже, в случае, когда поглощением среды нельзя пренебречь, измеренное на опыте значение длины диффузии может быть исправлено на основании более полной теории [см. формулу (8.4)].

В уравнении (8.1) не отражены детали пространственного распределения нейтронов вблизи неоднородностей диффузионной среды на расстояниях, меньших λ , от неоднородностей. Это уравнение дает правильное описание общего хода плотности нейтронов, выяснение же поведения плотности на участках диффузионной среды, меньших λ и отличающихся по каким-либо нейтронным параметрам, требует более детального расчета. Такими неоднородностями являются сам источник, какой-либо посторонний поглотитель (например, активируемая фольга), а также границы среды. Однако, как правило, встречающиеся на практике неоднородности среды таковы, что для вычисления истинного распределения потока требуется введение лишь небольших поправок к результатам, полученным из уравнения (8.1). При расчетах мы будем вводить лишь поправку, связанную с «экстраполированными границами» среды, которая будет рассмотрена в § 2 этой главы.

Другое предположение, лежащее в основе элементарной теории и соответственно уравнения (8.1), заключается в принятии изотропного закона рассеяния нейтронов в среде. На самом деле, как будет показано в гл. X, § 4, угловое распределение рассеяния тепловых нейтронов является весьма сложным, поскольку рассеяние происходит в основном под определенными брэгговскими углами к граням кристаллических зерен среды. Если угловое распределение рассеяния известно, то эффект ани-

зотропии может быть учтен (см. [2]) заменой в уравнении (8.1) эффективного сечения рассеяния σ_s на эффективное сечение переноса $\sigma_{\text{пер.}}$, причем, согласно формуле (1.44),

$$\sigma_{\text{пер.}} = \sigma_s (1 - \overline{\cos \varphi}) \quad (8.2)$$

и

$$\lambda_{\text{пер.}} = \frac{\lambda}{1 - \overline{\cos \varphi}},$$

где $\overline{\cos \varphi}$ — среднее значение косинуса угла рассеяния (в лабораторной системе координат), рассчитанное по угловому распределению рассеянных нейтронов.

Если рассеяние нейтронов происходит на свободных атомах, то угловое распределение в системе центра инерции изотропно, и средний косинус угла рассеяния в лабораторной системе координат может быть рассчитан по формуле (1.42). Однако, как это будет показано в гл. X, § 4, в случае рассеяния тепловых нейтронов рассеивающие атомы обычно не могут рассматриваться как свободные и эффективной массой рассеивающей частицы является не масса атома, а масса всего кристаллического зерна. Вследствие большой величины массы кристалла угловое распределение в системе центра инерции не отличается от распределения в лабораторной системе координат, однако это распределение приобретает сложный характер, в связи с интерференционными эффектами брэгговского рассеяния на кристаллической решетке. Практически для материалов с известной кристаллической структурой угловое распределение рассеяния, а следовательно, и значение $\overline{\cos \varphi}$ можно вычислить без особого труда, а потому эффект анизотропии рассеяния не приводит к погрешностям при диффузионных измерениях.

В элементарной теории диффузии делается еще предположение о том, что все нейтроны обладают одной скоростью, в то время как опыт показывает, что в действительности имеет место максвелловское распределение скоростей нейтронов. Большинство столкновений, претерпеваемых нейтронами в твердой среде, происходит практически без изменения энергии тепловых нейтронов, поскольку рассеяние, как правило, является когерентным и эффективную массу рассеивающих частиц можно считать бесконечно большой (см. гл. X, § 4). Поэтому в первом приближении можно принять, что нейтроны с определенной энергией диффундируют в среде со свойственной им длиной диффузии и в процессе диффузии сохраняют свою скорость неизменной независимо от нейтронов других энергий. При этом нейтроны с различной энергией обладают разными длинами диффузии, потому что сечение поглощения среды (а также, в меньшей степени, сечение переноса) зависит от энергии нейтронов.

С этой точки зрения нельзя говорить о едином значении длины диффузии нейтронов, имеющих максвелловское распределение скоростей, и даже среднее значение при этом не имеет строгого смысла, поскольку оно само меняется в процессе диффузии, при котором искажается энергетическое распределение нейтронов вследствие неодинакового поглощения нейтронов различных энергий. Однако экспериментальные данные говорят о том, что предположение о максвелловском распределении в процессе диффузии нейтронов в основном остается справедливым (некоторое изменение энергии при рассеянии нейтронов, разумеется, имеет место, как это показано в гл. X, § 4, иначе не возникало бы прежде всего само максвелловское распределение). Таким образом, изложенная в гл. I, § 11, элементарная теория диффузии вполне может быть применена для практических расчетов; следует лишь иметь в виду, что как получаемую длину диффузии, так и эффективные сечения, используемые в уравнении (8.1), необходимо рассматривать как величины, соответствующим образом усредненные.

При измерениях малых сечений поглощения, а также других диффузионных величин, основное уравнение диффузии представляет собой стационарный случай уравнения непрерывности

$$\nabla^2 n - \frac{3}{\lambda_{\text{пер.}} \Lambda} n + \frac{3q}{\lambda_{\text{пер.}} v} = 0. \quad (8.3)$$

Член, содержащий q , как правило, связан с эффектом замедления нейтронов деления. Этот член играет роль при изучении диффузии в области вблизи от источника быстрых нейтронов, как, например, в «сигма-призме»; он пренебрежимо мал, если измерения производятся в тепловой колонне, где имеются только одни тепловые нейтроны. Уравнение (8.3) получается из уравнения (8.1), если принять, что $dn/dt = 0$, и длину свободного пробега рассеяния заменить длиной переноса.

Диффузионные измерения в основном состоят в определении лапласиана пространственного распределения нейтронов $\nabla^2 n/n$ в данных конкретных условиях, откуда непосредственно получается значение длины диффузии. Как уже было показано выше [см. формулу (1.57)], длина диффузии

$$L = \frac{1}{(3N^2 \sigma_a \sigma_{\text{пер.}})^{1/2}}. \quad (8.4)$$

Принимая, что $q = 0$, можно записать уравнение (8.3) в следующем виде:

$$\nabla^2 n - \frac{n}{L^2} = 0. \quad (8.5)$$

Это простое уравнение справедливо, например, для диффузии нейтронов в тепловой колонне. Измерение длины диффузии можно считать одновременно измерением сечения переноса, если известно сечение поглощения [см. формулу (8.4)], или, что более часто применяется, измерением σ_a при известном $\sigma_{\text{пер.}}$.

При обработке результатов диффузионных измерений весьма важным является правильный выбор закона усреднения значений эффективных сечений по спектру нейтронов. При выводе уравнения непрерывности мы видели, что сечение поглощения входит в длину свободного пробега Λ , при помощи которой определяется время жизни нейтронов в среде. При наличии максвелловского распределения нейтронов процесс диффузии определяется *средней длиной свободного пробега* (т. е. средним значением обратной величины эффективного сечения), а потому, если поглощение среды зависит от скорости нейтронов как $1/v$, обратное значение сечения, которое нужно подставить в формулу (8.4), равно

$$\overline{1/\sigma} = \overline{v/k} = 1/\sigma_{\bar{v}}; \quad (8.6)$$

где $\sigma_{\bar{v}}$ — сечение для нейтронов со средней скоростью максвелловского распределения. Это эффективное сечение, которое мы и должны использовать в уравнении диффузии, в 1,128 раза меньше обычного сечения, соответствующего наиболее вероятной скорости (2 200 м/сек при комнатной температуре), так как средняя скорость в 1,128 раза больше наиболее вероятной скорости. В большинстве рассмотренных нами выше случаев определения тепловых эффективных сечений (особенно в гл. VII, § 1) можно было с полным основанием использовать значения, соответствующие скорости 2 200 м/сек. Настоящий случай диффузии нейтронов является одним из немногих, когда необходимо применять другие значения.

Важно подчеркнуть, что значение сечения, соответствующее средней скорости нейтронов, отнюдь не равно среднему значению сечения, так как последнее в 1,128 раза больше сечения, соответствующего наиболее вероятной скорости (см. гл. IX, § 2), или в $(1,128)^2$ раз больше сечения, соответствующего средней скорости. Это обстоятельство следует всегда иметь в виду, так как приводимые обычно в таблицах значения сечений поглощения относятся к скорости нейтронов 2 200 м/сек и в большинстве случаев применение этих значений вполне законно. Уравнение для вычисления длины диффузии представляет собой один из немногих случаев, когда значения сечений необходимо пересчитывать к скорости нейтронов, отличной от 2 200 м/сек. В § 4 этой главы будет рассмотрено в качестве примера определение среднего сечения, которое нужно использовать при измерении сечения поглощения бериллия методом диффузии.

§ 2. Сигма-призма

До появления котлов с цепной реакцией в диффузионных опытах использовались [2] нейтроны, полученные от Ra-Be-источников (см. гл. III, § 1). При этом обычно источник помещался внутри большого объема исследуемого материала и проводились измерения распределения резонансных и тепловых нейтронов в этом объеме. Подобную установку называют «сигма-призмой», потому что, как правило, предметом измерения в диффузионных опытах является эффективное сечение поглощения σ материала диффузионной среды. Конструкция сигма-призмы аналогична конструкции стандартной призмы, описанной в гл. III, § 2; аналогичен и способ осуществления измерения распределения потока. Собственно говоря, сигма-призма отличается от стандартной призмы в основном лишь целями проводимых на них измерений. Стандартная призма строится из материала, для которого известны значения ядерных констант, вследствие чего значение потока резонансных или тепловых нейтронов в любой точке призмы, как мы видели в гл. III, § 2, может быть вычислено (см. фиг. 32) с той же точностью, с какой известна мощность источника. В сигма-призме, напротив, по измеренному распределению нейтронов определяется значение длины диффузии, при помощи которого рассчитывается сечение поглощения или сечение переноса для исследуемого материала.

В областях сигма-призмы, близких к источнику, член, содержащий q , связанный с резонансными нейтронами, велик, а потому распределение тепловых нейтронов здесь подчиняется значительно более сложному закону, чем закон простой диффузии. Измеряя плотность поля резонансных нейтронов путем активации индиевой фольги, покрытой кадмием, и плотность тепловых нейтронов при помощи индиевой фольги без кадмия, мы получаем данные, которые можно использовать для вычисления сечения поглощения среды при помощи уравнений для распределения потока нейтронов в стандартной призме, приведенных в гл. III, § 2. Однако уравнение (3.2), включающее длину диффузии тепловых нейтронов, содержит столько членов, что проведение расчетов при его помощи весьма затруднительно. Как видно из фиг. 33, на расстояниях свыше 60 см от источника поток тепловых нейтронов падает с расстоянием по экспоненциальному закону. Это означает, что в этой области плотность резонансных нейтронов вносит лишь малый вклад в поток тепловых нейтронов, т. е. в уравнении (3.2) основную роль играет экспоненциальный член $e^{-z/b}$, а следовательно, имеет место чистая диффузия тепловых нейтронов.

В области, где значением q можно пренебречь, из уравнения (3.2) получается следующее простое выражение для потока

тепловых нейтронов в прямоугольной призме бесконечной высоты со стороной a :

$$\left(\sum_{j,k \text{ нечетн.}} b_{j,k} \right) nv = (nv)_0 \sum_{j,k \text{ нечетн.}} b_{j,k} e^{-z/b_{j,k}}, \quad (8.7)$$

где

$$\frac{1}{b_{j,k}^2} \equiv \frac{\pi^2 (j^2 + k^2)}{a^2} + \frac{1}{L^2}. \quad (8.8)$$

Эти выражения дают распределение потока вдоль вертикальной оси z по отношению к потоку в произвольной точке (например, в точке на расстоянии 60 см от источника в стандартной призме), в которой $z=0$. Члены с разными значениями индексов j и k соответствуют разным гармоникам распределения нейтронов, причем ясно, что гармоники более высоких порядков спадают с расстоянием быстрее, чем первая гармоника. Другими словами, длина затухания $b_{j,k}$ (расстояние, на котором поток уменьшается в e раз) максимальна для первой гармоники ($j=k=1$) и становится все меньше и меньше с увеличением j и k .

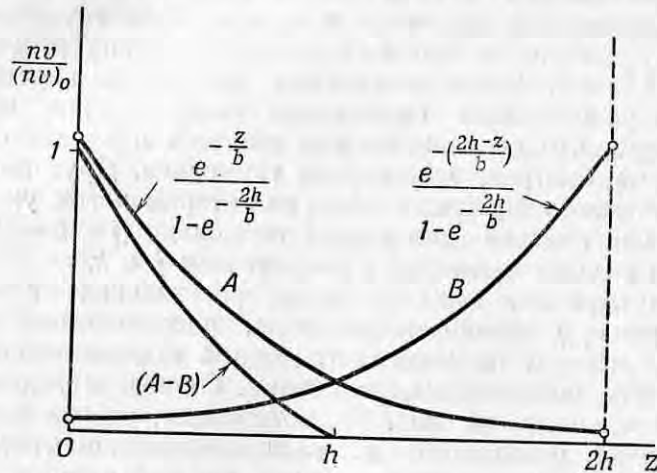
Таким образом, даже на таких расстояниях от источника, где значение q пренебрежимо мало, распределение нейтронов вдоль оси призмы не выражается одной экспонентой вследствие присутствия более высоких гармоник. Однако исследование кривых, приведенных на фиг. 33, показывает, что на расстояниях от источника, больших 60 см, величина членов, соответствующих высшим гармоникам распределения, весьма мала, а потому за этой точкой кривая распределения представляет собой практически простую экспоненту.

Методика измерений на сигма-призме не включает в себе ничего специфического и состоит в облучении фольги и определении активности. Потоки нейтронов, возникающие в призме от обычных источников, настолько малы, что для получения доступных измерению активностей необходимо применять довольно толстую фольгу (как правило, из индия). Вблизи этой фольги поток тепловых нейтронов значительно падает, но, поскольку измерения являются относительными, ошибки, связанные с этим падением, практически полностью исключаются.

При обработке результатов измерений обычно необходимо вносить поправку, связанную с тем, что сигма-призма имеет не бесконечную высоту. Распределение потока в реальной сигма-призме конечной высоты h , если ограничиться рассмотрением одной лишь первой гармоники, описывается уже не одной экспонентой, а выражением

$$nv = \frac{(nv)_0}{1 - e^{-2h/b}} (e^{-z/b} - e^{-(2h-z)/b}), \quad (8.9)$$

где $(nv)_0$ означает величину потока в том месте, где более высокими гармониками можно пренебречь, а b заменяет коэффициент b_{11} . Для того чтобы понять, как в этом выражении учитывается утечка нейтронов через верхнюю грань призмы, представим себе воображаемый источник нейтронов, расположенный на расстоянии h от верхней грани призмы сверху от нее (фиг. 86). Этот «источник» отрицательного знака создает поток нейтронов (кривая B), равный тому, который отразился бы обратно в призму из области выше h , если бы призма имела бесконечную высоту.



Фиг. 86. Учет утечки нейтронов через верхнюю грань призмы высотой h при помощи воображаемого источника, располагаемого на высоте $2h$.

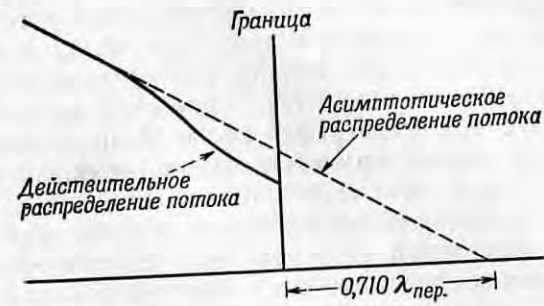
Прибавляя кривую B распределения потока от воображаемого источника к кривой $(A-B)$ измеренного на опыте распределения, получаем кривую A , дающую распределение потока в призме бесконечной высоты.

Значения постоянных в выражении (8.9) выбираются так, чтобы при $z=0$ поток был равен $(nv)_0$, а при $z=h$ — нулю. Практически в экспериментальные значения вносятся поправка путем добавления отраженного члена (кривая B) с тем, чтобы получить экспоненциальную кривую A , как это показано на фиг. 86.

Поток нейтронов становится равным нулю не точно на границах призмы, а потому значения a и h , которые надо подставлять в выражения (8.8) и (8.9), несколько больше действительных размеров призмы. Элементарное решение [2] диффузионного уравнения показывает, что линейная экстраполяция распределения нейтронов вблизи границы призмы приводит к нулевому значению потока нейтронов на расстоянии, равном $\frac{2}{3} \lambda_{\text{пер}}$ от действительных границ призмы, а более точное решение [3—5], основанное на теории переноса, дает значение «экстраполированного

расстояния»¹⁾, равное $0,71 \lambda_{\text{пер}}$ (фиг. 87). Правильное значение h получается добавлением $0,71 \lambda_{\text{пер}}$ к расстоянию от плоскости $z=0$ до верхней грани призмы, а значение a равно длине стороны призмы плюс $2 \cdot 0,71 \lambda_{\text{пер}}$. Практический пример внесения поправок на экстраполированные границы призмы и утечку нейтронов приведен ниже в § 4 для случая измерения длины диффузии в бериллии.

После внесения поправки на утечку нейтронов через верхнюю грань призмы распределение нейтронов вдоль оси сигма-призмы подчиняется экспоненциальному закону и наклон этой экспоненты



Фиг. 87. Действительное распределение потока вблизи границы (сплошная кривая) и асимптотическое распределение (пунктирная кривая), экстраполяция которого к нулю дает точку на расстоянии $0,710 \lambda_{\text{пер}}$ от границы.

непосредственно дает значение b_{11} в выражении (8.7). Значение длины диффузии определяется подстановкой b_{11} и a в формулу (8.8). Обычно исследуется также и распределение нейтронов в направлении, перпендикулярном к оси призмы с целью установить отсутствие более высоких гармоник в распределении. Наличие более высоких гармоник проявилось бы в отступлении от простого косинусоидального закона, свойственного первой гармонике распределения в прямоугольной призме.

К сожалению, на больших расстояниях, там, где применимо выражение (8.9), поток тепловых нейтронов мал и точное измерение наклона экспоненты весьма затруднительно. Однако, несмотря на малую величину потока, при помощи сигма-призм проводились и до сих пор проводятся важные измерения там, где невозможно использовать в качестве источника нейтронов котел. Подобные

¹⁾ Непосредственное измерение экстраполированного расстояния может быть использовано в целях определения средней длины переноса (а следовательно, и сечения переноса). Этим способом было измерено значение $\lambda_{\text{пер}}$ для тяжелой воды в работе Оже, Муна и Понтекорво [6]. — Прим. авт.

измерения много раз проводились на ранней стадии развития работ по использованию атомной энергии. Эти измерения проводились для определения длины диффузии в графите, значение которой играет фундаментальную роль при расчете критических размеров котла, если коэффициент размножения k_{∞} известен. Типичным примером измерения длины диффузии в графите является работа Герварда и др. [7], в которой в качестве источника нейтронов использовался Ra-Be-источник, содержащий 1,2 г радия. Еще до постройки первых котлов в Канаде были приняты многочисленные измерения [8] длины диффузии в тяжелой воде (H_2O или, как обычно обозначают, D_2O)¹⁾; сечение поглощения D_2O настолько мало, что основная доля поглощения обуславливается незначительной примесью обычной воды. В свое время наилучшим значением сечения поглощения D_2O считалось значение, полученное в результате канадской работы²⁾. Как мы увидим в следующем параграфе, большой поток тепловых нейтронов с весьма малой примесью надтепловых, который можно получить в большом объеме в тепловой колонне на котле, создает значительно более благоприятные условия для проведения диффузионных измерений по сравнению с сигма-призмой; тем самым обеспечивается возможность более точного измерения длины диффузии.

§ 3. Применение тепловой колонны в качестве источника нейтронов для диффузионных опытов

Тепловая колонна на котле является идеальным источником нейтронов для диффузионных опытов ввиду большой величины потока и значительной протяженности получающегося в ней поля тепловых нейтронов, а также практически полного отсутствия незамедлившихся нейтронов. Принципы, лежащие в основе измерений длины диффузии на тепловой колонне, ничем не отличаются от изложенных выше в § 1 и 2. В некоторых отношениях условия опыта более просты ввиду отсутствия резонансных нейтронов ($q=0$ в диффузионном уравнении), а также благодаря возможности использовать столь большой объем (разумеется, если исследуемый материал имеется в достаточном количестве), что гармониками в распределении нейтронов можно пренебречь.

¹⁾ Для получения достаточной интенсивности нейтронного поля в большом объеме D_2O (цилиндр диаметром 160 см и высотой 165 см) использовались нейтроны из бериллия, получаемые под действием γ -лучей от рентгеновской трубки. В Стокгольме для измерения длины диффузии в графите были использованы нейтроны, полученные при помощи ускорителя на 200 кэв; интенсивность при этом была эквивалентна интенсивности Ra-Be-источника мощностью 15 кюри. — *Прим. авт.*

²⁾ Недавно удалось получить лучшее значение сечения поглощения D_2O по сечениям поглощения дейтерия и кислорода (см. приложение III). — *Прим. авт.*

Эти условия позволяют проводить измерения длины диффузии с высокой степенью точности, что вынуждает нас рассмотреть некоторые тонкие эффекты, которые не играли сколько-нибудь заметной роли при измерениях с обычными источниками нейтронов в сигма-призме.

К числу этих более тонких эффектов, которые должны быть учтены при точных измерениях длины диффузии, относятся в основном эффекты, связанные с энергетическим распределением нейтронов в среде. Эффективные сечения нейтронов входят в диффузионное уравнение таким образом, что необходимо учесть зависимость этих сечений от скорости нейтронов, а также температуру нейтронного распределения в среде (см. гл. III, § 4). Длина диффузии зависит от сечения поглощения, которое является функцией температуры. Действительно, как уже было показано выше [формула (8.6)], здесь необходимо использовать особым образом усредненное по спектру эффективное сечение, а именно среднее значение обратной величины сечения.

При проведении точных диффузионных измерений для получения правильного значения среднего эффективного сечения должна быть детально учтена как форма, так и температура энергетического распределения нейтронов. Например, как будет показано в гл. IX, § 3, очень медленные нейтроны легко проникают сквозь толщину материала, а это значит, что у них малое значение сечения переноса и, следовательно, большая длина диффузии. С другой стороны, поскольку сечение поглощения растет с уменьшением энергии нейтронов, более медленные нейтроны сильнее поглощаются средой и в процессе диффузии распределение нейтронов должно становиться более «жестким». В результате наложения этих двух эффектов (фильтрация и ужесточение) основная часть энергетического распределения нейтронов сместится в сторону больших скоростей и в то же время будет выделяться некоторая часть спектра, соответствующая очень низким скоростям. Если форма спектра претерпевает заметные изменения, то длина диффузии не остается постоянной и в среде не будет участков со строго экспоненциальным ходом пространственного распределения нейтронов.

Чтобы исключить влияние гармоник в пространственном распределении нейтронов в тепловой колонне, целесообразно выбрать длину колонны возможно большей, однако это приводит к изменению распределения нейтронов по скоростям. Если целью измерений длины диффузии является определение сечения поглощения материала, то наличие измененного максвелловского распределения допустимо, разумеется, при условии, что можно вычислить сечение, усредненное по этому распределению. Однако, если это изменение спектра нейтронов возрастает с расстоянием,

то само значение длины диффузии не остается постоянным вдоль колонны и в результате проведение точных измерений сильно затрудняется. Для точного определения длины диффузии необходимо найти компромисс между требованием увеличения длины призмы из исследуемого материала в целях ослабления высших гармоник пространственного распределения и требованием укорочения призмы для уменьшения эффектов изменения спектра нейтронов в результате фильтрации и ужесточения. К счастью, эти явления, мешающие точным измерениям, могут быть экспериментально исследованы, что дает возможность выбора геометрических условий, обеспечивающих наивысшую точность измерений.

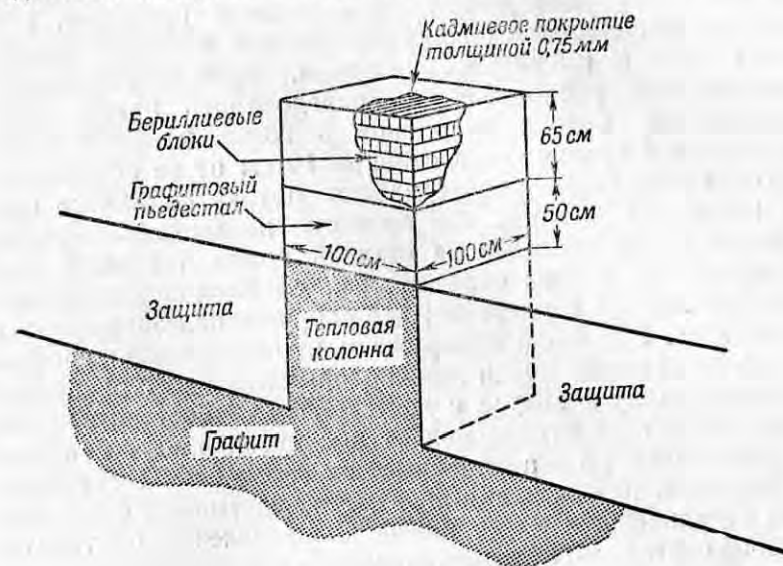
Если количество исследуемого материала не ограничено (как это практически имеет место в отношении графита), то площадь сечения призмы может быть выбрана достаточно большой, так что утечка нейтронов через боковые грани будет сведена к минимуму. Из уравнения (8.8) следует, что если размеры призмы велики, то наблюдаемая длина затухания b_{11} является более чувствительной функцией длины диффузии, так как в этом случае b_{11} определяется в основном значением L , а не значением a . Однако для большинства материалов количество материала является ограниченным и необходимо выбирать наилучшую форму призмы.

Если количество материала задано, то призма с большой площадью поперечного сечения по необходимости будет короткой и измерение длины затухания нельзя будет провести с достаточной точностью, поскольку в такой призме не будет сколь угодно значительной области, где выполнялся бы экспоненциальный закон уменьшения плотности нейтронов, не искаженный наличием утечки нейтронов через верх призмы. Для получения точного значения длины затухания нужно проследить экспоненциальный ход уменьшения плотности нейтронов вдоль оси z на протяжении нескольких длин затухания, причем необходимо, чтобы на этом участке не было существенного влияния концов призмы (отклонения распределения нейтронов от экспоненциального имеют место как вблизи верхней границы, так и у основания вследствие переходных эффектов). Если высота призмы очень велика, то измерение длины затухания может быть проведено с большей точностью, однако точность определения длины диффузии, которая в этом случае слабо зависит от длины затухания, будет незначительной.

Выбор оптимальных размеров призмы, при которых ошибки, связанные с конечностью высоты и ширины призмы, имеют одинаковую величину, производится на основании подробного изучения в каждом конкретном случае. В следующем параграфе в качестве иллюстрации к изложенным принципиальным сообра-

жениям будут рассмотрены измерения длины диффузии в бериллии.

Для лучшего использования материала, в котором исследуется диффузия нейтронов, целесообразно установить призму из этого материала на графитовом пьедестале с таким же поперечным сечением, как и у призмы (фиг. 88). При этом высшие гармоники распределения нейтронов затухают в графитовом пьедестале, так



Фиг. 88. Экспериментальная установка [9] для измерения длины диффузии в бериллии, расположенная на вертикальной тепловой колонне аргонского котла.

что экспоненциальный ход плотности, характерный для первой гармоники распределения, установится вблизи основания призмы. При отсутствии такого пьедестала нижняя часть призмы не может быть использована для проведения измерений.

§ 4. Измерение длины диффузии в бериллии

Рассмотрим теперь в качестве примера применения тепловой колонны для диффузионных опытов измерение длины диффузии в бериллии [9]. Для проведения этих измерений было взято 1360 кг бериллии. Рассмотрение погрешностей приводит к выводу, что достаточная для проведения измерений площадь поперечного сечения призмы равна 100×100 см. При таких размерах поперечного сечения высота призмы получается равной 65 см. Основанная на ожидаемом значении длины диффузии в бериллии

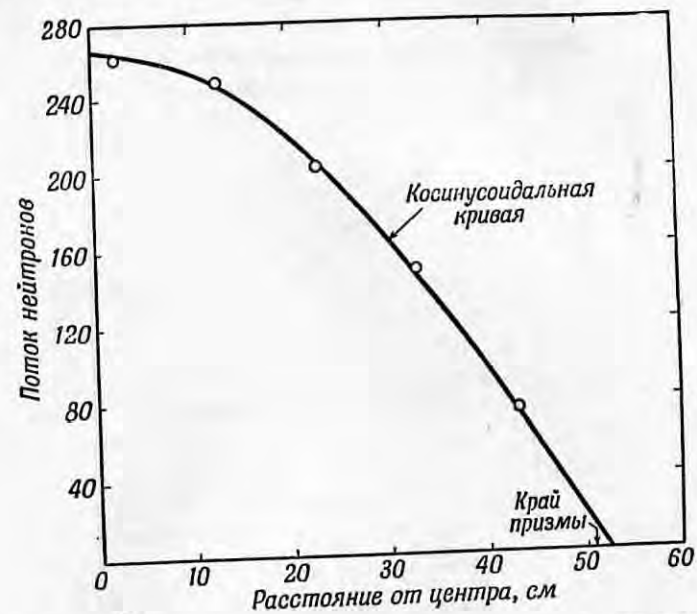
оценка показывает, что эта высота равна двум длинам затухания в призме с выбранным сечением. При этих условиях ожидаемая точность определения длины затухания b_{11} составляет 1%; таковы же ожидаемые пределы ошибки, обусловленной влиянием постоянной a на связь между L и b_{11} . Окончательная погрешность в измерении длины диффузии, полученная из уравнения (8.8), составляет 3%.

Затем была исследована роль высших гармоник, а также искажений максвелловского распределения, которые могли иметь место в призме выбранных размеров. Высшие гармоники пространственного распределения исследовались путем измерения распределения потока нейтронов в горизонтальной плоскости в бериллиевой призме на расстоянии 10 см от ее основания; кривые горизонтального распределения потока снимались при разных значениях высоты графитового пьедестала. Графитовый пьедестал устанавливался на верхней грани тепловой колонны, а бериллиевая призма складывалась из блоков (размером $50 \times 50 \times 150$ мм) на пьедестале; все сооружение покрывалось слоем кадмия (фиг. 88). Было обнаружено, что при наличии графитового пьедестала высотой 50 см кривая горизонтального распределения следовала закону косинуса с достаточной точностью; при меньшей высоте пьедестала отклонения от косинусоидального распределения указывали на наличие высших гармоник. Отсутствие высших гармоник при выбранных размерах установки было подтверждено в дальнейшем измерениями распределения плотности нейтронов по вертикали, которое оказалось строго экспоненциальным.

Исследование возможного изменения температуры нейтронов в направлении оси z в графитовом пьедестале и в бериллиевой призме было выполнено путем измерения пропускания нейтронов бором. Для этого в различных местах пьедестала и бериллиевой призмы производилось облучение листков индиевой фольги в тонкой оболочке из стекла пирекс и без оболочки. Содержание бора в этой оболочке было таково, что ослабление потока нейтронов внутри оболочки составляло примерно 50%. Любые изменения температуры нейтронов должны сказаться на пропускании пирекса. Такая постановка опыта является упрощенным вариантом метода определения температуры нейтронов, описанного в гл. III, § 4. Измерения показали, что пропускание пирекса одинаково во всем объеме пьедестала и призмы. Это говорит об отсутствии сколько-нибудь заметного ужесточения или фильтрации нейтронов.

На фиг. 89 и 90 приведены кривые распределения потока нейтронов по горизонтали и по вертикали, измеренные при помощи листков тонкой индиевой фольги в призме, изображенной на фиг. 88. Для измерения потока в нужные места призмы при неработающем котле закладывалась фольга, после чего на не-

сколько минут мощность в котле поднималась до такого уровня, чтобы активность фольги была достаточной для точного счета. Сторона призмы a получается путем экстраполяции косинусоидальной кривой на фиг. 89 до пересечения с осью абсцисс. Получаемое таким образом значение a несколько больше истинного размера призмы; разница между ними равна экстраполированному расстоянию, о котором шла речь в § 2 этой главы. Было сочтено более



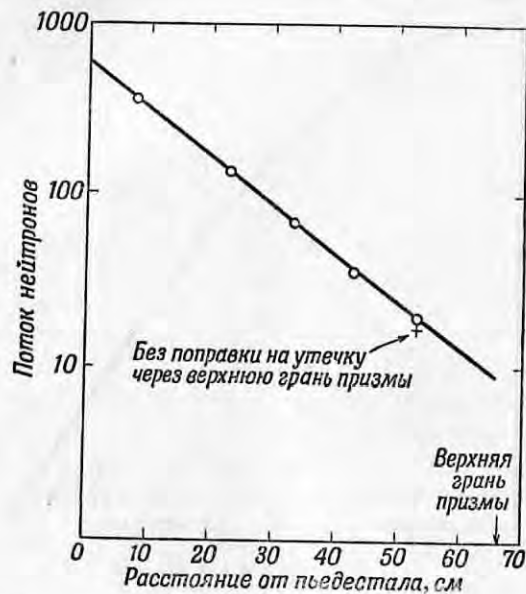
Фиг. 89. Распределение потока тепловых нейтронов в горизонтальном направлении в бериллиевой призме, изображенной на фиг. 88.

Кружками обозначены средние значения из трех серий измерений для плоскости на расстоянии 10, 16 см от основания призмы при толщине графитового пьедестала 50 см.

надежным использовать в качестве величины a значение, полученное непосредственно из экстраполяции экспериментальных данных, нежели значение, рассчитанное по формулам теории переноса.

Вертикальное распределение хорошо укладывается на экспоненциальную кривую. Исключение составляет только точка вблизи верхней границы призмы, но после введения поправки на краевой эффект, которая рассчитывается по формуле (8.9), и эта точка попадает на экспоненциальную кривую. Согласно полученных результатов с экспоненциальным и косинусоидальным законами распределения соответственно указывает на отсутствие эффектов ужесточения спектра, фильтрации или каких-либо искажений, что подтверждает результаты вспомогательных измерений, в которых

отсутствие этих эффектов было показано с большей точностью. Другой возможный источник ошибок, встречающихся в диффузионных опытах, связан с действием быстрых нейтронов, рассеянных от стен помещения. Эти быстрые нейтроны, попадая в верхнюю часть призмы, увеличивают поток там, где он весьма мал. Однако хорошее согласие распределения, приведенного на фиг. 90, с экспоненциальным законом при больших значениях z показывает, что этот эффект невелик.



Фиг. 90. Распределение потока тепловых нейтронов по вертикали в призме, изображенной на фиг. 88.

Кружками обозначены средние значения из трех серий измерений при толщине графитового пьедестала 50 см.

Кривые распределения потока нейтронов, приведенные на фиг. 89 и 90, показывают, что элементарная теория диффузии очень хорошо согласуется с опытом. Горизонтальное и вертикальное распределение нейтронов в призме можно описать следующей формулой (предполагая, что поправки на граничный эффект внесены):

$$nv = (nv)_0 \cos \frac{\pi x}{a} \cos \frac{\pi y}{a} e^{-z/b_{11}}. \quad (8.10)$$

Эта формула может быть получена в результате решения уравнения (8.5) или путем комбинации косинусоидальных множителей с упрощенной формой выражения (8.9).

Измеренное значение длины затухания равно 15,6 см, а значение a равно 104,8 см ($a/2=52,4$ см). Подставляя эти величины в уравнение (8.8), находим, что длина диффузии в бериллии (плотность 1,85 г/см³) равна $20,8 \pm 0,5$ см. Эффективное сечение переноса в бериллии [формула (8.2)] было вычислено Саксом [10] по измеренному значению сечения рассеяния с учетом углового распределения рассеянных нейтронов в соответствии с брэгговским рассеянием (см. гл. X, § 4); это сечение оказалось равным 5,65 барна. Подставляя численные значения L и $\sigma_{\text{пер}}$ в формулу (8.4), находим, что сечение поглощения бериллия равно $9,05 \cdot 10^{-3}$ барна. Мы указывали уже, что в формулу (8.4) может быть внесена поправка на поглощение в среде. С этой поправкой [11] формула имеет вид

$$L^2 = \frac{1}{3N^2 \sigma_a \sigma_{\text{пер}} \left(1 - \frac{2}{5} \frac{\sigma_a}{\sigma_{\text{пер}}}\right)}. \quad (8.11)$$

Для бериллия разница между результатами, получаемыми из формул (8.11) и (8.4), за счет влияния σ_a составляет менее 0,1%; следовательно, в этом случае приближение, основанное на предположении о том, что поглощение среды мало, является вполне оправданным. Полученное выше значение сечения поглощения относится к средней скорости нейтронов, как это следует из соотношения (8.6); значение сечения, приведенное к скорости 2200 м/сек, составляет $(10,2 \pm 0,5) \cdot 10^{-3}$ барн.

Значение сечения поглощения бериллия, полученное из диффузионных измерений, приведено в приложении III, поскольку ни один другой метод не дает возможности измерить поглощение этого элемента с такой же точностью. Как мы уже говорили, эффекты замедления и рассеяния нейтронов делают невозможным точное измерение поглощения методом колебаний в котле или методом определения коэффициента опасности, а слишком большой период полураспада образующегося при захвате нейтронов радиоактивного изотопа ($2,7 \cdot 10^6$ лет) затрудняет проведение точных измерений активности. Тем не менее результаты измерений как поглощения в котле, так и активности приводят к значениям сечения поглощения, лежащим вблизи 10^{-2} барн. Близкое значение дает также недавно разработанный метод определения сечений с использованием «холодных» нейтронов, о котором будет сказано в гл. IX, § 5.

В табл. 13 приведены значения диффузионных постоянных некоторых важных материалов [6—9, 12]¹⁾, обладающих малым сечением поглощения, в том числе и приведенные выше значения для бериллия. Непосредственно измеренными величинами (значения которых набраны курсивом) являются во всех случаях длины

¹⁾ Значения σ_a и σ_s взяты из приложения III. — Прим. авт.

Таблица 13

ДИФФУЗИОННЫЕ ПОСТОЯННЫЕ МАТЕРИАЛОВ СО СЛАБЫМ ПОГЛОЩЕНИЕМ *

Материал	Плотность, г/см ³	N (число молекул в см ³)	L, см	σ _{пер.} , барн на молекулу	σ _a (для скорости 2200 м/сек), 10 ⁻³ барн на молекулу	λ _{пер.} , см	Λ, см
H ₂ O	1,00	0,0334 · 10 ²⁴	2,85	62,9	660	0,48	51,2
D ₂ O	1,10	0,0331	171	12,6	0,93	2,40	36 700
Be	1,85	0,1235	20,8	5,65	10,1	1,43	906
C	1,60	0,0860	50,8	4,24	4,65	2,74	2 820

* Значения непосредственно измеренных величин [6-9, 12] набраны курсивом; значения остальных величин рассчитаны при помощи диффузионных уравнений, приведенных в тексте.

диффузии и эффективные сечения переноса (последние получены из экстраполированных длин переноса или по сечениям рассеяния, приведенным в приложении III), а остальные рассчитаны по значениям этих величин. Исключение составляет H₂O, для которой непосредственное измерение сечения поглощения дает более точные результаты, чем измерение сечения переноса (см. приложение III). Приведенные в таблице значения сечений поглощения относятся к скорости нейтронов 2200 м/сек; значения, которыми, как правило, нужно пользоваться при вычислениях, получаются из приведенных значений умножением на коэффициент 1/1,128. Поражает значение длины пробега для поглощения нейтронов в тяжелой воде (D₂O); в чистой тяжелой воде тепловой нейтрон до момента поглощения успевает пройти в среднем примерно 400 м.

§ 5. Экспоненциальные опыты

В то время, когда котлы с цепной реакцией только еще разрабатывались и действующих котлов не было, большое значение сыграли так называемые «экспоненциальные» опыты на призмах [13]. Призма для проведения экспоненциальных измерений представляет собой урановую решетку, размеры которой меньше критических. Исследование свойств такой призмы дает возможность предсказать поведение котла надлежащих размеров. Свое название «экспоненциальные» опыты получили в связи с экспоненциальным ходом пространственного распределения потока нейтронов в призме. Измерения, проводимые с такими призмами, во многом аналогичны диффузионным измерениям на сигма-призме, а уравнение непрерывности, описывающее распределение нейтронов в призме с урановой решеткой [уравнение (2.9)], то же, что и для сигма-призмы [уравнение (8.3)], за исключением члена,

выражающего распределение источников в среде, который в данном случае отражает появление нейтронов в результате деления.

Экспоненциальные опыты, так же как и измерения на сигма-призме, сводятся к определению лапласиана распределения нейтронов $\nabla^2 n/n$. В случае измерений обычной диффузии тепловых нейтронов величина лапласиана непосредственно дает значение L [уравнение (8.5)]; в призме с решеткой лапласиан аналогичным образом связан с коэффициентом размножения для бесконечной решетки k_∞ и площадью миграции нейтронов M^2 в соответствии с уравнением (2.14):

$$-\frac{\nabla^2 n}{n} = \frac{k_\infty - 1}{M^2}. \quad (8.12)$$

Здесь $M^2 = L^2 + \tau$, где τ — возраст нейтронов. Поскольку значение лапласиана связано с критическими размерами котла, как это видно из уравнения (2.15), измерение лапласиана в экспоненциальном опыте является практически определением критических размеров котла с данной решеткой. В действительности критический размер котла связан со значением лапласиана, измеренным в результате экспоненциального опыта, еще более непосредственным образом, нежели с величиной k_∞ . Значение k_∞ может быть рассчитано по формуле (2.2), если известны все четыре входящих в эту формулу множителя, но расчет критических размеров котла по значению k_∞ требует знания в отдельности возраста τ и длины диффузии L для вычисления площади миграции и лапласиана, которым, в свою очередь, определяется критический размер котла.

Хотя измерение лапласиана в призме с урановой решеткой в принципе не отличается от измерений в сигма-призме, в действительности условия опыта здесь более сложные, ввиду присутствия быстрых нейтронов. Нейтроны деления проходят большие расстояния, прежде чем стать тепловыми, поэтому объем призмы для экспоненциального опыта должен быть значительно больше объема сигма-призмы, для того чтобы переходные эффекты у границ были незначительными. Если размеры призмы выбраны достаточно большими, то решение уравнения непрерывности обнаруживает экспоненциальный ход вдоль оси z , а получаемое в результате измерения значение длины затухания b_{11} непосредственно дает величину лапласиана так же, как в случае сигма-призмы [уравнение (8.5)].

Для экспоненциальной призмы с длиной стороны a в области, где существенна лишь первая гармоника в пространственном распределении, имеет место следующее уравнение, аналогичное уравнению (8.8):

$$\frac{1}{b_{11}^2} - \frac{2\pi^2}{a^2} = \frac{\nabla^2 n}{n} = -\frac{(k_\infty - 1)}{M^2}. \quad (8.13)$$

Когда действующих котлов еще не было, экспоненциальные опыты проводились с помощью Ra-Be-источников, располагаемых вблизи нижнего основания призмы с урановой решеткой. Для того чтобы экспоненциальный ход плотности начинался в непосредственной близости от основания призмы, можно частично скомпенсировать высшие гармоники распределения, тем самым обеспечив их более быстрое спадание, путем размещения в нескольких специально выбранных местах дополнительных источников. Однако энергетическое распределение нейтронов от Ra-Be-источника отличается от спектра нейтронов деления, а потому и пространственное распределение и, следовательно, лапласиан в силу этого различия будут несколько иными. Кроме того, ввиду наличия быстрых нейтронов трудно избежать искажений в пространственном распределении за счет проникновения в верхнюю часть призмы нейтронов, ушедших из призмы и рассеянных от стен помещения. Разумеется, эффект от нейтронов, рассеянных от стен, будет скываться тем слабее, чем больше размеры призмы.

Наличие в современных тепловых колоннах больших потоков тепловых нейтронов в значительной степени облегчает обеспечение нужных условий опыта, при которых возможно проведение экспоненциальных измерений с высокой точностью. Призма, предназначенная для экспоненциальных измерений, устанавливается так же, как и диффузионная призма на графитовом пьедестале, ослабляющем высшие гармоники распределения, а пьедестал, в свою очередь, устанавливается на тепловой колонне. Вся установка аналогична установке для измерения длины диффузии, изображенной на фиг. 88. При этом принимаются те же меры предосторожности для устранения высших гармоник распределения и влияния возвращенных обратно в призму рассеянных нейтронов, как и описанные выше при рассмотрении диффузионных измерений. Поскольку в призме, в которой проводятся экспоненциальные измерения, быстрые нейтроны возникают равномерно во всем объеме, то в этом случае вопросы, связанные с изменением температуры энергетического распределения нейтронов вдоль оси призмы, естественно отпадают.

Измерения такого типа обычно проводятся с определенной решеткой котла, содержащей замедлитель, урановые стержни или блокки, заключенные в соответствующую предохранительную оболочку, а также различные охлаждающие каналы. Распределение потока в такой реальной гетерогенной решетке носит в деталях весьма сложный характер, однако общий ход распределения потока, усредненного по значительным областям, когда мелкие детали «сглажены», соответствует уравнениям (8.12) и (8.13), основанным на описанной в гл. II, § 2, гомогенной модели.

Так как значение лапласиана распределения определяется в этих опытах весьма легко, то можно вносить небольшие изменения

в те или иные элементы решетки с целью выяснения влияния этих изменений на критические размеры котла. Совокупность результатов подобных измерений, а именно значений лапласиана, не может быть, однако, использована для определения ядерных постоянных веществ, например эффективных сечений, ибо измерения эти носят интегральный характер и более пригодны для выяснения практических вопросов конструкции котлов, нежели для исследования ядерных свойств веществ.

В качестве примера изменений в решетке, которые могут быть исследованы этим методом, можно привести зависимость реактивности котла от его температуры, которую можно непосредственно определить из результатов экспоненциальных измерений. Нагревая внутреннюю часть решетки призмы и измеряя возникающие при этом изменения лапласиана, мы тем самым находим изменение реактивности котла с такой же решеткой [уравнение (2.15)], которое соответствует такому же изменению температуры, хотя распределение температуры в призме не соответствует в точности распределению температуры, имеющему место в работающем котле. В этом случае результат измерения на призме также является интегральным и ничего не говорит о том, как изменяется с температурой каждый из факторов, обуславливающих реактивность. Результаты таких интегральных измерений могут найти непосредственное приложение лишь к вопросам поведения котла в целом, причем только такого, у которого решетка такая же, как и использованная в экспоненциальном опыте. Другой так называемый «дифференциальный» путь решения того же вопроса состоит в исследовании зависимости от энергии нейтронов отдельных ядерных постоянных, главным образом эффективных сечений, с последующим расчетом при помощи теории котла изменения реактивности котла. Такой подход к решению задачи является более совершенным, так как данные о ядерных постоянных и теория могут быть применимы для случая любой решетки. К сожалению, однако, ни данные о сечениях материалов, ни существующая теория котла не обладают пока нужной степенью полноты для получения точных сведений о поведении котла в различных условиях. Поэтому часто оказывается необходимым проводить экспоненциальные измерения с реальными решетками для получения важных для практики результатов.

Если материалы и детали для решетки имеются в достаточном количестве, то в принципе не составляет особого труда сделать размеры призмы, в которой проводятся экспоненциальные измерения, достаточно большими для того, чтобы в ней могла возникнуть цепная реакция. Такая система, обладающая критическими размерами, дает возможность решать те же задачи, что и обычная призма для экспоненциальных опытов, однако значительно быстрее и надежнее, потому что критические размеры в этом случае

определяются непосредственно по переходу системы в критическое состояние. Однако опыты с системой, обладающей критическими размерами, требуют особо внимательного отношения к принятию предохранительных мер по технике безопасности, так как возрастание реактивности системы до значения, превышающего единицу, может привести к ядерному взрыву. Вследствие этого системы, обладающие критическими размерами, представляют собой довольно сложные устройства. Тем не менее, будучи раз построенными, они дают возможность весьма быстро путем измерения критического размера исследовать влияние на реактивность тех или иных изменений отдельных элементов решетки, чистоты материалов или температуры. Измерения этого рода, вообще говоря, также носят интегральный характер, и их результаты не могут быть использованы для определения ядерных постоянных.

ЛИТЕРАТУРА

1. Glasstone S., Edlund M., Elements of Nuclear Reactor Theory, New York, 1952 (есть русский перевод: С. Глестон и М. Эдлунд, Основы теории ядерных реакторов, М., 1953).
2. Weisskopf V. F., Introduction to Pile Theory, Cambridge, Mass., Ch. 3, 1952 (есть русский перевод: «Научные и технические основы ядерной энергетики» под ред. К. Гудмена, М., 1948, т. I, гл. 3).
3. Placzek G., Seidel W., Phys. Rev., 72, 550 (1947).
4. Mark C., Phys. Rev., 72, 558 (1947).
5. Le Caine J., Phys. Rev., 72, 564 (1947).
6. Auger, Munn, Pontecorvo, Can. Journ. Res., A25, 143 (1947).
7. Hereward, Laurence, Paneth, Sargent, Can. Journ. Res., A25, 15 (1947).
8. Sargent B. W., The Science and Engineering of Nuclear Power, V. II, Cambridge, Mass., 1949, p. 63—67 (есть русский перевод: «Научные и технические основы ядерной энергетики» под ред. К. Гудмена, М., 1950, т. II, гл. 4); Sargent B. W. et al., Can. Journ. Res., A25, 134 (1947).
9. Hughes D., Wallace, Nobles, неопубликованная работа Аргонской лаборатории, 1946.
10. Sachs R. G., неопубликованная работа Аргонской лаборатории, 1946.
11. Christy R. F., MDDC 1175, 131 (Superintendent of Documents, Washington, 25, D. C., 1947).
12. Fermi E., Nuclear Physics, Chicago, 1950, p. 193 (есть русский перевод: Э. Ферми, Ядерная физика, М., 1951).
13. Fermi E., несекретный отчет AEC-D 3269, Experimental Production of a Divergent Chain Reaction (Technical Information Service, Oak Ridge).

Глава IX

ПУЧКИ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ

Мощные потоки тепловых нейтронов в более или менее коллимированных пучках, выведенных из котла, находят разнообразное применение в исследованиях на котлах. Высокоинтенсивные, стабильные, хорошо коллимированные пучки позволяют с большой точностью определять эффективные сечения на основании измерений пропускания. Даже пучки нейтронов определенной скорости, выделенные в тепловой области, достаточно интенсивны для проведения точных измерений. Высокая интенсивность дает возможность получать также пучки с малым угловым расхождением; такие пучки удобны для изучения оптических свойств нейтронов, например дифракции и отражения, которые наиболее ярко выражены у медленных (длинноволновых) нейтронов. В настоящей главе мы рассмотрим неоптические эксперименты, главным образом связанные с измерениями эффективных сечений, для которых не требуется очень строгой коллимации. Нейтронной оптике будет посвящена гл. X. Однако такое разграничение несколько произвольно, так как нейтронная оптика в некоторой степени входит и в настоящую главу, и некоторые эффективные сечения измерены, несомненно, средствами нейтронной оптики. Мы увидим, что для работы с тепловыми нейтронами, так же как и для работы с резонансными нейтронами, первоначально были использованы методы, существовавшие до появления котлов. Позднее были разработаны приборы, использовать которые с естественными источниками нейтронов невозможно.

§ 1. Получение пучков тепловых нейтронов

Для экспериментов с тепловыми нейтронами вне котла желательно иметь пучки с определенными свойствами, наличие которых более или менее важно в зависимости от поставленной задачи. Такими свойствами (которыми пучок не может обладать одновременно) являются большая величина потока, отсутствие примеси резонансных нейтронов и хорошая коллимация. Поток тепловых нейтронов имеет максимальное значение в непосредственной близости от поверхности, излучающей нейтроны, т. е. в решетке котла, а не в тепловой колонне. Однако в решетке котла много резонансных нейтронов и, кроме того, плохая коллимация. Полное замед-

ление достигается в тепловой колонне на некотором расстоянии от решетки за счет большой потери в интенсивности. Создание условий хорошей коллимации сопровождается сильным уменьшением интенсивности. Получение хорошо коллимированных пучков с малой примесью резонансных нейтронов связано с еще большей потерей интенсивности. Для характеристики общих свойств используемых пучков тепловых нейтронов удобнее всего описать несколько экспериментальных установок, применяемых на практике.

При работе с преобразующей пластинкой из U^{235} (см. гл. IV, § 5, фиг. 49) необходим большой поток тепловых нейтронов с малой примесью резонансных, причем коллимация не является обязательной. Источником нейтронов в этом случае служит графитовый отражатель котла, в котором плотность нейтронов много больше, чем в тепловой колонне (но зато присутствует небольшое количество резонансных нейтронов). Пластинка располагается таким образом, что нейтроны попадают на нее с большой поверхности; при этом одновременно с увеличением интенсивности ухудшается коллимация, однако для работы с преобразователем это несущественно.

Если поток на поверхности отражателя равен 10^{11} и излучающая поверхность площадью $60 \times 60 \text{ см}^2$ расположена на расстоянии 200 см от пластинки, то поток на пластинке равен

$$nv = \frac{10^{11} \cdot (60)^2}{4\pi(200)^2} = 7,3 \cdot 10^8.$$

Этот поток намного меньше потока в самом графитовом отражателе, но пластинка должна находиться вдали от графита, чтобы нейтроны деления не замедлялись. Поток имеет приблизительно максимально достижимую вдали от замедляющего материала величину; он много больше, чем, например, в коллимированном пучке. Такой поток (почти 10^9) слишком велик для использования в открытых экспериментальных помещениях вокруг котла, поэтому пластинка U^{235} полностью защищается, причем материал защиты располагается на расстоянии по крайней мере 60 см от пластинки. Как уже указывалось, в защите сделано отверстие, позволяющее легко извлекать пластинку U^{235} и облученную фольгу без остановки котла. Для котла, подобного брукхаузенскому, на котором одновременно проводится много исследований, крайне важно ставить отдельные эксперименты так, чтобы они не увеличивали нейтронного фона, влияющего на другие опыты, и чтобы все операции на установках можно было проводить без остановки котла.

Графит отражателя и тепловой колонны не является хорошей защитой от γ -лучей. Поэтому в месте расположения преобразующей пластинки из U^{235} интенсивность γ -лучей весьма велика. Поток γ -лучей можно несколько ослабить, используя в качестве

защиты висмут. Висмут должен использоваться в устройстве с «плохой геометрией» (см. гл. I, § 8) ввиду того, что он обладает слабым поглощением, но большим эффективным сечением рассеяния нейтронов. На схеме фиг. 91 показаны два различных способа расположения висмутовой защиты от γ -лучей в преобразующей установке с U^{235} . Когда висмут находится в положении А (плохая геометрия), нейтроны, рассеянные из пучка, возмещаются другими нейтронами, ранее двигавшимися не в направлении пластинки, но попавшими в пучок за счет рассеяния. Не возмещаются только те нейтроны, которые поглощены висмутом. Однако в положении В (сравнительно хорошая геометрия) большинство нейтронов, рассеянных в висмуте, не возмещается другими и интенсивность сильно падает. В канале для активации образцов нейтронами деления брукхаузенского котла слой висмута толщиной 15 см помещен в положение А, и эта защита позволяет уменьшить мощный поток γ -лучей, оказывая лишь незначительное влияние на нейтроны. Конечно, геометрические условия оказывают влияние на γ -лучи так же, как и на нейтроны, поэтому уменьшение интенсивности γ -лучей, когда висмут находится в положении А, происходит только за счет поглощения (с образованием пар и фотоэлектронов). Комptonовское рассеяние в висмуте (подобно рассеянию нейтронов) практически не дает защитного эффекта.

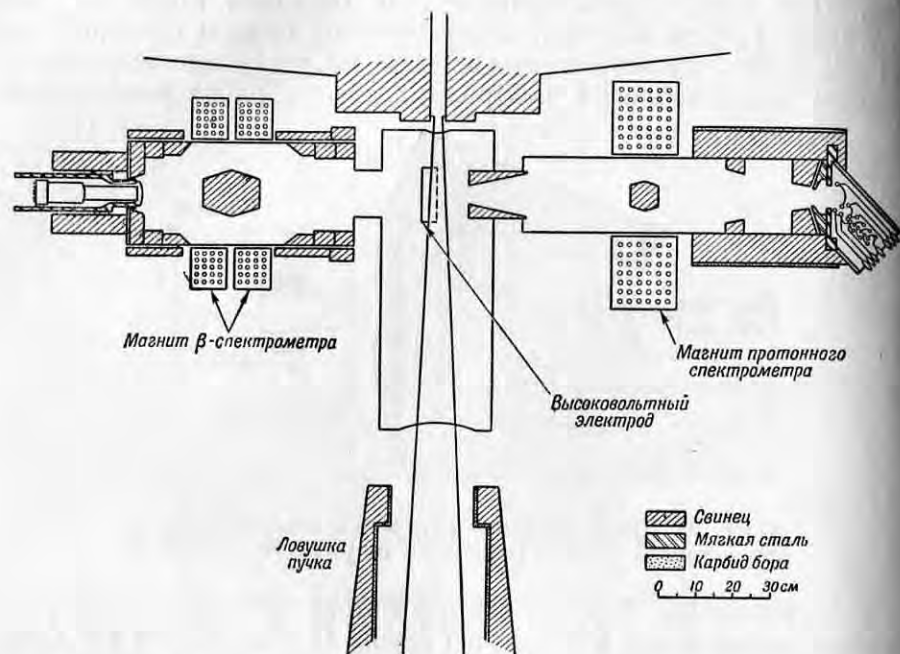
Для опытов с преобразователем из U^{235} необходим интенсивный поток нейтронов, содержащий достаточно малую примесь резонансных нейтронов и удаленный от замедляющего материала. Удовлетворение этих основных условий приводит к некоторой коллимации пучка. Если ограничение, связанное с замедлителем, отсутствует, то может быть использован более мощный и совершенно не коллимированный поток в отражателе. Например, величина потока нейтронов в тепловой колонне аргонского котла лежит в пределах от 10^{11} до 10^8 (см. гл. II, § 8). Поэтому во



Фиг. 91. Расположение висмутовой защиты в канале для активации образцов нейтронами деления брукхаузенского котла.

Уменьшение потока тепловых нейтронов у пластинки висмута незначительно в положении А (плохая геометрия), но весьма велико в положении В (хорошая геометрия).

пучок медленных нейтронов, совершенно неэффективен для быстрых нейтронов, кроме того, в кадмии при захвате нейтроном образуются γ -лучи. Например, в установке Робсона [3] для изучения распада нейтронов пришлось принять особые меры предосторожности, чтобы ослабить поток γ -лучей. Кроме обычного висмутового блока, в таких опытах применяется коллиматор

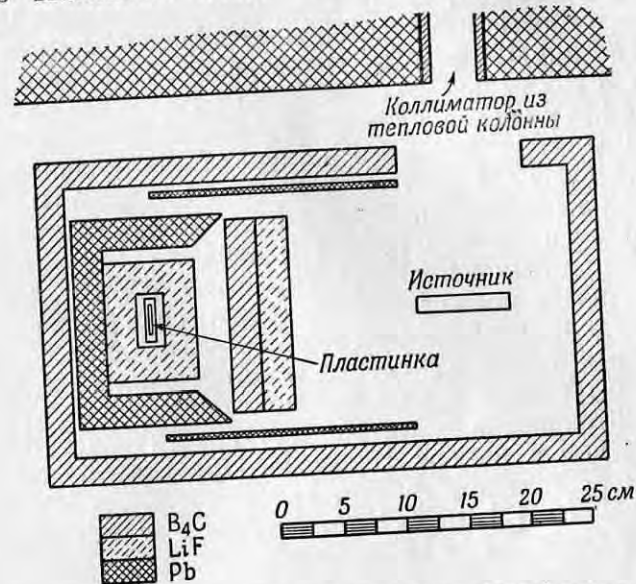


Фиг. 94. Пучок тепловых нейтронов в опыте Робсона [3] по изучению распада нейтронов.

пучка, сконструированный таким образом (фиг. 94), чтобы избежать образования γ -лучей. Места, где образуются γ -лучи, не видны из области, где детектируется распад нейтронов, так как детектор закрыт свинцом со стороны областей поглощения нейтронов. Принципиально возможно произвести полное отклонение нейтронов от пучка γ -лучей, т. е. получить поток, свободный от γ -излучения, хотя это и связано с большой потерей в интенсивности. Отклонение нейтронов посредством отражения от кристалла использовалось с этой целью Хамермешом [4] при изучении γ -лучей захвата. В работе Миллара и др. [5] по γ -лучам захвата для уменьшения фона γ -излучения использовалась более обычная техника мощной защиты (фиг. 95).

Высокоинтенсивный плохо коллимированный пучок тепловых нейтронов используется в качестве источника в целом ряде раз-

личных экспериментов. В этих экспериментах коллимация пучка не имеет значения, и внешний пучок применяется фактически только в силу размеров установок и необходимости иметь свободный доступ к ним. В нашу задачу не входит детальное описание различных исследований, использующих более или менее стандартную технику — сцинтилляционные счетчики, линзовые спектрометры, камеры Вильсона, фотоэмульсии и т. п., хотя таким путем было выполнено много важных работ. Подробнее будут



Фиг. 95. Устройство, использованное Милларом и др. [5] для измерения γ -лучей захвата посредством наблюдения протонов, появляющихся в результате фоторасщепления дейтерия в фотографической эмульсии.

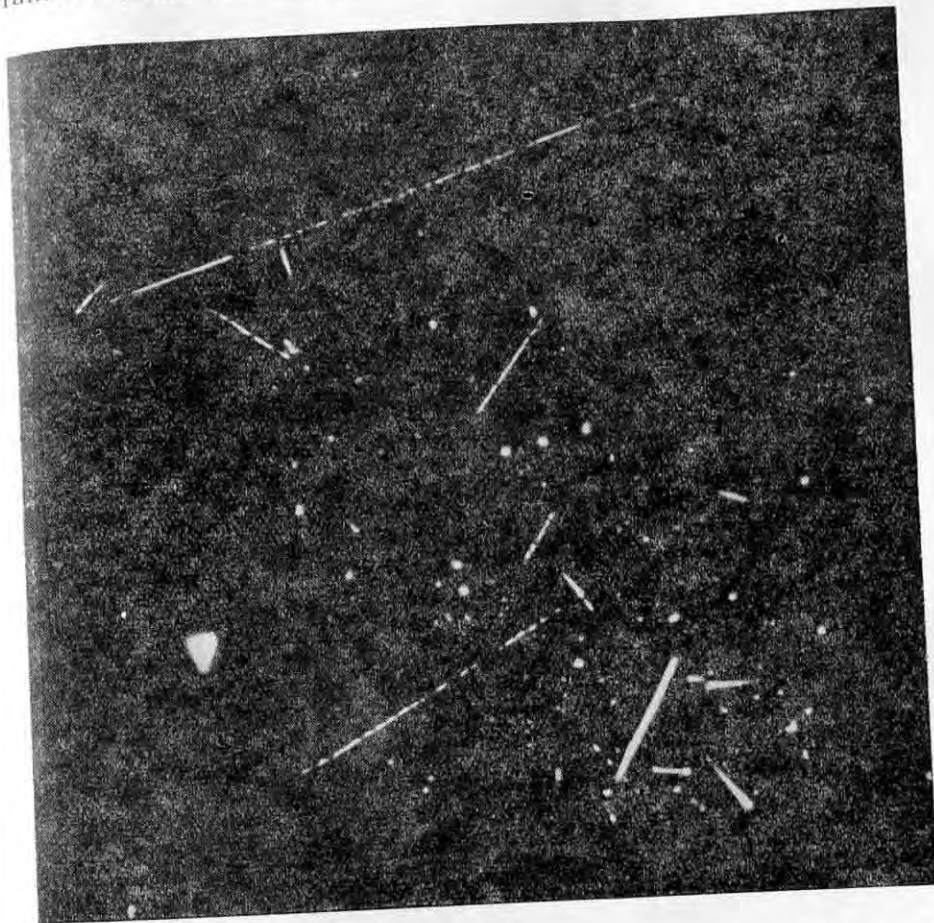
описаны приборы, сконструированные специально для исследований с пучками тепловых нейтронов (например, селектор медленных нейтронов). Будут рассмотрены также специальные методы анализа, применяющиеся в нейтронных исследованиях на котлах (например, анализ ужесточения пучка). Однако мы также рассмотрим кратко пути использования стандартных приборов в работах с нейтронными пучками. В этих экспериментах пучки нейтронов из решетки, отражателя или тепловой колонны коллимируются до размеров, необходимых для детектирующего устройства, которое обычно используется стандартным способом. Излучение, мгновенно испускаемое образцом, не требует для своего изучения специальной техники. Для изучения характеристик процесса деления применялись камеры деления [6—9], камеры Вильсона и фотоэмульсии [10—12]. Нейтроны деления

можно детектировать различными нейтронными счетчиками и таким образом исследовать их число и распределение по энергии [13, 14]. Реакции на медленных нейтронах, в результате которых появляются тяжелые частицы [экзотермические реакции (n, p) и (n, α)], можно легко наблюдать в камере Вильсона, если принять соответствующие меры для уменьшения большого фона от γ -лучей. Применение газов He или H при низком давлении, использование высокого электрического убирающего поля, слабое, но быстрое расширение позволяют почти совершенно избежать образования тумана, являющегося следствием интенсивного фона β -частиц. Реакция He^3 (n, p) H^3 впервые наблюдалась [15] именно этим методом с использованием естественного He (содержащего только $10^{-4}\%$ He^3). Туман за счет фона был мало заметен (фиг. 96), хотя β - и γ -интенсивности в камере были значительно выше допустимых ($50 \cdot 10^{-3}$ рентген в 8 час., см. гл. XII). Небольшое увеличение расширения (переход к нормальным условиям работы) привело бы к сплошному туману в камере.

Важной проблемой является измерение γ -лучей, испускаемых немедленно после поглощения нейтрона. Проведение этих измерений затрудняется наличием общего фона. Эту проблему пытались решить путем измерения комптоновских электронов отдачи на спектрометре с магнитными линзами [16], путем поглощения комптоновских электронов [17], а также посредством наблюдения пар в камере Вильсона [18] и фоторасщеплений в насыщенной дейтерием эмульсии [4, 5]; применялись также парный спектрометр [2] и сцинтиллирующие кристаллы [19, 20]. Основные трудности при использовании этих методов возникают вследствие большого фона γ -лучей вблизи котла. Однако за последние несколько лет методика наблюдения существенно улучшена, и в настоящее время из измерений γ -лучей захвата получены ценные данные о ядерных уровнях. Другим примером мгновенного испускания является радиоактивный распад свободного нейтрона. Это явление может быть обнаружено путем регистрации β -частиц (с максимальной энергией в 800 кэв) или протонов отдачи (с энергией в несколько сот электрон-вольт), которые возникают при распаде нейтронов в пучке. Недавние результаты Робсона [3] и Снэлла и др. [21] окончательно доказали существование распада нейтрона, причем оказалось, что период полураспада нейтрона равен приблизительно 10 мин., а электрон распада имеет энергию, предсказанную по разности масс нейтрона и протона.

Облучение в пучке тепловых нейтронов часто является единственным методом, позволяющим изучать явления, следующие за поглощением нейтрона через весьма короткие промежутки времени. Примером таких явлений могут служить чрезвычайно быстро распадающиеся радиоактивности. Активности с периодом

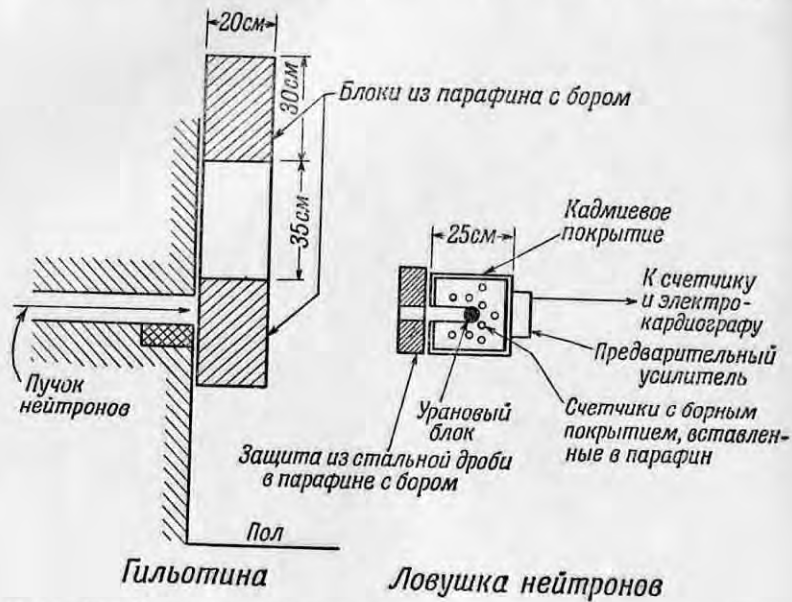
полураспада менее 0,1 сек. не могут быть изучены при помощи быстродействующей пневмопочты, описанной в гл. VII, § 3, и должны измеряться без больших перемещений образца. Для таких случаев используется несколько простых приспособлений.



Фиг. 96. Фотография [15] реакции He^3 (n, p) H^3 (вверху слева) в естественном гелии ($10^{-4}\%$ He^3). Камера Вильсона находилась в пучке тепловых нейтронов, содержащем значительное количество γ -лучей.

В одном из применявшихся методов используется быстро вращающееся колесо с укрепленными по его окружности образцами. При вращении колеса облучаемый материал проходит сначала через пучок нейтронов, а затем около счетчика, измеряющего распад образца. Такой метод был применен Мюльхаузом в Аргонне.

При этом были выявлены трудности, связанные с большим фоном вблизи открытого пучка. Подобное же устройство в настоящее время испытывается Саньяром в Брукхауэне. При изучении очень короткопериодных запаздывающих нейтронов Юз, Даббс, Кан и Холл [22] использовали заслонку, приводимую в действие силой тяжести, чтобы получить для облучения уранового образца импульс нейтронов продолжительностью 0,19 сек. (фиг. 97).



Фиг. 97. Заслонка, приводимая в действие силой тяжести [22], для получения нейтронного импульса длительностью 0,19 сек.

Распад осколков, испускающих запаздывающие нейтроны, наблюдался путем регистрации числа импульсов на электрокардиографической ленте, как показано на фиг. 83. Нейтронными детекторами служили пропорциональные счетчики с BF_3 ; при этом отсутствовали трудности, связанные с фоном β - и γ -излучений в тепловой колонне.

§ 2. Измерения эффективных сечений для нейтронов с максвелловским распределением по скоростям

Некоторые из ранних измерений эффективных сечений на тепловых нейтронах производились путем пропускания через образец нейтронов с максвелловским распределением по скоростям. Таким путем легко измеряется полное эффективное сечение,

так как хорошо коллимированный пучок нейтронов создает благоприятные геометрические условия. Этим способом получают эффективное сечение, усредненное некоторым образом по максвелловскому распределению. Несмотря на возможность проведения измерений с большой точностью, отнести это сечение к определенной скорости весьма трудно. Средние эффективные сечения имеют в настоящее время меньшее значение в связи с появлением селекторов скоростей, позволяющих измерять эффективные сечения для нейтронов определенных скоростей. Однако для многих материалов определены только усредненные значения эффективных сечений. Поэтому целесообразно привести некоторые характеристики этого метода, который может быть еще использован для измерения эффективных сечений ряда материалов.

Сначала мы рассмотрим материалы, для которых эффективное сечение поглощения больше сечения рассеяния и меняется в тепловой области приблизительно по закону $1/v$, так как только при этих условиях усредненное эффективное сечение может быть истолковано. Для материалов, удовлетворяющих этому требованию и, к счастью, не слишком редких (например, Au, В, In, Li), сечение рассеяния можно считать постоянным. Сечение поглощения может быть тогда определено вычитанием сечения рассеяния (приведенного в приложении III) из измеренного полного эффективного сечения. Полное эффективное сечение вычисляется из отношения скорости счета при открытом пучке к скорости счета, когда в пучок внесен образец; это отношение равно $1/T$, где T — пропускание. Из каждой скорости счета вычитается фон, измеряемый при помощи кадмиевого фильтра, помещенного на пути пучка. Если в пучке имеются резонансные нейтроны, то они не будут поглощаться в кадмии и не будут влиять на пропускание, поскольку каждая скорость счета определяется как кадмиевая разность и поэтому чувствительна только к тепловым нейтронам. Тем не менее присутствие большого числа резонансных нейтронов нежелательно, так как они увеличивают фон, ухудшая тем самым статистическую точность. При проведении очень точных измерений в присутствии закадмиевых нейтронов (с энергией выше границы поглощения кадмия 0,4 эв) необходимо использовать тонкие листки кадмия (толщиной 0,25 мм). Чрезмерно толстые листки кадмия будут несколько поглощать нейтроны с энергией 0,4 эв (эффективное сечение кадмия при этой энергии равно 300 барн, см. фиг. 75) и выше, следовательно, кадмиевая разность будет отражать не только действие тепловых нейтронов, но и действие нейтронов с энергией выше границы поглощения кадмия. Тонкие кадмиевые листки не удаляют полностью тепловые нейтроны. Однако это не приводит к ошибке, так как кадмиевая разность в этом случае представляет эффект только тепловых нейтронов. Распределение тепловых нейтронов по энергиям также не

искажается, так как эффективное сечение кадмия в тепловой области почти постоянно.

Полное эффективное сечение дается формулой (1.24), которую можно представить в виде

$$\ln\left(\frac{1}{T}\right) = N\sigma_t x, \quad (9.1)$$

где N — число атомов в 1 см^3 и x — толщина образца. Эффективное сечение поглощения получается из полного сечения вычитанием сечения рассеяния, которое предполагается постоянным во всей области энергий максвелловского распределения (это предположение обычно справедливо с точностью до 1 барна). Полученное таким образом эффективное сечение поглощения представляет собой некоторое среднее значение, зависящее как от типа детектора, так и от толщины поглотителя. Мы будем пока называть полученное значение эффективного сечения просто экспериментальным значением и обозначим его $\sigma_{\text{экс.}}$, чтобы не путать с другими средними значениями.

Чтобы установить соотношение между наблюдаемым значением $\sigma_{\text{экс.}}$ и различными средними значениями, необходимо тщательно рассмотреть форму нейтронного распределения и тип счетчика, используемого в измерениях пропускания. Как мы видели в гл. II, § 8, максвелловское распределение по скоростям (зависимость плотности нейтронов от скорости) содержит множитель v^2 , а поток — множитель v^3 , в то время как распределение скорости счета для детектора, подчиняющегося закону $1/v$, содержит множитель v^2 . Следовательно, при использовании детектора, подчиняющегося закону $1/v$, скорость счета как функция скорости нейтронов может быть отождествлена с максвелловским распределением по скоростям и суммарная скорость счета I может быть представлена в виде интеграла

$$I = \text{const} \int_0^{0,4 \text{ эв}} v^2 e^{-(v/v_0)^2} dv, \quad (9.2)$$

где v_0 — наиболее вероятная скорость, равная при комнатной температуре 2200 м/сек . Скорость счета не равна интегральному потоку, как это было бы в случае, если бы детектор был «черным», т. е. если бы регистрировался каждый попавший в детектор нейтрон. Так как большинство детекторов приблизительно следует закону $1/v$ и отождествление скорости счета с максвелловским спектром весьма полезно для анализа, мы будем предполагать, что во всех случаях, кроме специально оговоренных, используется такой детектор. Потоки тепловых нейтронов в пучках настолько велики, что для получения большой скорости счета нет необходимости использовать «черный» детектор.

Полученное эффективное сечение может быть легко интерпретировано, если используемый образец очень тонок. В этом случае (T почти не отличается от единицы) соотношение (9.1) упрощается и принимает вид

$$1 - T = N\sigma_t x. \quad (9.3)$$

Очевидно, что полученное значение $(1 - T)$ соответствует среднему эффективному сечению, взвешенному по распределению нейтронов. Это эффективное сечение мы будем называть средним эффективным сечением для максвелловского распределения и обозначать $\bar{\sigma}$. Для поглотителя, сечение которого подчиняется закону $1/v$ ($\sigma = k/v$), получаем

$$\begin{aligned} \bar{\sigma} &= \frac{\int \sigma v^2 e^{-(v/v_0)^2} dv}{\int v^2 e^{-(v/v_0)^2} dv} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{k}{v_0}, \\ \bar{\sigma} &= \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sigma_{v_0} = 1,128 \sigma_{v_0}. \end{aligned} \quad (9.4)$$

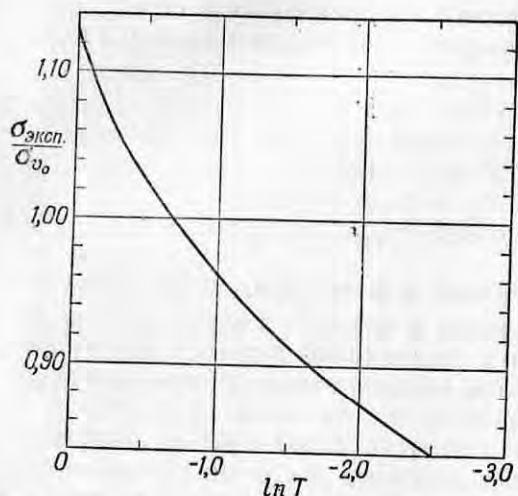
Таким образом, для материала и детектора, подчиняющихся закону $1/v$, среднее эффективное сечение $\bar{\sigma}$, получаемое из измерения пропускания тонкого образца (с исключением рассеяния), в 1,128 раза больше обычно приводимой величины, соответствующей наиболее вероятной скорости.

Интересно отметить, что соответствующее среднее эффективное сечение, используемое в диффузионных измерениях [соотношение (8.6)], равно $(1/1,128) \sigma_{v_0}$, так как в этом случае усредняется не эффективное сечение, а его обратная величина. Мы видим, таким образом, что среднее эффективное сечение представляет собой не сечение при средней скорости, а величину в $(1,128)^2$ раза большую. Если бы в измерениях использовался «черный» детектор, то эффективное сечение усреднялось бы по распределению, содержащему множитель v^3 и выделяющему более быстрые нейтроны. Мы не будем останавливаться на различных средних величинах для этого не имеющего большого практического значения случая во избежание возможной путаницы.

Хотя измерения пропускания тонких образцов поддаются весьма прямой интерпретации, на практике приходится использовать более толстые образцы, так как статистическая точность в определении эффективного сечения при пропускании, близком к единице, очень мала. Например, как легко видеть из соотношения (9.3), при $T = 0,95$, измеренном с точностью 1% , эффективное сечение получается с точностью лишь 20% . Использование более толстого образца позволяет увеличить точность. Из соотношения (9.1) получаем

$$\frac{d\sigma}{\sigma} = \frac{1}{\ln T} \frac{dT}{T}. \quad (9.5)$$

Если $\ln T = -1$ (пропускание равно $1/e$), то измерение пропускания с точностью 1% позволяет определить эффективное сечение с той же точностью. Пропускание, равное $(1/e)^2$, дало бы точность $0,5\%$. Статистическая точность определения эффективного сечения возрастает с толщиной образца, однако так как одновременно увеличивается искажение максвелловского распределения за счет преимущественного поглощения медленных нейтронов в соответствии с законом $1/v$, то необходимо рассмотреть влияние этого



Фиг. 98. Кривая Бете, дающая поправку на ужестчение максвелловского распределения при измерениях пропускания.

интегрирования получил эту зависимость для материала и детектора, подчиняющихся закону $1/v$; соответствующая кривая изображена на фиг. 98. Эта кривая дает отношение наблюдаемого эффективного сечения поглощения $\sigma_{\text{эксп}}$ к сечению при наиболее вероятной скорости в функции от величины пропускания. Так, отношение эффективных сечений для пропускания, равного единице, в согласии с соотношением (9.4) равно $1,128$ и спадает с ростом $1/T$. Интересно, что экспериментально получаемое эффективное сечение оказывается точно равным сечению при наиболее вероятной скорости, когда пропускание примерно равно 50% ¹⁾. Благодаря этому обстоятельству эффективные сечения, измеренные при пропускании, близком к 50% , автоматически представляют собой значения, соответствующие скорости v_0 , которые всегда приводятся в таблицах. Искажение максвелловского распределения для случая пропускания, равного

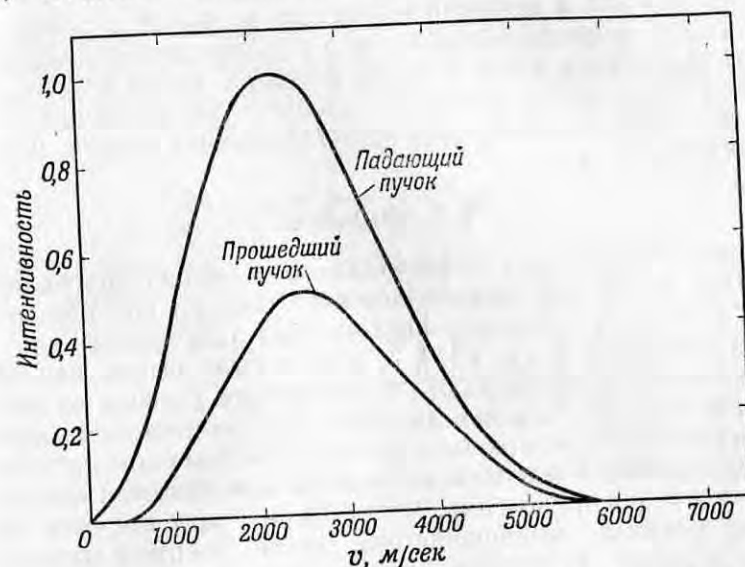
¹⁾ То есть для $\ln T = -0,693$ (см. фиг. 98). — Прим. авт.

ужестчения на наблюдаемое эффективное сечение $\sigma_{\text{эксп}}$.

Возрастание искажения спектра с толщиной образца приводит к тому, что измеренное для определенной толщины эффективное сечение будет усреднено по распределению, изменяющему свой вид при прохождении через поглотитель, следовательно, $\sigma_{\text{эксп}}$ будет усреднено по «среднему» распределению. К сожалению, нельзя получить непосредственно зависимость среднего эффективного сечения от толщины поглотителя. Однако Бете [23] с помощью численного

50% , показано на фиг. 99. Как видно из фиг. 98, при обычно используемом пропускании ($\ln T$ между $-0,5$ и $-2,0$) различие между наблюдаемым эффективным сечением $\sigma_{\text{эксп}}$ и σ_{v_0} невелико и поправка легко вводится.

До сих пор наши рассуждения относились только к материалам с эффективным сечением поглощения, большим по сравнению с эффективным сечением рассеяния. Если же имеет место обратное, то, вычитая из полного эффективного сечения известное



Фиг. 99. Ужестчение максвелловского распределения при пропускании, равном 50% .

(например, из измерений на котловом осцилляторе) сечение поглощения, можно определить среднее сечение рассеяния тепловых нейтронов. Следует вычитать среднее эффективное сечение поглощения (сечение при $v = 2200$ м/сек, умноженное на $1,128$), так как в рассматриваемом случае ужестчения по существу не происходит. Таким путем можно измерить эффективное сечение рассеяния с высокой точностью, но результат будет представлять собой среднее значение для распределения по скоростям. Это среднее значение не имеет простой связи со значением сечения при определенной скорости, так как в отличие от эффективного сечения поглощения рассеяние в тепловой области сильно и нерегулярно изменяется с изменением скорости («кристаллические эффекты», рассматриваемые в § 4 этой главы). Среднее эффективное сечение рассеяния меняется с изменением кристаллического состояния вещества и даже с изменением размеров зерен, поэтому

проведение измерений с большой точностью не имеет смысла. Рассеяние можно измерять непосредственно, помещая детектор вне прямого пучка и регистрируя рассеянные нейтроны. Однако, чтобы получить эффективное сечение рассеяния, необходимо проинтегрировать скорость счета по всему телесному углу вокруг образца, поскольку рассеяние изменяется с углом. Большинство средних эффективных сечений рассеяния, данных в приложении III ($\bar{\sigma}_s$), измерено таким прямым путем, хотя обычно измерения проводят только в небольшом интервале углов, а затем вычисляют сечение в предположении, что угловое распределение изотропно. Вследствие этого обстоятельства, а также других упоминавшихся трудностей величина среднего эффективного сечения рассеяния тепловых нейтронов известна, вообще говоря, с небольшой точностью.

§ 3. Фильтры

Исследуя изменения эффективного сечения, происходящие вследствие изменения максвелловского спектра при помощи различных фильтров, методом, аналогичным описанному для резонансных нейтронов в гл. VI, § 3, можно было бы сделать некоторые заключения о зависимости эффективного сечения от скорости нейтронов. Однако большая величина потока нейтронов, позволяющая использовать монохроматоры и селекторы скоростей, исключает необходимость иметь такие фильтры для большей части максвелловского распределения. Фильтры находят широкое применение в крайней длинноволновой части распределения, т. е. для «холодных» нейтронов, поток которых очень мал. Эти фильтры выделяют нейтроны определенных скоростей не за счет нейтронных резонансов, а за счет использования оптического явления селективной дифракции.

Чтобы понять действие фильтров медленных нейтронов, необходимо вспомнить условие Брэгга для отражения, уже рассмотренное нами в связи с кристаллическими монохроматорами в гл. VI, § 4, а именно:

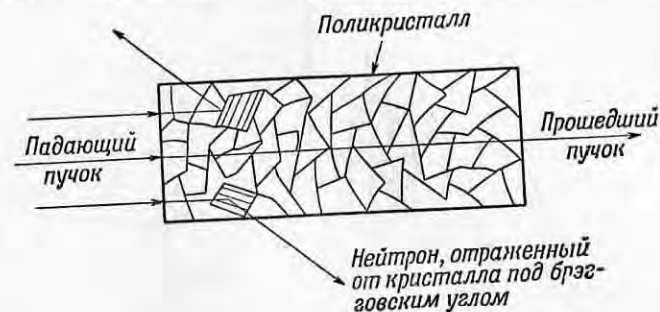
$$n\lambda = 2d \sin \theta. \quad (9.6)$$

Рассмотрим пучок тепловых нейтронов, который проходит сквозь поликристалл, содержащий множество беспорядочно ориентированных кристаллических зерен (фиг. 100). Нейтрон с длиной волны λ пересекает большинство кристаллических зерен, рассеиваясь только тогда, когда он встречает кристалл под углом, удовлетворяющим условию (9.6). Так как имеется много плоскостей с различным межплоскостным расстоянием d , то большинство нейтронов будет отражено. Мы говорим большинство, а не все нейтроны, так как для каждой кристаллической

решетки существует максимальное значение межплоскостного расстояния d_m , определяемое структурой кристалла. Ясно, что наибольшая длина волны, для которой возможно отражение, получается при $\sin \theta = 1$, т. е. при расположении плоскости кристалла перпендикулярно к направлению движения нейтрона; эта длина волны равна

$$\lambda_m = 2d_m. \quad (9.7)$$

Нейтроны с длиной волны, большей λ_m , практически совершенно не рассеиваются (если не учитывать обычно малое некогерентное рассеяние, которое мы рассмотрим в § 5 этой главы) и выбывают

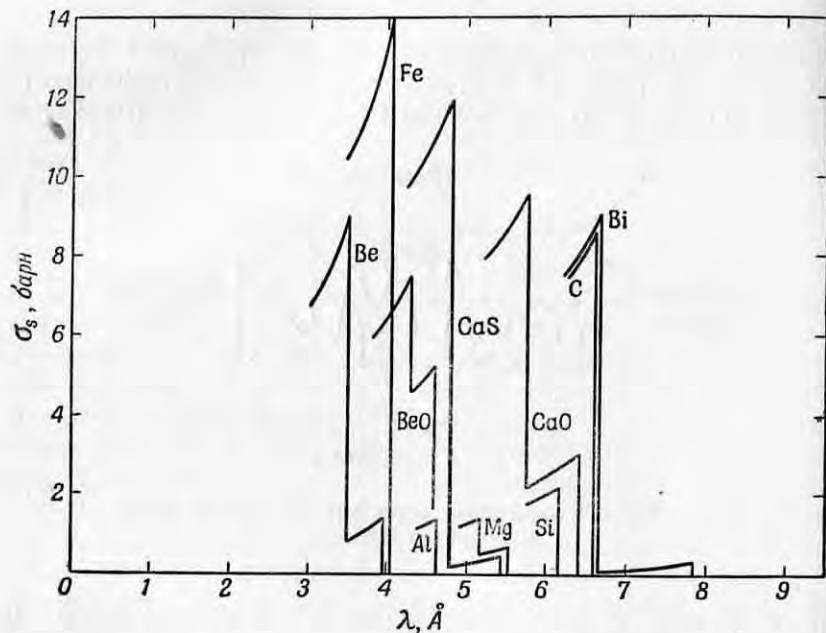


Фиг. 100. Прохождение тепловых нейтронов через поликристалл.

из пучка только за счет поглощения. Как показано на фиг. 100, нейтроны с $\lambda < \lambda_m$ рассеиваются и затем поглощаются в окружающем фильтр кадмии, тогда как нейтроны с $\lambda > \lambda_m$ проходят сквозь фильтр при условии, что они не поглощаются в самом фильтре.

Так как поглощение нейтронов пропорционально $1/v$, то для прошедших фильтр нейтронов оно значительно больше, чем для более быстрых. Поэтому в качестве фильтра может быть использован только материал с малым эффективным сечением поглощения. Кроме того, необходимо, чтобы эффективное сечение рассеяния нейтронов с длиной волны, меньшей λ_m , было достаточно велико для обеспечения их выбывания из пучка. На фиг. 101 приведена зависимость эффективных сечений рассеяния некоторых возможных материалов фильтров от скорости, рассчитанная [24] из эффективных сечений для свободных атомов и кристаллической структуры материалов методом, описанным в гл. X, § 4. Наиболее удобными фильтрами, судя по этим кривым, являются графит и BeO ; оба эти вещества действительно широко используются для этой цели. На кривых эффективных сечений висмута и

бериллия, поглощение которых невелико, отсутствует резкая граница поглощения и имеется несколько дополнительных обрывов, которые мешают чистой фильтрации. Распределение нейтронов в пучке, прошедшем через графитовый фильтр толщиной 10 см, представлено на фиг. 102. Обрыв кривой несколько сглажен за счет разрешающей способности селектора медленных нейтронов



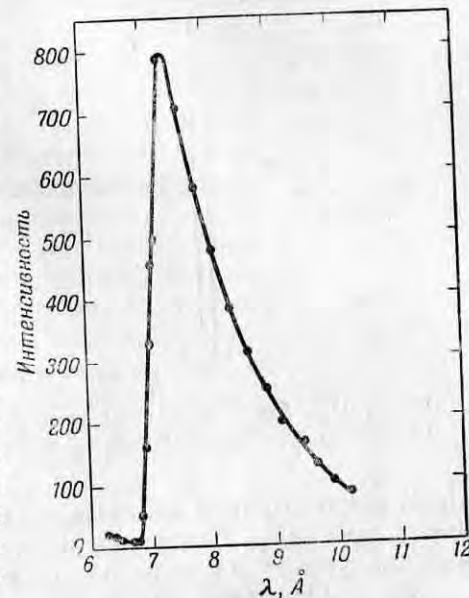
Фиг. 101. Зависимость эффективных сечений возможных материалов фильтров от скорости [24].

(см. § 4 этой главы), который использовался для измерения распределения, но в действительности этот обрыв происходит более резко.

Хотя фильтрация не дает пучка моноэнергетических нейтронов, чрезвычайно крутой обрыв определяет соответствующую длину волны с высокой точностью (с которой известно межплоскостное расстояние кристалла). Величина потока холодных нейтронов мало уменьшается при прохождении через фильтры из графита, Be или BeO, так как эти фильтры имеют небольшое эффективное сечение для длин волн, больших граничной. Для указанных фильтров уменьшение потока холодных нейтронов объясняется главным образом тепловым неупругим рассеянием (см. § 5 этой главы). Так как это неупругое рассеяние сильно

зависит от температуры (см. фиг. 108—111), то охлаждением можно добиться еще более высокого пропускания фильтров. Так, полное эффективное сечение Be для нейтронов с длиной волны 5 Å при температуре 100° K равно всего 0,05 барна, что соответствует средней длине свободного пробега 1,60 м.

Было измерено [26] несколько эффективных сечений для профильтрованных нейтронов, однако их использование ограничено, так как полученные таким образом эффективные сечения являются усредненными по профильтрованному спектру. Кроме того, эффективное сечение для нейтронов с длинами волн, близкими к скачку в сечении материала фильтра, может быть легко измерено при помощи селектора медленных нейтронов, так как их поток достаточно велик. Фильтры чаще используются не отдельно, а в соединении с другими приборами. В этом случае они имеют большое значение. Например, мы увидим далее, что они имеют определенное значение для исключения некоторых длин волн при работе с селектором медленных нейтронов (§ 4 этой главы) и очень удобны для отбора длины волны в экспериментах с отражением (гл. XI, § 2). Игельстафф [25], используя нейтроны, профильтрованные через свинец, показал, что очень медленные нейтроны при прохождении через вещество увеличивают свою энергию за счет неупругого рассеяния (§ 5 этой главы); скорость после рассеяния измерялась приближенно по пропусканию через литий, для которого имеет место закон $1/v$. К сожалению все те немногие нейтронные фильтры, которые обладают необходимыми ядерными характеристиками, имеют скачок в сечении в одной и той же области длин волн (от 4 до 7 Å). Желательно было бы иметь дополнительно фильтры для области от 7 до 20 Å. Однако до настоящего времени для этой области длин волн удовлетворительных фильтров не найдено.

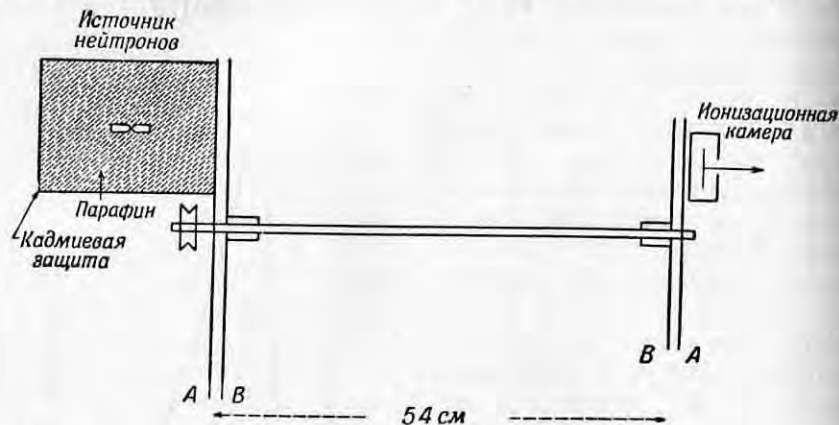


Фиг. 102. Распределение нейтронов после прохождения через графитовый фильтр, измеренное на брукхаузенском селекторе медленных нейтронов [32].

и той же области длин волн (от 4 до 7 Å). Желательно было бы иметь дополнительно фильтры для области от 7 до 20 Å. Однако до настоящего времени для этой области длин волн удовлетворительных фильтров не найдено.

§ 4. Механические селекторы медленных нейтронов

Скорости тепловых нейтронов имеют тот же порядок величины, что и скорости газовых молекул, и потому вполне возможно механическое разделение их по времени полета. Действительно, используя естественный источник нейтронов и механическое устройство для прерывания пучка (фиг. 103), Даннинг и др. [27] вскоре после открытия нейтронов показали, что нейтроны, замедленные в парафине, имеют максвелловское распределение по скоростям.



Фиг. 103. Одна из первых конструкций [27] механического селектора скоростей, использовавшаяся с естественным источником нейтронов.

Применение пучков нейтронов из котлов позволяет в настоящее время проводить измерения на кристаллических монохроматорах и механических селекторах скоростей с высоким разрешением.

Кристаллический монохроматор является ценным прибором в надтепловой области (гл. VI, § 4), однако помехи за счет высших порядков отражения препятствуют его широкому использованию в области тепловых нейтронов. Из уравнения (9.6) видно, что отражение n -го порядка нейтронов с длиной волны λ/n совпадает с отражением 1-го порядка нейтронов с длиной волны λ . Эти помехи за счет нейтронов с более короткими длинами волн усиливаются с увеличением λ , так как отношение интенсивности нейтронов с длиной волны λ/n к интенсивности нейтронов с длиной волны λ увеличивается с увеличением λ в области максвелловского распределения. Отражениями высших порядков нельзя пренебречь и в области резонансных энергий, в которой в основном используется кристаллический монохроматор, но в тепловой области они являются серьезной помехой. Поэтому для работы в тепловой области целесообразнее использовать механический селектор скоростей. В недавно выполненной работе Мак-Рейнольдс

[28] показал, что в области 5—10 Å кристаллический монохроматор может быть использован совместно с фильтрами (см. § 3 этой главы), уменьшающими влияние отражений высших порядков. Такое усовершенствование позволяет использовать монохроматор в области длин волн, больших граничной длины волны фильтра. Кристалл монохроматора должен иметь, очевидно, очень большое межплоскостное расстояние, чтобы отражать нейтроны с длиной волны от 5 до 10 Å. Например, для магнетита (Fe_3O_4) [28] граничная длина волны λ_m в соотношении (9.7) равна 9,66 Å. Кроме того, отражение второго порядка у него мало.

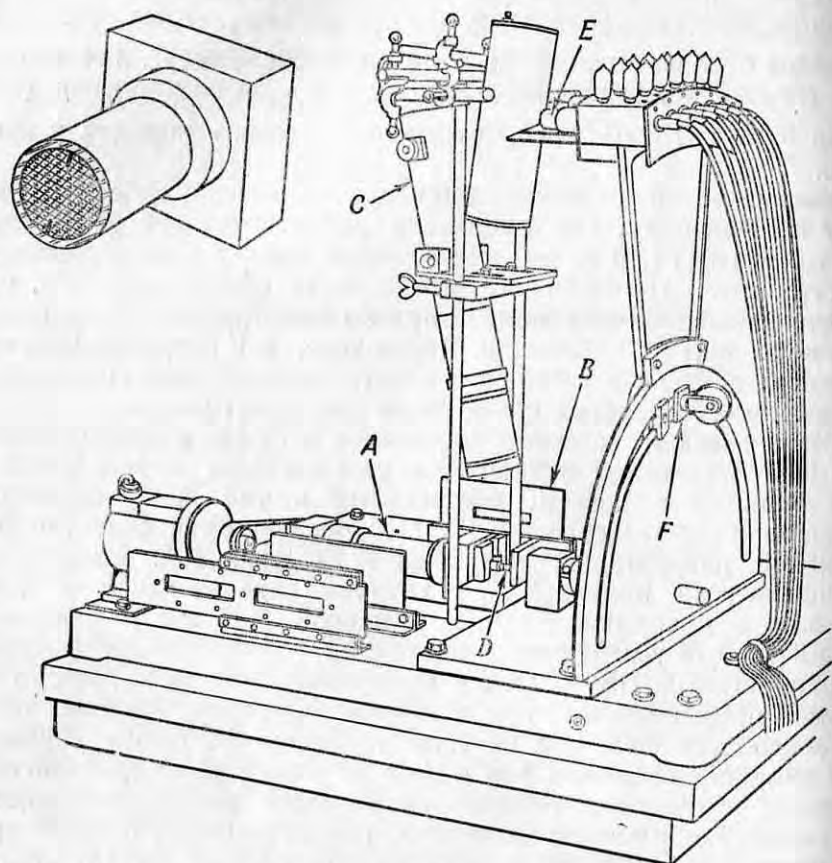
Механический селектор тепловых нейтронов действует по тому же принципу, что и селектор резонансных нейтронов, описанный в гл. VI, § 5, но имеет более простую механическую конструкцию. Простота его конструкции объясняется тем, что производимые им нейтронные импульсы имеют длительность около 20 мксек. вместо 1 мксек. и, кроме того, для прерывания пучка тепловых нейтронов легко могут быть использованы тонкие слои кадмия вместо толстых слоев стали или пластмассы.

Механический селектор медленных нейтронов использовался Ферми в Аргоннской лаборатории уже в 1943 г. и впоследствии был включен в прибор, построенный в той же лаборатории Бриллем и Лихтенбергером [29]¹⁾. Механический селектор Аргоннской лаборатории, показанный на фиг. 104, состоит из вращающегося цилиндра A , в котором заделан пакет из чередующихся пластинок кадмия толщиной 0,15 мм и алюминия толщиной 0,75 мм. Цилиндр вращается электрическим мотором со скоростью до 180 об/сек и пропускает нейтроны дважды за полный оборот каждый раз в течение интервала времени, необходимого для поворота на угол примерно 3°. Таким образом, при скорости вращения 180 об/сек за 1 сек. происходит 360 нейтронных импульсов, каждый из которых имеет длительность 45 мксек. Импульсы от детектора, представляющего собой пропорциональный счетчик с BF_3 , расположенный на расстоянии 1,5 м позади механического прерывателя, распределяются по 6 счетным каналам, включаемым через определенные интервалы времени после каждого нейтронного импульса. Коммутирующие импульсы, управляемые лучом света от источника S , отражающимся от зеркала D , укрепленного на вращающемся валу, и попадающим на ряд фотоэлементов, положение которых может меняться регулятором F . Следовательно, каждый канал регистрирует нейтроны в некотором интервале

¹⁾ Селектор такого же типа используется в настоящее время [30] на котле в Харвелле (Англия). — Прим. авт.

скоростей, определяемом временем их полета от механического прерывателя до детектора.

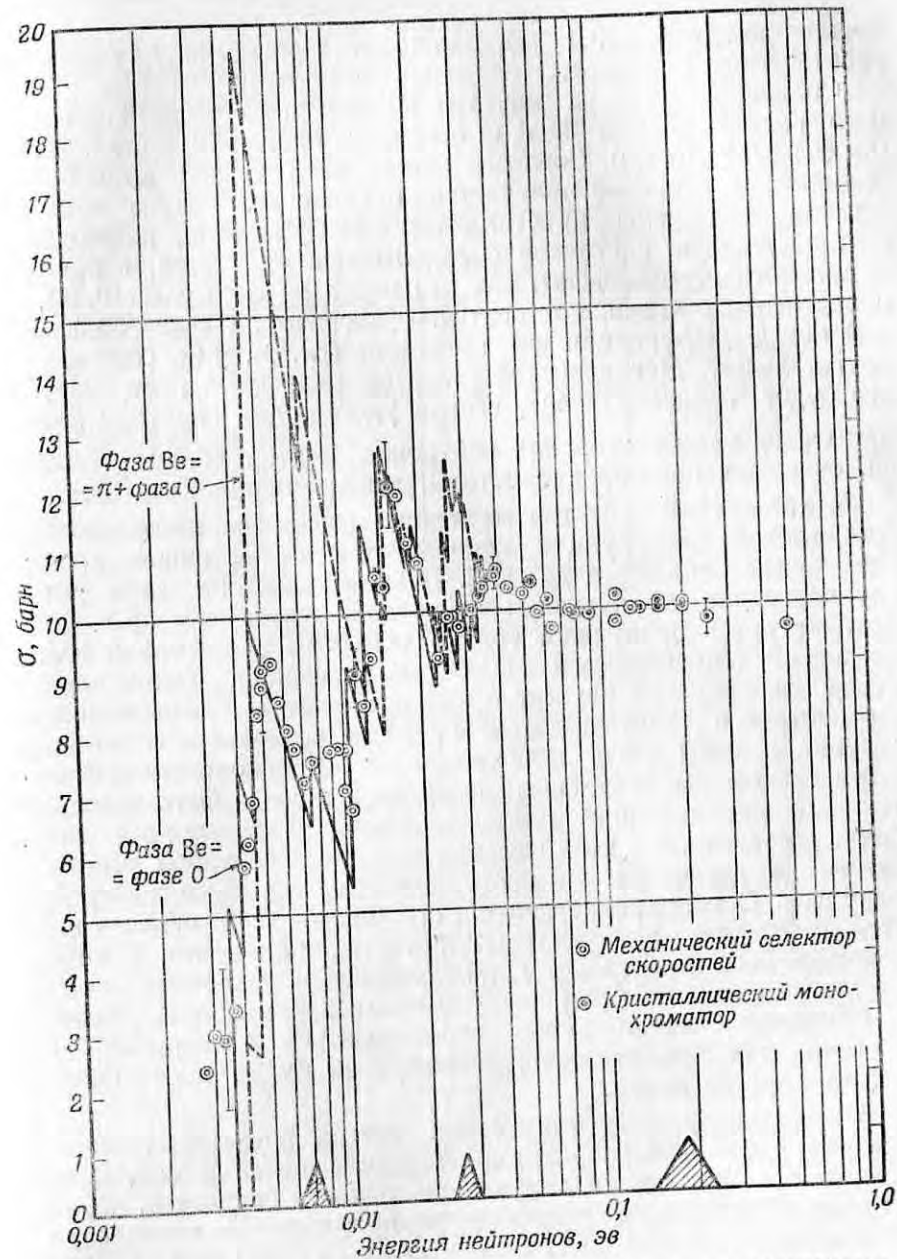
Примером кривых для эффективных сечений, полученных на аргонском селекторе [31], может служить сечение поликристаллического BeO , приведенное на фиг. 105. Резкие изменения сечения



Фиг. 104. Механический селектор тепловых нейтронов Аргонской лаборатории [29].

Прерыватель (цилиндр), состоящий из чередующихся слоев алюминия и кадмия, показан отдельно сверху.

в области от 0,003 до 0,03 эв вызываются брэгговским рассеянием на определенных кристаллических плоскостях; резкое падение сечения происходит, когда длина волны нейтронов превысит удвоенное межплоскостное расстояние какой-либо группы плоскостей. Некоторые точки на фиг. 105 были получены на кристаллическом монохроматоре; области энергий, перекрываемые механическим селектором (ниже 0,1 эв) и кристаллическим моно-



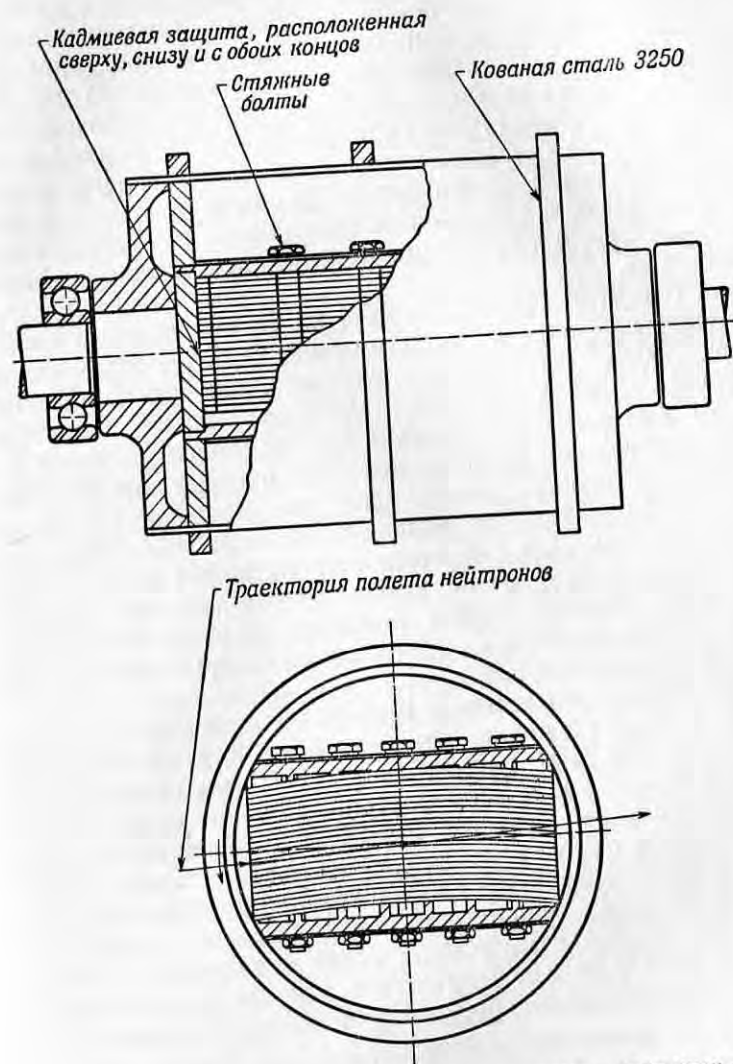
Фиг. 105. Эффективное сечение рассеяния нейтронов на поликристаллическом BeO [31].

хроматором (выше $0,1 \text{ эв}$), являются типичными для обычной работы этих приборов.

Сплошная линия на фиг. 105 вычислена из сечений когерентного рассеяния для Be и O способом, описанным в гл. X, § 4 [по формуле (10.15)]. Согласно между вычисленной кривой и наблюдаемым сечением получается прекрасное. Резкие изменения сечения, вызываемые кристаллическими эффектами, наблюдаемые по пропусканию нейтронов определенных скоростей, в принципе могут быть использованы, как это видно из формулы (10.15), для определения сечений когерентного рассеяния. Однако более прямой метод дифракции на кристалле (гл. X, § 5), обычно предпочтительнее. Механический селектор медленных нейтронов, как это будет показано ниже, весьма удобен для изучения сечений при очень малых энергиях нейтронов. В этой области ($5\text{--}25 \text{ \AA}$) он, очевидно, превосходит методы, использующие кристаллы.

Механический селектор медленных нейтронов несколько более совершенной конструкции используется в настоящее время в Брукхавене Зейдлом и др. [32]. В этом селекторе щели ротора, служащие для пропускания нейтронов, искривлены (фиг. 106) и поэтому ротор пропускает только нейтроны в некоторой области скоростей (определяемой скоростью вращения). Таким образом, ротор одновременно служит и как прерыватель, дающий импульсы нейтронов (длительностью от 10 до нескольких сотен микросекунд), и как грубый монохроматор. Без монохроматизации частота следования нейтронных импульсов должна быть небольшой, так как время между последовательными импульсами должно быть достаточным, чтобы самые медленные нейтроны успели долететь до детектора до наступления следующего нейтронного импульса. С монохроматизацией, ограничивающей область скоростей нейтронов, пропускаемых ротором, пределами, в которых действительно происходит детектирование в различных каналах, частота следования нейтронных импульсов может быть увеличена. В принципе счетчик может использоваться непрерывно, если частично монохроматизованные импульсы будут почти накладываться друг на друга.

Идеальные условия отсутствия потерь времени на ожидание требуют тщательно разработанной формы щелей ротора, которая должна быть различной для каждой области скоростей. Брукхавенская конструкция является компромиссной и позволяет без использования щелей совершенной формы существенно увеличить частоту следования нейтронных импульсов по сравнению с достижимой с прямыми щелями. Чтобы всегда работать с максимальной скоростью вращения, обеспечивающей хорошее разрешение, необходимо менять кривизну каналов в зависимости от скорости. В Брукхавенском селекторе используются три сменных



Фиг. 106. Ротор брукхавенского селектора медленных нейтронов [32], имеющий искривленные щели, которые производят некоторую монохроматизацию пролетающих нейтронов. Щели образуются изогнутыми никелевыми пластинами, покрытыми кадмием и закрепленными в жесткой стальной цилиндрической оболочке.

ротора с различной кривизной щелей. Ротор собран из покрытых кадмием никелевых пластин, укрепленных внутри стальной оболочки диаметром 10 см; он приводится во вращение мотором постоянного тока с максимальной скоростью 15 000 об/мин. Распределение нейтронов по двенадцати регистрирующим каналам соответственно времени пролета производится электронным устройством, так что все последовательно работающие регистрирующие каналы запускаются импульсом от одного фотоэлемента, совпадающим по времени с нейтронным импульсом, в отличие от аргонского селектора, в котором имеется ряд радиально расположенных фотоэлементов.

Когда селектор был установлен на Брукхаузенском котле, все усилия были направлены на достижение большой величины потока и слабого фона, необходимых для продвижения в область нейтронов очень низкой энергии. Поскольку ротор селектора является, по существу, прозрачным для нейтронов с энергией выше границы поглощения кадмия, которые поэтому непрерывно проходят через ротор (тогда как тепловые нейтроны пропускаются только в импульсах), то резонансные нейтроны будут давать значительный фон. Для селектора использовался пучок нейтронов из графитового отражателя котла. Место выхода пучка выбиралось таким образом, чтобы получить наивысшую возможную величину потока тепловых нейтронов при достаточно малой примеси резонансных нейтронов.

Распределение тепловых и резонансных нейтронов в отражателе брукхаузенского котла, показанное на фиг. 24, обсуждалось в гл. II, § 8, где было найдено, что максимум отношения потока тепловых нейтронов к потоку резонансных находится на глубине 30 см в отражателе. Поэтому отверстие в отражателе, через которое выводится пучок для селектора, имеет глубину 30 см. При большей глубине несколько увеличивается поток тепловых нейтронов, но зато резко возрастает поток быстрых нейтронов, что нежелательно. Поток в выбранной точке отражателя, составляющий около $4 \cdot 10^{11}$, вполне достаточен для получения удовлетворительной интенсивности очень медленных нейтронов с длиной волны до 25 \AA (что соответствует температуре $1,5^\circ\text{K}$). В нормальных условиях работы, как, например, при измерениях сечений, описанных в § 5 этой главы, скорость счета в отдельном канале составляет несколько тысяч отсчетов в 1 мин., но для самых больших длин волн скорости счета равны только одному-двум отсчетам в 1 мин. при фоне, примерно в 2 или 3 раза больше.

При измерениях сечений в области 5—25 \AA фон от нейтронов с энергиями выше границы поглощения кадмия может быть значительно уменьшен помещением на пути пучка фильтров, удаляющих нейтроны максвелловского распределения и более вы-

соких энергий и практически прозрачных для нейтронов больших длин волн. Наиболее подходящими в этом случае фильтрами являются Be , BeO и графит. Скорость счета фона, сравнимая со скоростью счета, даваемой отобранными по времени пролета нейтронами больших длин волн, измеряется помещением на пути пучка около ротора тонкой (0,25 мм) пластинки кадмия. Толстая пластинка будет удалять нейтроны с энергией вблизи границы поглощения кадмия, которые пропускаются ротором, и наблюдаемая кадмиевая разность будет больше истинной скорости счета, соответствующей отобранному по времени пролета холодным нейтронам. Влияние толстой пластинки кадмия на фон пренебрежимо мало при измерении пропускания с постоянным (непрерываемым) пучком, но для селектора это влияние является существенным, так как в этом случае нейтроны фона пропускаются ротором в течение времени, приблизительно в 100 раз большего времени пропускания выделяемых нейтронов.

Для точного измерения скоростей нейтронов существенной является тщательная калибровка всех компонент, определяющих время пролета. К счастью, есть возможность одновременной калибровки полного времени пролета по положению скачков в сечении, уже описанных нами в связи с нейтронными фильтрами. Такая проверка производится помещением в пучок фильтра, например куска графита, и наблюдением скорости счета по каналам или, точнее, измерением эффективного сечения графита по пропусканию для различных каналов. Такое калибровочное измерение эффективного сечения графита, приведенное на фиг. 102, может служить для проверки времени пролета с точностью до нескольких микросекунд. Скачок в сечении, приведенном на фиг. 102, который теоретически недостаточного разрешения прибора, несколько сглажен за счет недостаточного разрешения прибора. Таким образом может быть найдена ошибка в определении времени пролета. Происхождение ошибки может быть выяснено путем наблюдения кажущегося изменения длины волны, при которой происходит скачок в сечении при изменении расстояния от счетчика до ротора и скорости вращения. В точных работах необходимо также учитывать, что эффективный центр пропорционального счетчика с BF_3 , а следовательно, и пролетное расстояние будут различными для нейтронов разных скоростей вследствие изменения сечения поглощения бора.

§ 5. Измерения с холодными нейтронами на механическом селекторе

Измеряемые на механическом селекторе эффективные сечения холодных нейтронов тесно связаны с оптическими свойствами нейтронов, рассматриваемыми в гл. X. Однако их основные

характеристики могут быть рассмотрены здесь. Материалы, имеющие малое сечение поглощения, обычно становятся почти прозрачными для нейтронов с длиной волны λ , большей удвоенного межплоскостного расстояния (см. § 3 этой главы). Мы будем рассматривать здесь только такие, слабо поглощающие материалы. Для других материалов поглощение, изменяющееся по закону $1/v$, становится при малых скоростях настолько большим, что интересующие нас эффекты не будут наблюдаться.

За пределами действия кристаллических эффектов, где когерентное рассеяние отсутствует, остаточное сечение может быть представлено следующим образом:

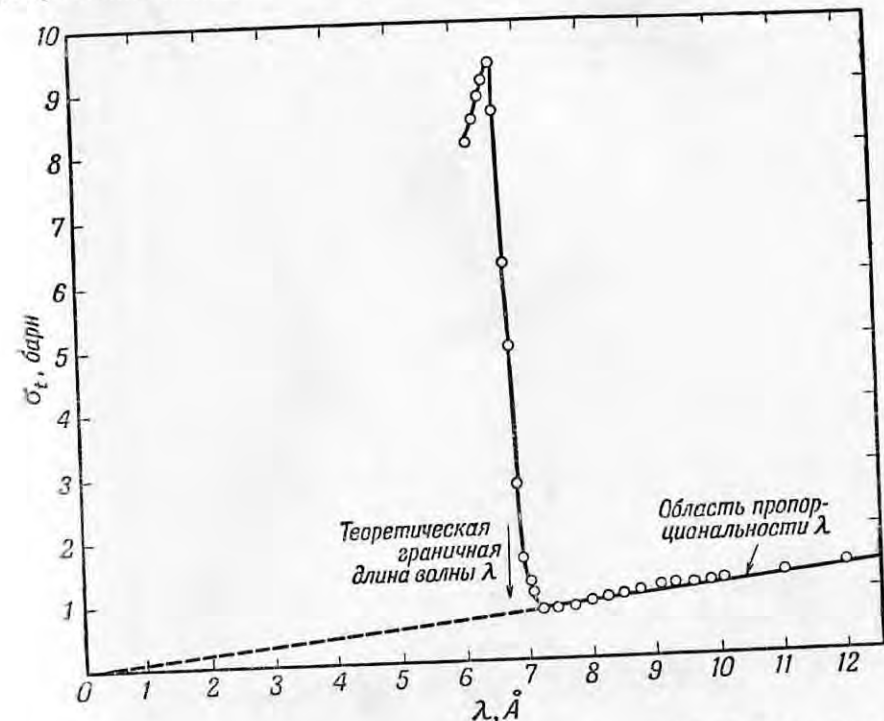
$$\sigma = \sigma_a + \sigma_{\text{упр.}} + \sigma_{\text{неупр.}}, \quad (9.8)$$

где σ_a — сечение поглощения, подчиняющееся закону $1/v$. Член $\sigma_{\text{упр.}}$ отвечает упругому рассеянию, которое не проявляется в брэгговских отражениях вследствие некоторой неупорядоченности в решетке и которое поэтому остается как некогерентное рассеяние за пределами влияния кристаллических эффектов. Эта неупорядоченность может быть связана с наличием изотопов с различными сечениями рассеяния, беспорядочно распределенных в решетке, или с изменением сечения в зависимости от ориентации спина нейтрона (некогерентность, зависящая от спина). Эти источники некогерентного рассеяния мы будем исследовать в гл. X, § 2. За пределами действия кристаллических эффектов некогерентное рассеяние, связанное с неупорядоченностью, может быть выявлено в силу того, что оно не зависит от длины волны, тогда как σ_a меняется пропорционально λ . Сечение $\sigma_{\text{неупр.}}$ соответствует неупругому рассеянию, связанному с обменом энергии между нейтроном и решеткой рассеивающего вещества (его дебаевским спектром частот). Основной процесс неупругого рассеяния холодных нейтронов связан с получением нейтронами энергии от решетки. В большинстве случаев нейтрон поглощает один фотон энергии (квант энергии колебаний решетки). Сечение неупругого рассеяния, так же как и σ_a , пропорционально λ^1 , но может быть отделено от последнего благодаря тому, что оно быстро увеличивается с температурой образца, в то время как σ_a от температуры не зависит.

Некогерентное рассеяние, проявляющееся за пределами действия кристаллических эффектов, представляет интерес для ряда

¹⁾ Как $\sigma_{\text{неупр.}}$, так и σ_a пропорциональны $1/v$, так как вылетающие частицы являются быстрыми в сравнении с падающими нейтронами, и поэтому ширина для этих процессов (Γ_n для $\sigma_{\text{неупр.}}$ и Γ_γ для σ_a) не зависит от v , а сечения пропорциональны $1/v$ [см. соотношение (1.22) и следующее за ним обсуждение]. — *Прим. авт.*

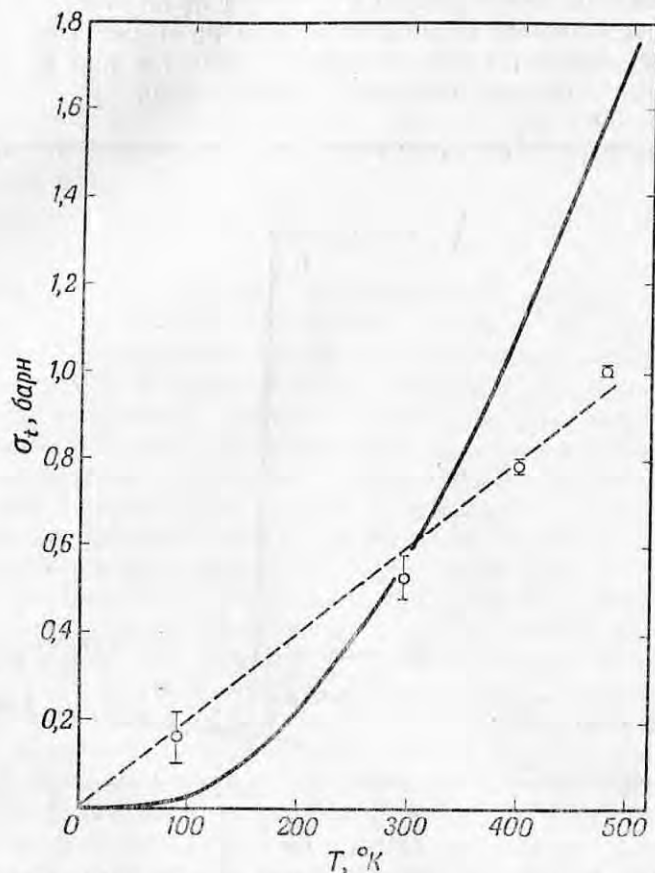
областей нейтронных исследований. Рассеяние, зависящее от спина, дает сведения о связи, существующей между ядерными силами и взаимной ориентацией спинов ядра и нейтрона, а неупругое рассеяние тесно связано с природой ядерных сил или колебаний решетки в кристаллах. Не касаясь здесь теорий ядерных сил или колебаний решетки в кристаллах, мы проиллюстрируем на нескольких примерах определение соответствующих эффективных сечений из измерений пропускания холодных нейтронов кристаллами.



Фиг. 107. Полное эффективное сечение графита [33] для длин волн больше граничной.

Хорошим примером может служить графит, имеющий малое поглощение, почти одноизотопный и со спином, равным нулю. Поэтому графит не будет давать рассеяния, связанного с наличием изотопов и спинов. В области длин волн, больших граничной длины волны ($\lambda_m = 6,69 \text{ \AA}$), в графите будет происходить только неупругое рассеяние нейтронов. Эффективное сечение графита при комнатной температуре [33] (фиг. 107) пропорционально λ , и поскольку поглощение для него пренебрежимо мало, все сечение с уверенностью может быть отнесено за счет процесса неупругого рассеяния. Измеренное таким образом для нескольких

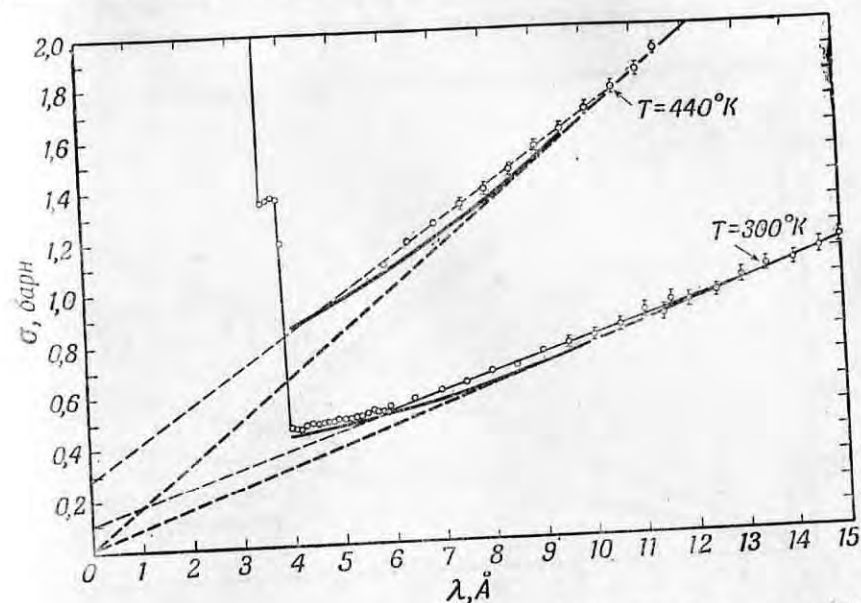
температур образца сечение графита для нейтронов определенной длины волны изображено на фиг. 108 в функции от температуры. Наблюдаемое изменение с температурой (приблизительно линейное) сильно отличается от теоретической кривой, вычисленной



Фиг. 108. Полное эффективное сечение графита [33] при длине волны 7 Å как функция температуры в сравнении с теоретической кривой, вычисленной из дебаевской модели колебаний решетки. Сплошной линией изображена теоретическая кривая.

[34, 35] из обычного дебаевского спектра частот колебаний решетки и следующей приблизительно закону T^2 . Это расхождение не является, однако, неожиданным, так как удельная теплоемкость графита, которая зависит от спектра частот колебаний решетки почти таким же образом, как и неупругое рассеяние, также меняется с температурой медленнее, чем следует из теории Дебая. Аномальное поведение как неупругого рассеяния нейтронов, так

и удельной теплоемкости зависит, несомненно, от слоистой структуры графита, подавляющей некоторые виды колебаний решетки. В качестве второго примера мы рассмотрим бериллий, который обладает рассеянием, зависящим от спина, и не имеет рассеяния, связанного с наличием изотопов (спин одноизотопного Be равен $3/2$).

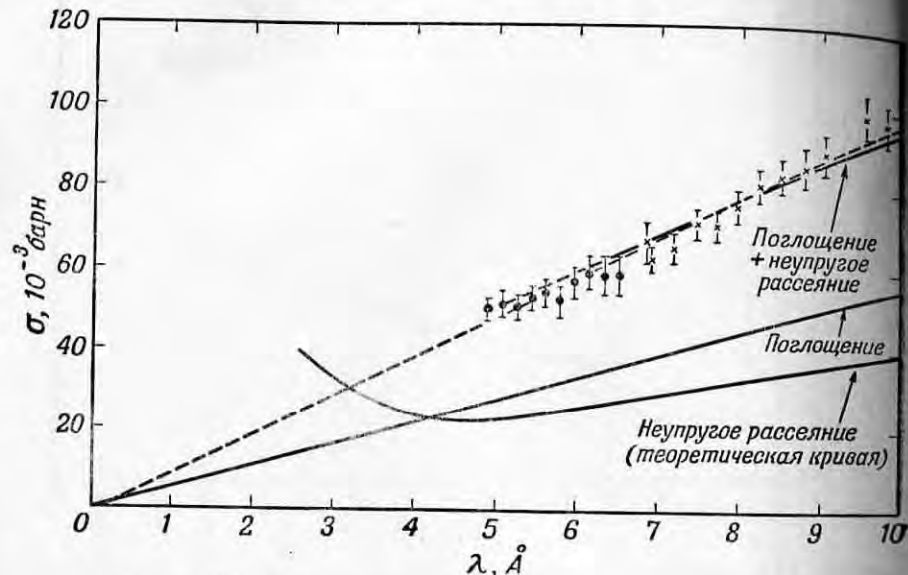


Фиг. 109. Эффективное сечение бериллия [36] для медленных нейтронов при 300 и 440°K, измеренное на брукхавенском механическом селекторе, в сравнении с теоретическими кривыми для неупругого рассеяния.

Пунктирные прямые представляют линейную экстраполяцию экспериментальных и теоретических сечений к нулевой длине волны.

Из измерений с холодными нейтронами может быть определено эффективное сечение поглощения бериллия, которое мы уже рассматривали в связи с дифф. зонными измерениями (гл. VIII, § 4). На кривой эффективного сечения бериллия при комнатной температуре [36], приведенной на фиг. 109, виден двойной скачок в сечении при длине волны около 4 Å (снижающий ценность бериллия как фильтра) и изменение сечения пропорционально λ для больших длин волн нейтронов. Приведенная на фиг. 109 теоретическая кривая [34] пропорциональна λ только для длин волн больше 10 Å. Для меньших длин волн отмечается отступление от закона пропорциональности λ за счет возможной передачи энергии нейтронов решетке (потери фонона). Постоянное сечение рассеяния,

зависящее от спина, должно даваться отрезком, отсекаемым осью ординат продолжением прямой эффективного сечения для области, где оно пропорционально $1/v$, или λ . Проведенная на фиг. 109 экстраполяция дает прямую, проходящую через нуль, и указывает на малость сечения рассеяния, зависящего от спина. Кроме того, экспериментальные точки везде совпадают с теоретической кривой, вычисленной для неупругого рассеяния в предположении отсутствия рассеяния, зависящего от спина.

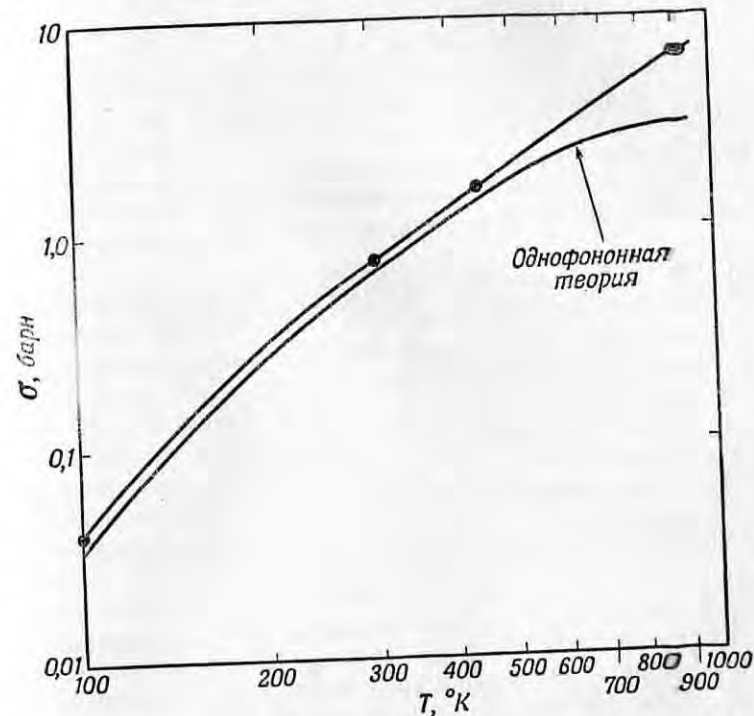


Фиг. 110. Эффективное сечение бериллия при 100°K .

Линейная экстраполяция из области пропорциональности λ к $\lambda=0$ показывает, что сечение неогерентного рассеяния, зависящего от спина, меньше $5 \cdot 10^{-3}$ барн; разность между наблюдаемым полным сечением и теоретически вычисленным сечением для неупругого рассеяния дает сечение поглощения.

Заключение об отсутствии рассеяния, зависящего от спина, подтверждается фиг. 110, на которой представлено сечение при 100°K , снятое с образцом, охлаждаемым жидким азотом. Сечение неупругого рассеяния сильно понижается при этой температуре, и отрезок на оси ординат, получаемый при экстраполяции, оказывается меньше $5 \cdot 10^{-3}$ барн, что определяет в бериллии верхнюю границу рассеяния, зависящего от спина. Экспериментальные точки на фиг. 110 также хорошо согласуются с кривой, учитывающей только $\sigma_{\text{неупр.}}$ и σ_a . Фиг. 110 позволяет вычислить сечение поглощения бериллия, так как сечение неупругого рассеяния мало и может быть вычтено без внесения большой ошибки. Такое вычисление дает значение для σ_a при скорости 2200 м/сек (предполагая, что наблюдаемый закон $1/v$ простирается до этой

скорости) равное $(10 \pm 3) \cdot 10^{-3}$ барн, хорошо согласующееся с величиной, полученной из измерений диффузии. При высокой температуре основную роль играет процесс неупругого рассеяния. Зависимость эффективного сечения от температуры, приведенная на фиг. 111, находится в хорошем согласии с вычисленной на основании дебаевского спектра. Измерения подобного рода,



Фиг. 111. Зависимость эффективного сечения бериллия от температуры в сравнении с теоретической кривой для неупругого рассеяния.

$$\lambda = 10 \text{ \AA}; \theta = 1000^\circ\text{K}; \sigma_{\text{ког.}} = 7,5 \text{ барна.}$$

проведенные Сквайрсом [37] для Mg и Ni и Кассельсом [38] для Al, также хорошо согласуются с теорией.

Более сложный случай представляет висмут, который имеет большое значение спина, существенное поглощение (к тому же очень хорошо известное) и большую граничную длину волны (8 \AA). Однако измерения его сечения в Брукхавенской лаборатории, проведенные таким же образом, как и в случаях графита и бериллия для различных длин волн и температур, дали сечение поглощения $(30 \pm 10) \cdot 10^{-3}$ барн, сечение рассеяния, зависящего

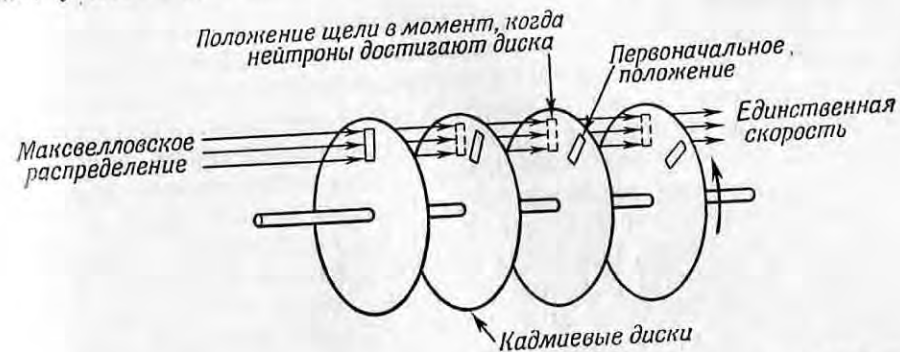
от спина, $(20 \pm 10) \cdot 10^{-5}$ барн и сечение неупругого рассеяния, согласующееся с теорией. С другой стороны, для железа (для которого сечение поглощения хорошо известно, спин равен нулю и имеется лишь слабое некогерентное рассеяние, связанное с наличием изотопов) подобный же анализ дал значение сечения неупругого рассеяния, вдвое превышающее теоретическое [34, 39, 40]. Измерения эффективного сечения железа для холодных нейтронов были проведены Юзом и Берджи [41], Кассельсом и Латамом [42] и Палевским, Юзом и Смитом [43]. Все эти исследователи также получили значение сечения неупругого рассеяния для железа, вдвое превышающее предсказываемое теорией. Полученный результат объясняется, вероятно, возбуждением магнитных колебаний в железе, т. е. магнитным неупругим рассеянием; это явление [44], безусловно, заслуживает более тщательного изучения, так как оно может пролить свет на природу ферромагнетизма.

Один из видов некогерентного рассеяния, вызываемый магнитными неоднородностями, может быть хорошо изучен по рассеянию холодных нейтронов от парамагнитных материалов. Ориентация спинов в парамагнитном веществе является неупорядоченной, и потому магнитное рассеяние (рассматриваемое более детально в гл. X) нерегулярно меняется от атома к атому, в результате чего появляется неупорядоченное, или некогерентное, рассеяние. Выделение парамагнитного рассеяния может быть произведено благодаря его специфическому угловому распределению (за счет действия атомного формфактора, гл. X) в противоположность изотропному ядерному некогерентному рассеянию. Впервые [45] парамагнитное рассеяние как функция скорости нейтронов было исследовано на циклотроне. Недавно для его изучения были использованы очень холодные нейтроны, получаемые в Брукхавенской лаборатории на селекторе медленных нейтронов [46]. Детальное исследование магнитного рассеяния нейтронов (как на парамагнетиках, так и на ферромагнетиках) было проведено с использованием оптических свойств нейтронов. Магнитное рассеяние будет рассмотрено ниже в связи с дифракцией и отражением нейтронов (см. гл. X, § 6, гл. XI, § 4, 8 и 9).

§ 6. Механические монохроматоры нейтронов

За исключением кристаллических монохроматоров, рассмотренные нами устройства для отбора нейтронов по скоростям предназначены только для прерывания нейтронного пучка и получения импульсов нейтронов. Действительный отбор нейтронов по скоростям осуществляется электронными устройствами, измеряющими время пролета нейтронов. Брукхавенский селектор медленных нейтронов производит некоторую грубую монохроматизацию, но

оня служит лишь для увеличения частоты следования импульсов в этом приборе. Истинный механический монохроматор должен выделять нейтроны в узкой полосе скоростей механическим путем без измерения времени пролета. Преимущество монохроматора перед приборами, выделяющими нейтроны по времени пролета, состоит в том, что он действительно отделяет нейтроны определенной скорости. Монохроматор, например, позволяет осуществлять активацию моноэнергетическими нейтронами, которая невозможна в методе выделения нейтронов по времени пролета. В силу того, что монохроматор не требует определенного пролетного расстояния, условия для измерения на нем сечений рассеяния являются



Фиг. 112. Принцип действия механического монохроматора медленных нейтронов.

более благоприятными, чем на приборах, выделяющих нейтроны по времени пролета. Кристаллические монохроматоры были использованы как для активации, так и для измерения сечений рассеяния в области энергий, несколько превышающих энергию тепловых нейтронов. Однако этот прибор неприменим для очень медленных нейтронов вследствие интерференционных эффектов высших порядков отражения.

Очевидные преимущества механических монохроматоров для измерений активации и рассеяния привели к постройке нескольких моделей монохроматоров, имевших примерно одинаковое устройство, принцип действия которого иллюстрирует фиг. 112. Устройство такого типа состоит из нескольких кадмиевых дисков, имеющих радиальные щели и насаженных на одну ось, параллельную пучку нейтронов. При вращении дисков через щели будут проходить те нейтроны из коллимированного пучка, скорость которых связана определенным соотношением со скоростью вращения дисков.

Монохроматор до некоторой степени подобен механическому селектору медленных нейтронов, причем щели в первом диске соответствуют ротору, а щели в последнем диске — счетным

каналам селектора. Разрешение и величина потока, достигаемые на монохроматоре, определяются размерами щелей в дисках и скоростью вращения; высокое разрешение требует всегда использования наивысшей возможной скорости. Поскольку действие первого диска соответствует действию ротора селектора медленных нейтронов, можно ожидать, что разрешение, достигнутое с монохроматором, будет примерно такое же, как у селектора, если размеры щелей и скорости вращения обоих приборов будут одного порядка величины. Очевидно, что монохроматор позволяет получать одновременно только одну группу монохроматических нейтронов, в то время как механический селектор является многоканальным прибором.

Построенные монохроматоры отличаются друг от друга способами крепления дисков, приведения их во вращение и установки щелей. К сожалению, ни одна осуществленная конструкция не могла быть широко использована в исследованиях. Повидимому, нет серьезных оснований, мешающих использованию подобных устройств, поэтому мы рассмотрим кратко механические характеристики нескольких наиболее перспективных конструкций.

Монохроматор, построенный Ринго [47] в Аргонне, состоит из нескольких стальных, покрытых кадмием, дисков диаметром 30 см, в которых прорезаны радиальные щели. Диски укреплены на общей оси длиной около 1 м и приводятся во вращение мотором мощностью 1 л. с. через зубчатую передачу. Конструкция была рассчитана на скорость вращения 6 000 об/мин, но практически такая скорость не была достигнута вследствие несбалансированности дисков и трения в зубчатой передаче. Другой подобный прибор меньших размеров (с дисками диаметром 15 см) был построен Волланом [48] в Ок-Ридже. Этот монохроматор мог действовать при достаточно больших скоростях вращения, но не давал необходимой для исследовательских работ величины потока нейтронов. Мак-Рейнольдсом в Брукхавене был построен монохроматор, сходный по своим размерам и конструкции с прибором Ринго, который мог действовать при скоростях вращения 2 000 об/мин. При такой скорости вращения и со щелями достаточно большими, чтобы обеспечить необходимую величину потока нейтронов, разрешение прибора было равно только около 10%. Этот монохроматор использовался в работе с кристаллическим монохроматором на медленных нейтронах для исключения эффектов высших порядков отражения. Кроме того, он применялся по прямому назначению как монохроматор в измерениях эффективного сечения свинца [49]. В последнем случае, т. е. при использовании монохроматора для измерений пропускания, он уступал брукхавенскому селектору медленных нейтронов в отношении достижимой величины потока. Монохроматор, работающий при более высоких скоростях вращения, построен Зейдлом [50] в Брукхавене. Прибор работает

в вакууме и рассчитан на скорости до 15 000 об/мин. Этот монохроматор еще испытывается и пока не работал при скоростях вращения, больших 10 000 об/мин. Однако, и при такой скорости вращения он дает достаточную скорость счета и, вероятно, найдет себе применение в некоторых экспериментах, особенно в измерениях зависимости сечений активации от энергии.

В Лос-Аламосе недавно был построен монохроматор с вращающимися дисками, сконструированный специально для работы с холодными нейтронами [51]¹⁾. Для получения наибольшей возможной скорости счета разрешение было взято малым (около 30% по энергии), а канал для пучка доведен до центра котла (водяной котел, см. гл. II, § 5). Сильный фон быстрых нейтронов эффективно удалялся дисками из люцита, которые чередовались с дисками из кадмия. Монохроматор позволил получить нейтроны с длинами волн до 30 Å. Этот прибор, повидимому, найдет себе определенное применение в этой области очень медленных нейтронов.

Несмотря на то, что на механических монохроматорах было получено очень мало экспериментальных результатов, можно надеяться, что в дальнейшем будут созданы приборы, способные давать разрешение в несколько процентов в области энергий ниже энергии тепловых нейтронов. Для большинства элементов сечение поглощения изменяется в этой области по закону $1/v$, поэтому логично использовать монохроматор для определения эффективных сечений нескольких важных элементов, для которых поведение сечения в этой области неизвестно. Монохроматор может быть также полезным прибором для совместного использования с другими устройствами, например с кристаллическими монохроматорами и зеркалами, рассматриваемыми в гл. X и XI, особенно когда эти устройства используются в области нейтронов малых энергий.

ЛИТЕРАТУРА

1. Person S., частное сообщение.
2. Kinsey, Bartholomew G. A., Walker, Phys. Rev., 83, 519 (1951).
3. Robson J. M., Phys. Rev., 83, 349 (1951).
4. Hamermesh B., Phys. Rev., 80, 415 (1950); 81, 487 (1951).
5. Millar W. M., Cameron, Glicksman, Can. Journ. Res., 28A, 475 (1950).
6. Farwell G., Segré E., Wiegand C., Phys. Rev., 71, 327 (1947).
7. Brunton D. C., Thompson W. B., Phys. Rev., 76, 848 (1949).
8. Rosen L., Hudson A. M., Phys. Rev., 76, 181 (1949).
9. Dewan J. T., Allen K. W., Phys. Rev., 76, 181 (1949).
10. Wollan E. O., Moak C. D., Sawyer, Phys. Rev., 72, 447 (1947).

¹⁾ См. также Rev. Sci. Instr., 24, 91 (1953).—Прим. ред.

11. Phillips, Rosen, Taschek R., Phys. Rev., 75, 919 (1949).
12. Marshall L., Phys. Rev., 75, 1339 (1949).
13. Wilson R. R., Phys. Rev., 72, 189 (1947).
14. De Benedetti S., Francis, Preston, Bonner, Phys. Rev., 74, 1645 (1948).
15. Hughes D. J., Egger C., Phys. Rev., 73, 809 (1948).
16. Bell R. E., Elliot L. G., Phys. Rev., 79, 282 (1950).
17. Kubitschek H. E., Dancoff S. M., Phys. Rev., 76, 531 (1949).
18. Moak C., Dabbs J., Phys. Rev., 75, 1770 (1949).
19. Hamermesh B., Hummel V., Phys. Rev., 83, 663 (1951).
20. Muehlhause C. O., Phys. Rev., 79, 277 (1950).
21. Snell, Pleasonton, McCord, Phys. Rev., 78, 310, 317 (1950).
22. Hughes D., Dabbs J., Cahn A., Hall, Phys. Rev., 73, 111 (1948).
23. Bethe H. A., Rev. Mod. Phys., 9, 69 (1937), p. 135 (есть русский перевод: Г. Бете, Физика ядра, ч. II, М., 1948).
24. Sachs R. G., Goldberger M. G., неопубликованная работа Аргоннской лаборатории, 1947.
25. Egelstaff P. A., Nature (London), 168, 290 (1951); см. также Brockhouse B. N., Hurst D. G., Phys. Rev., 88, 542 (1952).
26. Fermi E., Marshall L., Phys. Rev., 71, 666 (1947).
27. Dunning, Pegram, Fink, Mitchell, Phys. Rev., 48, 704 (1935).
28. McReynolds A. W., Phys. Rev., 88, 958 (1952).
29. Brill T., Lichtenberger H., Phys. Rev., 72, 585 (1947).
30. Egelstaff P. A., Taylor B. T., Nature, 166, 825 (1950).
31. Fermi E., Sturm W., Sachs, Phys. Rev., 71, 589 (1947).
32. Seidl F. G. P., Palevsky H., Randall, Thorne, Phys. Rev., 82, 345 (1951).
33. Johnson, Palevsky, Hughes D., Phys. Rev., 82, 345 (1951).
34. Kleinman D., Phys. Rev., 81, 326 (1951).
35. Ахиезер А. и Померанчук И., ЖЭТФ, 17, 770 (1947).
36. Palevsky H., Smith R. R., Phys. Rev., 86, 604 (1952).
37. Squires G. L., Proc. Roy. Soc., A212, 192 (1952).
38. Cassels J. M., Proc. Roy. Soc., A208, 527 (1951).
39. Placzek G., частное сообщение.
40. Weinstock R., Phys. Rev., 65, 1 (1944).
41. Hughes D., Burgy M., Woolf, Phys. Rev., 80, 481 (1950).
42. Cassels J. M., Latham R., Phys. Rev., 74, 103 (1948).
43. Palevsky H., Hughes D., Smith, Phys. Rev., 87, 221 (1952).
44. Moorhouse R. G., Proc. Phys. Soc. (London), 64A, 207 (1951).
45. Ruderman I. W., Phys. Rev., 76, 1572 (1949).
46. Smith, Taylor, Havens W. W., Phys. Rev., 88, 163 (1952).
47. Ringo R., неопубликованная работа Аргоннской лаборатории, 1950.
48. Wollan E. O., неопубликованная работа Ок-Риджской лаборатории, 1949.
49. McReynolds A. W., Phys. Rev., 86, 594 (1952).
50. Seidl F. G. P., неопубликованная работа Брукхавенской лаборатории, 1950.
51. Sommers H. S., частное сообщение.

Глава X

ДИФФРАКЦИЯ НЕЙТРОНОВ

В следующих двух главах мы рассмотрим «нейтронную оптику», т. е. явления, в которых наиболее определенно проявляются волновые свойства нейтронов. К таким явлениям относятся диффракция, преломление, отражение и поляризация нейтронов. Опыты, проведенные за десятилетие, прошедшее между открытием нейтронов и осуществлением цепной реакции, с использованием имевшихся тогда слабых потоков тепловых нейтронов, обнаружили лишь основные волновые свойства нейтронов¹). Появление мощных пучков тепловых нейтронов из котлов позволило осуществить всестороннее изучение волновых свойств нейтронов и в настоящее время они лежат в основе ряда важных методов исследования. В этой главе мы рассмотрим только диффракцию на кристаллах; отражение и поляризация нейтронов будут рассмотрены в гл. XI.

§ 1. Когерентное и некогерентное рассеяние нейтронов

Как мы уже видели, волновые свойства нейтронов становятся все более выраженными с уменьшением энергии нейтронов. Типичным примером является резонансное поглощение нейтронов. Оптические эффекты четко проявляются при длине волны нейтронов такого же порядка величины, что и межатомные расстояния в кристалле. Все проявляющиеся в случае света и рентгеновских лучей интерференционные эффекты могут быть повторены с нейтронами. Однако поскольку для нейтронов возможно еще и магнитное взаимодействие, то некоторые из этих эффектов для нейтронов могут быть гораздо более сложными, чем для света или рентгеновских лучей. Нейтронам свойственен определенный показатель преломления, характерный для каждого вещества. В соответствующих условиях наблюдается преломление и даже отражение нейтронов. Наблюдается также диффракция нейтронов, имеющая большое сходство с диффракцией света, рентгеновских лучей и электронов.

¹) Мы не будем касаться этих опытов, проводившихся до постройки котлов; полное описание их содержится в обзоре Ван Флека [1]. — Прим. авт.

Оптические интерференционные свойства нейтронов определяются сечением когерентного рассеяния на отдельном атоме, т. е. сечением для такого типа рассеяния, которое дает рассеянную волну, способную интерферировать с падающей волной. Наряду с когерентным рассеянием обычно происходит и некогерентное рассеяние, при котором рассеянная волна не интерферирует с падающей. Некогерентное, или диффузное, рассеяние не дает интерференционных эффектов. Отсутствие интерференции рассеянной волны с падающей вызывается рядом свойств рассеивающего вещества. Некоторые из этих свойств являются обычными источниками некогерентного рассеяния (например, тепловое диффузное рассеяние). Кроме того, как мы увидим ниже, в случае нейтронов существуют такие источники некогерентного рассеяния, которые отсутствуют в случае света и рентгеновских лучей (рассеяние, зависящее от спина, и рассеяние, обусловленное наличием изотопов).

Рассеяние нейтронов, так же как и рассеяние света в газе, складывается из когерентного и некогерентного рассеяния. Сечение рассеяния света в газе зависит от плотности газа, а показатель преломления определяется средней плотностью газа [2]¹⁾. Изменение плотности газа от точки к точке является источником диффузного рассеяния света, которое пропорционально флуктуациям плотности. По аналогии со светом, показатель преломления вещества для нейтронов зависит от средней амплитуды рассеяния в данном веществе, а некогерентное, или диффузное, рассеяние вызывается флуктуациями амплитуды рассеяния от точки к точке. Так же как в рассмотренном случае для света, амплитуда рассеяния нейтронов в газе меняется с давлением газа, но флуктуации амплитуды рассеяния от точки к точке возникают не только за счет флуктуаций плотности, но и за счет других причин, не имеющих места для света и рентгеновских лучей.

Например, источником некогерентного рассеяния, свойственным только нейтронам, является изменение амплитуды рассеяния от атома к атому вследствие присутствия нескольких изотопов с различными сечениями рассеяния. Эти изменения амплитуды будут беспорядочными в соответствии с пространственным распределением изотопов данного элемента и дадут некогерентное, или диффузное рассеяние, отсутствующее в случае рентгеновских лучей, для которых различные изотопы имеют одинаковое сечение рассеяния. Так, при диффракции нейтронов на кристалле серебра будет наблюдаться помимо пиков от когерентного рассеяния, изотропный фон некогерентного рассеяния, вызываемого существованием двух изотопов серебра с сечениями рассеяния 8,7 и

¹⁾ См. также М. А. Леонтович, Статистическая физика, М.—Л., 1944. — *Прим. ред.*

2,3 барна. При диффракции рентгеновских лучей на серебре такого фона нет.

Однако фон, связанный с температурным диффузным рассеянием наблюдается как при диффракции нейтронов, так и при диффракции рентгеновских лучей [формула (10.13)].

Эффективное сечение рассеяния нейтронов зависит также от взаимной ориентации спинов нейтрона и рассеивающего ядра, и при беспорядочной ориентации спинов это обстоятельство является источником некогерентного рассеяния, не имеющего аналогии в рассеянии рентгеновских лучей. Возможность такого некогерентного рассеяния, зависящего от спина, будет отсутствовать только для ядер со спином, равным нулю. Мы увидим ниже, что в диффракции нейтронов некогерентность, зависящая от спина, проявляется практически так же, как некогерентность, связанная с присутствием изотопов, так как в обоих случаях происходит беспорядочное изменение амплитуды рассеяния. Причиной некогерентного рассеяния может явиться также магнитное взаимодействие нейтрона с магнитным моментом атома. Величина амплитуды магнитного рассеяния зависит от относительной ориентации магнитных моментов нейтронов и атомов, и так как последние не имеют определенной направленности (за исключением ферромагнетиков), то амплитуда магнитного рассеяния будет беспорядочно меняться и вследствие этого появится некогерентное рассеяние.

Тот факт, что некогерентное рассеяние может вызываться различными эффектами, затрудняет изучение интерференционных явлений и, в частности, структурный анализ при помощи диффракции нейтронов. С другой стороны, сами эти эффекты могут быть использованы в различных исследованиях. Например, некогерентное рассеяние, зависящее от спина, дает ценные сведения о зависимости ядерных сил от ориентации спина, а магнитное некогерентное рассеяние позволяет судить о магнитных свойствах материалов.

Понятие амплитуды когерентного ядерного рассеяния легко может быть развито на основе сказанного в гл. I об эффективных сечениях. Эффективное сечение рассеяния тепловых нейтронов вдали от резонансов (т. е. сечение потенциального рассеяния) дается соотношением (1.13) в виде

$$\sigma = 4\pi R^2, \quad (10.1)$$

соответствующем рассеянию от непроницаемой сферы радиуса R , которое производит фазовый сдвиг $2\pi R/\lambda$. Амплитуда рассеяния a для этого простого случая медленных нейтронов и изотропного рассеяния равна, как это следует из формулы (1.12), радиусу ядра R , а сечение рассеяния на основании соотношения (10.1) равно $4\pi a^2$.

Сечение рассеяния медленных нейтронов на отдельном ядре всегда равно квадрату амплитуды, умноженному на 4π [см. соотношение (1.12)]¹⁾, так как при такой малой энергии рассеяние изотропно («s-рассеяние»). При взаимодействии волн, рассеянных несколькими ядрами, результирующая амплитуда рассеяния будет далеко не изотропной. Кроме того, она должна быть разделена на когерентную и ряд некогерентных компонент. Когерентное рассеяние от многих атомов будет сильно усложнено интерференционными эффектами и поэтому не будет изотропным. В диффракционной картине будут проявляться брэгговские максимумы. Для вычисления интерференционных эффектов мы условимся считать амплитуду рассеяния от непроницаемой сферы положительной (что соответствует изменению фазы на 180°). Большинство ядер при таком выборе знака имеет положительную амплитуду рассеяния, приблизительно равную радиусу ядра R , определяемому по формуле (1.8), и только несколько ядер с резонансами вблизи тепловой области имеют отрицательную амплитуду.

На фиг. 113 приведено вычисленное Уоллесом [3] и Вайскопфом и др. [4] эффективное сечение рассеяния In^{115} , имеющего резонанс при энергии, близкой к энергиям тепловых нейтронов. Почти во всей области энергий сечение постоянно и приблизительно равно $4\pi R^2$, т. е. сечению потенциального рассеяния, и, следовательно, амплитуда рассеяния равна R . При резонансе, однако, сечение рассеяния резко возрастает, а в узкой области ниже резонанса становится меньше $4\pi R^2$. Амплитуда резонансного рассеяния в этой узкой области отрицательна. Вблизи резонанса амплитуда рассеяния представляет собой сумму из положительной амплитуды потенциального рассеяния и амплитуды резонансного рассеяния, которая при энергии резонанса меняет свой знак. Интерференция резонансного и потенциального рассеяния в узкой области ниже резонанса приводит к очень малому сечению рассеяния в этой области.

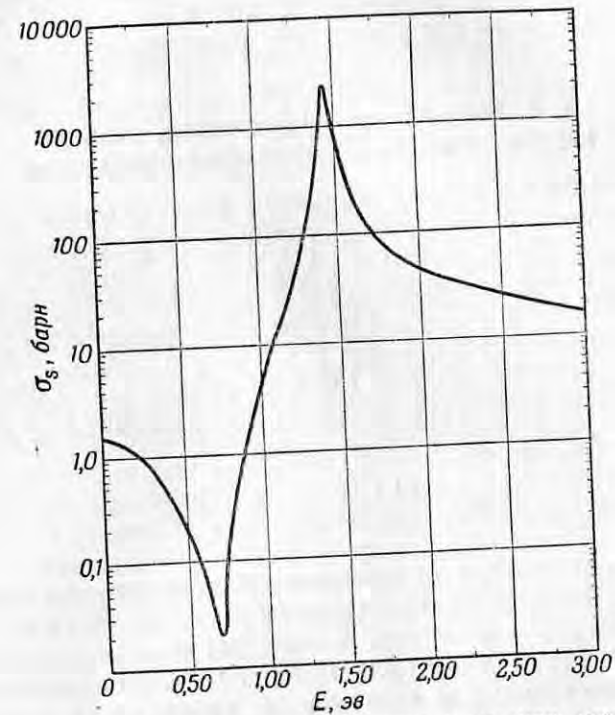
Формула Брейта—Вигнера (1.19), применяемая только в области резонанса, для случая эффективного сечения рассеяния, может быть записана в виде [4], учитывающем потенциальное рассеяние (а также коэффициент, содержащий спин ядра мишени i , который нам скоро потребуются):

$$\sigma_s = 4\pi \lambda^2 \frac{1}{2} \left(1 \pm \frac{1}{2i+1} \right) \left| \frac{\Gamma_n/2}{(E - E_0) + (-1)^{i+1/2} \Gamma/2} + \frac{R}{\lambda^2} \right|^2. \quad (10.2)$$

Здесь знак плюс относится к случаю, когда спин промежуточного ядра равен $i + 1/2$, а знак минус — когда он равен $i - 1/2$. Очевидно,

¹⁾ Мы рассматриваем здесь только ядерное рассеяние; магнитное рассеяние на электронах, которое далеко не изотропно, будет обсуждаться в § 6 этой главы. — Прим. авт.

что вдали от резонанса эта формула приводит к значению $4\pi R^2$, соответствующему потенциальному рассеянию (опуская коэффициент, дающий зависимость от спина), и примерно сводится к формуле (1.19) в области резонанса, где потенциальное рассеяние пренебрежимо мало. В промежуточной области интерференция между потенциальным и резонансным рассеянием дает показанный на



Фиг. 113. Эффективное сечение рассеяния изотопа In^{115} [3], имеющего резонанс вблизи области тепловых нейтронов.

Провал в сечении при энергии меньше резонансной вызван интерференцией между отрицательной амплитудой резонансного рассеяния и положительной амплитудой потенциального рассеяния.

фиг. 113 ход сечения. Сечение рассеяния имеет минимальную величину на расстоянии нескольких ширин Γ от резонанса в сторону меньших энергий. Отношение этой минимальной величины сечения к сечению потенциального рассеяния равно отношению последнего к максимальному резонансному сечению. Сечение, показанное на фиг. 113, вычислено в предположении, что спин промежуточного ядра равен 5 (случай $i + 1/2$ при $i = 9/2$ для In^{115}). Если спин ядра i не равен нулю, то резонанс, соответствующий, конечно, энергетическому уровню ядра с определенным

спином, связан всегда с одной из двух возможных ориентаций спина падающего нейтрона. Спин промежуточного ядра соответственно равен $i + 1/2$ или $i - 1/2$. Нейтрон с другой ориентацией спина, независимо от энергии, будет претерпевать потенциальное рассеяние с амплитудой $+R$. Таким образом, мы видим, что вблизи резонанса будет происходить сильное рассеяние, зависящее от спина, так как большая амплитуда резонансного рассеяния будет связана с одной ориентацией спина (с другой ориентацией спина связано лишь потенциальное рассеяние).

§ 2. Вычисление эффективных сечений когерентного и некогерентного рассеяния

Когда материал мишени является одноизотопным со спином i , не равным нулю, спины промежуточных ядер, образованных медленными нейтронами, равны $(i + 1/2)$ или $(i - 1/2)$. Каждому случаю соответствует определенная амплитуда рассеяния, которую мы будем обозначать a_+ и a_- . Вероятность образования промежуточного ядра со спином $(i + 1/2)$ в $(i + 1)/i$ раз больше вероятности образования промежуточного ядра со спином $(i - 1/2)$ [5]. Средняя амплитуда, или амплитуда когерентного рассеяния с учетом статистических весов, будет тогда равна

$$a_{\text{ког.}} = \frac{i+1}{2i+1} a_+ + \frac{i}{2i+1} a_- . \quad (10.3)$$

Эта средняя амплитуда определяет такие оптические свойства материала, как показатель преломления (гл. XI, § 1) и интенсивность брэгговских отражений. Амплитуды a_+ и a_- соответствуют жестко связанному ядру, для которого система центра инерции совпадает с лабораторной системой и приведенная масса равна массе нейтрона.

Сечение когерентного рассеяния для волны, рассеянной отдельным ядром, равно

$$\sigma_{\text{ког.}} = 4\pi (a_{\text{ког.}})^2 = 4\pi \left(\frac{i+1}{2i+1} a_+ + \frac{i}{2i+1} a_- \right)^2 , \quad (10.4)$$

так как рассеяние в этом случае изотропно, и сечение должно вычисляться по формуле (1.12). Полное сечение (когерентное и некогерентное) определяется просто суммой рассеянных интенсивностей (квадратов амплитуд) для обеих ориентаций спинов, взятых со своими статистическими весами $i + 1$ и i , и, следовательно, полное сечение рассеяния равно

$$\sigma_{\text{ког.} + \text{неког.}} = 4\pi \frac{i+1}{2i+1} a_+^2 + 4\pi \frac{i}{2i+1} a_-^2 . \quad (10.5)$$

Если мы вычтем сечение когерентного рассеяния (10.4) из полного сечения рассеяния (10.5), то получим сечение некогерентного рассеяния

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{неког.}} &= 4\pi \left[\frac{i+1}{2i+1} a_+^2 + \frac{i}{2i+1} a_-^2 - \left(\frac{i+1}{2i+1} a_+ + \frac{i}{2i+1} a_- \right)^2 \right] = \\ &= 4\pi \frac{i(i+1)}{(2i+1)^2} (a_+ - a_-)^2 , \end{aligned} \quad (10.6)$$

и, следовательно, выражение для амплитуды некогерентного рассеяния, равной $\sqrt{\sigma_{\text{неког.}}/4\pi}$, имеет вид

$$a_{\text{неког.}} = \frac{\sqrt{i(i+1)}}{2i+1} (a_+ - a_-) . \quad (10.7)$$

Выражение (10.6) показывает, что если $a_+ = a_-$, то некогерентное рассеяние отсутствует и сечение когерентного рассеяния равно в этом случае полному сечению рассеяния. С другой стороны, когерентное рассеяние может быть равно нулю, если амплитуды имеют разные знаки и такую величину, что сумма в скобках в выражении (10.4) равна нулю. Как видно из таблицы, приведенной в приложении III, сильное рассеяние, зависящее от спина, является не редким случаем; так, например, сечение когерентного рассеяния для водорода равно 1,79 барна (с отрицательной амплитудой), в то время как общее сечение рассеяния составляет 81,4 барна. Амплитуда a_+ для водорода (триплетное состояние) положительна, а амплитуда a_- (синглетное состояние) отрицательна и так велика, что результирующая амплитуда когерентного рассеяния имеет небольшую отрицательную величину, хотя статистические веса относятся как 3:1 ($i = 1/2$). Бериллий, как мы уже видели в гл. IX, § 5, имеет почти равное нулю рассеяние, зависящее от спина, и, следовательно, для него $\sigma_{\text{ког.}}$ должно быть равно полному сечению рассеяния для связанных атомов, приведенному в приложении III. Натрий имеет $\sigma_{\text{ког.}} = 1,55$ барна, значительно меньшее полного сечения рассеяния, равного 3,6 барна, и, следовательно, рассеяние на натрии примерно наполовину является некогерентным рассеянием, зависящим от спина. Литий¹⁾ и магний имеют отрицательные амплитуды, обязанные в обоих случаях достаточно сильному резонансу на небольшом расстоянии (по сравнению с шириной уровня Γ) от области тепловых нейтронов. Действие этого резонанса перекрывает положительную амплитуду нерезонансного рассеяния. В случае ванадия статистически

¹⁾ Имеется в виду только наиболее распространенный изотоп Li^7 , так как сейчас мы рассматриваем только некогерентное рассеяние, зависящее от спина. Некогерентное рассеяние, вызываемое присутствием нескольких изотопов, будет описано ниже. — Прим. авт.

взвешенные амплитуды складываются таким образом, что результирующая амплитуда почти точно равна нулю (и отрицательна); для ванадия $\sigma_{\text{ког.}}$ составляет всего 0,03 барна, в то время, как полное сечение рассеяния равно 5 барн. В настоящее время не известны отрицательные амплитуды для ядер с атомным весом, большим, чем у Ni^{62} , который имеет большое сечение, равное 9,1 барна, и отрицательную амплитуду (спин ядра Ni^{62} равен нулю, поэтому рассеяние, зависящее от спина, отсутствует и $a_+ = a_-$, несмотря на наличие резонанса, дающего отрицательную амплитуду).

Мы рассматривали рассеяние, зависящее от спина, просто как результат случайного изменения амплитуды рассеяния от ядра к ядру, аналогично изменению амплитуды рассеяния для различных изотопов в случае многоизотопного элемента. Хотя такое представление дает правильную картину интерференционных эффектов для когерентного и некогерентного рассеяния, имеет смысл более тщательно исследовать происходящие здесь физические процессы. Действительно, более детальное изучение показывает, что мы имеем два совершенно различных случая: если при некогерентном рассеянии, связанном с наличием изотопов, ядро мишени не претерпевает никаких изменений, то в случае рассеяния, зависящего от спина, имеется определенная вероятность перемены ориентации спина нейтрона на обратную с соответствующим изменением спина ядра на единицу (\hbar). Вероятность перемены ориентации спина P дается простой формулой [5]

$$P = \frac{2}{3} \frac{\sigma_{\text{неког.}}}{\sigma_{\text{неког.}} + \sigma_{\text{ког.}}}, \quad (10.8)$$

из которой мы видим, что вероятность достигает максимального значения, равного $2/3$, в случае полностью некогерентного рассеяния. Если падающий пучок нейтронов поляризован (все спины ориентированы в одном направлении), то после одного полностью некогерентного рассеяния, зависящего от спина, одна треть рассеянных нейтронов сохранит ориентацию спинов неизменной, а две трети будут иметь ориентацию спинов, обратную первоначальной. Как видно из таблицы в приложении III, существуют два элемента, а именно H и V, для которых рассеяние является практически полностью зависящим от спина.

Сечение некогерентного рассеяния, обусловленное наличием изотопов с различными амплитудами рассеяния, может быть определено так же, как и сечение рассеяния, зависящего от спина, заменой статистических весов относительной распространенностью соответствующих изотопов. Например, элемент, состоящий из двух изотопов с относительными распространенностями c_1 и c_2 ($c_1 + c_2 = 1$) и амплитудами соответственно a_1 и a_2 , будет

иметь (при равном нулю рассеянии, зависящем от спина) амплитуду когерентного рассеяния, равную

$$a_{\text{ког.}} = c_1 a_1 + c_2 a_2. \quad (10.9)$$

Подставляя эту амплитуду в формулу (10.4), получаем сечение когерентного рассеяния в виде

$$\sigma_{\text{ког.}} = 4\pi(c_1 a_1 + c_2 a_2)^2. \quad (10.10)$$

Полное эффективное сечение рассеяния снова определяется суммой квадратов амплитуд с соответствующими статистическими весами:

$$\sigma_{\text{ког.} + \text{неког.}} = 4\pi(c_1 a_1^2 + c_2 a_2^2). \quad (10.11)$$

Сечение некогерентного рассеяния определяется как разность двух последних сечений

$$\sigma_{\text{неког.}} = 4\pi[c_1 a_1^2 + c_2 a_2^2 - (c_1 a_1 + c_2 a_2)^2] = 4\pi c_1 c_2 (a_1 - a_2)^2. \quad (10.12)$$

В том случае, когда имеет место как рассеяние, обусловленное наличием изотопов, так и рассеяние, зависящее от спина, оба описанных выше способа применяются одновременно. Сечение когерентного рассеяния будет равно умноженному на 4π квадрату амплитуды, усредненной по всем изотопам и всем ориентациям спинов; полное сечение рассеяния будет равно умноженному на 4π среднему квадрату амплитуды, а сечение некогерентного рассеяния получится вычитанием сечения когерентного рассеяния из полного сечения рассеяния. В отличие от рассеяния, зависящего от спина, которое, как мы видели, может быть так велико, что уменьшает когерентное рассеяние до нуля, некогерентное рассеяние, обусловленное наличием изотопов, сказывается значительно слабее. Чтобы происходило значительное некогерентное рассеяние, обусловленное наличием изотопов, необходимо не только существенное различие в амплитудах, но и сравнимая относительная распространенность изотопов (чтобы произведение $c_1 c_2$ было достаточно велико) [см. соотношение (10.12)]. Примеры легко могут быть найдены в таблице приложения III. Изотопы H^1 и H^2 , несомненно, имеют сильно различающиеся амплитуды (разных знаков), но так как распространенность H^2 очень мала, то некогерентное рассеяние, обусловленное наличием изотопов, мало сказывается на рассеянии водородом. Изотопы Li^6 и Li^7 имеют сравнимые распространенности, а амплитуды их резко различаются. В результате сечение когерентного рассеяния естественного лития равно всего 0,46 барна. Амплитуды рассеяния изотопов кальция, железа и никеля различны, однако это приводит лишь к умеренному некогерентному рассеянию. При рассмотрении рассеяния от большого числа атомов некогерентное рассеяние, обусловленное наличием изотопов или зави-

сящее от спина, будет изотропным, и так как в этом случае складываются интенсивности (а не амплитуды), то суммарное сечение некогерентного рассеяния может быть определено при помощи формул (10.6) или (10.12) путем умножения получаемых из них величин на полное число атомов. Когерентное же рассеяние определяется квадратом суммы амплитуд рассеяния отдельных атомов. В результате того, что при сложении амплитуд вводятся различные фазовые углы, когерентное рассеяние будет иметь выраженную угловую анизотропию и макроскопическое эффективное сечение когерентного рассеяния будет сложной функцией структурного фактора и длины волны нейтрона. Эти «кристаллические эффекты» определяют заметное изменение полного сечения поликристаллических веществ (см. фиг. 105) и, как мы увидим в § 3—6 этой главы, используются для изучения кристаллической структуры методом диффракции нейтронов.

Эффективное сечение когерентного рассеяния, определяемое формулами (10.4) или (10.10), уменьшается также за счет еще одного типа некогерентного рассеяния, хорошо известного для случая диффракции рентгеновских лучей. Это уменьшение связано с тем обстоятельством, что атомы в кристалле не помещаются точно в узлах решетки, а находятся в непрерывном движении вследствие тепловых колебаний. Тепловые колебания уменьшают сечение когерентного рассеяния на величину, которая зависит от температуры кристалла, длины волны нейтрона и угла рассеяния, и вызывают хорошо известное тепловое диффузное рассеяние. Уменьшение сечения когерентного рассеяния определяется обычным коэффициентом Дебая—Уоллера [5, 6] по формуле

$$\sigma_{\text{ког.}} (\text{наблюдаемое}) = \sigma_{\text{ког.}} e^{-K(\sin\theta/\lambda)^2}, \quad (10.13)$$

где $\sigma_{\text{ког.}}$ — эффективное сечение когерентного рассеяния, которое мы до сих пор рассматривали и которое наблюдалось бы для абсолютно жестко связанных атомов (или для $\theta=0$, что имеет место при отражении от зеркала), а K — параметр, определяемый температурой и дебаевской температурой материала образца. Следует отметить, что формула (10.13) дает только уменьшение сечения когерентного рассеяния и не определяет некогерентное рассеяние, вызываемое тепловыми колебаниями атомов решетки, т.е. тепловое неупругое рассеяние.

Некогерентное рассеяние, производимое тепловыми колебаниями, в силу того, что оно не является изотропным, имеет более сложный характер, чем те виды некогерентного рассеяния, которые до сих пор рассматривались. Оно тесно связано с дебаевским спектром частот тепловых колебаний решетки и может быть использовано для изучения этих колебаний. Как мы уже видели в гл. IX, § 5, некогерентное тепловое рассеяние может быть от-

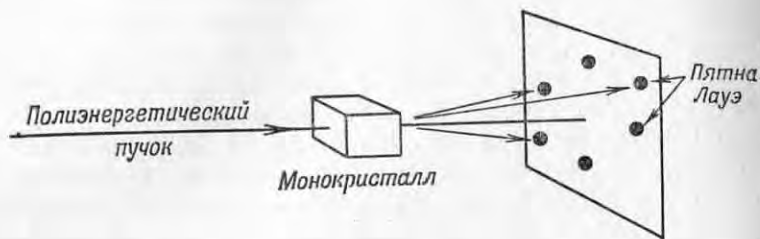
делено от других видов рассеяния путем изучения сечения для нейтронов с длиной волны, превышающей удвоенное наибольшее межплоскостное расстояние кристалла (т.е. за границей кристаллических эффектов). Изменение эффективного сечения неупругого некогерентного рассеяния с температурой образца и длиной волны нейтрона для различных веществ широко обсуждалось [7—11]¹⁾, но лишь в недавнее время был получен достаточный для сравнения с теорией экспериментальный материал [12—16]. Для большинства веществ (см. гл. IX, § 5) было получено хорошее согласие с теорией, позволяющее теперь с уверенностью использовать в работах по нейтронной диффракции поправочный коэффициент Дебая—Уоллера [формула (10.13)]. В работах по диффракции нейтронов на кристаллах, когда исследуется сечение когерентного рассеяния или кристаллическая структура, такая поправка на тепловое рассеяние вводится обычно путем деления полученной интенсивности когерентного рассеяния на коэффициент Дебая—Уоллера, как показано в § 4 этой главы.

§ 3. Методы диффракции нейтронов

Термин «диффракция нейтронов» возник благодаря близкой аналогии этого явления с диффракцией рентгеновских лучей. Так же как и диффракция рентгеновских лучей, диффракция нейтронов может быть использована для исследования структуры кристаллов. Однако следует отметить, что за немногим исключением работы, которые были выполнены до настоящего времени, были лишь предварительными исследованиями, подготавливающими возможность действительного изучения структуры кристаллов. В этих предварительных работах исследовался сам процесс диффракции нейтронов, причем особое внимание уделялось явлениям, не имеющим места в случае диффракции рентгеновских лучей, например магнитному рассеянию и рассеянию, зависящему от спина. Другой важной задачей первых работ по диффракции нейтронов было измерение амплитуды когерентного рассеяния для различных ядер. Эта задача имеет особенное значение, так как в противоположность случаю рентгеновских лучей, амплитуда рассеяния которых плавно меняется с атомным номером в соответствии с предсказаниями теории, амплитуда рассеяния нейтронов изменяется нерегулярно и, как мы видели, для определенных ядер меняет свой знак. В силу того, что значения амплитуд рассеяния нейтронов не могут быть предсказаны, необходимо предварительное измерение их для ядер, содержащихся в кристалле, структура которого должна быть исследована.

¹⁾ См. также А. Ахизери и И. Померанчук, Некоторые вопросы теории ядра, М.—Л., 1950, гл. VI.—Прим. ред.

Для изучения брэгговского рассеяния нейтронов на кристаллах развит ряд методов, подобных соответствующим стандартным методам диффракции рентгеновских лучей. В методе



Фиг. 114. Метод диффракции Лауэ, применяемый для рентгеновских лучей и пучков нейтронов.



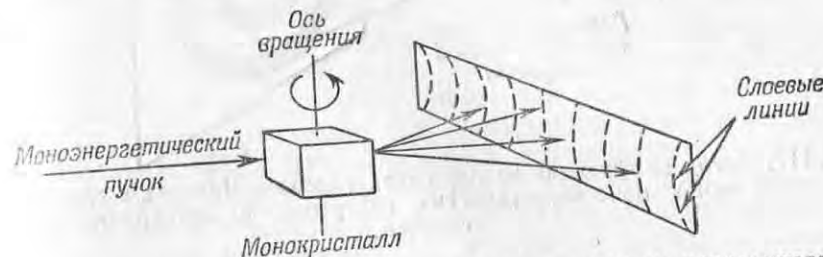
Фиг. 115. Лауэграмма кристалла NaCl, полученная Шуллом и Волланом [17] на котле в Ок-Ридже.

Лауэ (фиг. 114) узкий пучок, содержащий нейтроны в широком диапазоне длин волн, рассеивается монокристаллом и диффрагировавшие нейтроны дают картину «пятен Лауэ», по расположению которых можно определить структуру кристалла. Каждая группа

плоскостей с межплоскостным расстоянием d , образующих угол θ с направлением падающего пучка, будет отражать только нейтроны с длиной волны λ , удовлетворяющей условию Брэгга для n -го порядка отражения:

$$n\lambda = 2d\sin\theta. \quad (10.14)$$

ти нейтроны будут давать пятно Лауэ. Метод Лауэ не нашел, однако, широкого применения в работах с нейтронами, так как потоки нейтронов в пучках так малы, что требуется многочасовая экспозиция для получения изображения на фотографической



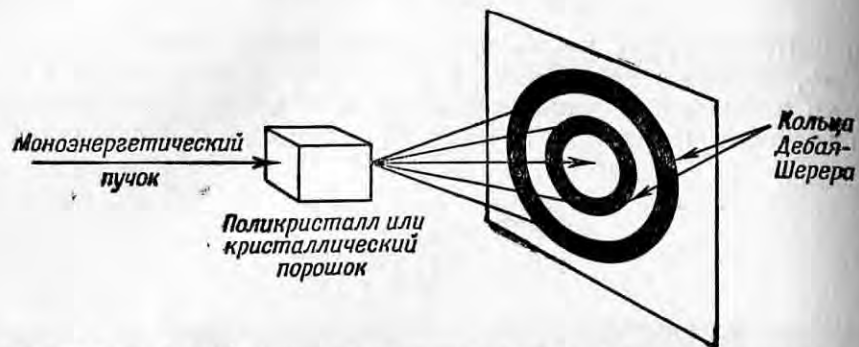
Фиг. 116. Метод вращающегося кристалла, в котором используются монокристалл и пучок моноэнергетических нейтронов.

пластинке. На фиг. 115 приведена лауэграмма, полученная Шуллом и Волланом [17] для кристалла NaCl. Нейтроны детектировались путем помещения вплотную к эмульсии фотопластинки индиевого листочка, так что β -частицы от распада радиоактивного индия, образующегося при поглощении нейтронов, давали почернение на фотопластинке. На лауэграмме видны только пятна, соответствующие наиболее выраженным группам плоскостей решетки; более слабые отражения не видны, несмотря на 10-часовую экспозицию.

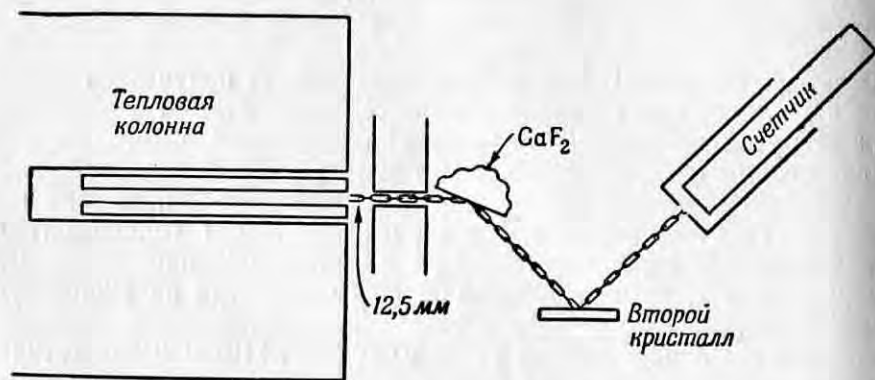
В методе вращающегося кристалла (фиг. 116) моноэнергетические нейтроны отражаются (при выполнении условия Брэгга) от монокристалла, вращающегося вокруг некоторой оси, и образуют на фотопластинке дифракционные пятна. Из расположения пятен в зависимости от угла поворота кристалла можно определить структуру кристалла. Этот метод был применен Ферми и Маршаллом [18] в одной из первых работ по диффракции нейтронов.

В методе Дебая — Шерера (фиг. 117) пучок моноэнергетических нейтронов рассеивается от поликристаллического вещества. В этом методе, обычно называемом методом порошков, отраженные нейтроны образуют ряд конусов с общей осью, совпадающей с направлением падающего пучка, и с углом при вершине каждого конуса, равным 2θ , где θ — брэгговский угол для соответствующей группы отражающих плоскостей. Подробное описание

этих стандартных методов рентгеноструктурного анализа, способов определения структуры кристаллов, а также их относительных преимуществ и недостатков содержится в монографиях Комптона и Алисона [19] и Баррета [6].



Фиг. 117. Метод диффракции на порошках (Дебая—Шерера), в котором используются пучок моноэнергетических нейтронов и поликристаллический образец.



Фиг. 118. Установка Ферми и Маршалла для изучения диффракции на кристалле [18].

В ранних опытах Ферми и Маршалла [18], имевших задачей определение амплитуд рассеяния при помощи диффракции нейтронов, пучок моноэнергетических нейтронов рассеивался от кристалла таким же образом, как и в обычном методе вращающегося кристалла, применяемом при работе с рентгеновскими лучами. Используемая в этих опытах установка, показанная на фиг. 118, включала два монокристалла, причем первый служил монохроматором (см. гл. VI, § 4) и давал пучок почти моноэнер-

гетических нейтронов, который падал на второй кристалл, подвергавшийся исследованию. Нейтроны, диффрагировавшие от второго кристалла при различных углах падения, детектировались счетчиком с BF_3 , который мог поворачиваться относительно исследуемого кристалла и регистрировать отраженный пучок при различных углах поворота кристалла. Из интенсивностей отдельных брэгговских максимумов делались затем заключения об амплитудах когерентного рассеяния атомов кристалла.

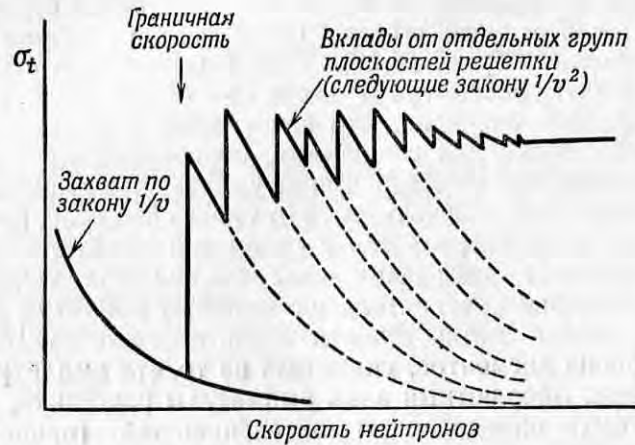
Интенсивности различных брэгговских максимумов пропорциональны квадратам простых алгебраических комбинаций из амплитуд рассеяния отдельных атомов единичной кристаллической ячейки. Эти алгебраические комбинации являются структурными факторами, или формфакторами, известными из теории диффракции рентгеновских лучей [6, 19]. Точное вычисление структурных факторов будет рассмотрено ниже при обсуждении метода порошков. Однако очевидно, что качественно некоторые диффракционные максимумы для соединения, состоящего из двух элементов, определяются суммой амплитуд обоих элементов, а другие — их разностью, в зависимости от сдвига фаз волн, приходящих к детектору от различных точек единичной ячейки. Из интенсивностей отдельных диффракционных максимумов можно определить, следовательно, относительную величину амплитуд рассеяния. Например, малая интенсивность пика, соответствующего сумме амплитуд обоих элементов, указывает на то, что амплитуды имеют разные знаки. Абсолютный знак амплитуды рассеяния, очевидно, не может быть определен из интенсивностей (пропорциональных квадратам амплитуд). Однако это обстоятельство не является существенным недостатком, поскольку абсолютный знак для стандартного вещества может быть определен другим методом, например при помощи отражения от зеркала.

В работе Ферми и Маршалла не делалась попытка определения абсолютных величин амплитуд рассеяния, поскольку главный интерес представляло определение их знака. Эти исследователи нашли, что амплитуды большинства элементов имеют тот же знак, что и амплитуда углерода, которая, как известно из опытов с отражением от зеркал, положительна и только несколько элементов имеют противоположный (т. е. отрицательный) знак. Полученные результаты согласуются с изложенным ранее представлением (см. фиг. 113), согласно которому в обычном случае амплитуда должна быть положительной, а отрицательная амплитуда соответствует резонансу при энергии, немного превышающей энергию тепловых нейтронов. После первых работ Ферми и Маршалла большинство исследований по диффракции нейтронов проводилось методом диффракции на порошках (см. § 4 и 5 этой главы). В последнее время, однако, метод диффракции на монокристалле вновь был использован в Ок-Риджской лаборатории

и в Харвелле в основном в связи с тем, что этим методом можно получить большие интенсивности, чем при использовании диффракции на порошках (см. начало § 5 этой главы).

§ 4. Прохождение нейтронов через поликристаллы

При исследовании структуры кристаллов методом порошков (методом Дебая—Шерера) можно измерять угловое распределение рассеянных нейтронов (как это обычно делается в случае рентгеновских лучей) или определять число нейтронов, прошедших



Фиг. 119. Полное эффективное сечение, измеренное по пропусканию кристаллического образца в области действия кристаллических эффектов, показывающее вклады от отдельных групп кристаллических плоскостей.

через поликристалл (пропускание образца). Последний способ для рентгеновских лучей невозможен вследствие сильного их поглощения. Метод пропускания сводится просто к измерению полного сечения поликристаллического материала для моноэнергетических нейтронов. Этот метод уже рассматривался в гл. IX, § 4 при описании механического селектора медленных нейтронов. Измерение пропускания в качестве метода изучения диффракции нейтронов впервые было использовано Ферми, Штурмом и Саксом [20] в 1947 г. Эффективное сечение когерентного рассеяния в функции от длины волны, определяемое разностью наблюдаемого полного сечения и сечений поглощения и некогерентного рассеяния, пропорционально интенсивности рассеянных нейтронов, проинтегрированной по ограниченному числу конусов рассеяния, соответствующих каждой длине волны нейтронов.

На фиг. 119 показано, как меняется с длиной волны вклад в общее сечение, вносимый нейтронами, рассеянными под различными углами. Для длин волн, больших граничной длины волны (равной удвоенному максимальному межплоскостному расстоянию), когерентное рассеяние, как мы уже видели в гл. IX, § 3, равно нулю. При увеличении энергии нейтронов (уменьшении длины волны) рассеяние от плоскостей с максимальным межплоскостным расстоянием появляется скачком; при дальнейшем увеличении энергии вклад в сечение от рассеяния этими плоскостями спадает пропорционально λ^2 . Эффективное сечение на единичную ячейку кристалла для рассеяния от плоскостей (h, k, l) с межплоскостным расстоянием d при порядке отражения n может быть вычислено [5, 20] для $\lambda \leq 2d/n$ по формуле

$$\sigma_{h, k, l} = \frac{\lambda^2 N}{2} \left(|F|^2 M \frac{d}{n} \right)_{h, k, l} e^{-K(\sin \theta/\lambda)^2}, \quad (10.15)$$

где N — число единичных ячеек в 1 см^3 , M — фактор повторяемости [6] [число возможных ориентаций единичной ячейки при отражении от плоскостей (h, k, l)], экспоненциальный множитель есть коэффициент Дебая—Уоллера, даваемый формулой (10.13), а F — структурный фактор для единичной ячейки, который упоминался в § 3 этой главы. Структурный фактор определяется формулой

$$F_{h, k, l} = \sum_j a_j e^{2\pi i (hx_j + ky_j + lz_j)}, \quad (10.16)$$

в которой суммирование производится по всем атомам в единичной ячейке с координатами x_j, y_j, z_j и амплитудами когерентного рассеяния a_j . Структурный фактор, легко вычисляемый для различных типов ячеек (методы вычисления описаны в любой монографии по рентгеновским лучам [6, 19]), по существу отражает влияние, оказываемое на результирующую амплитуду рассеяния единичной ячейки различием в фазах волн, рассеянных отдельными атомами ячейки.

Последовательность плоскостей, входящая в формулу (10.15), задается миллеровскими индексами (h, k, l) , и межплоскостное расстояние для этих плоскостей в случае кубической единичной ячейки с ребром куба a_0 вычисляется по формуле

$$d = \frac{a_0}{(h^2 + k^2 + l^2)^{1/2}}, \quad (10.17)$$

а для других типов единичных ячеек — по аналогичным формулам [19]. Структура кристалла может быть такой, что структурный фактор для некоторых последовательностей плоскостей будет равен нулю. Например, для железа (объемноцентрированная кубическая

решетка с $a_0 = 2,86 \text{ \AA}$) отражения от плоскостей (100) не будет и наибольшее межплоскостное расстояние d соответствует отражению от плоскостей (110) и равно $a_0/\sqrt{2}$, а когерентное рассеяние исчезает при длине волны $\lambda = 2a_0/\sqrt{2} = 4,04 \text{ \AA}$.

В качестве примера использования приведенных соотношений вычислим эффективное сечение рассеяния для нейтронов с граничной длиной волны, когда действуют только плоскости с максимальным межплоскостным расстоянием d . Для простой кубической решетки граничная длина волны при отражении от плоскостей (100) $\lambda = 2d = 2a_0$, фактор повторяемости равен 6, $F = a_j$, $n = 1$ и $a_0^3 = 1/N$. Предполагая, что коэффициент Дебая — Уоллера равен единице, получаем следующую связь между сечением, соответствующим граничной длине волны, и сечением отдельного ядра σ (сечением рассеяния для связанного атома):

$$\sigma_{(100)} = \frac{(2a_0)^2 N}{2} 6 a_0 \frac{\sigma}{4\pi} = \frac{3}{\pi} \sigma = 0,96 \sigma.$$

Такое же вычисление легко может быть проведено для железа, у которого, как мы уже видели, наибольшее межплоскостное расстояние d соответствует отражению от плоскостей (110). Для этого отражения $M = 12$, $F = 2a_j$ (два атома в единичной ячейке), $d = a_0/\sqrt{2}$. В результате сечение рассеяния на один атом при граничной длине волны [половина значения, даваемого формулой (10.15)] будет равно

$$\sigma_{(110)} = \frac{6\sigma}{\pi\sqrt{2}} = 1,35 \sigma.$$

В обоих приведенных примерах нужно было учитывать только одну группу плоскостей; для более коротких длин волн необходимо суммировать отдельные вклады в сечение, вносимые всеми плоскостями, для которых $\lambda < 2d_{h,k,l}$.

С уменьшением длины волны все большее число плоскостей начинает участвовать в отражении (по мере того, как λ становится меньше $2d_{h,k,l}$) и наблюдаемое сечение при любой длине волны определяется суммой вкладов от всех отражающих плоскостей, причем, как показано на фиг. 119, вклад каждой группы плоскостей изменяется пропорционально λ^2 . При длине волны $\lambda = 2d_{h,k,l}$ условие Брэгга выполняется лишь для плоскостей, перпендикулярных пучку нейтронов; кристаллические зерна с плоскостями (h, k, l) , ориентированными под другими углами, начинают отражать при меньших длинах волн падающих нейтронов. При энергиях порядка $0,1 \text{ эв}$ отражает уже такое большое количество групп плоскостей, что сечение становится плавно меняющейся функцией энергии. При еще больших энергиях (порядка нескольких электрон-вольт) сечение когерентного рассеяния

становится совсем малым за счет действия температурного коэффициента Дебая — Уоллера, однако полное сечение мало меняется с энергией, так как уменьшение когерентного рассеяния компенсируется увеличением некогерентного неупругого рассеяния.

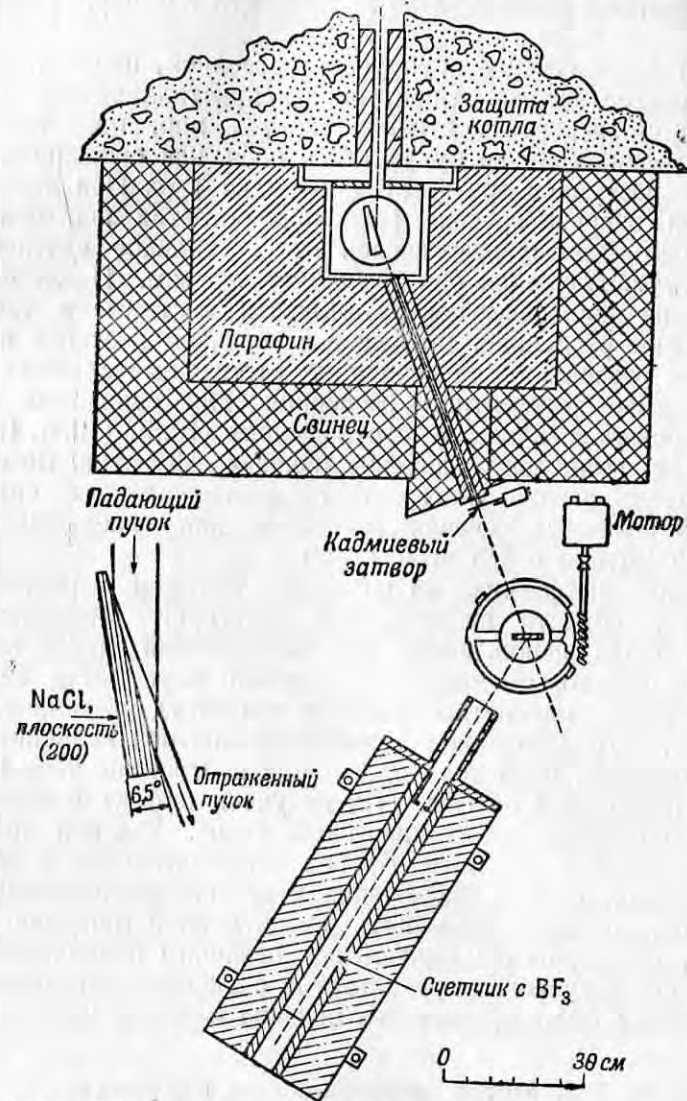
Эффективное сечение неупругого рассеяния, при котором происходит переход энергии от нейтронов к кристаллической решетке, возрастает с энергией нейтронов до тех пор, пока атомы при каждом столкновении не будут вести себя как свободные. Такое состояние наступает при энергии порядка 1 эв . При дальнейшем увеличении энергии сечение рассеяния остается постоянным (за исключением ядерных резонансов). Это постоянное сечение называют *сечением рассеяния для свободных атомов*. После введения поправок на движение центра тяжести системы, а также на некогерентное рассеяние, связанное с наличием изотопов и спина, из сечения рассеяния для свободных атомов вычисляются амплитуда и сечение когерентного рассеяния для связанных атомов, которые использовались в соотношениях (10.3), (10.4), (10.13) и (10.10) для вычисления диффракционных эффектов. Вычисление амплитуды и сечения когерентного рассеяния для связанных атомов из величины сечения рассеяния для свободных атомов будет рассмотрено в § 5 этой главы.

Изучение диффракции на порошках методом измерения пропускания в области энергий, где действуют кристаллические эффекты, было использовано для определения знаков амплитуд рассеяния некоторых элементов, однако этот метод не удобен для получения абсолютных величин амплитуд рассеяния. Одной из причин, затрудняющих получение абсолютной величины амплитуды рассеяния, является то, что при построении теоретической кривой, показанной на фиг. 119, не учтен эффект самоэкранирования в отдельном кристаллическом зерне. Так как при угле, удовлетворяющем условию Брэгга, отражательная способность весьма велика, то для исключения этого самоэкранирования, или экстинкции, следует применять очень мелкий (порядка 10^{-4} см) порошок. Теоретическое вычисление величины самоэкранирования и сравнение полученных результатов с экспериментальными кривыми сечений было произведено недавно Вейссом [21].

§ 5. Метод диффракции на порошках

Метод диффракции на порошках является обычным методом рентгеноструктурного анализа и в настоящее время наиболее широко применяется в работах по диффракции нейтронов. В отношении к нейтронам этот метод был развит в работах Воллана и Шулла [22] в Ок-Ридже. В настоящее время изучение диффракции нейтронов на порошках проводится в Аргонне, Брукха-

вене, Харвелле и на Чок-Ривер. Показанная на фиг. 120 схема установки, используемой в Ок-Ридже, следует основным принципам аппаратуры Ферми и Маршалла, но включает некоторые

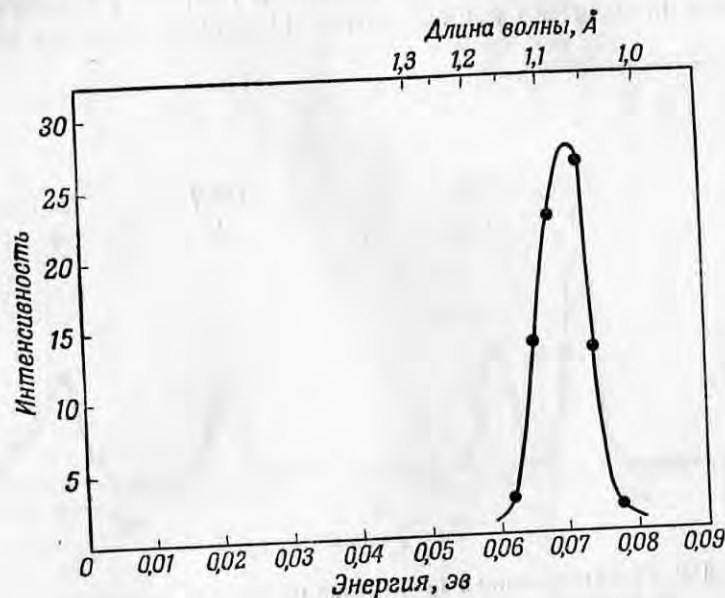


Фиг. 120. Схема установки для изучения диффракции нейтронов в Ок-Риджской лаборатории [22].

дополнительные усовершенствования, позволяющие получать большую интенсивность рассеянных нейтронов и слабый фон и обеспечивающие высокую точность и автоматическое выполнение измерений. Так как в методе порошков рассеянные нейтроны рас-

пределяются в сплошном конусе, то интенсивность их в одной точке, где они детектируются счетчиком, мала и поэтому для наблюдения диффракционных максимумов с хорошим разрешением необходимо получить большую интенсивность падающего пучка и слабый фон.

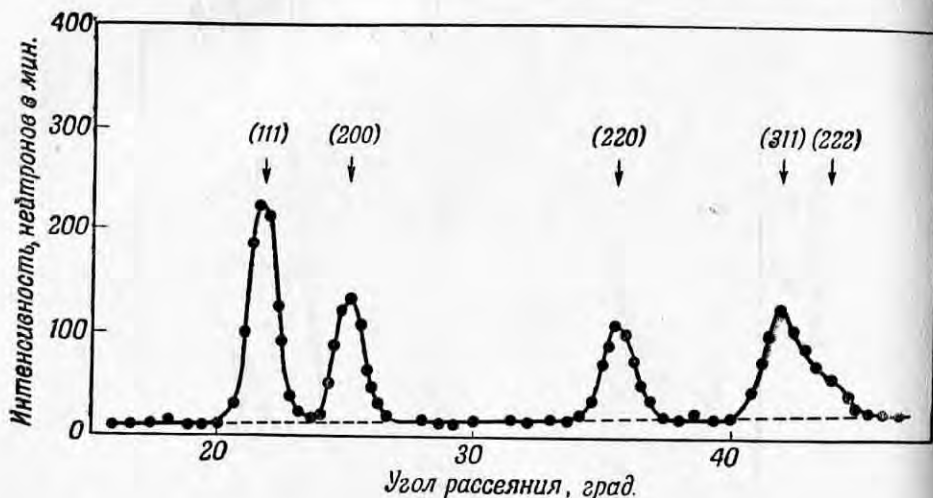
Для выполнения этих требований первый кристалл располагается как можно ближе к поверхности, излучающей нейтроны, а все ответственные части аппаратуры окружены надежной



Фиг. 121. Распределение нейтронов по энергиям в пучке, отраженном от первого кристалла, в установке, показанной на фиг. 120.

защитой (фиг. 120). Первый кристалл NaCl, служащий монохроматором, вырезан так, что поверхность, на которую падает пучок нейтронов, образует угол 6° с плоскостями (200); в результате ширина падающего пучка уменьшается при отражении с 2,5 до 1 см. Такой срез кристалла изображен на фиг. 120. Из изображенного на фиг. 121 распределения нейтронов по энергиям и длинам волн в пучке, отразившемся от первого кристалла, видно, что монохроматизованный пучок имеет неопределенность в энергии нейтронов, равную около 10%. Отраженный пучок содержит также 3% диффузно рассеянных нейтронов с различными длинами волн и 1,6% нейтронов второго порядка отражения ($n=2$ в формуле Брэгга) с длиной волны, вдвое меньшей, чем у отраженных в первом порядке. Длина волны нейтронов,

отраженных первым кристаллом ($1,06 \text{ \AA}$, что соответствует скорости 3700 м/сек), была выбрана, исходя из требования получения максимальной интенсивности. Эта длина волны соответствует максимуму максвелловского распределения для кристалла с разрешающей способностью, определяемой формулой (6.4). Счетчик укреплен таким образом, что он автоматически поворачивается на угол, в 2 раза больший, чем угол поворота столика, на котором помещается образец. Поэтому диффракционная картина снимается автоматически при вращении счетчика; скорость счета при этом непрерывно записывается. Несмотря на очень большую

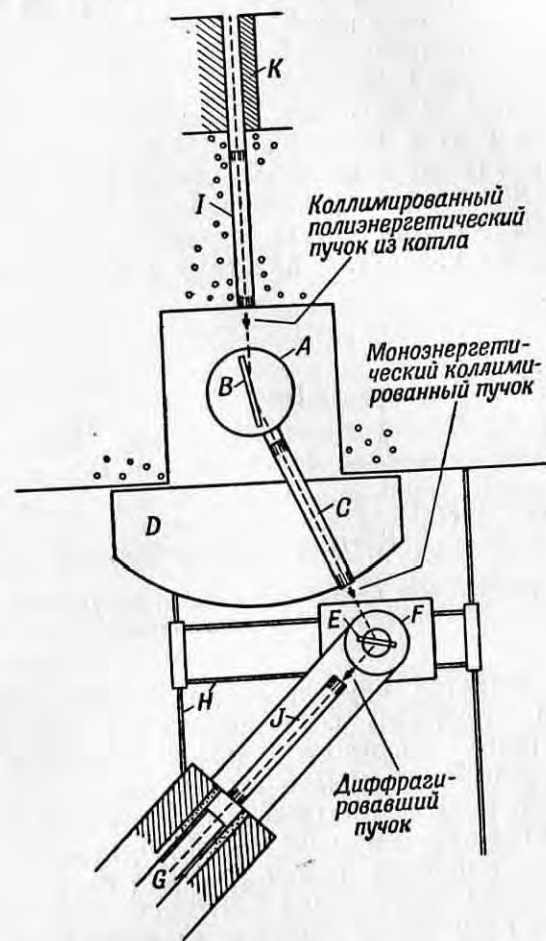


Фиг. 122. Диффракционная кривая для поликристаллического свинца, полученная на установке, показанной на фиг. 120.

интенсивность пучка, падающего на монохроматор, низкие коэффициенты отражения от кристалла монохроматора (меньше 1%) и от исследуемого образца уменьшают скорость счета до нескольких сотен в минуту.

Типичная для метода порошков диффракционная картина, полученная на установке в Ок-Ридже для свинца, показана на фиг. 122; цифры над кривой обозначают миллеровские индексы кристаллических плоскостей для соответствующих пиков. Фон от диффузно рассеянных нейтронов между пиками частично носит аппаратный характер (многократное рассеяние) и частично связан со свойствами самого кристалла (некогерентное рассеяние, обусловленное наличием изотопов и спина, и температурное диффузное некогерентное рассеяние). Фон составлял около 10% скорости счета в пике, а последняя в наиболее выраженном максимуме превышает 200 отсчетов в минуту. Из интенсивностей

пиков и их углового расположения можно, как мы увидим в этом и следующем параграфах, определить амплитуду когерентного рассеяния или структуру кристалла.

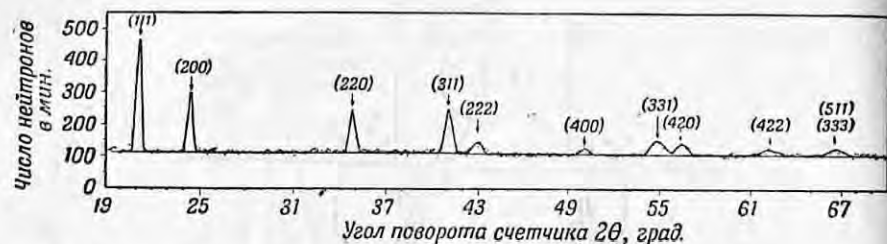


Фиг. 123. Установка для изучения диффракции нейтронов в Брукхавенской лаборатории [23].

B - кристалл, служащий монохроматором; *E* - образец порошка; *K* - затвор, управляемый на расстоянии; *I*, *C*, *J* - параллельные щели.

Установка для изучения диффракции нейтронов, подобная той, которую использовали Воллан и Шулл, была построена в Брукхавенской лаборатории Корлиссом и Гастингсом [23]. Эта установка, показанная на фиг. 123, имеет несколько лучшее разрешение, чем установка в Ок-Ридже, что видно из сравнения диф-

фракционной кривой для свинца, полученной Корлиссом и Гастингсом (фиг. 124), и кривой на фиг. 122. Коллимация пучка, падающего на монохроматизирующий кристалл, в качестве которого в брукхаузенской установке применяется кристалл свинца, составляет $30'$, вместо 1° в ок-риджской установке. Высокая скорость счета при такой хорошей коллимации достигается путем использования целого ряда параллельных пучков, образуемых длинными щелями (*I*, *C* и *J* на фиг. 123). Передвижение кристалла и счетчика, а также снятие показаний полностью автоматизировано. Интенсивность отраженного пучка сильно возрастает при замене совершенного монохроматизирующего кристалла на кристалл, имеющий отдельные участки слегка дезориентированные в пределах небольшой области углов (т. е. кристалл с мозаичной структурой).



Фиг. 124. Диффракционная кривая для свинца, полученная на установке, показанной на фиг. 123.

Оптимальным является случай, когда угловое расхождение за счет мозаичной структуры равно коллимации падающего пучка. Корлисс и Гастингс использовали кристалл свинца, так как он обладает значительной мозаичной структурой.

Одним из основных применений метода диффракции нейтронов на порошках является измерение амплитуд когерентного рассеяния. Знание этих амплитуд необходимо для изучения структуры кристаллов методом диффракции нейтронов. Кроме того, амплитуды некоторых ядер имеют большое значение для теории ядра. Например, разность между полным сечением (получаемым из сечения для свободных атомов) и сечением когерентного рассеяния в случае отсутствия эффектов, связанных с наличием изотопов, дает сечение рассеяния, зависящего от спина [соотношение (10.6)]. В свою очередь сечение рассеяния, зависящего от спина, дает сведения о зависимости ядерных сил от спинов. Результаты для водорода и дейтерия являются особенно существенными для теории сил, действующих между нейтроном и протоном и между протоном и протоном [24].

Амплитуды когерентного рассеяния вычисляются из измеренных интенсивностей различных брэгговских максимумов и опре-

деленного по формуле (10.16) структурного фактора кристалла. Наблюдаемая амплитуда когерентного рассеяния, как мы уже видели, меньше истинной амплитуды для отдельного ядра за счет диффузного рассеяния, определяемого коэффициентом Дебая — Уоллера [формула (10.13)]. Наблюдаемые интенсивности брэгговских максимумов могут быть исправлены на температурное рассеяние делением на вычисленный температурный коэффициент Дебая — Уоллера, который зависит только от постоянной *K* (включающей дебаевскую температуру) и величины $\sin\theta/\lambda$. Температурные коэффициенты для ряда материалов приведены в обзорной статье Блейка [25].

Температурная поправка может быть также определена опытным путем экстраполяцией наблюдаемых амплитуд к $\theta=0$, так как при $\theta=0$ коэффициент Дебая — Уоллера становится равным единице. Для сравнения с теорией на фиг. 125 нанесена в логарифмическом масштабе полученная из данных фиг. 122 амплитуда рассеяния для свинца в функции от $(\sin\theta/\lambda)^2$. Логарифм наблюдаемой амплитуды должен меняться линейно в зависимости от $(\sin\theta/\lambda)^2$. Наклон теоретической прямой дается показателем экспоненты в коэффициенте Дебая — Уоллера. Прямая для дебаевской температуры 88°K нанесена на фиг. 125 пунктирной линией. Для свинца наблюдаемые амплитуды меняются с углом в хорошем согласии с коэффициентом Дебая — Уоллера и поправка может быть внесена как путем вычисления, так и экстраполяцией экспериментальных точек к $\theta=0$.

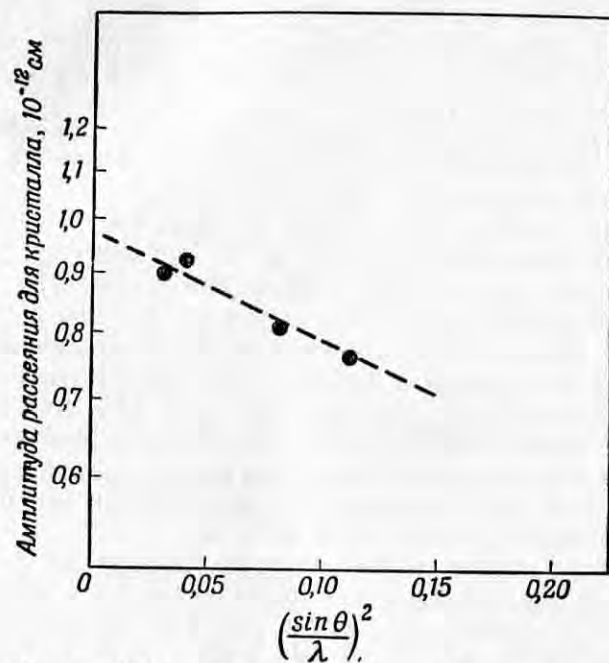
Зависимость между интенсивностью отдельного брэгговского максимума и амплитудой когерентного рассеяния прямо следует из приведенных выше результатов для эффективного сечения на моноэнергетических нейтронах [формула (10.15)]. Формула для эффективного сечения, в которую входит полная интенсивность, рассеянная в конусе Дебая — Шерера, имеет несколько более простой вид, чем выражение для интенсивности, наблюдаемой в методе порошков, которая относится к выделенной площади поперечного сечения конуса рассеяния (захватываемой счетчиком). Учтя некоторые другие геометрические факторы для экспериментальной установки, изображенной на фиг. 120, получаем следующее соотношение:

$$\frac{I_{h,k,l}}{I_0} = \frac{\lambda^2 N^2 l h}{2\pi r \sin 2\theta \cos \theta} \left(|F|^2 M \frac{d}{n} \right)_{h,k,l} e^{-K(\sin\theta/\lambda)^2} \quad (10.18)$$

В этом соотношении, вытекающем из обычной формулы для диффракции рентгеновских лучей [6], $I_{h,k,l}$ — интенсивность пучка нейтронов, отраженного от плоскостей (*h*, *k*, *l*), измеренная при вылете щели перед счетчиком *l*, I_0 — интенсивность пучка нейтронов, падающего на образец толщиной *h*, *r* — расстояние от образца до щели перед счетчиком; другие обозначения совпадают с обозна-

чениями в формуле (10.15). В случае, если пропускание образца существенно меньше единицы или если плотность порошка меньше плотности кристалла, в соотношение (10.18) должны быть включены очевидные добавочные множители.

Амплитуда рассеяния, получаемая из соотношения (10.18), будет выражена в абсолютных единицах, если интенсивность в



Фиг. 125. Влияние теплового диффузного рассеяния на интенсивность пиков дифракционной кривой для свинца [26].

Пунктирной линией изображена теоретическая прямая Дебая-Уоллера для $T=88^\circ\text{K}$.

дифракционном максимуме измерена по отношению к интенсивности падающего пучка. Однако в силу большой трудности оценки интенсивности падающего пучка на практике измеряются только относительные амплитуды. Другими словами, амплитуда рассеяния ядер одного типа измеряется по отношению к амплитуде ядер другого типа, составляющих кристалл. Таким образом, амплитуды когерентного рассеяния получают отнесенными к амплитудам некоторых стандартных ядер, которые в свою очередь могут быть определены из других опытов.

В качестве стандартных ядер могут быть использованы ядра, не имеющие рассеяния, зависящего от спина или связанного с наличием изотопов, и обладающие малым эффективным сечением

поглощения, так как в этом случае амплитуда когерентного рассеяния может быть определена вычитанием сечения поглощения из полного сечения, измеренного по пропусканию

$$\sigma_t - \sigma_a = \sigma_{\text{ког.}} = 4\pi a^2_{\text{ког.}} \quad (10.19)$$

Очень подходящим материалом для использования в качестве стандарта является углерод. Хотя углерод и не является одноизотопным элементом, однако некогерентное рассеяние, связанное с присутствием изотопа C^{13} (распространенность 1%), пренебрежимо мало. Кроме того, сечение поглощения углерода очень мало в той области энергий, в которой производятся опыты по пропусканию (1—10 эв), и поэтому вычитание сечения поглощения почти не вносит ошибки.

Полное эффективное сечение рассеяния измеряется одним из методов, описанных в гл. VI, при энергии нейтронов порядка нескольких электрон-вольт, при которой кристаллические эффекты практически отсутствуют и атом в процессе рассеяния ведет себя как свободный. Измеренное в таких условиях сечение называется сечением рассеяния для свободных атомов (см. конец § 4 этой главы), поэтому прежде чем подставлять его в формулу (10.19) для получения амплитуды когерентного рассеяния связанными атомами, необходимо ввести поправку. В когерентных явлениях, таких, как диффракция нейтронов, ядра участвуют как связанные, т. е. эффективная масса при столкновении много больше массы ядра, и система координат центра инерции отличается от системы координат, соответствующей столкновению со свободным атомом. Переход от амплитуд когерентного рассеяния связанными атомами к амплитудам когерентного рассеяния свободными атомами осуществляется умножением на коэффициент $(A+1)/A$. Соответствующий переход для сечений осуществляется умножением на квадрат этого коэффициента:

$$\sigma_{\text{ког. связ.}} = \left(\frac{A+1}{A}\right)^2 \sigma_{\text{ког. своб.}} \quad (10.20)$$

Это эффективное сечение рассеяния для связанных атомов должно быть подставлено в формулу (10.19) для вычисления амплитуды когерентного рассеяния, определяющей диффракцию.

Эффективные сечения когерентного рассеяния ряда элементов были измерены методом диффракции на порошках Шуллом и Волланом [26]. Их результаты во многих случаях используются в таблице приложения III. Все сечения были измерены по отношению к различным вторичным стандартам, которые в свою очередь были отнесены к углероду как к единому стандарту. Поправка на тепловое диффузное рассеяние при измерении интенсивностей брэгговских отражений производилась или вычислением коэффициента Дебая-Уоллера, если дебаевская температура рассеиваю-

щего вещества была известна, или, в противном случае, показанным на фиг. 125 методом экстраполяции. Некоторые сечения, приведенные в приложении III, были получены из подобных же работ по диффракции, выполненных в Аргонне, Харвелле и на Чок-Ривер.

Рассмотрение сечений, приведенных в таблице, показывает, что большинство амплитуд имеет положительный знак, а их величина примерно совпадает с величиной, ожидаемой для рассеяния на непроницаемой сфере [формула (10.1)]. Мы уже привели несколько случаев, когда имеется сильное некогерентное рассеяние, зависящее от спина (§ 2 этой главы). Например, водород имеет отрицательную амплитуду и сечение когерентного рассеяния, равное всего 2 *барнам*, в сравнении с полным сечением, равным 80 *барнам*; ванадий дает еще меньшее когерентное рассеяние вследствие чрезвычайно сильной зависимости от спина, и, наконец, несколько элементов, а именно, H, Li, Ti и Mn имеют отрицательные амплитуды рассеяния, вызываемые, как это показано на фиг. 113, близостью резонансов рассеяния. Однако среди элементов с большим атомным весом нет ни одного, имеющего отрицательную амплитуду. Для многих элементов некоторое некогерентное рассеяние вносится за счет наличия изотопов. К таким элементам относятся, например, Mg, Cl и Ni (один из изотопов которого имеет отрицательную амплитуду, хотя амплитуда рассеяния естественной смеси изотопов положительна).

Сечения когерентного рассеяния, измеренные Шуллоом и Волланом, в большинстве случаев имеют точность около 7%. Недостоверность коэффициента Дебая—Уоллера и необходимость введения поправки на фон диффузного рассеяния, вызванный многократным рассеянием в образце, а также некогерентным рассеянием, зависящим от спина и от наличия изотопов, затрудняют получение высокой точности при измерениях методом диффракции на порошках. Однако в результате очень тщательного опыта, проведенного с разделенными изотопами никеля, сечения были измерены с точностью 2% [27].

Когерентное рассеяние на водороде, имеющее большое значение для изучения сил, действующих между нейтроном и протоном, было объектом специального исследования, проведенного Шуллоом, Волланом, Мортонем и Дэвидсоном [28]. Главной трудностью в этой работе было определение поправки на тепловое диффузное рассеяние в NaH. Кроме того, малое сечение когерентного рассеяния водорода (примерно 2 *барна*) в сравнении с большим фоном от диффузного рассеяния, зависящего от спина (с сечением 80 *барн*), затрудняло точное определение интенсивности отраженного пучка. Метод отражения от зеркала (см. гл. XI), применяемый для исследования когерентного рассеяния водорода, имеет преимущество в связи с тем, что он не требует введения

поправки на тепловое рассеяние. Позднее мы увидим, что эффективное сечение когерентного рассеяния водорода может быть измерено с большой точностью путем отражения нейтронов от жидких зеркальных поверхностей.

§ 6. Применения диффракции нейтронов

Несомненно, что многие проблемы структуры кристаллов, которые могут быть решены методами диффракции нейтронов, более целесообразно решать при помощи рентгеновских лучей. Рентгеноструктурный анализ может быть выполнен гораздо быстрее, чем структурный анализ при помощи нейтронов, так как доступные в настоящее время потоки нейтронов сравнительно слабы — в максимуме отражения они обеспечивают скорость счета лишь порядка нескольких сот в минуту. Наиболее плодотворное применение диффракция нейтронов нашла себе при анализе двух типов структур — органических кристаллов, анализ которых рентгеновскими лучами чрезвычайно затруднителен, и магнитной структуры ферромагнитных кристаллов, исследование которых рентгеновскими лучами невозможно. Особые свойства нейтронов (большое сечение рассеяния на водороде и магнитный момент) при применении к этим структурам компенсируют малую скорость счета. Все методы исследования структуры кристаллов при помощи диффракции нейтронов имеют много общего и, как мы видели, весьма похожи на обычные методы рентгеноструктурного анализа.

Главное преимущество структурного анализа при помощи нейтронов по сравнению с рентгеноструктурным анализом проявляется при исследовании кристаллов, содержащих водород. Сечение рассеяния рентгеновских лучей водородом так мало по сравнению с сечениями более тяжелых элементов, что почти невозможно определить положение атомов водорода в кристалле при помощи диффракции рентгеновских лучей, так как вклад от атомов водорода в общую диффракционную картину чрезвычайно мал. С другой стороны, сечение когерентного рассеяния нейтронов водородом (2 *барна*) имеет тот же порядок величины, что и у других атомов, и, следовательно, вклад атомов водорода в интенсивность отраженных нейтронов сравним с вкладами других атомов. Это преимущество в рассеивающей способности несколько компенсируется, однако, значительным некогерентным рассеянием, создающим сильный диффузный фон. Исследование органических кристаллов может быть облегчено заменой атомов водорода в кристалле атомами дейтерия, который не дает такого большого некогерентного рассеяния.

До настоящего времени методом диффракции нейтронов исследовано, к сожалению, лишь небольшое число кристаллов, содержащих водород. Структура гидрида натрия была определена

в 1948 г. Шуллом, Волланом, Мортонем и Дэвидсоном [28], которые показали, что гидрид натрия имеет структуру типа NaCl. В этой работе диффракция нейтронов впервые была использована для определения положения атомов водорода. Несколько возможных теоретических моделей льда было проверено Волланом, Дэвидсоном и Шуллом [29], которые исследовали «тяжелый лед» (D_2O). Гольдшмидт и Херст на Чок-Ривер [30] и Леви и Петерсон в Ок-Ридже [31] исследовали структуру хлорида аммония. Было найдено, что ионы NH_4 расположены в определенных точках решетки, но беспорядочно ориентированы. Следует отметить, что при применении метода диффракции на порошках необходимо использовать ND_4Cl , в то время как при применении монокристалла можно использовать и NH_4Cl [31].

Одной из причин того, что до настоящего времени получено мало данных относительно положения атомов водорода в кристаллах, является низкая интенсивность нейтронов и связанное с этим плохое разрешение, значительно уступающее разрешению, достигаемому при рентгеноструктурном анализе. Установка, построенная Корлиссом и Гастингсом в Брукхавенской лаборатории, позволяет получить несколько лучшие интенсивность и разрешение, чем установка в Ок-Риджской лаборатории, но все же очень малые в сравнении с достигаемыми на современных приборах рентгеноструктурного анализа. Получение более интенсивных пучков нейтронов из котлов позволит осуществить приборы для изучения диффракции нейтронов, которые по разрешению и интенсивности будут сравнимы с приборами рентгеноструктурного анализа. Это увеличит возможности анализа структуры органических кристаллов при помощи нейтронов.

Диффракция нейтронов позволила получить весьма важные результаты по магнитной структуре кристаллов. Эта задача не может быть разрешена при помощи рентгеновских лучей. Магнитное взаимодействие между нейтроном и магнитными моментами атомов кристаллической решетки носит гораздо более сложный характер, чем взаимодействие между нейтроном и ядром, которое рассматривалось до сих пор. Основное различие между ядерным и магнитным взаимодействием нейтронов состоит в том, что последнее, будучи связано с магнитным моментом электронов, простирается на область, намного большую (примерно 10^{-8} см) размеров ядра (10^{-13} см). Поскольку протяженность рассеивающих центров сравнима с длиной волны, рассеяние одиночным атомом становится неизотропным. Угловое распределение рассеяния определяется в этом случае атомным формфактором, аналогичным рассмотренному нами структурному фактору для единичной кристаллической ячейки [см. формулу (10.16)]. Появление атомного формфактора усложняет характер рассеяния по сравнению с изотропным ядерным рассеянием. Это явление известно из исследований рассеяния

рентгеновских лучей¹⁾. Как магнитное рассеяние нейтронов, так и рассеяние рентгеновских лучей вызываются атомными электронами. Однако если в рассеянии рентгеновских лучей участвуют все электроны, магнитное рассеяние нейтронов вызывают только магнитноактивные электроны. Поэтому магнитный атомный формфактор для нейтронов отличается от атомного формфактора для рентгеновских лучей и определяется лишь некоторыми электронами (например, для железа электронами $3d$ -оболочки), а не всеми, как в случае рентгеновских лучей.

Кроме атомного формфактора существует угловое изменение амплитуды рассеяния, связанное с самой природой магнитного взаимодействия, которое является взаимодействием между двумя магнитными диполями. Угловое изменение амплитуды зависит также от направления намагниченности по отношению к направлению рассеяния нейтрона и к ориентации спина нейтрона (амплитуда имеет разные знаки для двух ориентаций спина нейтрона). Зависимость амплитуды рассеяния от угла, возникающая за счет дипольного взаимодействия и за счет влияния направления намагниченности, рассматривается в весьма полном обзоре эффектов магнитного рассеяния Гальперна и Джонсона [32]. Угловое распределение рассеянных нейтронов как функция длины волны и намагниченности имеет очень сложный характер в результате наложения эффектов чисто магнитного происхождения на кристаллические эффекты.

Мы не будем рассматривать количественно вид углового распределения магнитного рассеяния, поскольку он детально обсуждается в обзоре Гальперна и Джонсона. Эти данные имеют фундаментальное значение для теории диффракции нейтронов на магнитных материалах, отражения нейтронов от магнитных зеркал (см. гл. XI, § 4) и поляризации и деполаризации нейтронов (см. гл. XI, § 9). В нашу задачу не входит обсуждение теоретических тонкостей, связанных с учетом влияния магнитного рассеяния в трактовке различных рассмотренных нами видов некогерентного рассеяния. Эти теоретические вопросы часто не имеют прямой связи с техникой нейтронных исследований на котлах, и, касаясь некоторых из них качественно, мы не можем рассматривать все вопросы детально.

В ряде диффракционных опытов с железом и магнетитом (Fe_3O_4), выполненных Шуллом, Волланом и Кохлером [33], была проверена полученная Гальперном и Джонсоном зависимость амплитуды рассеяния от магнитного состояния материала. В частности, зависимость амплитуды рассеяния от намагниченности показала, что внутри ферромагнитного материала на нейтроны действует поле B , а не H . В опытах с магнитными зеркалами, которые

¹⁾ См. [19]. — Прим. авт.

будут описаны в гл. XI, § 4, хотя и с меньшей точностью, также было показано, что на нейтроны в ферромагнитных материалах действует поле B . На основании полученных результатов можно утверждать, что нейтроны в магнитном веществе ведут себя скорее как малые круговые токи, а не как магнитные диполи¹⁾. В этих же экспериментах были получены данные относительно магнитного атомного формфактора железа, в частности было найдено, что формфактор, следующий из распределения электронов $3d$ -оболочки и принятый Штейнбергером и Виком [34], согласуется с опытом.

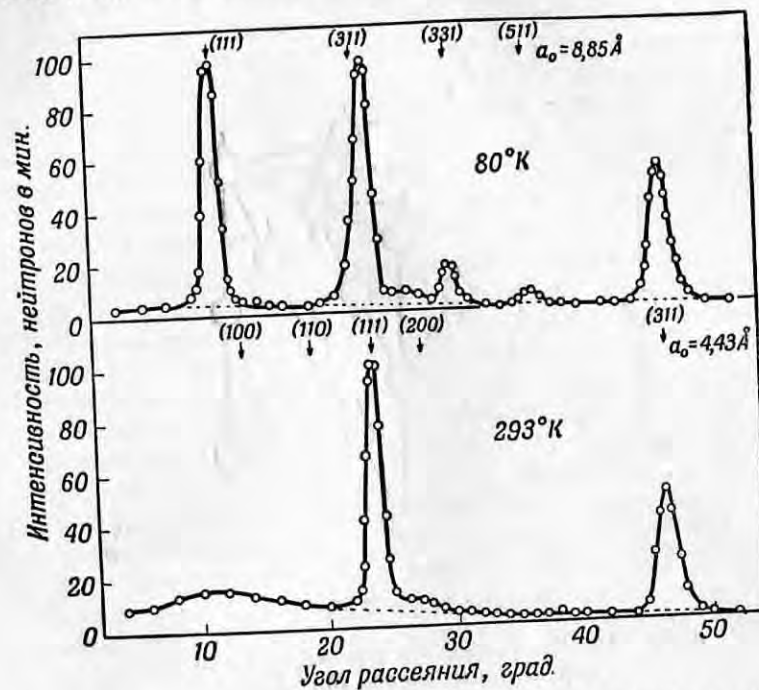
Особенно ценное применение магнитной диффракции нейтронов для исследования структуры антиферромагнитных материалов было сделано Шуллом и Смартом [35] и Шуллом, Штраусером и Волланом [36]. Не вдаваясь в подробное описание магнитной структуры антиферромагнитных материалов, рассмотрим кратко процессы рассеяния, при помощи которых определяется эта структура и изучаются ее свойства. Амплитуда рассеяния в магнитном кристалле будет, очевидно, меняться от атома к атому, в зависимости от состояния намагниченности отдельных атомов. Если все атомы в определенной области (например, в ферромагнитной области) ориентированы одинаково, то рассеяние будет когерентным, так как амплитуды рассеяния всех атомов будут одинаковы. Однако если ориентация спинов будет беспорядочной, как в парамагнитном материале, то магнитное рассеяние будет полностью некогерентным, так как амплитуда магнитного рассеяния тоже будет беспорядочно меняться. Рассеяние в парамагнитном веществе будет, следовательно, очень сходно с некогерентным рассеянием, зависящим от спина, которое мы уже рассматривали.

В антиферромагнитном материале спины соседних ядер антипараллельны и, следовательно, существует магнитная единичная ячейка, наложенная на химическую единичную ячейку и имеющая вдвое большие размеры²⁾. Атомы с противоположно направленными спинами идентичны в отношении рассеяния рентгеновских лучей, но для нейтронов идентичными будут лишь те атомы, которые находятся на расстоянии друг от друга, вдвое большем, чем размеры химической единичной ячейки. Магнитная единичная ячейка, имеющая большие размеры, будет давать дополнительные в сравнении с ядерным рассеянием пики в диффракционной картине. Такие дополнительные пики, обнаруженные при исследовании MnO , прямо указали на то, что этот материал является антиферромагнитным. На фиг. 126 приведены диффракционные кривые для MnO [36] при температуре жидкого азота, когда спины ориентируются

¹⁾ См. также А. Б. Мигдал, ЖЭТФ, 10, 5 (1940). — Прим. ред.

²⁾ Эта простая конфигурация осуществляется в MnO ; структура других материалов имеет более сложный характер. — Прим. авт.

в соответствии с антиферромагнитным состоянием, и при комнатной температуре, когда спины ориентированы беспорядочно. Сильный антиферромагнитный пик при угле 12° (угол, соответствующий межплоскостному расстоянию, вдвое большему, чем то, которое дает нормальный пик при угле 24°) наблюдается при низкой температуре и исчезает при комнатной. Миллеровские индексы относятся к обычной химической единичной ячейке для кривой,

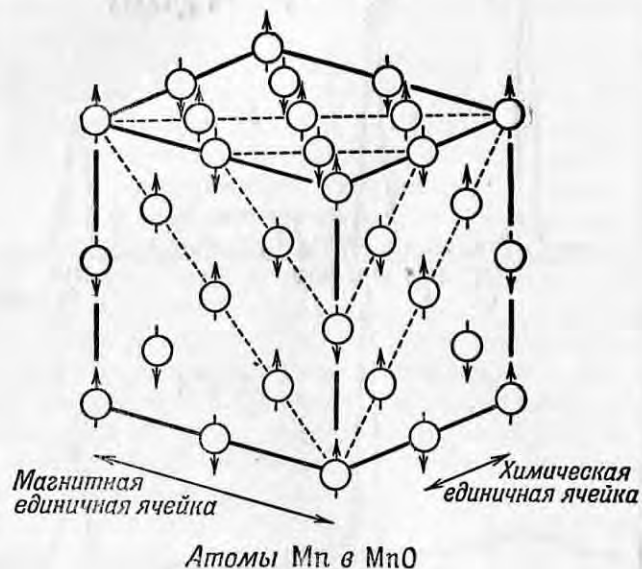


Фиг. 126. Диффракционные кривые для антиферромагнитного материала MnO при температурах ниже и выше точки Кюри [36].

снятой при комнатной температуре, и к большей магнитной ячейке для кривой, снятой при низкой температуре; эти единичные ячейки изображены на фиг. 127, причем показаны только ионы марганца.

Когда спины ориентированы беспорядочно, как в случае MnO при комнатной температуре, т. е. когда вещество находится в парамагнитном состоянии, магнитное рассеяние будет некогерентным, но действие атомного формфактора сохранится. Это парамгнитное рассеяние проявляется в виде диффузного рассеяния между пиками кривых, полученных Шуллом, Штраусером и Волланом методом диффракции на порошках; его присутствие заметно при углах меньше 30° на кривой фиг. 126, полученной при

комнатной температуре. Диффузное рассеяние увеличивается с уменьшением угла за счет действия магнитного атомного формфактора; слабый пик при 12° вызывается небольшой остаточной упорядоченностью ориентаций спинов при комнатной температуре. Парамагнитное рассеяние может быть также изучено измерением пропускания для нейтронов больших длин волн, так как в этом случае формфактор приближается к единице и парамагнитное рассеяние становится чрезвычайно большим (см. гл. IX, § 5).



Фиг. 127. Химическая и магнитная единичные структурные ячейки MnO [36].

В ряде недавно выполненных работ (гл. IX, § 5) было показано, что наряду с доминирующим упругим рассеянием, вероятно, существует неупругое диффузное рассеяние, возникающее вследствие магнитного взаимодействия. Исследование этого явления находится, однако, лишь в предварительной стадии. Определение магнитного атомного формфактора, т. е. пространственного распределения магнитно-активных электронов в атоме, в настоящее время представляет большой интерес для работ по диффракции нейтронов. Магнитная структура ферритов также может явиться ценным объектом для исследований с нейтронами. Магнитные свойства ферритов, представляющих собой соединения с высокой магнитной проницаемостью и низкой электрической проводимостью, указывают на антиферромагнитное расположение атомов. Сложная структура этих интересных и важных (для трансформаторов вы-

сокой частоты) материалов в настоящее время исследуется при помощи диффракции нейтронов¹⁾.

Обычный атомный формфактор, используемый при исследовании диффракции рентгеновских лучей, является функцией положения всех электронов в атоме и, как правило, не применяется при изучении диффракции нейтронов, так как немагнитное рассеяние нейтронов электронами практически не происходит (магнитное рассеяние для заполненных электронных оболочек равно, конечно, нулю). Атомный формфактор, учитывающий все электроны, используется, однако, при обнаружении чрезвычайно малого немагнитного взаимодействия между электроном и нейтроном. Это взаимодействие, дающее амплитуду рассеяния, которая составляет только 10^{-4} от амплитуды ядерного рассеяния, наиболее точно было измерено при помощи нейтронных зеркал (см. гл. XI, § 7). Однако мы упомянем еще два метода, близких к тематике этой главы. Рассеяние нейтронов на электронах можно отличить от ядерного рассеяния благодаря тому, что оно определяется хорошо известным электронным атомным формфактором, отличающимся от изотропного ядерного формфактора. В одном из методов [37, 38] влияние этого формфактора выявляется путем измерения интенсивности рассеянных нейтронов в зависимости от угла. В качестве рассеивателя применяется благородный газ (ксенон или криптон) для того, чтобы исключить магнитное рассеяние и влияние структурного фактора, которое проявилось бы при использовании молекулярного газа [39]. Другой метод [40] состоит в измерении полного рассеяния висмута (по пропусканию), т. е. интеграла от формфактора, как функции длины волны нейтрона. Измерения, проведенные обоими этими методами, указывают на существование очень слабого взаимодействия между нейтроном и электроном, значение которого мы рассмотрим в гл. XI, § 7.

ЛИТЕРАТУРА

1. Nuclear Physics, Chapter by J. N. Van Vleck (Univ. of Penn., 1941).
2. Slater J. C., Frank, Introduction to Theoretical Physics, New York—London, p. 277.
3. Wallace P. R., Canadian Research Council report LTIS (AEC Technical Information Division, Oak Ridge, Tenn.).
4. Feshbach H.; Peaslee D., Weisskopf V., Phys. Rev., 71, 145 (1947).
5. Halpern, Hamermesh, Johnson, Phys. Rev., 59, 981 (1941).
6. Barrett C. S., Structure of Metals, New York—London, 1943 (есть русский перевод: Баррет Ч. С., Структура металлов, М., 1948).
7. Weinstock R., Phys. Rev., 55, 1 (1944).

¹⁾ Опубликовано мало результатов проводившихся в последнее время работ. См. статью [41].—Прим. авт.

8. Cassels J. M., Progress in Nuclear Physics (Butterworth—Springer, London, 1950).
9. Placzek G., Phys. Rev., 86, 377 (1952).
10. Ахиезер А., Померанчук И., ЖЭТФ, 17, 770 (1947).
11. Kleinman D., Phys. Rev., 81, 326 (1951).
12. Cassels J. M., Latham R., Phys. Rev., 74, 103 (1948).
13. Hughes D., Burgy M., Woolf, Phys. Rev., 80, 481 (1950).
14. Johnson, Palevsky H., Hughes D., Phys. Rev., 82, 345 (1951).
15. Squires G. L., Proc. Roy. Soc., A212, 192 (1952).
16. Egelstaff P. A., Nature, 168, 290 (London, 1951).
17. Shull C. G., Wollan E. O., частное сообщение; Wollan E. O., Shull C. G., Marney M. C., Phys. Rev., 73, 527 (1948).
18. Fermi E., Marshall L., Phys. Rev., 71, 666 (1947) (есть русский перевод в сборнике статей: «Исследование радиоактивных излучений кристалл-дифракционным методом», М., 1949).
19. Compton A. H., Allison S. K., X-Rays in Theory and Experiment, New York, 1935 (есть русский перевод: Комптон А., Аллисон С., Рентгеновские лучи. Теория и эксперимент, М.—Л., 1941).
20. Fermi E., Sturm W., Sachs, Phys. Rev., 71, 539 (1947).
21. Weiss R. J., Phys. Rev., 86, 271 (1952).
22. Wollan E. O., Shull C. G., Phys. Rev., 73, 830 (1948).
23. Corliss L., Hastings J., неопубликованная работа Брукхавенской лаборатории, 1951.
24. Blatt J. M., Jackson J. D., Phys. Rev., 76, 18 (1949); Salpeter E. E., Phys. Rev., 82, 60 (1951).
25. Blake F. C., Rev. Mod. Phys., 5, 169 (1933).
26. Shull C. G., Wollan E. O., Phys. Rev., 81, 527 (1951).
27. Koehler H., Wollan E. O., Shull C. G., Phys., Rev., 79, 395 (1950).
28. Shull C. G., Wollan E. O., Morton, Davidson, Phys. Rev., 73, 842 (1948) (есть русский перевод в сборнике статей: «Исследование радиоактивных излучений кристалл-дифракционным методом», М., 1949).
29. Wollan E. O., Davidson, Shull C. G., Phys. Rev., 75, 1348 (1949).
30. Goldschmidt G. H., Hurst D. G., Phys. Rev., 83, 88 (1951); Phys. Rev., 86, 797 (1952).
31. Levy H. A., Peterson S. W., Phys. Rev., 86, 766 (1952).
32. Halpern O., Johnson M. H., Phys. Rev., 55, 893 (1939).
33. Shull C. G., Wollan E. O., Koehler H., Phys. Rev., 84, 912 (1951).
34. Steinberger J., Wick G. C., Phys. Rev., 76, 994 (1949).
35. Shull C. G., Smart J. S., Phys. Rev., 76, 1256 (1949).
36. Shull C. G., Strauser W. A., Wollan E. O., Phys. Rev., 83, 333 (1951).
37. Fermi E., Marshall L., Phys. Rev., 72, 1139 (1947) (есть русский перевод в сборнике статей: «Исследование радиоактивных излучений кристалл-дифракционным методом», М., 1949).
38. Hamermesh, Ringo, Wattenberg, Phys. Rev., 85, 483 (1952).
39. Alcock N. Z., Hurst D. G., Phys. Rev., 83, 1100 (1951).
40. Havens, Rainwater, Rabi I. I., Phys. Rev., 82, 345 (1952).
41. Corliss, Hastings, Rev. Mod. Phys., 25, 114 (1953).

ПРЕЛОМЛЕНИЕ, ОТРАЖЕНИЕ И ПОЛЯРИЗАЦИЯ НЕЙТРОНОВ

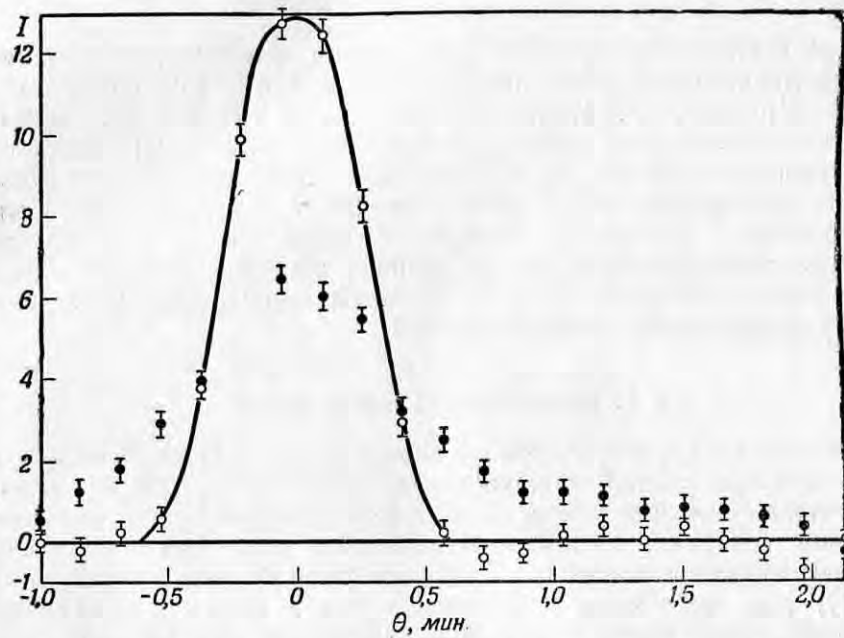
Для наблюдения эффектов диффракции нейтронов, рассмотренных в предыдущей главе, необходимы пучки с угловым расхождением порядка 1° . Измерение небольших отклонений, вызываемых изменениями показателя преломления, а также полного внутреннего отражения от полированных поверхностей, происходящего при крайне малых углах падения, требует еще более коллимированных пучков. В настоящей главе мы рассмотрим эти явления геометрической оптики, причем начнем с вопроса о рассеянии на малые углы, которое является соединительным звеном между диффракцией и преломлением.

§ 1. Рассеяние на малые углы

Используя хорошо коллимированные пучки нейтронов большой интенсивности, можно обнаружить рассеяние нейтронов на углы, значительно меньшие углов, достигаемых при измерениях без применения нейтронов из котла. В последние годы был предпринят ряд исследований рассеяния на малые углы (порядка нескольких минут) при прохождении нейтронов через тонко измельченные вещества. Это явление интересно, поскольку оно включает как преломление, так и диффракцию нейтронов, т. е. длины волн и размеры частиц как раз таковы, что условия опыта являются промежуточными между геометрической и волновой оптикой.

Рассеяние нейтронов на малые углы было впервые обнаружено Юзом, Берджи, Хеллером [1] при проведении опытов по получению поляризованных нейтронов. Было найдено, что расхождение хорошо коллимированного пучка нейтронов увеличивалось примерно до $1'$ при прохождении через 1 см немагнитного железа. Если железо было в намагниченном состоянии, то расхождение пучка не увеличивалось. Это рассеяние показано на фиг. 128, где изображено угловое распределение нейтронов в пучке после прохождения через намагниченное и немагнитное железо. Сплошной линией изображено вычисленное распределение для коллимирующей щели шириной $0,25\text{ мк}$ (фиг. 129). Видно, что форма пучка (число отсчетов в единицу времени как функция угла θ) в точности совпадает с вычисленной формой падающего пучка в случае намагниченного железа и что пучок немного расширяется,

когда железо не намагничено. Поскольку рассеяние имеет величину того же порядка, что и расхождение первичного пучка (около $30''$), необходим детальный анализ формы выходящего пучка, чтобы получить истинную ширину распределения рассеянных нейтронов (предполагая, что оно имеет форму гауссовского распределения). Анализ состоит в подборе такого частного вида гауссовского распределения, интеграл от которого по угловому



Фиг. 128. Рассеяние нейтронов на малые углы в блоке железа толщиной 0,57 см.

Сплошная линия изображает угловое распределение нейтронов в падающем пучке, вычисленное из геометрии коллимирующих щелей (см. фиг. 129). \circ — экспериментальные точки для намагниченого железа, \bullet — экспериментальные точки для ненамагниченого железа.

расхождению падающего пучка дает наблюдаемую форму рассеянного пучка.

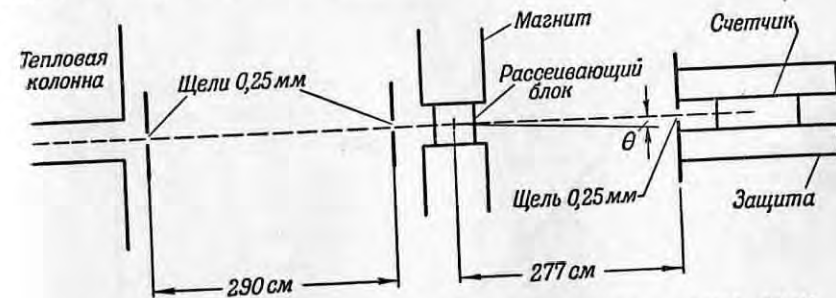
Форма пучка для трех толщин блока показана на фиг. 130, где для каждой толщины дана также ширина гауссовского распределения σ , использованная для вычисления распределения, изображенного сплошной линией. На фиг. 130 вверху показано, что ширина σ пропорциональна корню квадратному из толщины блока. Такое изменение σ с толщиной согласуется с предположением, что наблюдаемое рассеяние появляется в результате большого числа случайных малых отклонений. Юз и др. приняли, что причиной этих отклонений является преломление пучка нейтронов,

происходящее на границах ферромагнитных областей (доменов). Если амплитуда магнитного рассеяния меняется от области к области и, следовательно, меняется также показатель преломления, на границах областей должны происходить небольшие изменения направления полета нейтронов.

Показатель преломления кристалла для нейтронных волн (когда поглощение мало по сравнению с рассеянием) дается формулой [2—4]

$$n^2 = 1 - \frac{\lambda^2 N a}{\pi}, \quad (11.1)$$

где λ — длина нейтронной волны, N — число ядер в 1 см^3 и a — амплитуда когерентного рассеяния, которой мы часто пользовались в гл. X (положительный знак амплитуды соответствует



Фиг. 129. Установка для изучения рассеяния на малые углы. Интенсивность нейтронов в функции от угла θ измеряется передвижением счетчика и щелей в плоскости чертежа (в горизонтальной плоскости).

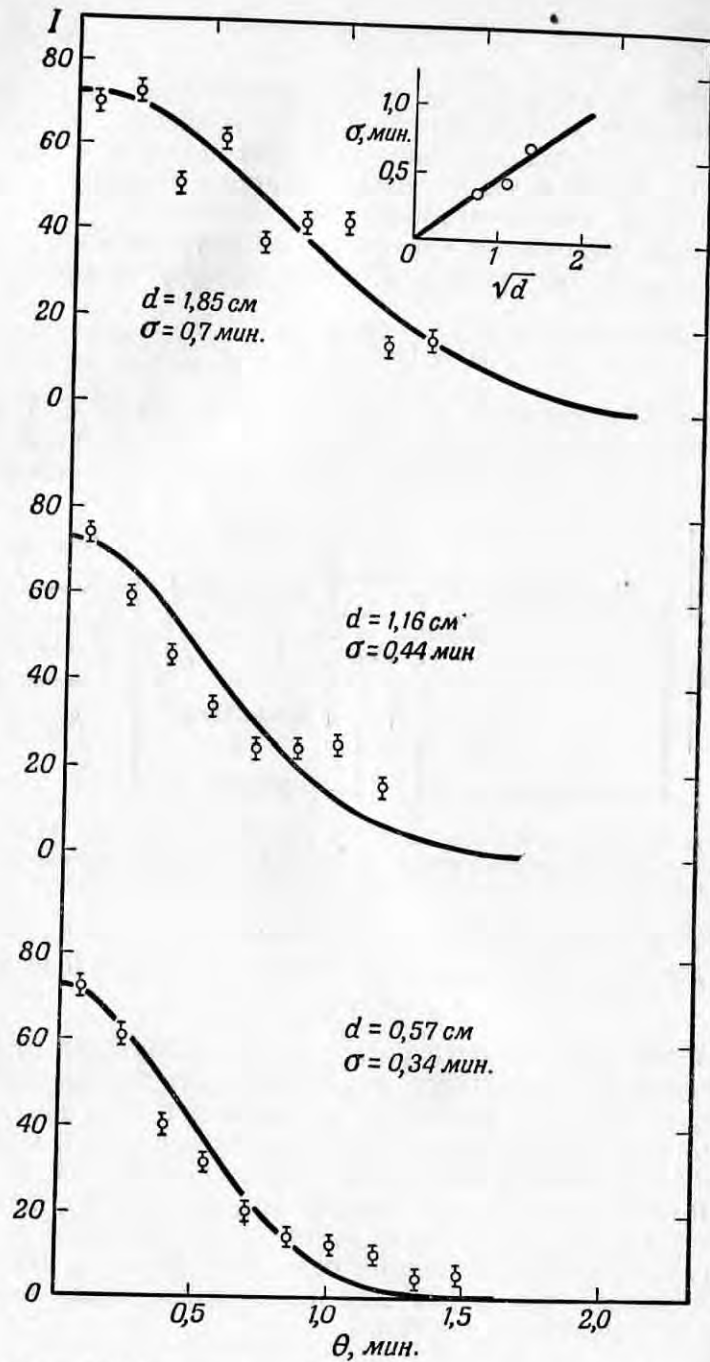
рассеянию на твердой сфере). В случае железа амплитуда имеет часть ядерное, часть магнитное происхождение, и поэтому

$$a = a_n \pm a_m, \quad (11.2)$$

где a_n — амплитуда ядерного рассеяния (не зависящая от спина) и a_m — амплитуда магнитного рассеяния, которая складывается с амплитудой ядерного рассеяния или вычитается из нее в зависимости от ориентации спина нейтрона по отношению к направлению вектора намагниченности ферромагнитных областей. В общем случае определение a_m весьма сложно (см. гл. X, § 6), поскольку оно включает в себя вычисление атомного формфактора для различных углов рассеяния. Однако, если рассматривать только направление вперед, что верно для преломления, показатель преломления дается просто формулой

$$n^2 = 1 - \frac{\lambda^2 N a_n}{\pi} \pm \frac{\mu B}{E}, \quad (11.3)$$

где μ — момент нейтрона, B — магнитная индукция и E — энергия нейтрона. При проведении опытов предполагалось, что



Фиг. 130. Сравнение найденного на опыте углового распределения с кривыми, вычисленными в предположении, что каждая часть падающего пучка имеет гауссово распределение с шириной σ .

В верхней части фигуры приведены значения σ , необходимые для согласования результатов опытов с теорией для каждого d , в зависимости от $d^{1/2}$.

формула (11.3) имеет более сложный вид, однако последующие опыты (см. § 4 этой главы) показали правильность приведенной выше формулы.

Таким образом, железу присущи два показателя преломления, и отклонение, испытываемое отдельным нейтроном на границе ферромагнитной области, зависит от ориентации его спина относительно направления намагниченности соседних областей и от расположения границы. При намагничивании железа границы, а следовательно, и отклонения нейтронов исчезают. В результате многочисленных отклонений первоначальный коллимированный пучок распределяется по кривой Гаусса и его ширина σ увеличивается пропорционально квадратному корню из толщины железа:

$$\sigma = \sigma_0 \left(\frac{d}{\delta} \right)^{1/2}, \quad (11.4)$$

где σ_0 — среднее квадратичное отклонение при прохождении одной границы ферромагнитной области и δ — размер области.

Среднее квадратичное отклонение зависит от формы, ориентации и направлений намагниченности областей. Вычислить его точно было бы исключительно трудно. Максимальное отклонение, очевидно, равно удвоенному критическому углу θ_c полного внутреннего отражения на границе ферромагнитной области, где a_m меняет знак. Из формулы (11.3) следует, что

$$\sin \theta_c \approx \theta_c = \left(\frac{2\mu B}{E} \right)^{1/2}. \quad (11.5)$$

Результат не зависит от a_n в согласии с простой классической моделью отражения частицы, летящей с энергией E , от границы, на которой потенциальная энергия меняется на $2\mu B$. Подстановка численных значений в формулу (11.5) показывает, что максимальное отклонение для тепловых нейтронов должно быть равно $2\theta_c = 21,2'$. Среднее квадратичное отклонение σ_0 зависит от формы и ориентации областей и составляет, конечно, лишь малую часть максимального отклонения.

Среднее квадратичное отклонение в случае беспорядочно ориентированных границ между беспорядочно намагниченными ферромагнитными областями подсчитано путем численного интегрирования [1] и оказалось исключительно малым (0,029'). Среднее квадратичное отклонение на одну область было получено экспериментально из измеренной гауссовой ширины при помощи формулы (11.4); величина δ для данного образца была определена из опытов по деполяризации нейтронов (§ 9 этой главы). На длину 1 см использовавшегося железа приходилось $1/\sqrt{290} = 1/17$ так что среднее квадратичное отклонение равнялось $1/17$ наблюдаемого отклонения (см. фиг. 130). Это значение среднего

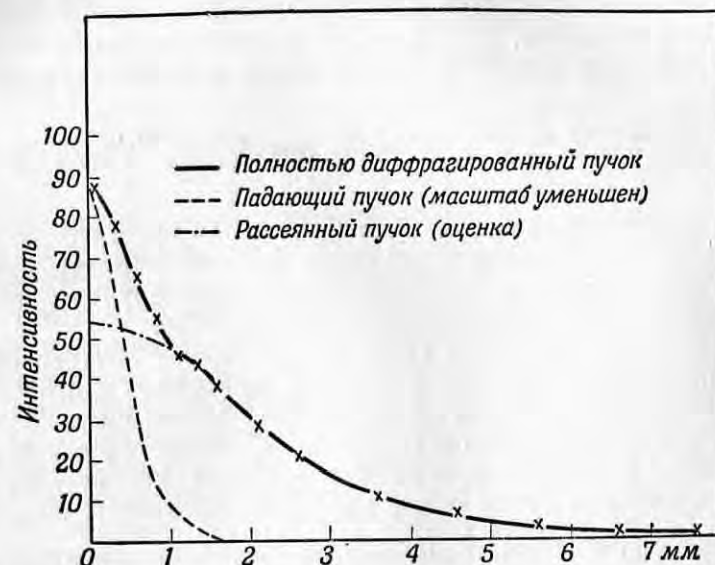
квадратичного отклонения, равное $0,027'$, превосходно согласуется с вычисленным значением. Согласие указывает на то, что рассеяние вызывается многократными отклонениями вследствие преломления на границах областей, как это предполагалось при расчете. «Двойное преломление» в железе, установленное в этой работе, было использовано в дальнейших опытах для получения полностью поляризованных пучков нейтронов. Эти опыты будут описаны ниже в § 4 и 9 этой главы.

Рассеяние на малые углы (как магнитного, так и немагнитного происхождения) в общем виде было рассмотрено Гальперном и Джорджи [5], работа которых, появившаяся примерно во время опытов с намагничиванием, описывает промежуточную область между областью размеров частиц среды, где применима теория преломления, и областью, в которой рассеяние следует рассматривать как дифракцию. Теория преломления приводит к правильным результатам, если угол отклонения, вычисленный по показателю преломления, больше угла дифракции, который равен по порядку величины λ/δ , где δ — размер ферромагнитной области. В опытах с намагничиванием [1] угол преломления несколько больше угла дифракции, и поэтому применение геометрической оптики оправдано. Вычисления в дифракционной области становятся крайне трудными, поскольку волны, отклоненные различными границами, когерентны, и, следовательно, отклонения нельзя считать независимыми.

Рассеяние нейтронов на малые углы в дифракционной области легко получить, когда рассматриваемые частицы являются не ферромагнитными областями, а малыми, физически разделенными частицами, например в случае порошка. Рассеяние на малые углы на тонкоизмельченных порошках было впервые изучено Ринго [6]. Работа Ринго была начата в связи с обнаружением увеличения полного эффективного сечения, измеряемого на селекторе, при уменьшении угла, под которым счетчик нейтронов виден от образца. Крюгер и др. [6] изучали рассеяние на малые углы, измеряя кажущееся эффективное сечение для порошка при различных расстояниях от образца до детектора. Этот метод позволяет вычислить рассеяние на малые углы как функцию угла по изменению кажущегося сечения с углом, под которым виден счетчик. При заданной геометрии опыта в сечении учитываются лишь те нейтроны, которые отклонились настолько, чтобы не попасть в счетчик. Измеряемое сечение, таким образом, содержит интеграл по малым углам рассеяния, большим некоторого значения угла, которое можно изменять. Результаты хорошо согласуются с простой теорией преломления, так как размеры частиц находятся в той области, где главным процессом является преломление.

Вейсс [7] выполнил ряд опытов по рассеянию на малые углы в порошках, размеры частиц в которых менялись в широком диа-

пазоне; результаты затем сравнивались с полной теорией, охватывающей область от дифракции до преломления. Опыты подтвердили предсказанное теорией изменение угла рассеяния в зависимости от размеров частиц, толщины образца и длины волны нейтронов. Полученное Вейссом для сажи (размеры частиц 300 \AA) распределение рассеянных нейтронов (фиг. 131) согласуется с теорией



Фиг. 131. Рассеяние на малые углы в образце сажи [7].

Размеры частиц (300 \AA) достаточно малы, чтобы рассеяние на малые углы можно было рассматривать как дифракцию; $\lambda_c = 1,65 \text{ \AA}$.

дифракции, которая должна быть применима для малых частиц при использованных длинах волн ($1,65 \text{ \AA}$). Хотя рассеяние нейтронов на малые углы можно использовать для изучения размеров частиц и амплитуд когерентного рассеяния, до сих пор в этих целях упомянутым методом пользовались мало.

В недавней статье Вайнъярд [8] рассматривает рассеяние нейтронов и рентгеновских лучей на малые углы. Рентгеновские лучи широко использовались в последние годы в работах с малыми частицами.

§ 2. Зеркала для нейтронов

Измерение показателя преломления данной среды для нейтронов позволяет при помощи формулы (11.1) непосредственно определить сечение когерентного рассеяния и, кроме того, выяснить

знак амплитуды, поскольку показатель преломления пропорционален амплитуде, а не ее квадрату. Показатель преломления меньше единицы для веществ с положительной амплитудой когерентного рассеяния и больше единицы для веществ с отрицательной амплитудой. Для нейтронов можно наблюдать явления, сходные с оптическими явлениями преломления и отражения, но наблюдаемые эффекты будут крайне малы, так как показатель преломления очень близок к единице. Например, при длине волны 2 \AA для бериллия, для которого сечение когерентного рассеяния на связанных атомах равно $7,5 \text{ барна}$, согласно формуле (11.1), получим

$$1 - n = \frac{\lambda^2 Na}{2\pi} = \frac{(2 \cdot 10^{-8})^2}{2\pi} \cdot \frac{1,85}{9,0} \cdot 0,60 \cdot 10^{24} \left(\frac{7,5 \cdot 10^{-24}}{4\pi} \right)^{1/2} = 6,06 \cdot 10^{-6}.$$

Таким образом, показатель преломления очень мало отличается от единицы. Разница имеет величину того же порядка, что и для рентгеновских лучей, и, следовательно, в обоих случаях наблюдаемые эффекты будут примерно одного масштаба.

Точно так же, как свет претерпевает полное внутреннее отражение, падая на среду с оптическим показателем преломления, меньшим единицы, под достаточно малым углом скольжения, так и нейтроны полностью отражаются от вещества с нейтронным показателем преломления, меньшим единицы, когда угол скольжения падающего пучка очень мал. Критический угол для бериллия, например, равен $11,7'$ при длине волны 2 \AA ; поэтому, чтобы наблюдать полное внутреннее отражение, необходимы исключительно хорошо коллимированные пучки нейтронов. Зеркальное отражение впервые было продемонстрировано Ферми и Цинном [9]. Вслед за тем Ферми и Маршалл [10] использовали измерение критического угла для определения амплитуды когерентного рассеяния. Цель их работы состояла в определении знака амплитуды в связи с изучением дифракции нейтронов, которая, как мы видели, не позволяет измерить абсолютное значение амплитуды. Наличие полного внутреннего отражения использовалось в этих опытах как доказательство того, что амплитуда рассеяния положительна. Точные численные значения эффективного сечения когерентного рассеяния в этой работе не были получены, так как, согласно соотношениям (11.1) и (11.6), погрешность в сечении когерентного рассеяния вчетверо больше погрешности в критическом угле, и, следовательно, последний должен измеряться с большой точностью, чтобы получить разумные значения сечения когерентного рассеяния. В § 5 этой главы будут описаны методы, позволяющие достигать большой точности в измерениях с нейтронными зеркалами. Поскольку эти методы применяются исключительно для нейтронов из котлов, в отличие от дифракции, где

почти точно воспроизводится техника работы с рентгеновскими лучами, мы рассмотрим их несколько подробнее.

Показатель преломления для нейтронов и, следовательно, критический угол зависят только от среднего потенциала поля, в котором нейтрон находится в среде, и не зависят от молекулярной и кристаллической структуры среды. Для зеркала, которое состоит из одного слабо поглощающего нейтроны элемента, показатель преломления n выражается формулой (11.1) и критический угол скольжения θ_c определяется следующим образом:

$$\cos \theta_c = n = 1 - \frac{\lambda^2 Na}{2\pi},$$

$$\theta_c = \lambda \left(\frac{Na}{\pi} \right)^{1/2}. \quad (11.6)$$

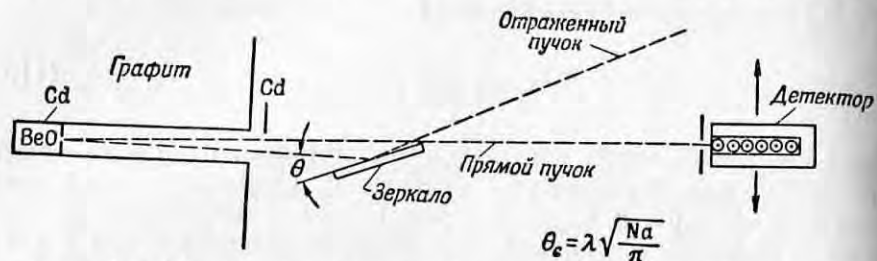
Здесь λ — длина волны нейтрона, N — плотность ядер и a — средняя амплитуда когерентного рассеяния. Изменение амплитуды рассеяния от ядра к ядру, которое может возникать вследствие наличия изотопов с разными амплитудами рассеяния или в силу зависимости рассеяния от спина, приводит к небольшому диффузному рассеянию и по существу не влияет на величину критического угла. Что касается знака, то согласно условию, приведенному в гл. X, § 1, значение a положительно, если оно соответствует сдвигу фазы на 180° , показателю преломления, меньшему единицы, и существованию полного внутреннего отражения.

Следует отметить, что угол θ_c зависит от амплитуды когерентного рассеяния самым непосредственным образом, без всяких поправок на формфакторы, тепловое диффузное рассеяние или кристаллические эффекты. Как указано Хамермешем [11], простота этой зависимости, связанная с тем, что рассеяние происходит только вперед, приводит к тому, что измерение критического угла является в принципе точным методом получения амплитуд когерентного рассеяния в таких важных случаях, как рассеяние нейтронов на протонах и не зависящее от спина взаимодействие между нейтроном и электроном.

В принципе амплитуда когерентного рассеяния могла бы быть непосредственно определена по критическому углу, при котором происходит резкое падение интенсивности отраженных от зеркальной поверхности монохроматических нейтронов. Однако необходимость использования хорошо коллимированных пучков делает невозможным достижение достаточной интенсивности. В соответствии с величиной критического угла требуется разрешение, равное примерно $1'$, тогда как при помощи кристаллического монохроматора при достаточной интенсивности пучка может быть получена, как мы видели выше, коллимация порядка 1° . Более того, коллимация в 1° может быть достигнута при длине волны около 1 \AA , в то

время как опыты с зеркалами должны проводиться при больших длинах волн, чтобы получить удобные для измерения критические углы. Для достижения достаточно высоких интенсивностей при требуемой хорошей коллимации Юз и Берджи [12] в Аргоннской лаборатории использовали фильтры.

Схема опытов с зеркалом, в которых Юз и Берджи использовали медленные нейтроны из тепловой колонны аргонского котла, показана на фиг. 132. Для получения большой интенсивности в качестве монохроматора был использован блок из поликристаллической окиси бериллия. Как мы видели в гл. IX, § 3, блок из



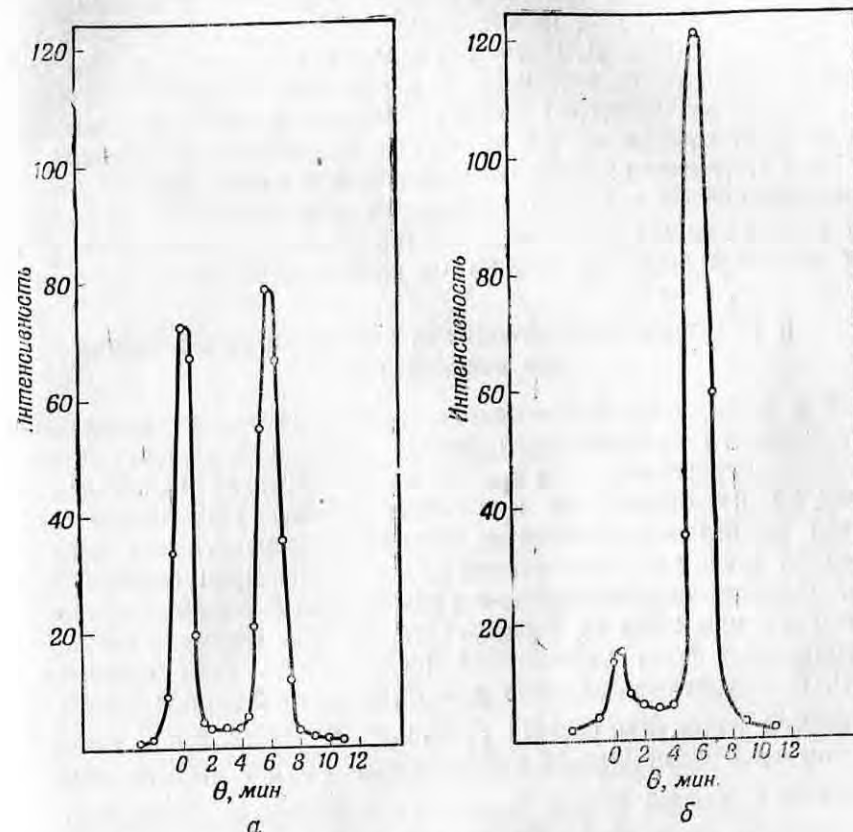
Фиг. 132. Установка для изучения отражения нейтронов от зеркала на аргонском котле [12].

окиси бериллия, окруженный кадмием, действует как фильтр для нейтронов; нейтроны с длиной волны, меньшей 4,4 Å, рассеиваются в блоке и поглощаются кадмием, тогда как нейтроны с большей длиной волны проходят почти полностью. Этим методом получается, хотя и не моноэнергетический, но зато весьма мощный пучок нейтронов, причем распределение нейтронов по длинам волн (см. фиг. 102) имеет чрезвычайно резкую границу со стороны малых длин волн. Такое сочетание резкой границы в распределении по длинам волн и большой интенсивности особенно желательно при измерении критических углов.

Профильтрованные нейтроны падают на зеркало, которое имеет обычно высоту 10 см и длину 25,4 см, и, отражаясь в вертикальной плоскости, регистрируются затем набором пропорциональных счетчиков, наполненных BF_3 , которые соединены параллельно и помещены в защиту из кадмия, окруженного парафином (это защитное устройство уменьшает фон быстрых нейтронов). Коллимирующие щели у фильтра и перед детектором имеют ширину 0,25 см и высоту 10 см, тогда как ширина зеркала в направлении, нормальном к пучку, равна также 0,25 см при угле скольжения 30'. Поскольку ширина 0,25 см при расстоянии между щелью источника и зеркалом, равном 3 м, соответствует углу 3', то при заданном положении зеркала получится разброс в углах, равный примерно 3'. В результате этого разброса падение интенсивности при

критическом угле, которое было бы резким для монохроматического пучка нейтронов, растягивается на интервал в несколько минут.

Угол скольжения θ определяется путем измерения угла 2θ между отраженным и прямым пучками. Направление прямого



Фиг. 133. Прямой и отраженный пучки нейтронов. а - пучки имеют одинаковую интенсивность, б - зеркало сдвинуто таким образом, что большая часть нейтронов отражается.

пучка фиксируют, немного передвигая зеркало так, чтобы часть падающих нейтронов миновала его и попала в детектор, расположенный как показано на фиг. 132. Детектор с щелью смонтирован на платформе, которая передвигается калиброванным винтом. Расстояние между прямым и отраженным пучками можно измерить таким образом достаточно точно, так что θ определяется с точностью 0,1'. На фиг. 133 изображены результаты измерения прямого и отраженного пучков для случаев, когда интенсивности прямого и отраженного пучков примерно равны (а) и когда зеркало сдвинут

так, чтобы уменьшить интенсивность прямого пучка и увеличить интенсивность отраженного (б).

Было найдено, что проще измерять углы падения при помощи нейтронных пучков, устанавливая зеркало и счетчик на одной линии, чем пользоваться для этой цели вспомогательными оптическими методами. Скорости счета, приведенные в произвольных единицах на фиг. 133, имеют величину порядка нескольких тысяч отсчетов в минуту. Как для точности, так и для удобства скорости счета нейтронов отнесены не к единице времени, а к определенному числу отсчетов счетчика — монитора. Монитор расположен в потоке нейтронов вблизи от пучка, падающего на зеркало.

Этот поток не зависит от изменений в отражении от зеркала. В данном случае в качестве монитора использовалась ионизационная камера, регистрирующая осколки деления, заложенная в графит тепловой колонны, вблизи от пучка, падающего на зеркало.

§ 3. Определение амплитуд когерентного рассеяния при помощи зеркал

Для измерения критического угла регистрируется изменение интенсивности отраженного пучка при увеличении угла θ . Детектор передвигается так, чтобы он всегда находился под углом 2θ по отношению к прямому пучку. Получается характерная кривая интенсивности, которая непосредственно дает критический угол для минимальной длины волны, пропускаемой фильтром. Сначала интенсивность с увеличением θ линейно возрастает, поскольку при этом на зеркало попадает все большая часть пучка и волны всех длин отражаются (если только угол θ меньше θ_c). Здесь θ_c — критический угол для минимальной длины волны, пропускаемой фильтром, равный для окиси бериллия $4,4 \text{ \AA}$. После того как значение θ_c пройдено, интенсивность будет падать, так как нейтроны с длиной волны, большей $4,4 \text{ \AA}$, будут последовательно исключаться из отраженного пучка. Интенсивность будет уменьшаться как θ^{-3} . Дело в том, что распределение нейтронов по скоростям при малых скоростях, определяемое при помощи непрозрачного («черного») детектора, пропорционально v^3 , интеграл от него (зеркало отражает волны всех длин от λ_c до ∞) пропорционален v^4 , или θ^{-4} , а поскольку вследствие увеличения попадающей на зеркало доли пучка появляется множитель θ , измеряемая интенсивность пропорциональна θ^{-3} .

Изменение интенсивности, соответствующее этому описанию, изображено на фиг. 134 сплошной линией, вычисленной для бериллиевого зеркала, причем угол θ_c принят равным $25,8'$, а минимальная длина волны $4,4 \text{ \AA}$. Как уже упоминалось, истинная кривая интенсивности сглаживается из-за конечного разрешения (равного

$\pm 1,5'$ в установке Юза и Берджи [12]). Этот эффект может быть легко вычислен путем графического сложения ряда немного смещенных «идеальных» кривых интенсивности. Необходимо произвести еще одно уточнение вычисленной кривой, связанное с тем, что отражательная способность [3] при углах, больших критического, обращается в нуль не сразу, а уменьшается по закону

$$R = \left[\frac{1 - (1 - \theta_c^2 / \theta^2)^{1/2}}{1 + (1 - \theta_c^2 / \theta^2)^{1/2}} \right]^2. \quad (11.7)$$



Фиг. 134. Определение критического угла при отражении от зеркала из бериллия. Кривые рассчитаны из эффективного сечения для связанных атомов бериллия (приложение III).

Пунктирная кривая на фиг. 134 является результатом исправления идеальной кривой как на конечное разрешение, так и на конечную (не равную нулю) отражательную способность при $\theta > \theta_c$. Острый пик при угле, равном критическому, исчезает, но тем не менее нетрудно связать измеренную кривую интенсивности с соответствующим критическим углом.

Теоретически поглощение нейтронов влияет на показатель преломления [3] и, следовательно, на критический угол, но на практике этим эффектом вполне можно пренебречь. С учетом поглощения формула (11.6) принимает вид

$$\theta_c = \lambda \sqrt{\frac{N}{\pi} \left(\frac{\sigma_s}{4\pi} - \frac{\sigma_a^2}{4\lambda^2} \right)^{1/2}},$$

откуда видно, что влияние поглощения на θ_c характеризуется отношением $\pi(\sigma_a/\lambda)^2$ к σ_s . Даже если сечение σ_a равно 10^4 барн, первая величина составляет только 0,1 барна (для $\lambda=5 \text{ \AA}$), что дает изменение θ_c , равное 1% при средних значениях σ_s .

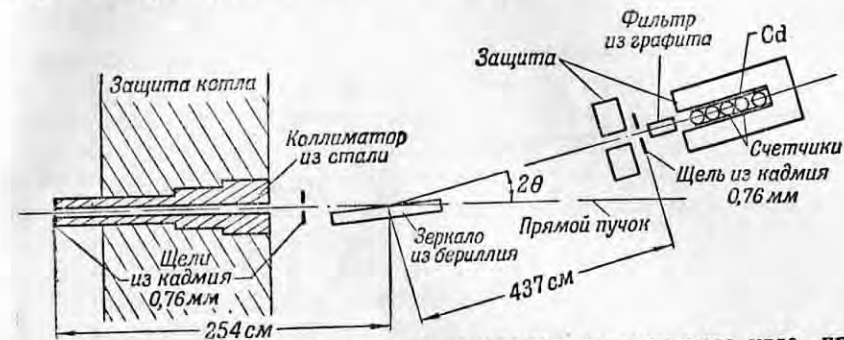
Экспериментальные значения, показанные на фиг. 134, получены Юзом и Берджи для бериллиевого зеркала в предварительных опытах. Точность поверхности зеркала превышала половину полосы D линии натрия на 2,5 см. Пунктирная кривая, для которой $\theta_c=25,8'$, отвечает показателю преломления бериллия, вычисленному ранее с использованием сечения рассеяния на связанных атомах, равного 7,5 барна. При вычислении использовалось предположение, что наблюдаемое сечение для свободных атомов бериллия полностью обязано когерентному рассеянию и, следовательно, амплитуду когерентного рассеяния можно определить из соотношения $\sigma_{\text{ког.}}=4\pi a^2$, где $\sigma_{\text{ког.}}$ — сечение рассеяния на связанных атомах, которое получается из сечения для свободных атомов по формуле (10.20).

Согласие между результатами вычислений и опытом подтверждает правильность вычисленной кривой интенсивности и предположения о почти полной когерентности рассеяния в бериллии. Это предположение может быть ошибочным только при наличии рассеяния, зависящего от спина, так как у бериллия нет изотопов (и, следовательно, отсутствует неупорядоченное рассеяние, связанное с наличием изотопов), а неупругое рассеяние не влияет на зеркальное отражение (поскольку, как уже говорилось, форм-фактор равен единице). Результаты, полученные для бериллия, доказывают надежность описанного метода измерения критического угла и амплитуды когерентного рассеяния. Поскольку эти опыты имели предварительный характер, не делалось попыток получить точные количественные результаты для бериллиевого зеркала.

Измерялась также абсолютная отражательная способность бериллиевого зеркала для углов, меньших критического, путем сравнения интенсивностей отраженного и падающего пучков, причем перед зеркалом устанавливалась достаточно узкая коллимирующая щель, чтобы нейтроны попадали не на все зеркало. Было найдено, что интенсивность отраженного пучка составляла около 3% интенсивности прямого пучка, которая измерялась при отсутствии зеркала на пути пучка.

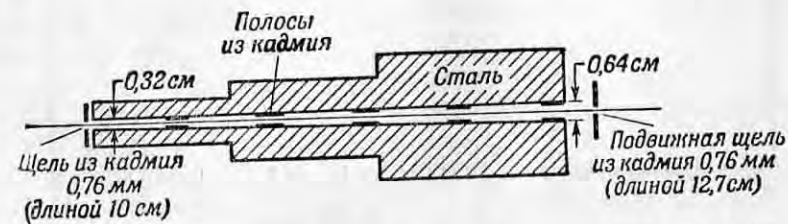
Харвей, Гольдберг и Юз [13] недавно точно определили для бериллия амплитуду когерентного рассеяния, измеряя критический угол полного внутреннего отражения профильтрованных нейтронов. Использовались нейтроны из графитового отражателя брукхаузенского котла (фиг. 135). Были приняты все меры, чтобы определить значение критического угла с наибольшей точностью. Нейтроны испускались поверхностью отражателя котла,

вблизи которой кадмиевое отношение достаточно велико и поток равен приблизительно $5 \cdot 10^{11}$. Был установлен тяжелый стальной коллиматор, чтобы свести поперечное сечение пучка быстрых нейтронов практически к сечению пучка тепловых нейтронов.



Фиг. 135. Установка для точного измерения критического угла при отражении от зеркала из бериллия в Брукхаузенской лаборатории [13] (вертикальный разрез).

Тепловые нейтроны очень легко коллимировать тонкими диафрагмами из кадмия, однако фон быстрых нейтронов неизбежно остается при этом большим. Коллиматор показан на фиг. 136,

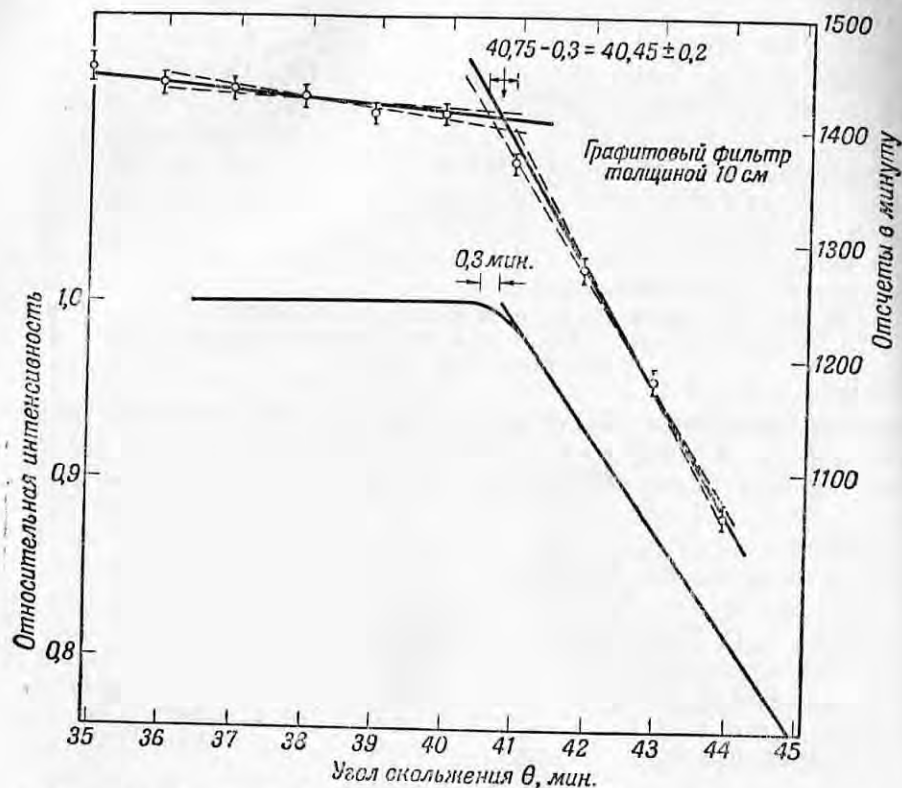


Фиг. 136. Коллиматор нейтронов, используемый в установке, изображенной на фиг. 135. Полосы из кадмия служат для устранения отражения от стенок коллиматора.

где видны тонкие кадмиевые полосы, расположенные под прямым углом к направлению пучка. Эти полосы необходимы, чтобы исключить зеркальное отражение нейтронов от стальных стенок коллиматора, которое приводило бы к появлению «духов» по сторонам главного пучка.

Форма образованного этим коллиматором пучка отвечает разбросу в углах, равному около $0,3'$ у щели детектора, и превосходно согласуется с теоретической формой пучка, вычисленной по размерам щелей коллиматора и детектора. Детектор состоит из четырех защищенных счетчиков малого радиуса, наполненных

BF_3 и «черных» для тепловых нейтронов. Размеры детектора хорошо соответствуют форме пучка, так что фон помещения сводится к минимуму. Интенсивность нейтронов очень быстро падает до пренебрежимо малых значений за теоретической границей пучка, указывая тем самым, что постороннее рассеяние



Фиг. 137. Кривая отражательной способности бериллия, полученная при помощи установки, изображенной на фиг. 135.

Нижняя кривая рассчитана и служит для определения влияния разрешения на наблюдаемую величину критического угла (сдвиг на $0,3'$).

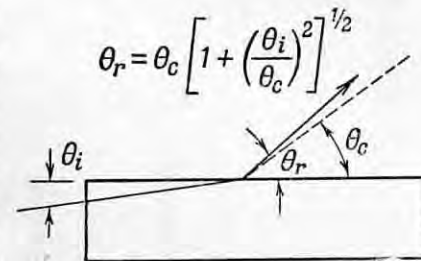
действительно мало. Без кадмиевых полос в коллиматоре луч значительно шире и имеет несколько дополнительных пиков за счет отражения в коллиматоре. При измерениях критического угла для получения большего значения θ_c и для использования того факта, что нейтроны профильтрованы в графите еще до выхода из котла, вместо фильтра из окиси бериллия (граничная длина волны $4,4 \text{ \AA}$) применяется графитовый фильтр (граничная длина волны $6,69 \text{ \AA}$). Фильтр располагается непосредственно перед счетчиком, чтобы рассеяние на малые углы в нем не ухудшало разрешающей

способности; кроме того, такое расположение уменьшает фон быстрых нейтронов.

Экспериментальная кривая для интенсивности в зависимости от угла скольжения представлена на фиг. 137 вместе с теоретической кривой, построенной с учетом разрешающей способности и конечности отражательной способности. Эффективное сечение когерентного рассеяния на связанных атомах, найденное по критическому углу (равному $40,45'$), плотности бериллия и граничной длине волны, пропускаемой графитом, равно $7,5 \pm 0,2$ барна. Этот результат в пределах ошибок опыта совпадает с сечением когерентного рассеяния на связанных атомах, измеренным по пропусканию; следовательно, некогерентное сечение бериллия (зависящее от спина, так как у бериллия нет изотопов) весьма мало. Поэтому лучшим способом определения сечения некогерентного рассеяния бериллия является измерение пропускания за границей кристаллических эффектов при помощи селектора медленных нейтронов. Результаты измерений Палевского и Смита [14] на селекторе медленных нейтронов по методу, описанному в гл. IX, § 5, показывают, что сечение некогерентного рассеяния бериллия меньше $0,005$ барна.

Из работ, связанных с отражением от бериллия, видно, что при тщательной постановке опыта критический угол может быть измерен с большой точностью.

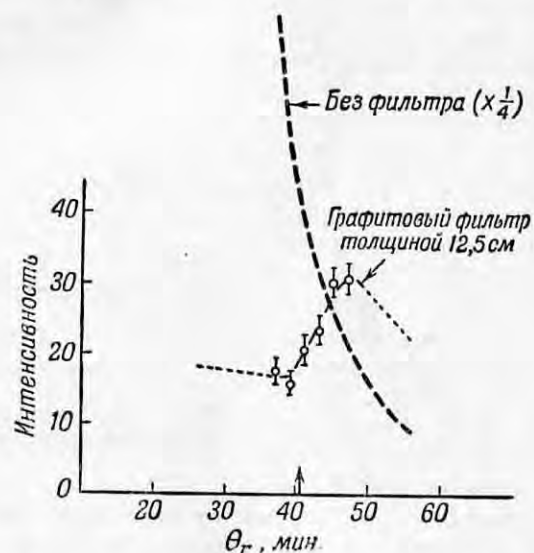
Для измерения сечения когерентного рассеяния в принципе можно воспользоваться непосредственным наблюдением преломления нейтронов на границе. Однако угол отклонения при преломлении в лучшем случае составляет половину соответствующего угла при отражении и, кроме того, часть нейтронов всегда теряется во время прохождения через образец. Метод непосредственного измерения преломления был предложен Харвеем, Гольдбергом и Юзом [13] и использовался для измерения показателя преломления бериллия. В этом методе (фиг. 138) пучок нейтронов падает *изнутри* на бериллиевое зеркало под углом в несколько минут (использовался угол $5'$). Нейтроны с данной длиной волны выходят из зеркала под углом, лишь немного большим критического угла; рассмотрение простых формул, описывающих преломление, показывает, что разброс в углах падения нейтронов значительно уменьшается при преломлении. Для определенной длины волны, например для $\lambda = 6,69 \text{ \AA}$ (граничная длина волны для графита), нейтроны, падающие на бериллий, как показано на фиг. 138,



Фиг. 138. Метод преломления для измерения критического угла [13].

в интервале углов от 5 до 10' будут выходить из зеркала в малом интервале углов от 41,0 до 41,1'.

Если падающие нейтроны профильтрованы в графите, то при углах, меньших 41', преломления нейтронов происходить не будет и каждое значение угла, большее 41', будет соответствовать определенной длине волны падающих нейтронов. Прибор, изображенный на фиг. 138, действует, таким образом, как монохроматор. Однако по экспериментальным точкам, полученным для



Фиг. 139. Применение метода преломления к бериллию.

бериллия, нельзя точно определить показатель преломления, поскольку рассеяние на малые углы в применявшемся бериллиевом блоке ухудшало разрешающую способность, как это видно из кривых распределения нейтронов на фиг. 139. Хотя метод непосредственного измерения преломления в дальнейшем не разрабатывался, однако возможно, что он будет полезен в некоторых специальных случаях. В отличие от полного внутреннего отражения, когда отражаются волны всех длин, превосходящих некоторое значение, при преломлении каждому углу преломления соответствует своя длина волны. Дополнительным преимуществом является значительное уменьшение углового расхождения пучка после преломления. Эти преимущества перекрываются тем, что ширина пучка (не угловое расхождение) увеличивается при преломлении, а прохождение через зеркало может приводить к потере интенсивности, а также к рассеянию на малые углы.

§ 4. Отражение от магнитных зеркал

Для ферромагнитных веществ трудно выбрать правильную амплитуду когерентного рассеяния для вычисления показателя преломления. Этот вопрос был источником расхождения во мнениях во время первых экспериментов с магнитными зеркалами. Точка зрения, принятая в статье Юза, Берджи, Хеллера и Уоллеса [1], посвященной преломлению в ферромагнитных областях (§ 1 этой главы), состояла в том, что нейтроны в ферромагнитной области (где магнитная индукция всегда равна индукции при насыщении B_s) находятся в поле с двузначным потенциалом $\pm \mu B_s$. Отсюда следует, что существуют два различных показателя преломления железа для нейтронов, независимо от того, намагничено железо или нет в макроскопическом смысле:

$$n^2 = 1 - \frac{\lambda^2 Na}{\pi} \pm \frac{\mu B_s}{E}, \quad (11.8)$$

где E — энергия нейтрона в тех же единицах, что и μB_s .

Показатель преломления в виде (11.8) был получен Гальперном, Хамермешем и Джонсоном [2] для частного случая нейтронов, движущихся в направлении, перпендикулярном к B_s . Ахиезер и Померанчук [4] вывели ту же формулу в предположении, что длина волны нейтрона больше постоянной решетки (нет брэгговского отражения), но без ограничения ориентации направления пучка относительно B_s . Хамермеш [15] обобщил теорию Гальперна и других и нашел, что показатель преломления содержит член, зависящий от угла между направлением движения нейтронов и B_s . Экштейн [16] и Гальперн [17] пришли, однако, к заключению, что существуют только два показателя преломления, даваемых формулой (11.8), вне зависимости от ориентации B_s и длины волны.

Кроме возможного изменения показателя преломления в зависимости от направления намагничивания, существовала другая неопределенность, касающаяся вида магнитного воздействия между электроном и нейтроном. Это взаимодействие в первоначальном виде (диполь-дипольного типа), использованном Блохом [18] при рассмотрении магнитного рассеяния, приводит к угловому распределению рассеянных нейтронов, отличному от получаемого со взаимодействием Дирака, которое применялось Гальперном, Хамермешем и Джонсоном [2]¹⁾. Экштейн [16] показал, что различные виды взаимодействия в приложении к случаю преломления приводят к простой интерпретации: взаимодействие Дирака ведет к

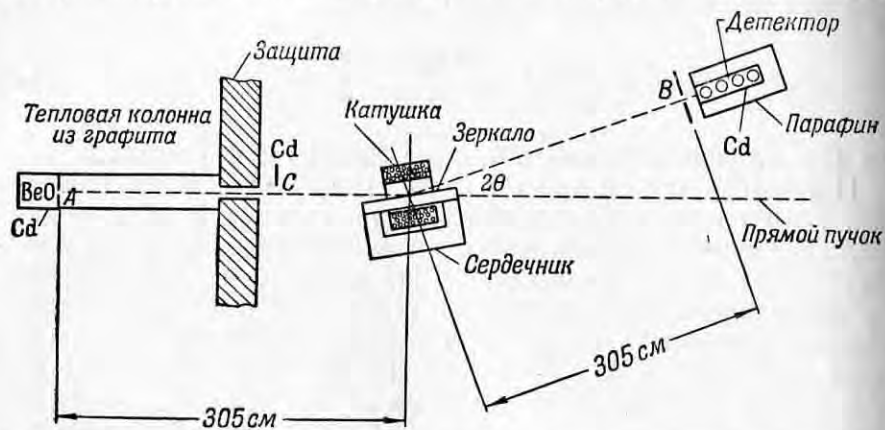
¹⁾ Как было показано А. Б. Мигдалом [ДАН СССР, 20, 555 (1933)], работа Блоха [18] является ошибочной. — Прим. ред.

формуле (11.8), тогда как взаимодействие Блоха приводит к той же формуле, но с заменой V_s на H . Опытное подтверждение формулы (11.8) путем измерения критического угла, таким образом, доказало бы, что когда нейтрон проходит через железо, на него действует поле V_s , а не H .

В соответствии с наличием двух показателей преломления для нейтронов в железе [формула (11.8)] существуют два критических угла:

$$\theta_c = \left[\frac{\lambda^2 Na}{\pi} \pm \frac{\mu(H+4\pi I)}{E} f(\varphi) \right]^{1/2}. \quad (11.9)$$

Формула (11.9) написана в наиболее общем виде и включает все упомянутые выше теоретические неопределенности, которые

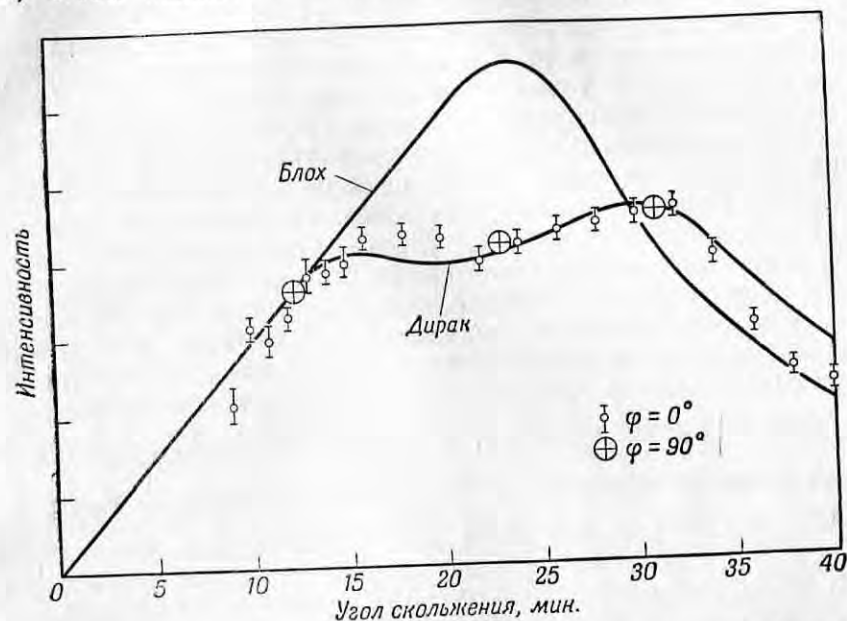


Фиг. 140. Установка для изучения отражения от намагниченных зеркал [12].

подлежат экспериментальному исследованию. Постоянная C (названная Экштейном «постоянной Блоха») должна равняться нулю в случае диполь-дипольного взаимодействия между электроном и нейтроном, впервые использованного Блохом (эффективное поле H), или единице в случае взаимодействия Дирака (эффективное поле $V=H+4\pi I$), использовавшегося теоретиками в последнее время. Функция $f(\varphi)$, введенная Хамермешем, учитывает зависимость критического угла от угла φ между направлением движения нейтронов и магнитным полем. Зависимость эта детально рассматриваться нами не будет. Все теоретики рассматривают главным образом практический случай, при котором намагничивание происходит в плоскости зеркала, с несколько искусственным предположением, что поле вне зеркала равно нулю.

Ввиду существования различных неясностей, связанных с показателем преломления и критическим углом для ферромагнитных веществ, Юз и Берджи [12] предприняли ряд экспериментов с

зеркалами, чтобы выяснить свойства этих веществ по отношению к преломлению. Первые измерения с зеркалами из намагниченного железа были проведены с целью продемонстрировать способность железа двойным образом преломлять нейтроны и для определения постоянной Блоха C . Прибор изображен на фиг. 140. Как видно из фигуры, угол φ практически равен нулю. Это сделано, чтобы исключить влияние множителя $f(\varphi)$, который равен



Фиг. 141. Кривая отражательной способности железа, указывающая на существование двух критических углов, не зависящих от направления намагниченности.

единице, когда $\varphi=0$. В этих условиях магнитный член будет отсутствовать при $C=0$, так как напряженность магнитного поля H непрерывна при переходе через границу, и будет существовать только один критический угол, соответствующий рассеянию на ядрах. С другой стороны, если $C=1$, то появятся два хорошо разделенных значения θ_c , так как поле на границе меняется скачком на величину, равную $4\pi I$ (скачок по существу равен V_s , так как H мало).

Результаты экспериментального определения постоянной Блоха приведены на фиг. 141. Сплошными линиями нанесено ожидаемое распределение интенсивности для $C=0$ (обозначено «Блок») и для $C=1$ («Дирак») в предположении, что ядерная амплитуда, вычисленная из сечения когерентного рассеяния, равна 10,3 и $V=22500$ гаусс. Кривые исправлены с учетом конечности разре-

шения и отражательной способности, так же как это было сделано для кривой на фиг. 134. Теоретическая кривая для $C=1$ начинает падать при переходе через меньший критический угол, так как нейтроны с одной ориентацией спина начинают исчезать из отраженного пучка, затем возрастает с возрастанием угла и, наконец, снова падает, после того как угол превзойдет критический угол для другой ориентации спина.

Экспериментальные точки хорошо согласуются с кривой для $C=1$; это доказывает, что верно взаимодействие Дирака и что эффективным полем в железе является B_s , а не H . Эти результаты не позволяют точно определить постоянную C , но показывают, что она равна по крайней мере 0,9. Последующие дифракционные измерения Шулла, как мы видели в гл. X, § 6, также дают для C значение, равное единице, с несколько меньшей ошибкой. Количественное согласие измеренных критических углов с вычисленными показывает, что величины магнитного взаимодействия (которое определяется из разности критических углов) и ядерного взаимодействия (которое дается их средним значением), использованные в вычислении (22 500 гаусс и 10,3 барна соответственно), выбраны приблизительно верно. Существование двух критических углов является прямым доказательством того, что спин нейтрона равен $\frac{1}{2}$, так как число показателей преломления равно, вообще говоря, $2i+1$, или для спина $\frac{1}{2}$ равно 2.

Определенное в описанной работе значение C было решено использовать для исследования вопроса о существовании $f(\varphi)$, т. е. изменения критического угла в зависимости от направления намагничивания. Экспериментальная установка для изучения угловой зависимости была в основном подобна изображенной на фиг. 140. Зеркало имело размеры 10×10 см. Намагничивающая катушка была отодвинута от железного сердечника, так что зеркало и сердечник могли поворачиваться на 90° вокруг горизонтальной оси, перпендикулярной к направлению пучка нейтронов. С этим устройством сначала было снято несколько точек при $\varphi=0$, чтобы проверить полученную ранее кривую, затем были тщательно сняты три точки при $\varphi=90^\circ$. Точки, снятые при $\varphi=90^\circ$, как показано на фиг. 141, точно попадают на кривую для $\varphi=0$, показывая тем самым, что критический угол не меняется с изменением угла φ .

Вывод о том, что критический угол и, следовательно, показатель преломления имеют только два постоянных значения, согласуется с результатами Экштейна [16]. Формула (11.9) окончательно принимает вид

$$\theta_c = \left[\frac{\lambda^* Na}{\pi} \pm \frac{\mu B_s}{E} \right]^{1/2}. \quad (11.10)$$

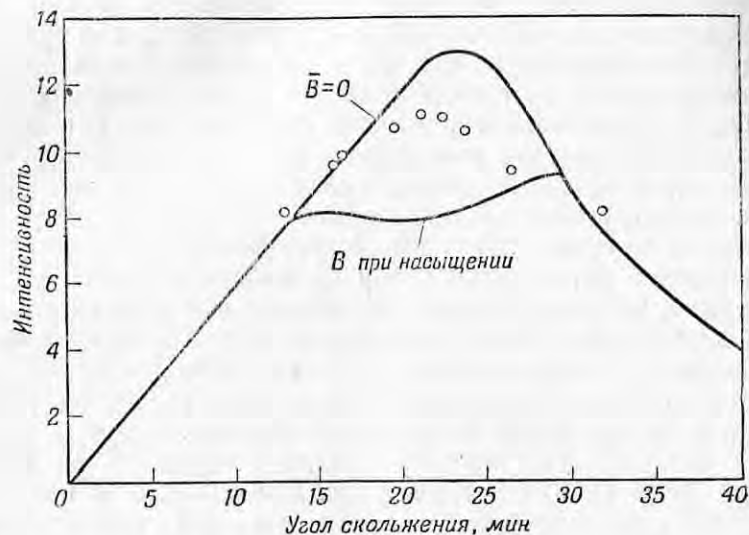
Строго говоря, вместо B_s следует использовать $B_s - H$ в силу непрерывности H при переходе через границу (поле параллельно поверхности), но величиной H обычно можно пренебречь по сравнению с B_s .

Результаты измерений, приведенные на фиг. 141, показывают, что формула (11.10) справедлива для зеркал, намагниченных до насыщения; другие данные устанавливают столь же определенно, что критический угол в зеркале, не намагниченном до насыщения, зависит от намагничивания. Снайдер [19] полагал, что если в заметном числе ферромагнитных областей рассеяние нейтронов когерентно (несмотря на то, что размеры областей равны примерно 10^{-3} см, а длина волны нейтронов равна около 10^{-8} см), то в формулу (11.10) следует подставлять некоторое среднее значение поля B , промежуточное между нулем и значением при насыщении. Соответствующие значения критических углов будут лежать в некотором интервале. Так как результаты Юза, Берджа, Хеллера и Уоллеса [1] по магнитному рассеянию на малые углы показали, что при прохождении нейтронов через ненамагниченное железо каждая ферромагнитная область обладает своим собственным показателем преломления, то ожидалось, что отдельные области на поверхности зеркала будут иметь различные углы, не зависящие от макроскопического намагничивания.

Для проверки утверждения Снайдера определялось влияние среднего поля на критический угол. Использовались кривые интенсивности, аналогичные кривой на фиг. 141, с той разницей, что железное зеркало не было намагничено. Результаты (фиг. 142) значительно отличаются от кривых для $\varphi=0$ и $\varphi=90^\circ$ в случае намагниченного зеркала и, следовательно, не могут рассматриваться как следствие случайного разброса значений φ . Из сравнения фиг. 142 с фиг. 141 видно, что точки сместились по направлению к кривой, ожидаемой для $B=0$, однако их положение указывает на то, что B имеет отличное от нуля значение, меньшее чем значение, соответствующее насыщению. Отсюда, повидимому, следует, что когерентное усреднение амплитуд рассеяния по различным ферромагнитным областям действительно происходит, но это усреднение не приводит к эффективному полю, в точности равному нулю. Неравенство нулю эффективного поля, быть может, объясняется неполным размагничиванием, хотя зеркало тщательно размагничивалось переменной направлением тока и одновременным уменьшением его значения. Возможно также, что когерентное усреднение не охватывает числа ферромагнитных областей, достаточного для обращения среднего поля точно в нуль.

Таким образом, опыты с магнитными зеркалами показывают вполне определенно, что эффективное поле для нейтрона в железе равно индукции B и что критический угол определяется простой формулой (11.10). Кроме того, очевидно, что критический угол

зеркала, не намагниченного до насыщения, определяется индукцией, усредненной по области, большей, чем ферромагнитная область (размер последней равен примерно 10^{-3} см), и что в этом случае в формулу (11.10) вместо B_c следует подставлять среднее значение B . Существование двух различных критических углов для намагниченного зеркала имеет, как мы увидим в § 9 этой



Фиг. 142. Отражение нейтронов от ненамагниченного железа. Сравнение экспериментальных точек с точками фиг. 141 показывает, что показатель преломления определяется полем, усредненным по областям, большим, чем ферромагнитные области.

главы, важное значение для получения поляризованных нейтронов, а усреднение амплитуд по большой области при зеркальном отражении весьма существенно для метода уравнивания, используемого в опытах с зеркалами.

§ 5. Метод уравнивания для зеркального отражения

Описанные нами до сих пор измерения с зеркалами основывались непосредственно на формуле (11.6), т. е. на отражении профильтрованных нейтронов под критическим углом от одного вещества. При измерениях этим прямым методом сечение когерентного рассеяния получается с погрешностью, в 4 раза большей измеряемого критического угла, и точное значение сечения когерентного рассеяния получить трудно. Мы видели, что при тщательном использовании этот прямой метод определения сечения когерент-

ного рассеяния бериллия дает точность 2%. Такая точность в значении $\sigma_{\text{ког}}$ достаточна для исследований по дифракции нейтронов. Однако время от времени возникают отдельные задачи, требующие точности, большей 1%.

Повысить точность по сравнению с точностью, достижимой прямым методом, можно при помощи метода уравнивания, в котором используются зеркала, состоящие из нескольких веществ, или используя в качестве отражающей поверхности границу между двумя средами. В первом случае критический угол будет определяться средним когерентным рассеянием веществ, из которых состоит зеркало, а во втором случае — разностью между соответствующими углами для двух веществ — разностью между соответствующими углами для двух веществ, образующих границу. Эти две возможности, а также гибкость метода, связанная с существованием положительной и отрицательной амплитуд, позволяют измерить большое количество неизвестных амплитуд, уравнивая их немногими известными. Критический угол используется для измерения только неуравновешенной части амплитуды, поэтому большая ошибка в неуравновешенной части амплитуды при достаточно точном уравнивании будет приводить к произвольно малой ошибке в конечном значении. Конечно, критический угол при данной длине волны тем меньше, чем точнее равновесие, что затрудняет его измерение. Однако, критический угол изменяется только как квадратный корень из неуравновешенной части амплитуды, следовательно, амплитуды двух веществ можно сбалансировать с точностью до 1% и при этом критический угол будет еще составлять 10% критического угла для одного из веществ, взятого отдельно. Верхний предел точности метода уравнивания зависит от точности определения когерентной амплитуды стандартного вещества, которая находится из сечения рассеяния на свободных атомах по формуле (10.20).

Как мы видели в гл. X, § 5, в сечении когерентного рассеяния, полученное из измерений дифракции, необходимо внести поправку на тепловое диффузное рассеяние (коэффициент Дебая — Уоллера). Необходимость внесения этой поправки затрудняет достижение точности, большей 1%; особенно это относится к кристаллам, состоящим из нескольких элементов, которые приходится использовать в сравнительной работе. При использовании метода уравнивания нет необходимости вносить поправки на тепловое диффузное рассеяние. Причиной исчезновения поправки Дебая — Уоллера является тот факт, что показатель преломления и критический угол определяются рассеянием вперед. Величина $\sin \theta / \lambda$ в поправочном коэффициенте Дебая — Уоллера делает его равным единице для всех работ с зеркалами.

Область применения этого метода расширяется вследствие того, что критический угол однозначно определяется средней амплитудой когерентного рассеяния вещества зеркала. Как мы

видели, например, в § 4 этой главы, для немагнитного железа критический угол не зависит от магнитного рассеяния, хотя железо состоит из областей, которые полностью намагничены. Критический угол определяется средней амплитудой когерентного рассеяния, а именно ядерной амплитудой, поскольку амплитуда магнитного происхождения при усреднении по поверхности немагнитного зеркала обращается в нуль. Благодаря этому усредняющему действию зеркала критический угол можно измерять для смеси веществ (жидких, твердых или газообразных), и получающаяся амплитуда когерентного рассеяния будет в точности средней величиной амплитуд компонент смеси независимо от их молекулярной формы или кристаллического состояния.

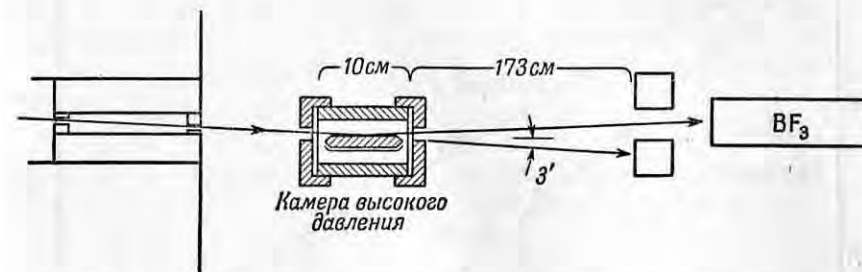
Хорошим примером применения метода уравнивания с использованием одного зеркала, состоящего из нескольких веществ, являются измерения когерентного рассеяния на водороде (нейтрон-протон), выполненные Берджи, Ринго и Юзом [27]. В этом опыте, в котором впервые использовался метод уравнивания, была достигнута точность лучше, чем 1%, несмотря на наличие чрезвычайно большого некогерентного рассеяния в водороде. Некоторые из задач, возникших при измерениях, будут подробно рассмотрены в следующем параграфе, поскольку они имеют значение для опытов с зеркалами вообще. В качестве зеркала использовалась жидкая смесь нескольких углеводородов. Оказалось, что поверхность жидкости прекрасно отражает нейтроны.

Метод уравнивания с отражением нейтронов от границы между двумя средами использовался для комбинации жидкость — твердое тело, описанной в § 7 этой главы, и для границы между газом и жидкостью. Мак-Рейнольдс [20] использовал уравнивание на границе газа и жидкости для определения сечений когерентного рассеяния инертных газов, которые, конечно, не могут быть измерены обычным методом дифракции на кристаллах¹⁾. Его метод (фиг. 143) состоит в отражении непрофильрованных нейтронов (т. е. полного максвелловского распределения) от поверхности жидкости, над которой находится газ при высоком давлении, величину которого можно регулировать. В качестве жидкости был выбран углеводород с показателем преломления, близким по порядку величины к показателю преломления газа при высоком давлении; показатель преломления жидкости определялся через амплитуды рассеяния углерода и водорода. В принципе измерения проводятся путем подбора такого давления газа, при котором показатели преломления жидкости и газа ста-

¹⁾ То есть сечения когерентного рассеяния инертных газов не могут быть определены при измерениях дифракции на кристаллах по отношению к другой компоненте. Однако инертные газы в твердом состоянии можно использовать в методе дифракции на порошках. — Прим. авт.

новятся равными; это состояние определяется по исчезновению отраженного пучка. На практике для точного нахождения положения равновесия необходимо применять экстраполяцию.

Для экстраполяции показателей преломления газа и жидкости до точного уравнивания (т. е. до нулевой интенсивности или бесконечной критической длины волны) использовался метод, в котором сама интенсивность служила мерой граничной длины волны. Как мы видели в § 3 этой главы, интенсивность отраженного пучка, более узкого, чем зеркало, при больших длинах волн обратно пропорциональна четвертой степени длины волны, если нейтроны имеют максвелловское распределение по скоростям.



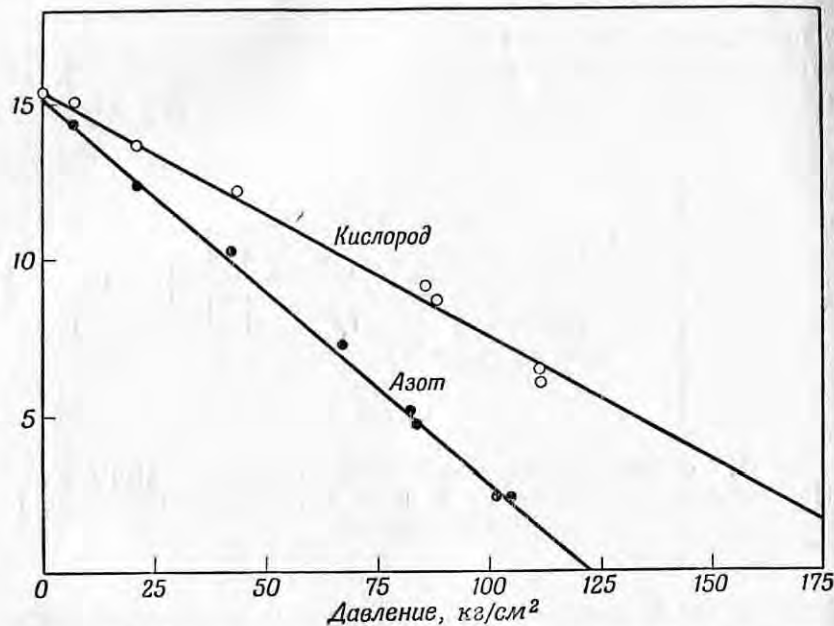
Фиг. 143. Установка, использованная Мак-Рейнольдсом [20] для измерения когерентного рассеяния в газах путем уравнивания с жидким зеркалом.

Из формулы (11.6) тогда следует, что при данном угле (для которого величина a пропорциональна λ^{-2}) интенсивность зависит от квадрата амплитуды, равной в данном случае *неуравновешенной* части амплитуды, и, следовательно, является очень чувствительной мерой амплитуды. Таким образом, мы видим, что если квадратный корень из интенсивности при данном угле падения нанести на график как функцию любого параметра, пропорционального неуравновешенной части амплитуды (в данном случае как функцию давления газа), то экстраполяция экспериментальных точек до нуля даст значение параметра, соответствующее уравниванию амплитуд.

Результаты, полученные Мак-Рейнольдсом для двух газов, приведены на фиг. 144, где корень квадратный из интенсивности нанесен как функция неуравновешенной части амплитуды (последняя принимается пропорциональной давлению газа). По давлению, соответствующему точному равновесию (нулевой интенсивности), определяется амплитуда a_g газа по отношению к амплитуде жидкости a_l :

$$N_g a_g = N_l a_l, \quad (11.11)$$

где N_g и N_l соответственно числа атомов в 1 см^3 газа и жидкости при равновесии. Значения сечений когерентного рассеяния гелия и нескольких других газов, приведенные в таблице в приложении III, основаны на результатах этих измерений. Точность измерений меньше точности, достигаемой в идеальных условиях, так как газ поглощается жидкостью, и значения интенсивности,



Фиг. 144. Интенсивность отраженного пучка нейтронов в установке, изображенной на фиг. 143.

По оси ординат отложен корень квадратный из интенсивности. Точка пересечения экстраполированной кривой с осью давления определяет сечение когерентного рассеяния газа через сечение когерентного рассеяния жидкости.

полученные при увеличении давления, не соответствуют в точности значениям, полученным, когда давление уменьшалось.

При больших длинах волн распределение нейтронов перестает быть максвелловским и трудность интерпретации в только что описанном методе увеличивается по мере приближения к равновесию. При длинах волн нейтронов больше 5 \AA интенсивность падает при увеличении длины волны значительно быстрее, чем это следует согласно максвелловскому распределению (см. фиг. 35).

При длине волны $6,6 \text{ \AA}$, когда она превосходит наибольшую из постоянных решетки графита в котле, интенсивность возрастает скачком, а при еще больших длинах волн она продолжает умень-

шаться быстрее, чем следует согласно максвелловскому распределению. Другим эффектом, который становится все более существенным по мере увеличения длины волны, является конечность отражательной способности для нейтронов с длинами волн, меньшими предельного значения. Этот эффект настолько возрастает с увеличением длины волны, что когда предельные значения лежат в области $10 - 15 \text{ \AA}$, то отражается примерно столько же нейтронов с длинами волн, меньшими критической, сколько с длинами волн, большими критической. Хотя метод экстраполяции (см. фиг. 144), таким образом, имеет строгие ограничения в области больших длин волн, он достаточно точен в области длин волн $3 - 5 \text{ \AA}$, использованной при измерениях, результаты которых приведены на фиг. 144. В следующем параграфе мы опишем метод экстраполяции, который не зависит от формы распределения нейтронов.

§ 6. Измерение амплитуды когерентного рассеяния нейтронов протонами при помощи жидких зеркал

Рассмотрим теперь несколько подробнее одно из приложений метода уравнивания, в котором используется зеркало, состоящее из нескольких веществ, и достигается точность выше 1% . Амплитуда когерентного рассеяния нейтронов протонами является одним из тех параметров, которые необходимо точно знать, чтобы выбрать постоянные в выражениях для сил, действующих между нейтроном и протоном при малых энергиях. Точное знание взаимодействия между нейтронами и протонами позволяет провести сравнение с соответствующими постоянными во взаимодействии протонов друг с другом. Это сравнение в свою очередь позволяет сделать важные заключения относительно зависимости ядерных сил от заряда. Блатт и Джексон [21] и Бете [22] в обзорах данных по рассеянию при малых энергиях показали, что особенно необходимо повысить точность определения амплитуды когерентного рассеяния нейтронов протонами. Эту амплитуду, конечно, трудно измерить, поскольку ее доля в сечении составляет только около 2 барн при полном сечении для связанного атома водорода, равном 80 барн ; остальное обусловлено некогерентным рассеянием, зависящим от спина.

Наиболее точное из выполненных до 1947 г. определений амплитуды когерентного рассеяния нейтронов протонами [23] основывалось на изучении интерференционных эффектов при рассеянии медленных нейтронов на пара- и ортоводороде. Спустя короткое время амплитуда когерентного рассеяния была определена Шульцом и др. [24] при помощи брэгговского рассеяния медленных

нейтронов на кристаллах, содержащих водород (см. гл. X, § 5). Этот дифракционный метод является прямым, но имеет тот недостаток, что требует введения поправки на уменьшение наблюдаемого сечения когерентного рассеяния вследствие тепловых колебаний кристалла (коэффициент Дебая—Уоллера). В результате измерений с кристаллами было получено значение $(-3,96 \pm \pm 0,20) \cdot 10^{-13}$ см, находящееся в согласии со значением, полученным при использовании рассеяния на орто- и параводороде. Это значение было использовано в 1948 г. Блаттом [25] при вычислении радиуса действия сил между протонами и нейтронами. Полученный им радиус действия не согласовался с радиусом действия сил между протонами. Блатт сделал вывод, что «этот результат находится в прямом противоречии с обычно используемой гипотезой о независимости ядерных сил от заряда в синглетном состоянии». Необходимо было измерить амплитуду когерентного рассеяния с точностью по крайней мере 1%.

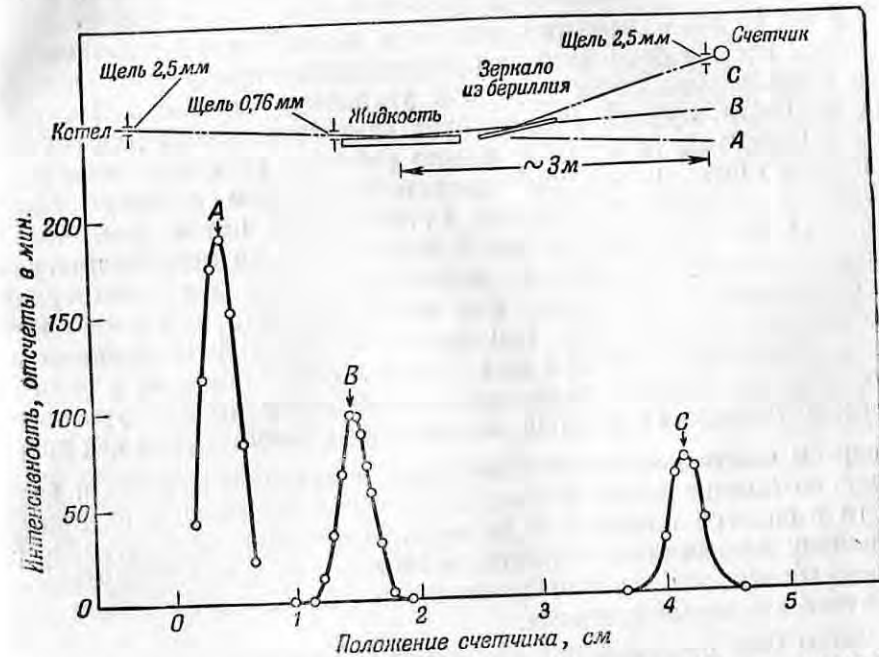
Хамермеш [26] указал, что преимущества методики зеркал имеют большое значение для измерения рассеяния на водороде, в котором некогерентное рассеяние значительно превосходит когерентное. По отражению нейтронов от водородного зеркала можно непосредственно определить амплитуду когерентного рассеяния без каких-либо помех со стороны некогерентного рассеяния. Опыты Юза и Берджи [12] (см. § 4 этой главы) показали, что критический угол полного внутреннего отражения однозначно связан с когерентным рассеянием без всяких поправок на неупругое рассеяние (т. е. коэффициент Дебая—Уоллера равен единице). Хотя поправки на некогерентное и неупругое рассеяние отсутствуют, однако необходимую точность в определении амплитуды рассеяния на водороде (около 1%) нельзя получить прямым измерением отражения от водорода. Другая трудность возникает вследствие того, что отрицательная амплитуда рассеяния приводит к необходимости использовать внутреннее отражение и, следовательно, ведет к большим потерям в интенсивности.

Однако через некоторое время после первого обсуждения водородного зеркала Юз, Берджи и Ринго [27] предложили метод, который позволял устранить трудности, возникающие при использовании отражения от водорода. Метод состоит в добавлении к водороду соответствующего количества углерода, с тем чтобы когерентное рассеяние углерода, положительная амплитуда которого хорошо известна, немного превысило когерентное рассеяние водорода. Пучок нейтронов падает на смесь извне и, так как измеряется только неуравновешенная часть амплитуды, точность, необходимая при определении критического угла, значительно уменьшается.

В первых измерениях методом уравнивания нейтроны с полным максвелловским распределением отражались от поверх-

ности триэтилбензола (жидкости, содержащей 1,5 атома водорода на один атом углерода). Предельная длина волны в отраженном пучке измерялась по пропусканию через золото и путем отражения от бериллиевое зеркала (фиг. 145). Амплитуда рассеяния жидкости определяется из соотношения

$$\theta = \lambda \left(\frac{N \Delta a}{\pi} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (11.12)$$



Фиг. 145. Изучение рассеяния нейтронов протонами [27] по отражению нейтронов от жидкого зеркала.

Предельная длина волны для отражения определяется путем измерения критического угла для зеркала из бериллия. А — прямой пучок ($\times 0,01$), В — однократно отраженный пучок (жидкое зеркало под углом $5,3'$), С — двукратно отраженный пучок (зеркало из бериллия под углом $15,2'$).

где θ — угол скольжения, λ — предельная (наименьшая) длина отраженной волны (длина волны, для которой θ есть критический угол) и N — число атомов углерода в 1 см^3 . Амплитуда Δa представляет собой чистую, или неуравновешенную, амплитуду на один атом углерода, Δa дает амплитуду водорода, выраженную через амплитуду углерода. Данный состав жидкости ($\text{C}_{12} \text{H}_{18}$) был выбран потому, что положительная амплитуда углерода превосходит отрицательную амплитуду водорода немного больше, чем в полтора раза, что дает малое значение Δa . Поэтому ошибка 10% при измерении предельной длины волны дает ошибку в определе-

нии амплитуды рассеяния водорода, равную только 1%. Опыт был свободен от каких-либо неопределенностей в истолковании, и его было нетрудно выполнить с предполагавшейся точностью в 1%. Однако полученный результат $(-3,75 \pm 0,03) \cdot 10^{-13}$ см расходится со значениями, полученными диффракционным методом и при помощи рассеяния на орто- и параводороде, на величину, большую чем ошибка опыта. Мы не будем больше уделять внимания этому первому методу, поскольку при помощи второго метода, к которому мы теперь обратимся, достигается большая точность.

Хотя не было известно никакого источника систематических ошибок, все же было решено провести измерения для исследования возможности таких ошибок и увеличения точности. Получение точности, лучшей 1%, требует изменения метода для исключения эффектов, на которые можно было не обращать внимания в первом опыте, но которые препятствовали бы любому значительному увеличению точности. Естественным путем увеличения точности является подбор такой жидкости, в которой амплитуда рассеяния водорода лучше уравнивалась бы амплитудой рассеяния углерода. Однако для такой жидкости, как показывает соотношение (11.12), при том же критическом угле предельная длина отраженной волны будет больше. Таким образом, для нейтронов с максвелловским распределением более точное уравнивание привело бы к очень малым интенсивностям, так как даже в первом опыте использованные длины волн (около 5 Å) были значительно больше длины волны, отвечающей максимуму интенсивности в спектре тепловых нейтронов. Интенсивность нейтронов с большими длинами волн была бы настолько мала, что пропускание через золото или вторичное отражение от бериллия стали бы практически невыполнимыми.

Затем был проделан ряд измерений с жидкостями, более близкими к равновесию амплитуд рассеяния, чем $C_{12}H_{18}$. Корень квадратный из интенсивности наносился на график как функция отношения количеств атомов водорода и углерода для получения этого отношения при точном равновесии. Этот метод был отброшен после выявления его недостатков, которые мы уже обсуждали в § 5 этой главы. Эти недостатки существенны только в том случае, если требуется точность лучше 1%, и поэтому они не оказали заметного влияния на выполненную позднее этим методом работу Мак-Рейнольдса [20], в которой использовались газы. Ввиду этих эффектов стало ясно, что в улучшенном опыте должен использоваться метод, не требующий точного знания распределения падающих нейтронов по длинам волн.

Метод, окончательно принятый для определения отношения количеств атомов водорода и углерода при равновесии амплитуд, не зависел от распределения нейтронов, потому что одна и та же

часть распределения использовалась в течение всего опыта. Даже если распределение не является максвелловским, интенсивность его резко уменьшается с увеличением длины волны, поэтому интенсивность отраженного пучка (пропорциональная интегралу по длинам волн от бесконечно большой до критической) уменьшается еще быстрее и является очень чувствительной функцией длины волны. Таким образом, определенная интенсивность отраженного пучка нейтронов соответствует единственной критической длине волны. Опыт состоит в измерении значений угла падения, дающих одинаковую интенсивность отраженного пучка (т. е. соответствующих одинаковой критической длине волны), для нескольких жидкостей с различными отношениями количеств атомов водорода и углерода. Как видно из соотношения (11.12), квадрат угла скольжения при данной длине волны пропорционален неуравновешенной амплитуде, которая, в свою очередь, является линейной функцией отношения количеств атомов водорода и углерода. График зависимости θ^2 от отношения количеств атомов водорода и углерода должен быть, следовательно, прямой линией, пересекающей ось абсцисс ($\theta^2 = 0$) в точке, где это отношение равно обратной величине отношения амплитуд когерентного рассеяния водорода и углерода, взятой с отрицательным знаком.

Этот метод не требует измерения длины волны и годится для любой разумной формы спектра. Он может быть использован даже в том случае, когда отражение нейтронов с длинами волн, меньшими критической, доминирует над полным внутренним отражением (эффект конечной отражательной способности при углах, больших критического). Последнее следует из формулы для отражательной способности при углах, больших критического [формула (11.7)]:

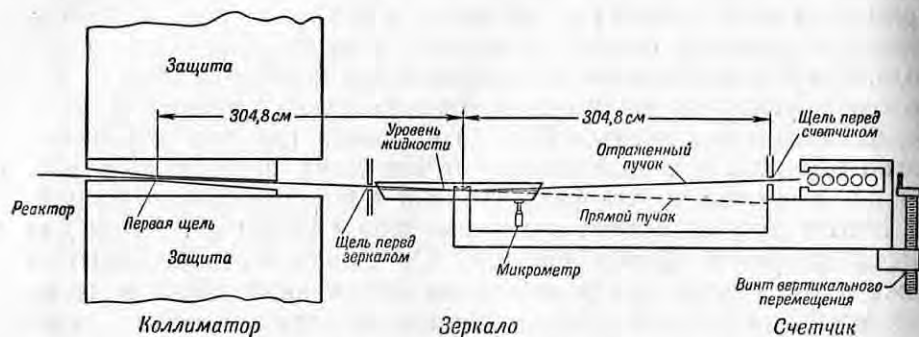
$$R = \frac{1}{16} \left(\frac{\theta_c}{\theta} \right)^4 \quad \text{для} \quad \left(\frac{\theta_c}{\theta} \right) \ll 1. \quad (11.13)$$

Здесь θ_c — наибольший угол, определяемый соотношением (11.12), при котором нейтроны с длиной волны λ полностью отражаются. Результат показывает, что эффект конечной отражательной способности при углах, больших критического, быстро уменьшается с увеличением критической длины волны. Таким образом, и в этом случае интенсивность является чувствительной мерой критической длины волны.

На фиг. 146 схематически изображена экспериментальная установка на тепловой колонне аргонского котла с тяжелой водой, использованная в окончательных измерениях. Край сосуда наклонены под углом 60° к вертикали, чтобы искривление горизонтальной поверхности жидкости у краев не мешало прохождению пучка нейтронов. Для гашения поверхностных волн на жидком зеркале не принималось никаких специальных мер предосторожности.

Оказалось, что отраженный пучок заметно не расширяется по сравнению с прямым, даже когда на поверхности жидкости видны волны от работающих на расстоянии около 15 м больших вентиляторов и насосов. При измерениях использовались следующие жидкости: триэтилбензол ($C_{12}H_{18}$), циклогексен (C_6H_{10}) и смесь бензола и циклогексана (C_6H_{12}), в которой отношение количества атомов водорода и углерода равнялось 1,700. Были взяты лучшие из имеющихся в продаже сорта углеводородов и подвергнуты тщательной дополнительной очистке путем фракционной дистилляции. Для удобного проведения измерений требовалось около 400 см^3 каждой жидкости.

Угол скольжения определяется, исходя из положения счетчика в прямом и отраженном пучках. При этом наибольшую трудность

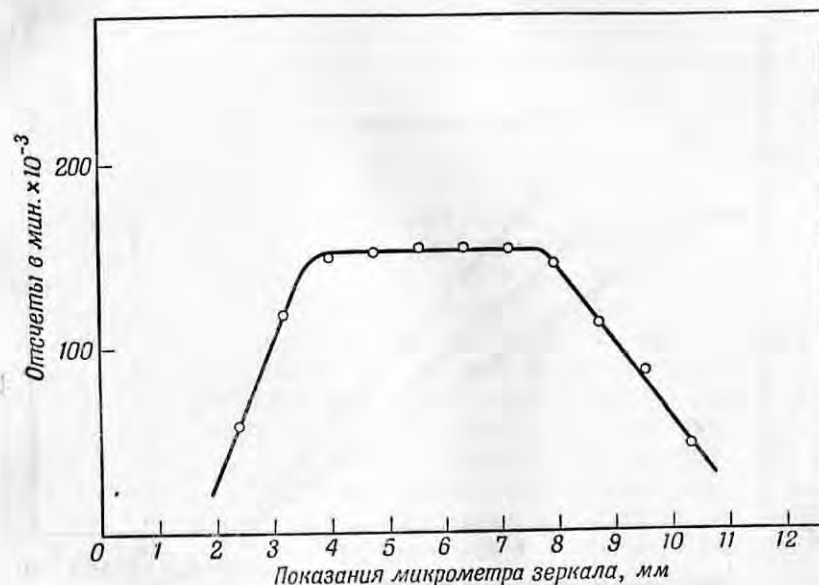


Фиг. 146. Второй метод отражения от жидкого зеркала.
Все щели высотой 1,27 мм.

представляет определение точки зеркала, на которую падает пучок нейтронов. Точка падения определялась путем проведения серии измерений интенсивности отраженного пучка как функции высоты зеркала при данном положении щели перед зеркалом, т. е. при данном угле падения (фиг. 147). Было принято, что центр пучка совпадает с центром зеркальной поверхности, когда высота зеркала находится посередине между двумя точками кривой на фиг. 147, в которых интенсивность уменьшается вдвое. Для достижения большей быстроты и точности измерений, представленных на фиг. 147, они производились с жидким зеркалом из четыреххлористого углерода, отражательная способность которого велика. На практике для определения угла скольжения можно использовать как положение щели перед зеркалом, так и прямой пучок, поскольку в обоих случаях результаты совпадают с точностью до $0,1'$.

Для измерений интенсивности с различными жидкостями было необходимо только, чтобы зеркало находилось в положении, соот-

ветствующем горизонтальной части кривой на фиг. 147, и это положение не было критическим. Измерения производились в максимумах интенсивности отраженных пучков и для сравнения брались отношение результатов измерения к числу отсчетов счетчика-монитора. Определение фона производилось не путем введения в пучок кадмия, а интерполяцией интенсивности по обе стороны от максимума отраженного пучка. Это необходимо в связи с тем, что существует небольшой фон рассеявшихся тепловых нейтронов,



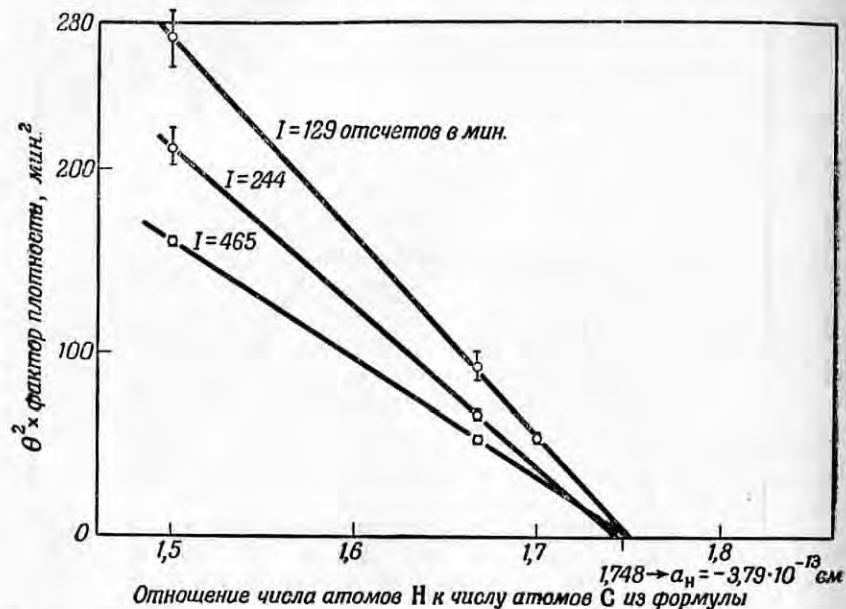
Фиг. 147. Кривая, используемая для совмещения точки падения пучка с центром жидкого зеркала (зеркало из CCl_4).

интенсивность которого уменьшается очень быстро при удалении от прямого пучка, но который еще вполне заметен при малых углах отражения. Этот небольшой фон тепловых нейтронов не мог быть устранен, несмотря на тщательную расстановку кадмиевых щелей для выделения пучка, и, повидимому, возникал за счет многократного рассеяния нейтронов той части распределения, где интенсивность велика. Результаты измерений с тремя жидкостями приведены на фиг. 148, где даны квадраты углов скольжения для трех постоянных значений интенсивности. Как и ожидалось, точки, соответствующие каждому значению интенсивности, ложатся на прямую, экстраполяция которой дает значение отношения амплитуд углерода и водорода, равное $-1,748 \pm 0,008$. Используя результаты всех измерений с надлежащими весами, получим

окончательно отношение

$$\frac{a_C}{a_H} = -1,753 \pm 0,005.$$

Чтобы получить значение a_H (амплитуда когерентного рассеяния связанного атома водорода), необходимо знать амплитуду когерентного рассеяния углерода. Мы уже видели в гл. X, § 5, как



Фиг. 148. Данные по рассеянию нейтронов протонами, полученные методом уравнивания с жидким зеркалом.

Экстраполяция экспериментальных точек к нулю дает амплитуду рассеяния водорода, выраженную через амплитуду рассеяния углерода.

из эффективного сечения для свободного атома углерода получается сечение когерентного рассеяния ($\sigma_{\text{ког.}} = 4\pi a^2$). Амплитуда когерентного рассеяния углерода, определенная таким образом, равна $(6,63 \pm 0,03) \cdot 10^{-13}$ см и a_H , следовательно, равно $(-3,78 \pm 0,02) \cdot 10^{-13}$ см.

Значение амплитуды когерентного рассеяния, полученное при помощи жидких зеркал, определено меньше значений, полученных ранее, но, повидимому, лучше согласуется с энергией связи H^3 [28], массой мезона [29] и данными по фоторасщеплению дейтрона [30]. В частности, как показал Сальпетер [31], радиус действия сил между нейтронами и протонами теперь, повидимому, согласуется

с радиусом взаимодействия протона с протоном — в согласии с независимостью ядерных сил от заряда.

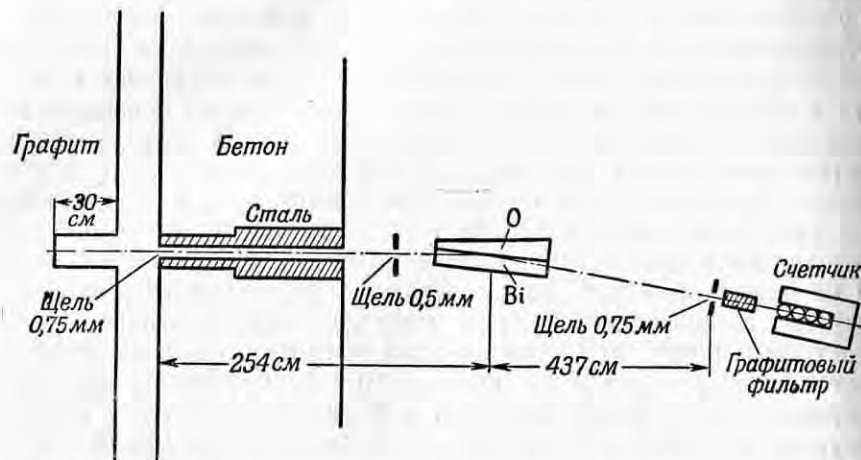
§ 7. Измерение взаимодействия между нейтроном и электроном при помощи отражения

Для определения электростатического взаимодействия нейтрона с электроном необходимо с большой точностью измерять амплитуду когерентного рассеяния. В гл. X в качестве иллюстрации интерференционных эффектов для медленных нейтронов мы уже описали два метода таких измерений: рассеяние нейтронов на висмуте в зависимости от длины волны и рассеяние на ксеноне в зависимости от угла. Мы сейчас рассмотрим третий метод — метод уравнивания при отражении от зеркала. Этот метод демонстрирует точность, достигаемую при измерениях с использованием уравнивания, и, кроме того, связан с некоторыми рассмотренными в предыдущих главах методами измерения сечений. Мы не будем касаться здесь деталей природы взаимодействия нейтрона с электроном; оно обязано [32] частично релятивистскому члену во взаимодействии магнитного диполя с электростатическим полем и частично диссоциации нейтрона на протон и отрицательный мезон, что ведет к электростатическому взаимодействию. Эти эффекты приводят к существованию малой амплитуды рассеяния нейтронов на электронах, которая для связанного электрона равна примерно одной десятитысячной ядерной амплитуды. Основная задача при измерении этой электронной амплитуды, которая очень важна для теории, состоит в том, чтобы обнаружить столь малую амплитуду в присутствии гораздо больших ядерных амплитуд.

Для тяжелого атома электронная амплитуда, когерентно складывающаяся из амплитуд всех электронов, достигает примерно 1% ядерной амплитуды, когда атомный формфактор равен единице (см. гл. X, § 6). Эту амплитуду можно в принципе выделить в присутствии ядерного рассеяния, так как она меняется с углом вместе с атомным формфактором, в то время как ядерное рассеяние изотропно. Для решения этой проблемы естественно применить метод отражения от зеркала, поскольку формфактор в этом случае равен единице и, следовательно, измеряется все рассеяние, производимое электронами. Ядерная амплитуда определяется из эффективного сечения исследуемого вещества, измеренного по пропусканию нейтронов малых длин волн, когда атомный формфактор равен нулю. Разность этих двух амплитуд даст амплитуду рассеяния нейтронов электронами.

В опытах с одним зеркалом нельзя измерить достаточно точно эффект рассеяния нейтронов на электронах, составляющий всего 1% общего эффекта. Однако можно применить метод уравни-

шивания, который позволяет сильно повысить точность. В установке, использованной в работе Юза, Харвея и Гольдберга [33] (фиг. 149), отражение нейтронов происходит на границе между висмутом и жидким кислородом. Амплитуда когерентного рассеяния обоих веществ положительна. Критический угол определяется соотношением, в которое входит разность произведений Na для кислорода и висмута. Амплитуда равна $(a_0 + 8a_{эл.})$ для кислорода



Фиг. 149. Установка для измерения взаимодействия между нейтроном и электроном [33] при помощи отражения нейтронов от границы между висмутом и жидким кислородом.

и $(a_{Bi} + 83 a_{эл.})$ для висмута, где a_0 , a_{Bi} , $a_{эл.}$ — ядерные амплитуды кислорода и висмута и амплитуда рассеяния нейтрона на электроне соответственно. Следовательно,

$$\frac{\theta_c^2 \pi}{\lambda^2} = N_O(a_0 + 8 a_{эл.}) - N_{Bi}(a_{Bi} + 83 a_{эл.}). \quad (11.14)$$

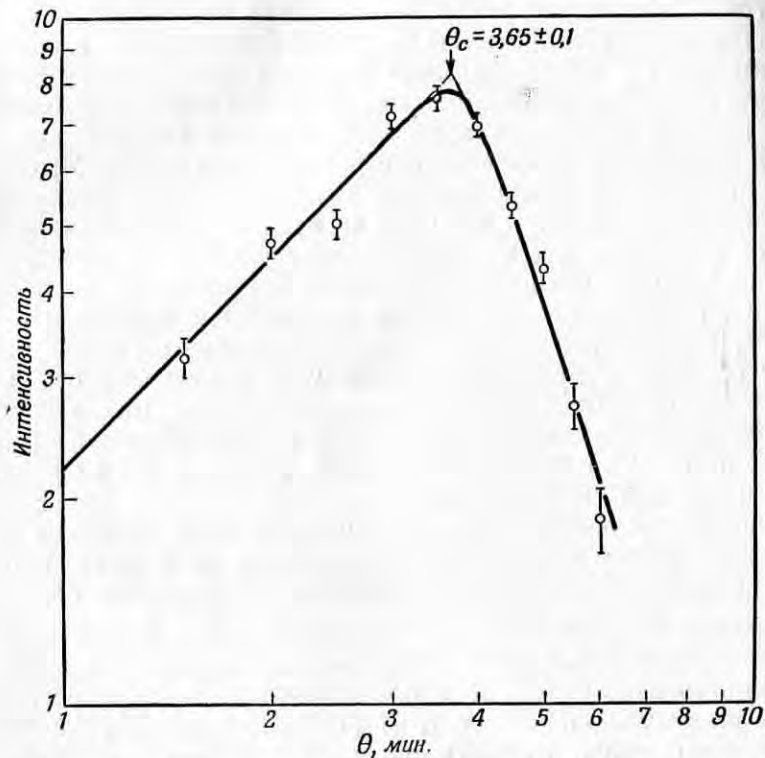
Ядерное рассеяние жидкого кислорода ($N_O a_0$) практически равно ядерному рассеянию висмута ($N_{Bi} a_{Bi}$), так что они почти компенсируют друг друга. С другой стороны, плотность электронов в висмуте гораздо больше, чем в кислороде, и вклад от электронов в неуравновешенную амплитуду велик. Подстановка численных значений в соотношение (11.14) показывает, что критический угол определяется почти в одинаковой степени неуравновешенной частью ядерной амплитуды и электронной амплитудой и, следовательно, последняя дает теперь 50% эффекта вместо 1% для одного зеркала.

Поскольку экспериментальные результаты сильно зависят от малой разности ядерных амплитуд висмута и кислорода, последние необходимо измерить с большой точностью. Эти амплитуды определяются из эффективных сечений для свободных атомов методом, о котором мы уже говорили [формула (10.20)]. Амплитуду кислорода можно легко определить из сечения для свободных атомов, так как эффекты, зависящие от присутствия изотопов и от спина, пренебрежимо малы (спин O^{16} равен нулю, а содержание изотопов O^{17} и O^{18} ничтожно мало). В случае висмута, спин которого равен $9/2$, необходимо измерить рассеяние, зависящее от спина, ибо его надо вычесть из эффективного сечения для свободных атомов для получения когерентного рассеяния. Это зависящее от спина рассеяние висмута определяют, измеряя сечение для нейтронов больших длин волн за пределами кристаллических эффектов, которое, как мы видели, определяется только эффектами поглощения, неупругого рассеяния и рассеяния, зависящего от спина. Поглощение известно из измерений с котловым осциллятором, а неупругое рассеяние можно определить, меняя температуру образца. Результаты для висмута, полученные при больших длинах волн (см. гл. IX, § 5), показывают, что зависящее от спина рассеяние весьма мало (0,02 барна). При определении ядерной амплитуды эта малая величина вычитается из эффективного сечения для свободных атомов.

В опытах по определению критического угла нейтроны большой длины волны проходят через зеркало из висмута с очень малой потерей интенсивности (в опытах использовалась граничная длина волны графита $6,69 \text{ \AA}$). Вследствие того, что амплитуды рассеяния двух использованных веществ почти точно уравновешены, критический угол даже для этих больших длин волн очень мал. Кривая на фиг. 150 показывает, что, несмотря на малую величину критического угла, точность измерений высока: угол θ_c равен $3,65 \pm 0,1$ мин. При измерении критического угла главная трудность заключалась в несовершенстве отражающей поверхности зеркала из висмута. Мягкость и крупнозернистая структура висмута сильно затрудняли получение зеркальной поверхности, которая не размазывала бы пучок нейтронов и сохранялась бы после погружения в жидкий кислород.

Точность измерения эффективных сечений для свободных атомов должна составлять около 0,2% для того, чтобы соответствовать точности в определении критического угла. На самом деле необходимо знать только разность сечений, которая непосредственно определяется сравнением пропускания образцов висмута и кислорода. Таким способом разность сечений можно определить гораздо точнее, чем сами сечения. Образцы висмута и жидкого кислорода подбираются по величине так, чтобы у них было одинаковое пропускание и, следовательно, скорости счета практически совпадали

бы, делая ненужными поправки на просчеты счетчиков, несмотря на высокую используемую скорость счета. Сечение для свободных атомов измеряется при энергиях нейтронов, выделяемых при помощи фильтра из V^{10} . Этот метод позволяет получить скорости счета, гораздо большие скоростей счета, достигаемых при помощи



Фиг. 150. Критический угол для зеркала, изображенного на фиг. 149.

кристаллического монохроматора или механического селектора. Величина амплитуды рассеяния нейтронов на электронах (потенциальная яма глубиной 3900 ± 400 эв) определяется этим методом с точностью примерно 10%, несмотря на то, что для висмута рассеяние на электронах составляет меньше 1% ядерного рассеяния. Этот экспериментальный результат весьма важен для мезонной теории, поскольку глубина потенциальной ямы, полученная из опыта, почти точно совпадает со значением, которое следует ожидать на основании наличия у нейтрона магнитного момента (4100 эв), и не остается ничего, что можно было бы приписать электростатическому взаимодействию за счет диссоциации нейтрона на протон и мезон.

§ 8. Поляризация нейтронов

Последнее оптическое свойство нейтронов, которое мы рассмотрим, а именно поляризация нейтронов, только внешне аналогично одноименному понятию оптики. Диффракция, отражение и преломление нейтронов во многих отношениях тождественны с теми же явлениями в случае света или рентгеновских лучей. Однако поляризации света или рентгеновских лучей соответствует определенный тип колебаний электрического и магнитного векторов в этих электромагнитных волнах, тогда как нейтроны, несмотря на то, что они имеют, как мы видели, некоторые волновые свойства, являются не электромагнитными волнами, а частицами с конечной массой покоя. Кроме того, нейтрон имеет спин $\hbar/2$ и связанный с ним магнитный момент. В том случае, если имеется выделенное направление, по которому преимущественно направлены спины нейтронов, говорят о «поляризации» нейтронов. Поляризация P — доля спинов, направленных в положительном направлении и не скомпенсированных спинами, направленными в отрицательном направлении, — выражается формулой

$$P = \frac{n_+ - n_-}{n_+ + n_-}, \quad (11.15)$$

где n_+ и n_- — количества нейтронов со спинами, ориентированными в положительном и отрицательном направлениях. Некоторые свойства поляризованных нейтронов немного похожи на аналогичные свойства поляризованного света, но это сходство носит скорее терминологический характер и не связано с природой поляризации.

Поляризация нейтронов служит примером явления, для наблюдения которого не обязательна методика, связанная с использованием котлов, в отличие от диффракции и отражения от зеркал, для которых была разработана методика, использующая нейтроны из котла, поскольку только нейтроны из котла могут обеспечить достаточно высокую интенсивность, необходимую при этих измерениях. Поляризация нейтронов, напротив, изучалась на нейтронах, полученных на циклотроне и даже из Ra-Be-источника. Мы не будем рассматривать весь круг работ с поляризованными нейтронами, а коснемся только специальных методов, разработанных в связи с использованием котлов.

Рассматривая в предыдущих параграфах некоторые подробности магнитного рассеяния нейтронов, мы не подчеркнули возможность разделения спиновых состояний. Зависящая от спина природа магнитного рассеяния, имеющего противоположные знаки для двух спиновых состояний, делает весьма вероятным, что нейтроны в этих состояниях будут рассеиваться по-разному. Разделение спиновых состояний, т. е. получение поляризованных нейтронов,

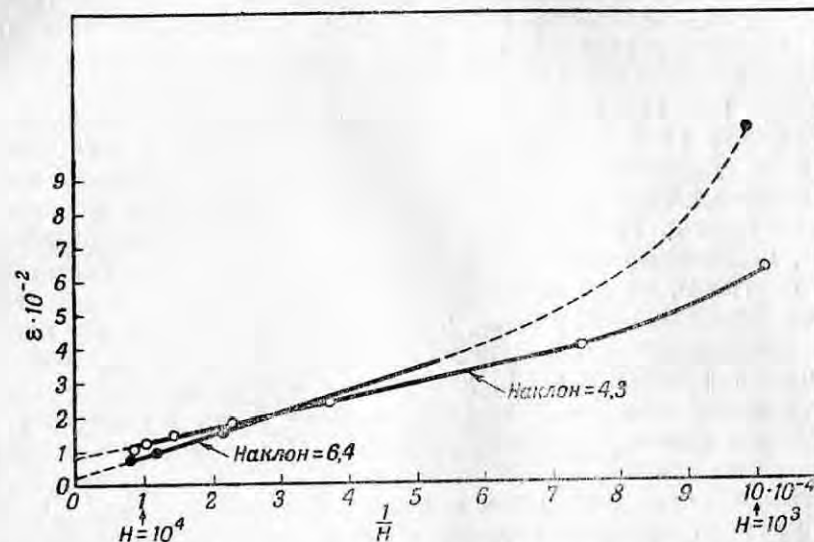
может производиться несколькими различными методами. Мы их коротко рассмотрим, начав с метода пропускания, который в течение многих лет был единственным.

Возможность поляризации нейтронов в пучке была впервые указана Блохом [18], который показал, что эффективное сечение рассеяния нейтронов в намагниченном железе должно быть разным для двух возможных ориентаций спина нейтрона по отношению к магнитному полю. Разница в сечениях приводит к тому, что нейтронный пучок после прохождения через намагниченное железо будет содержать преимущественно нейтроны со спинами, ориентированными в определенном направлении. Этим способом могла бы быть достигнута почти полная поляризация нейтронов при использовании толстых блоков намагниченного железа. Блох показал, что разница в сечениях вызывается членом в выражении для интенсивности, связанным с интерференцией нейтронных волн: первой — рассеянной магнитным полем атома железа и второй — рассеянной ядром. Предполагалось, что опыты с поляризованными нейтронами дадут ценные сведения о взаимодействии нейтронов с электронами и о природе ферромагнетизма.

Первые опыты, поставленные для доказательства существования поляризованных нейтронов, привели к эффектам, мало отличающимся от фона. Когда около 1940 г. при помощи циклотронов были получены более интенсивные пучки нейтронов, стало возможным определенно наблюдать поляризованные нейтроны. В этих опытах использовался предложенный Блохом метод пропускания медленных нейтронов через сильно намагниченное железо. Теория этого процесса, которая должна учитывать все детали магнитного рассеяния и рассеяния в кристаллах, полностью изложена Гальперном и др. [2, 34]. Эффективное сечение для намагниченного железа дается формулой $\sigma = \sigma_0 \pm p$, где σ_0 — сечение ядерного рассеяния. Сечение поляризации p учитывает интерференцию между ядерным и магнитным рассеянием, причем знак этого члена зависит от ориентации спина нейтрона по отношению к магнитному полю. В ненамагниченном железе p при усреднении обращается в нуль и остается только сечение ядерного рассеяния. Когда железо намагничено, главным образом будут рассеиваться те нейтроны, для которых сечение равно $\sigma_0 + p$, и после пропускания через достаточно массивный кусок железа пучок нейтронов будет в высокой степени поляризован. При этом возникают осложнения в связи с тем, что уже поляризованные в железе нейтроны деполяризуются при дальнейшем прохождении через ферромагнитные области, не полностью ориентированные намагничивающим полем.

Поляризация при пропускании была подробно изучена для нейтронов из котла Юзом, Уоллесом и Хольтцманом [35]. Большая интенсивность нейтронов сделала возможным тщательное изучение довольно сложных эффектов, связанных с деполяризацией,

возникающей вследствие недостаточного насыщения, и с выбыванием из пучка нейтронов малых скоростей. Мы не будем вдаваться в подробности этих опытов, а отметим только, что теория качественно подтвердилась, хотя экспериментальное значение сечения поляризации p оказалось выше предсказанного теорией или полученного в опытах Блоха, Хамермеша и Штауба [36], выполненных на циклотроне. Однако позже Штейнбергер и Вик [37], пользуясь несколько исправленными значениями сечений, произвели



Фиг. 151. Приближение к магнитному насыщению [35] для железа армко (○) и подвергшейся холодной прокатке стали (●), измеренное с помощью поляризации нейтронов ($\varepsilon = 1$ соответствует 10^{-3} В_с).

вычисление, результаты которого оказались в согласии с экспериментальным значением p . Степень поляризации пучка изучается в опытах посредством измерения пропускания через второй кусок железа — «анализатор» — в зависимости от магнитного поля, т. е. используется «двойное пропускание».

Возникающая при пропускании поляризация очень чувствительна к малым отклонениям от магнитного насыщения и поэтому может быть использована для изучения закона приближения к магнитному насыщению.

На фиг. 151 в качестве примера приведен полученный таким образом закон приближения к насыщению для стали, подвергнутой холодной прокатке, и железа армко в магнитных полях до 12 000 эрстед. Видно, что отклонение от насыщения, измеренное здесь непосредственно по деполяризации, уменьшается как $1/H$, причем в сильных полях наблюдается аномалия.

§ 9. Получение поляризованных нейтронов при отражении и диффракции

Получение поляризованных нейтронов путем пропускания связано с серьезной потерей интенсивности вследствие большой толщины железа и, кроме того, требует применения сильных намагничивающих полей. К счастью, удалось разработать другие методы получения сильно поляризованных пучков, не имеющие указанных недостатков. Как уже указывалось (см. фиг. 141), отражательная способность намагниченного зеркала различна для двух спиновых состояний, и поэтому отражение можно использовать для поляризации нейтронов. Для получения поляризованных нейтронов при отражении от намагниченного железа необходимо использовать угол скольжения, больший критического для спинового состояния, для которого отражательная способность практически равна нулю, и меньший критического для другого спинового состояния. Поскольку критические углы зависят от длины волны, необходимо было бы также использовать моноэнергетические нейтроны, чтобы избежать перекрытия критических углов. Однако Хамермеш [38] указал, что можно использовать все длины волн, если сделать зеркало не из железа, а из кобальта. Магнитный член в уравнении (11.8) для кобальта больше, чем ядерный член, поэтому один показатель преломления будет меньше, а другой больше единицы для всех длин волн. В результате нейтроны, для которых показатель преломления больше единицы, будут отражаться в очень небольшом количестве, в то время как остальные будут отражаться полностью, и поэтому пучок нейтронов будет полностью поляризован.

Амплитуды когерентного ядерного рассеяния и магнитного рассеяния при насыщении для кобальта равны $+2,80 \cdot 10^{-13}$ и $+4,61 \times 10^{-13}$ см соответственно (см. приложение III). Если зеркало из кобальта намагничено до насыщения (направление намагниченности лежит в плоскости зеркала, так что B вне зеркала мало), то нейтроны в одном спиновом состоянии с амплитудой $7,41 \cdot 10^{-13}$ см будут испытывать полное внутреннее отражение, если угол скольжения меньше критического, тогда как нейтроны в другом спиновом состоянии с амплитудой $-1,81 \cdot 10^{-13}$ см будут отражаться в пренебрежимо малом количестве независимо от величины угла скольжения. При достаточно малых углах скольжения даже очень короткие волны будут отражаться полностью и, следовательно, пучок нейтронов будет полностью поляризован после отражения. Если зеркало не намагничено до насыщения, что вполне вероятно вследствие трудности намагничивания до насыщения поликристаллического кобальта, то будет действовать среднее значение B и амплитуды магнитного рассеяния будут соответственно меньше. Разделение спиновых состояний произойдет только в случае, если

амплитуда магнитного рассеяния останется больше ядерной амплитуды, т. е. если значение B превышает 82% значения при насыщении. Для значений B , составляющих от 82 до 100% значения при насыщении, поляризация будет полной, но минимальная длина отраженной волны для данного угла скольжения будет тем меньше, чем больше B .

Очевидным способом обнаружения и измерения поляризации отраженного пучка, который сначала употреблялся Юзом и Берд-жи [39, 12], является использование второго зеркала из кобальта в качестве анализатора. Зеркала размером 10×25 см, электролитически покрытые кобальтом (фиг. 152), укреплялись в железных



Фиг. 152. Установка для получения поляризованных нейтронов путем отражения от зеркал [12].

сердечниках, в свою очередь установленных на деревянных рамах. Когда анализатор намагничен в том же направлении, что и поляризатор, то полностью поляризованный пучок должен отражаться от анализатора без потери интенсивности. При антипараллельном намагничивании анализатора и поляризатора, напротив, интенсивность отраженного пучка должна быть равна нулю, так как показатель преломления поляризованных нейтронов в зеркале анализатора в этом случае будет больше единицы. Метод анализирующего зеркала совершенно аналогичен уже описанному методу пропускания и поэтому может быть назван «методом двойного отражения».

Использование двойного отражения для измерения поляризации было бы совсем простым, если бы в пространстве между зеркалами не происходила деполяризация и переориентация нейтронов. Опыты с использованием двойного пропускания уже продемонстрировали серьезное влияние полей рассеяния магнитов на ориентацию спинов, и поэтому не удивительно, что первые изме-

рения с установкой, изображенной на фиг. 152, не обнаружили изменения интенсивности при перемене направления поля в анализирующем зеркале на обратное. Неудача попытки наблюдения эффекта поляризации в этом случае обусловлена частично переориентацией поляризованного пучка, частично его деполаризацией, причем оба явления происходят в пространстве между зеркалами, где имеется поле рассеяния.

Переориентация спинов всегда происходит при антипараллельном намагничивании зеркал, если в пространстве между зеркалами поле меняется медленно. Для сохранения ориентации нейтронов в пространстве при перемене направления поля необходимо, чтобы происходил неадиабатический переход нейтронов относительно поля, т. е. поле должно изменить направление за время, короткое по сравнению с периодом ларморовой прецессии. Если поле будет совсем слабым в некоторой точке между магнитами и вдобавок будет менять направление на протяжении нескольких миллиметров¹⁾, то нейтроны пройдут через область перемены направления поля за время, значительно меньшее периода ларморовой прецессии. Таким образом, переход будет неадиабатическим и спин сохранит свою ориентацию в пространстве. В этом случае спины нейтронов, падающих на второе зеркало, будут антипараллельны полю и отражение не будет происходить.

Область неадиабатического перехода осуществляется в магнитной защите, состоящей из ряда концентрических цилиндров из мягкого железа, окружающих пучок нейтронов. Около концов цилиндров помещаются небольшие магниты из сплава алнико, которые подбираются так, чтобы поле внутри центрального цилиндра всюду оставалось перпендикулярным к пучку нейтронов, кроме области протяжением меньше миллиметра, где поле меняет направление. Во время налаживания поле исследуется при помощи небольшой магнитной стрелки, которая передвигается вдоль пути нейтронов. Поле перпендикулярно к пучку, так как в этом случае перемена направления поля может быть осуществлена наиболее резко. При отражении нейтроны поляризованы параллельно направлению движения, но поле рассеяния около края магнита поворачивает их примерно на 90° , когда они покидают окрестность зеркала.

После того как поле было подобрано только что описанным способом, был обнаружен эффект двойного отражения. Однако он оказался не таким сильным, как можно было ожидать для полностью поляризованного пучка. Это объясняется трудностью точной подгонки поля в точке перехода. Затем был разработан метод

¹⁾ Расстояние, которое тепловой нейтрон проходит за период ларморовой прецессии, равно $80/H$ см, где H — напряженность поля в эрстедах. — Прим. авт.

измерения поляризации, в котором исключается необходимость тщательной подгонки поля. В этом методе зеркала намагничиваются параллельно друг другу и измеряется изменение интенсивности вследствие деполаризации пучка между зеркалами. Пучок легко деполаризовать, если поставить на его пути тонкую пластинку ненамагниченного железа. Получающиеся изменения интенсивности равны точно половине тех изменений, которых следует ожидать в методе двойного отражения, причем полная поляризация соответствует падению интенсивности вдвое. Измерения деполаризации показывают, что использование нейтронов с большой длиной волны (чтобы уменьшить возможность неадиабатических переходов) и больших намагничивающих токов позволяет получить полную поляризацию (в пределах статистической точности, равной приблизительно 1%).

Метод поляризации путем отражения обладает следующими двумя явными преимуществами: 1) в противоположность методу пропускания он не приводит к потере интенсивности и 2) возможна поляризация длинноволновых нейтронов, в отличие от метода пропускания, который применим только при $\lambda < 4,04 \text{ \AA}$ (поскольку железо становится прозрачным для нейтронов большей длины волны). Чтобы обойти трудность, связанную с достижением насыщения в кобальте, Берджи предложил использовать сплав Fe—Co (6% Fe), имеющий кубическую структуру. Зеркала из этого сплава в настоящее время испытываются Харвеем и Юзом в Брукхавене.

Другой метод получения сильно поляризованных пучков нейтронов, использующий дифракцию на магнетите (Fe_3O_4), был продемонстрирован Шуллом и сотрудниками [40]. Мы уже видели, что ядерные и магнитные амплитуды алгебраически складываются различным образом для разных порядков брегговского отражения в кристалле, в соответствии со структурным фактором для единичной ячейки кристалла [формула (10.16)]. Кроме того, магнитное рассеяние меняется с порядком отражения вследствие наличия магнитного атомного фактора, тогда как формфактор для ядерной амплитуды изотропен. Вследствие этих изменений можно найти такой порядок отражения, для которого формфактор будет равен нулю для одного отражения, для которого формфактор магнитная и ядерная амплитуды равны, но противоположны по знаку и поэтому будут отражаться только нейтроны в другом спиновом состоянии (впервые предложено Ферми [41]).

Шулл с сотрудниками обнаружили, что поляризация бывает полной, когда монокристалла магнетита, причем поляризация изменялась описанным выше способом при помощи пропускания через анализирующий кусок поликристаллического железа (фиг. 153). Поскольку ядерная амплитуда равна $9,5 \cdot 10^{-13}$ см, а магнитная амплитуда равна $9,7 \cdot 10^{-13}$ см для отражения от семейства

плоскостей (220), то ожидалось, что амплитуда рассеяния будет чрезвычайно мала для одного спинового состояния. Результаты измерений пропускания через анализатор показали, что поляризация равна 100% в пределах ошибки опыта, составляющей 5%. Этот метод отражения от магнетита позволяет получать сильно поляризованные интенсивные пучки с угловым расхождением около 1°



Фиг. 153. Установка для получения поляризованных нейтронов путем отражения от магнетита [40]. Поляризация измеряется по пропусканию поликристаллического железа.

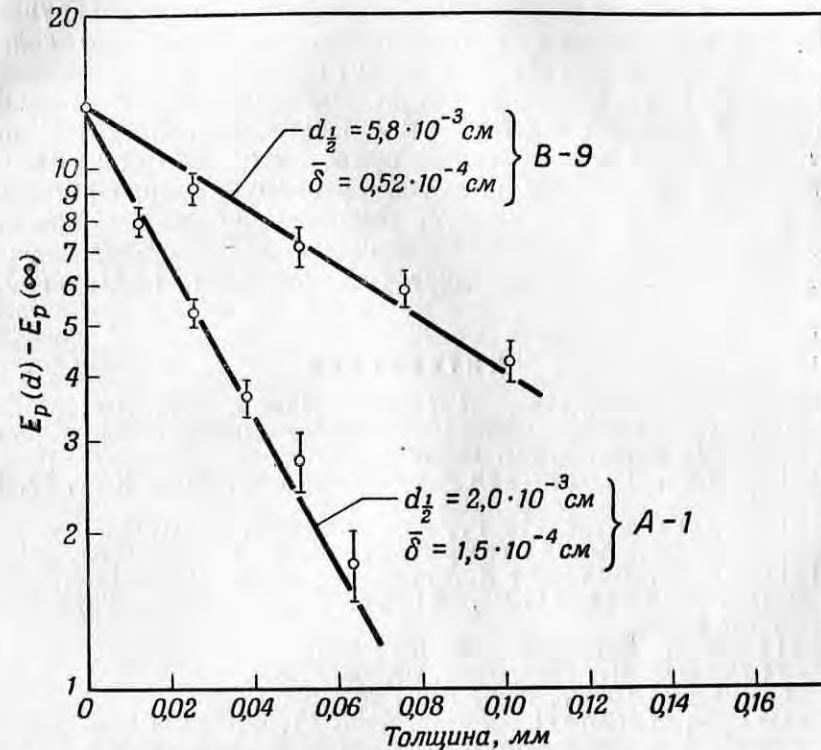
Особым случаем использования поляризованных нейтронов из котла является определение магнитного момента самого нейтрона. Для этого был применен хорошо известный метод магнитного ре-



Фиг. 154. Установка для измерения деполаризации нейтронов в различных образцах методом «двойного пропускания» [46].

зонанса, употреблявшийся для молекулярных пучков. Сначала он был применен Альварецем и Блохом [42] и Блохом и Штаубом [43] к нейтронам из циклотрона, а позднее — Арнольдом и Робертсом [44] к нейтронам из котла. Опыт такого же типа, но с добавлением сильного электрического поля, был проведен Смитом [45] с целью показать отсутствие у нейтрона измеримого электрического ди-

польного момента. В большинстве этих резонансных опытов [42—44] применялся метод двойного пропускания, но Смит использовал более сильную поляризацию, получаемую методом отражения от зеркал. Поскольку резонансный метод не является специфическим для нейтронных исследований на котлах, мы не будем описывать эти работы и отсылаем за подробностями к цитированной выше литературе.



Фиг. 155. Деполаризация нейтронов в тонких образцах железа, измеренная на установке, показанной на фиг. 154.

По деполаризации можно определить средний размер $\bar{\delta}$ ферромагнитных областей в образце.

Поляризованные нейтроны из котла применялись для измерения размеров ферромагнитных областей путем изучения деполаризации, происходящей при прохождении нейтронов через тонкие образцы. Этот метод был применен Берджи и др. [46], пользовавшимися установкой, изображенной на фиг. 154, для определения размеров ферромагнитных областей в образцах железа, обработанных различными способами. Величина деполаризации, как показано Гальперном и Джонсоном [34], находится в очень простой и непосредственной зависимости от размеров ферромагнитных областей

в образце. Уменьшение поляризации пучка нейтронов при прохождении его через тонкий образец немагнитного железа представлено на фиг. 155, где показана величина деполяризации для образцов с двумя разными размерами ферромагнитных областей. Работа Берджи и др. показала, что такая обработка металла, как холодная прокатка, не только изменяет размеры зерен, но также и размеры ферромагнитных областей. Другим уже упомянутым выше применением поляризованных нейтронов является изучение приближения к магнитному насыщению. Возможно, что сильно поляризованные пучки нейтронов найдут применение при измерении ряда других магнитных свойств. В настоящее время несколько лабораторий проводят опыты в этом направлении. Особенно интересные применения поляризованные пучки нейтронов найдут в связи с попытками определения спиновой ориентации ядер, попытками, которые лишь недавно увенчались некоторым успехом. С ориентированными ядрами и поляризованными нейтронами станет возможным раздельное изучение промежуточных состояний с $i + 1/2$ и $i - 1/2$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Hughes D., Burgy M., Heller, Wallace, Phys. Rev., **75**, 565 (1949) (есть русский перевод в сборнике статей: «Физика ферромагнитных областей», М., 1951).
2. Halpern O., Hamermesh M., Johnson M., Phys. Rev., **59**, 981 (1941).
3. Goldberger M., Seitz F., Phys. Rev., **71**, 294 (1947).
4. Ахнезер А., Померанчук И., ЖЭТФ, **18**, 475 (1948).
5. Halpern O., Gerjuoy E., Phys. Rev., **76**, 1117 (1949).
6. Kruger, Meneghetti D., Ringo, Winsberg L., Phys. Rev., **80**, 507 (1950).
7. Weiss R. J., Phys. Rev., **83**, 379 (1951).
8. Vineyard G. H., Phys. Rev., **85**, 633 (1952).
9. Fermi E., Zinn W., Phys. Rev., **70**, 103 (1946).
10. Fermi E., Marshall L., Phys. Rev., **71**, 666 (1947) (есть русский перевод в сборнике статей: «Исследование радиоактивных излучений кристалл-дифракционным методом», М., 1949).
11. Hamermesh M., Phys. Rev., **77**, 140 (1950).
12. Hughes D. J., Burgy M. T., Phys. Rev., **81**, 498 (1951).
13. Harvey, Hughes D., Goldberg, Phys. Rev., **86**, 604 (1952).
14. Palevsky H., Smith R. R., Phys. Rev., **86**, 604 (1952).
15. Hamermesh M., неопубликованная работа Аргоннской лаборатории, 1949.
16. Ekstein H., Phys. Rev., **76**, 1328 (1949); Phys. Rev., **78**, 731 (1950).
17. Halpern O., Phys. Rev., **76**, 1130 (1949).
18. Bloch F., Phys. Rev., **50**, 259 (1936); Phys. Rev., **51**, 994 (1937).
19. Snyder H., частное сообщение.
20. McReynolds A. W., Johnson G. W., Phys. Rev., **82**, 344 (1951).
21. Blatt J. M., Jackson J. D., Phys. Rev., **76**, 18 (1949).
22. Bethe H. A., Phys., Rev., **76**, 38 (1949).
23. Sutton, Hall, Anderson, Bridge H., de Wire J. W., Lavatelli L. S., Long, Snyder, Williams, Phys. Rev., **72**, 1147 (1947).

24. Shull, Wollan E. O., Morton, Davidson, Phys. Rev., **73**, 842 (1948) (есть русский перевод в сборнике статей: «Исследование радиоактивных излучений кристалл-дифракционным методом», М., 1949).
25. Blatt J. M., Phys. Rev., **74**, 92 (1948).
26. Hamermesh M., Phys. Rev., **77**, 140 (1950).
27. Hughes D., Burgy M., Ringo, Phys. Rev., **77**, 291 (1950); Phys. Rev., **84**, 1160 (1951).
28. Pease R. L., Feshbach H., Phys. Rev., **81**, 142 (1951).
29. Hulthen L., Phys. Rev., **79**, 166 (1950).
30. Carver J. H., Wilkinson D. H., Nature, **167**, 154 (1951).
31. Salpeter E. E., Phys. Rev., **82**, 60 (1951).
32. Foldy L. L., Phys. Rev., **83**, 688 (1951).
33. Hughes D. J., Phys. Rev., **86**, 606 (1952); Harvey, Hughes D., Goldberg, Phys. Rev., **87**, 220 (1952).
34. Halpern O., Johnson M. H., Phys. Rev., **55**, 898 (1939); Halpern O., Holstein T., Phys. Rev., **59**, 960 (1941).
35. Hughes D., Wallace, Holtzman R., Phys. Rev., **73**, 1277 (1948).
36. Bloch, Hamermesh M., Staub H., Phys. Rev., **64**, 47 (1943).
37. Steinberger J., Wick G. C., Phys. Rev., **76**, 994 (1949).
38. Hamermesh M., Phys. Rev., **75**, 1766 (1949).
39. Hughes D. J., Burgy M. T., Phys. Rev., **76**, 1413 (1949).
40. Shull C. G., Phys. Rev., **81**, 626 (1951); Shull C. G., Wollan E. O., Koehler H., Phys. Rev., **84**, 912 (1951).
41. Fermi E., неопубликованная работа Аргоннской лаборатории, 1947.
42. Alvarez L., Bloch F., Phys. Rev., **57**, 111, (1939).
43. Bloch F., Nicodemus D., Staub H., Phys. Rev., **74**, 1025 (1948).
44. Arnold W., Roberts A., Phys. Rev., **71**, 878 (1947).
45. Purcell E. M., Ramsey N. F., Phys. Rev., **78**, 807 (1950).
46. Burgy M., Hughes D., Wallace, Heller, Woolf, Phys. Rev., **80**, 953 (1950).

Глава XII

ДОЗИМЕТРИЧЕСКАЯ СЛУЖБА

Высокий уровень интенсивности излучения, возникающего при работе с котлами, обуславливает необходимость соблюдения мер предосторожности для предотвращения облучений, опасных для здоровья персонала.

Проблема предохранения персонала от облучения включает в себя следующие задачи: изучение воздействия излучения на организм, разработка методов обнаружения и измерения излучений, изучение защиты и методики работы с радиоактивными веществами, осуществление постоянного контроля для предотвращения облучения научных работников вследствие неосторожности. Для надежного выполнения перечисленных задач необходимо изучить воздействие различных типов излучения на ткани организма и разработать приборы для регистрации различных видов излучений и средства защиты от них. В настоящей главе мы уделяем основное внимание тем сторонам дозиметрии, которые непосредственно касаются экспериментаторов, работающих на котле, с тем чтобы они смогли лучше уяснить воздействие излучений на организм и методы защиты от облучения. Значение дозиметрии ярко иллюстрируется тем фактом, что хотя в течение последних 10 лет существуют интенсивности излучения, во много раз превосходящие интенсивности, известные ранее, эффективная организация дозиметрической службы позволила удержать число несчастных случаев от переоблучения на чрезвычайно низком уровне.

§ 1. Воздействие излучения на ткань

Несмотря на сложность состава излучения котла и размазанность энергетического спектра его компонент — нейтронов, α -частиц, β -частиц и γ -лучей, воздействие на живую ткань полностью объясняется ионизацией, возникающей от взаимодействия всех этих видов излучения с веществом [1]. Так, например, электроны с энергией около 1 Мэв (энергия, обычная для радиоактивных изотопов) теряют ее в основном непосредственно на ионизацию, так же как и α -частицы. Однако γ -лучи передают энергию электронам в процессах образования пар, комптоновского рассеяния или фотоэффекта в количествах, зависящих от энергии

лучей. Электроны, возникающие в этих процессах, производят ионизацию, так же как и электроны, появляющиеся при β -распаде радиоактивных изотопов. Таким образом, α - и β -частицы производят ионизацию непосредственно, а γ -лучи — образующимися вторичными электронами. Нейтроны, конечно, не ионизируют непосредственно; они ионизируют косвенно путем образования заряженных (и, следовательно, ионизирующих) ядер отдачи. В органических веществах образование таких ядер обусловлено в основном упругими столкновениями с протонами; кроме того, значительное количество протонов образуется в результате реакции $N^{14}(n, p)C^{14}$.

Все перечисленные выше типы излучения при прохождении через живую ткань производят в конечном счете ионизацию, однако распределение ионизации в ткани заметно изменяется при переходе от одного типа излучения к другому. Электронная ионизация, вызываемая либо непосредственно падающими электронами, либо теми, которые возникают от γ -лучей, распределяется вдоль пути электронов, причем удельная ионизация (число пар ионов на единицу длины пробега) составляет около 30 пар ионов на 1 мг/см^2 пройденной ткани. Пучок электронов, попадающий на тело, пронизывает слой ткани толщиной только порядка нескольких миллиметров, если же электроны образуются γ -лучами, поглощение которых много меньше, ионизация распределяется внутри большого объема ткани более или менее равномерно. Вследствие значительно более высокой удельной ионизации, производимой тяжелыми частицами, например протонами (в сравнении с электронами той же самой энергии), удельная ионизация, вызываемая в ткани нейтронами (т. е. порожденными ими протонами отдачи), много больше удельной ионизации, вызываемой γ -лучами или электронами.

Биологические результаты ионизации во многих случаях зависят от плотности ионизации; повреждение ткани увеличивается при увеличении плотности ионизации: например, протоны производят большие разрушения, чем электроны. В результате зависимости от плотности ионизации биологическая эффективность определенного количества пар ионов, образованных протонами отдачи, может быть в 10 раз больше, чем если бы то же самое количество пар ионов было более диффузно образовано электронами [2]. Следовательно, относительная биологическая эффективность быстрых нейтронов на один образованный ион, или сокращенно «ОБЭ», по сравнению с γ -лучами будет равна 10. Непосредственный эффект облучения ткани состоит в разрушении некоторых клеток, что ведет к ослаблению некоторых функций организма, однако более отдаленным результатом может быть также неконтролируемый рост ткани.

Одна из наиболее чувствительных реакций организма на облучение состоит в понижении числа белых кровяных телец (лейкопения), поэтому регулярные анализы крови используются в

качестве стандартной методики обследования персонала, ведущего работу с радиоактивными веществами и излучениями. При более высокой интенсивности облучения наблюдается выпадение волос. Этот эффект преобладал после взрывов атомных бомб в Хиросиме и Нагасаки [3]. Многие жители этих городов, получившие несмертельные дозы облучения, лишились волос, однако в дальнейшем волосяной покров полностью восстановился. При облучении несмертельными дозами может произойти также временная или постоянная стерилизация [4].

Упомянутые выше эффекты появляются вскоре после облучения, преимущественно в интервале от нескольких дней до нескольких недель, однако в дополнение к этим быстро проявляющимся поражениям существуют другие, которые могут не проявляться годами. Наиболее опасным из этих поздно проявляющихся эффектов является образование злокачественных опухолей, например лейкемия, которая состоит в повышенном образовании белых кровяных телец кроветворными тканями в костном мозгу. Некоторые сведения относительно лейкемии, вызванной облучением, имелись еще до появления котлов вследствие ее распространенности среди рентгенологов. Особенно опасны радиоактивные вещества, попавшие внутрь организма, так как они могут обусловить длительные эффекты, например, разрушение костной ткани, возникающее в результате непрерывного действия попавшего внутрь радия. Смерть многих работников, производивших нанесение радиевых солей на светящиеся циферблаты часов, была обусловлена излучением радия, отложившегося в костях скелета за многие годы работы. Более новым опасным эффектом этого типа является появление катаракты у сотрудников, работавших на циклотронах, через несколько лет после переоблучения быстрыми нейтронами [3].

Некоторые виды повреждения ткани ионизирующим излучением, получившие наименование явлений «одиночного попадания», состоят в том, что единичный акт ионизации вызывает определенный биологический эффект и большее количество излучения, воздействующее на ту же самую клетку организма, уже не может увеличить эффект. Для этого типа повреждений не имеется, конечно, «безопасного» предела облучения и полный биологический эффект в этом случае аддитивен, т. е. большое количество малых облучений, выполненных на протяжении большого интервала времени, вызовет тот же самый эффект, что и одновременное мощное облучение, равное по дозе сумме малых облучений. Поскольку одного акта ионизации достаточно, чтобы произвести определенный эффект, и добавочная ионизация не вызывает дальнейших повреждений в той же самой клетке, то эффект тяжелой ионизирующей частицы, например протона отдачи, если привести его к одному акту ионизации, окажется меньшим, чем для электронной ионизации, при которой, как уже отмечалось выше, образующиеся

ионы распределены более диффузно. Принято говорить, что относительная биологическая эффективность (ОБЭ) протонов и нейтронов в сравнении с электронами и γ -квантами, меньше единицы для эффектов одиночных попаданий.

Другой более распространенный тип радиационных повреждений характеризуется эффектом «многократных попаданий», при котором требуется некоторое минимальное количество актов ионизации, т. е. должен быть превзойден определенный порог, чтобы было вызвано поражение того или иного рода. При количестве попаданий, меньшем порогового, ткань способна полностью восстановиться. Очевидно, что для этого типа радиационных повреждений эффект прямо пропорционален плотности ионизации и поэтому протоны и нейтроны в сравнении с электронами и γ -квантами будут в этом случае иметь ОБЭ больше единицы. Например, для торможения деления клетки требуется в 10 раз большая доза облучения γ -лучами, чем быстрыми нейтронами. Этот результат может быть записан следующим образом:

$$\text{ОБЭ} \frac{n}{\gamma} = 10.$$

Биологическая эффективность зависит от типа поражения ткани, энергии излучения и времени облучения, т. е. от интенсивности излучения, однако для наиболее распространенных типов пороговых радиационных повреждений ОБЭ протонов, а значит и быстрых нейтронов, меняется в интервале от 2,5 до 9. Примерами могут служить изменения в составе крови и ожоги кожного покрова, для которых интенсивность облучения ниже определенного минимального предела не приводит к появлению отклонений от нормы.

Основной задачей настоящей главы является рассмотрение вопросов дозиметрии, связанных с ионизирующим излучением котла: измерений интенсивности, опасности переоблучения и методов защиты от излучения. Мы не собираемся описывать широко разработанную технику [5] работы с радиоактивными изотопами, получаемыми в котлах для исследовательских целей. Мы также не рассматриваем множества существующих специальных мер защиты и приспособлений для работы с высокоактивными препаратами. Радиоизотопы могут быть получены в твердом, порошкообразном или жидком виде с активностью от микрокюри до килокюри и для каждого изотопа, в зависимости от вида соединения и мощности источника, разработаны соответствующие методики, позволяющие безопасно работать с препаратами. Так называемые «горячие» лаборатории [6], ведущие работы с высокоактивными радиоизотопами, имеют отдельные системы специальной канализации для «горячих» (высокоактивных) и «холодных» (малоактивных) отходов, систему кондиционирования воздуха, тщательно регулирующую для предупреждения распространения радиоактивных

загрязнений, и специальные устройства для дистанционной работы с радиоактивными препаратами высокой активности внутри сильно экранированных помещений, называемых камерами.

§ 2. Единицы измерения излучения и пределы допустимого облучения

Одна из принципиальных проблем в области защиты от ионизирующих излучений состоит в определении «безопасных» пределов облучения человеческого организма [7]. Вследствие сложности механизма воздействия излучения на живую ткань, отсутствия экспериментальных данных относительно влияния облучения на человека и запаздывающего проявления некоторых эффектов чрезвычайно трудно установить даже приближенно эти безопасные пределы облучения. Даже сам вопрос о выборе единиц, в которых следует выражать величину облучения, является весьма сложным. Причина этой сложности заключается в том, что нас интересует биологический эффект, тогда как интенсивность облучения, обуславливающая этот эффект, измеряется по физическим эффектам, например по скорости счета, ионизации, почернению фотографической пленки и т. д. Поэтому не удивительно, что при применении биологических единиц требуется особая осторожность.

Если учесть количество различных факторов, от которых зависит появление радиационных повреждений, то легко понять, что переход от физической дозы облучения (количество ионизации в ткани) к биологической дозе не выражается постоянным коэффициентом пропорциональности. Физические единицы всегда относятся к некоторому биологическому эффекту в ткани и фактически обычно выражаются в количестве поглощенной тканью энергии. Величина этих единиц в смысле производимого ими биологического эффекта должна, следовательно, изменяться для различных видов ионизирующего излучения в соответствии с их относительной биологической эффективностью для интересующего нас явления.

Единицей измерения дозы облучения является рентген; 1 рентген соответствует поглощению такого количества γ -излучения, которое приводит к образованию в 1 см³ сухого воздуха при температуре 0°C и давлении 760 мм рт. ст. (1,293 мг) ионов, несущих 1 электростатическую единицу количества электричества каждого знака [8]. Рентген является, таким образом, единицей измерения производимой ионизации или поглощенной энергии, однако практически невозможно использовать его полностью в этом смысле. Действительно, официальное определение рентгена начинается словами «количество рентгеновского или γ -излучения, которое...». Такой способ определения делает рентген единицей количества γ -излучения; Эванс описывает его как единицу погло-

щенной энергии, величина которой, выраженная в эргах, зависит от поглотителя. На практике обычно количество рентгенов в единицу времени используется для измерения интенсивности γ -излучения.

Обычно мы говорим, что 1 рентген γ -излучения приводит к образованию в результате ионизации в 1 см³ воздуха 1 электростатической единицы количества электричества, что в единицах энергии соответствует поглощению 83 эргов на 1 г воздуха. Однако при той же дозе в 1 рентген в воде, представляющей собой основную компоненту состава человеческого тела, количество поглощенной энергии составляет уже 93 эрга на 1 г. Более того, количество энергии, выделяемое в тканях различного типа при одной и той же дозе облучения, изменяется в весьма широких пределах. Так, например, для γ -лучей с энергией 12 кэв при дозе облучения, равной 1 рентгену, в 1 г жировой ткани выделяется 42 эрга, а в 1 г костной ткани — 883 эрга [2]. Для более высоких значений энергии γ -лучей энергия, освобождаемая ими в различных тканях, не изменяется в столь широких пределах и измерение интенсивности γ -излучения в рентгенах не приводит к значительному расхождению в величинах поглощенной энергии.

Рентген, согласно первоначальному определению, относится только к поглощению рентгеновских или γ -лучей, однако для других видов ионизирующих излучений были введены единицы, эквивалентные рентгену [4]. Эквивалентность может пониматься в смысле физических эффектов, вызываемых излучением, — в этом случае мы имеем физический эквивалент рентгена (*фэр*), определяемый как поглощение 93 эрг энергии на 1 г ткани для рассматриваемого типа ионизирующего излучения. С другой стороны, биологический эквивалент рентгена (*бэр*) соответствует поглощению такого количества ионизирующего излучения в 1 г ткани, которое произведет тот же самый биологический эффект, что и 1 рентген γ -излучения. Вследствие того, что величина относительной биологической эффективности ионизирующих излучений для различных типов радиационных поражений ткани изменяется в широких пределах, очевидно, что не существует постоянного коэффициента пропорциональности между физическим и биологическим эквивалентами рентгена. Однако приближенно обычно принимается [8], что $0,1 \text{ фэр} = 1 \text{ бэр}$ для быстрых нейтронов ($\sim 2 \text{ Мэв}$) и $0,2 \text{ фэр} = 1 \text{ бэр}$ для тепловых нейтронов, и производятся уточнения в зависимости от вида радиационного поражения ткани.

В принципе можно установить определенные соотношения между каждым из различных эффектов для ткани (выделяемая при ионизации энергия на 1 г, доля разрушенных ионизацией клеток или доля погибших подопытных животных, подвергнутых облучению в течение определенного времени) и потоком ионизирующего излучения, вызывающего рассматриваемые биологические эффекты.

Трудности возникают в тех случаях, когда единицы облучения используются таким образом, как если бы они относились к интенсивности излучения. Например, это происходит при выражении интенсивности γ -лучей в определенном месте в рентгенах в 1 час, тогда как на самом деле следует сказать, что ткань, расположенная в этом месте, будет подвергаться облучению, выражаемому в рентгенах в 1 час. Трудности увеличиваются в тех случаях, когда потоки нейтронов в пучках характеризуются так, как если бы они измерялись в единицах физического или биологического эквивалента рентгена.

Конечно, измеряемой величиной всегда является интенсивность излучения; она может быть измерена детектирующими приборами и выражена в конкретных физических единицах, без какой-либо неопределенности. Если интенсивности излучений измерены и выражены в таких физических единицах, как потоки нейтронов или γ -лучей (выраженные в виде количества квантов или потока энергии), то очевидно, что имеют в виду интенсивность излучения, а не тканевую дозу. Однако применение единиц облучения для характеристики измеренной интенсивности чрезвычайно усложняет терминологию. Аналогичное положение имело бы место в том случае, если бы мы первоначально выразили поток нейтронов в единицах количества отсчетов счетчика с BF₃, назвав тысячу отсчетов стандартного счетчика термином «кило». Затем мы стали бы говорить об интенсивности нейтронов, выражая ее в «кило» в 1 мин. и понимая под «кило» тысячу отсчетов в минуту на данном счетчике, а не поток нейтронов. Истинный поток нейтронов, соответствующий 1 «кило», будет сильно различаться в зависимости от энергии нейтронов, что может показаться странным, если считать «кило» единицей интенсивности. Мы можем даже измерить потоки γ -квантов этим малочувствительным к γ -квантам прибором и затем ошибочно говорить о γ -излучении в столько-то «кило», хотя поток γ -лучей, соответствующий 1 «кило», имеет огромную величину. При этом мы можем даже забыть, что термин «кило» относится к определенному числу отсчетов.

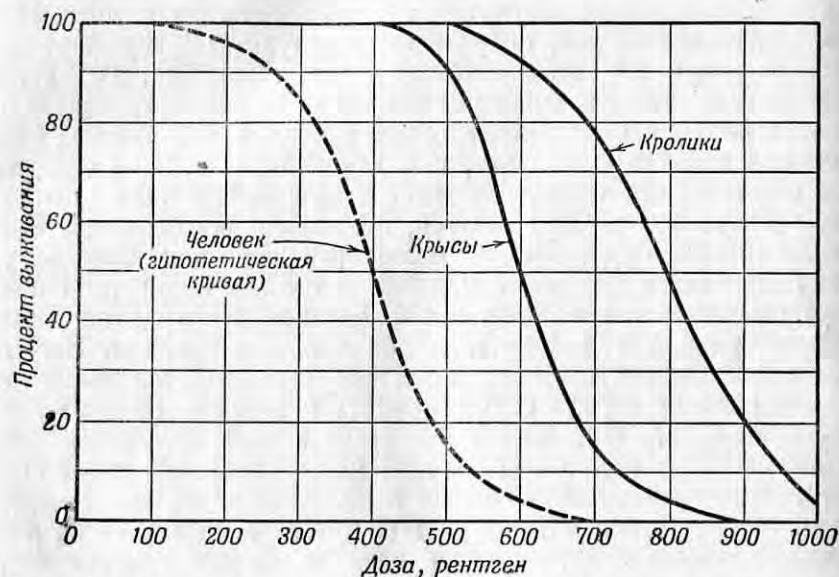
Употребление физических единиц для измерений интенсивности излучения, повидимому, все более распространяется, и эти единицы (поток энергии или число частиц), несомненно, будут содействовать лучшему пониманию истинной интенсивности. Однако в дозиметрии употребление биологических единиц имеет несомненное практическое преимущество, особенно если будут разработаны приборы (такие, например, как «тканеэквивалентная ионизационная камера»), показания которых пропорциональны эффекту в ткани независимо от типа падающего ионизирующего излучения. Несомненно, что такой прибор будет применен только для определенного типа биологических эффектов вследствие весьма значительных изменений биологической эффективности в зависимости

от типа радиационного поражения. Физику кажется значительно более удобным измерять интенсивность излучения в радиационных единицах и тем самым избегать необходимости внесения поправок для учета различий биологических эффектов. В этом случае при регистрации нейтронных потоков с дозиметрической целью необходимо употреблять различные коэффициенты для разных биологических эффектов; так, например, «безопасный» поток тепловых нейтронов будет весьма значительно отличаться от «безопасного» потока быстрых нейтронов.

Рассмотрим ориентировочные значения некоторых специфических радиационных доз, полученных в результате изучения воздействия излучения на человека и на животных. Вследствие многолетнего использования рентгеновских лучей и радиоактивных веществ для них в настоящее время накоплен значительно более обширный практический опыт, чем для нейтронов. Если человеческий организм при облучении всей поверхности тела получит дозу γ -излучения в 1 000 рентген, суммарная поглощенная организмом энергия будет крайне малой [9], так как температура тела поднимается только на 0,002°C, и все же такая доза почти безусловно смертельна. Доза в 400 рентген, воспринятая малым объемом ткани, повидимому, приведет лишь к небольшому постоянному повреждению, в то же время облучение той же дозой всего тела вызовет в 50% случаев смерть в течение 60 дней после облучения (фиг. 156). Доза в 50 рентген при облучении всего организма не приводит к каким-либо постоянным эффектам и вызывает только временные изменения в количестве белых кровяных телец. Местная доза в 1 000 рентген при воздействии ее на кожу приводит только к образованию едва заметного покраснения, а при лечении опухолей применяются локальные дозы в 10 000 рентген в течение нескольких недель.

Очевидно, что задача установления предельной безопасной интенсивности облучения всего организма, или «толерантной дозы», особенно ввиду наличия явлений одиночного попадания, является практически неразрешимой. Однако толерантная доза, принятая Национальным комитетом радиационной защиты США в 1949 г., составляет 50 миллирентген в день (или 0,3 рентгена в неделю), и в настоящее время почти не существует сомнений, что такое облучение даже на протяжении многих лет не вызывает вредных последствий. Толерантная доза облучения была установлена на основе анализа опыта работы с рентгеновскими и γ -лучами, результатов случайного попадания радия в человеческий организм, постоянно присутствующей фоновой интенсивности излучения и экспериментов, проведенных с животными. Облучение, которое человеческий организм воспринимает от космических лучей на поверхности земли, составляет примерно $1/500$ предельного безопасного облучения, а другие естественные источники радиоактив-

ности (почва, горные породы, компоненты человеческого организма) увеличивают эту величину до 1% [8]. Ручные часы со светящимся циферблатом (содержащим около микрограмма радия) создают кожную дозу, равную 100 миллирентген в день; обычное рентгеновское просвечивание грудной клетки создает дозу около 100 миллирентген в том случае, если делается снимок, и в 10 раз большую дозу, если просвечивание производится с использованием флуоресцирующего экрана [4]. Предельная безопасная



Фиг. 156. Процент выживания людей, крыс и кроликов после однократного облучения γ -лучами [3].

Кривая для людей (процент выживания через 60 дней после облучения) показывает, что средняя смертельная доза составляет около 400 рентген.

доза ионизирующих излучений должна являться не дозой, ежедневно получаемой всеми работниками, а максимальной дозой, при обязательном условии, что среднее значение облучения отдельного работника за большой интервал времени является во много раз меньшей величиной.

Полезно выразить толерантную дозу в виде допустимых потоков для различных типов ионизирующих излучений. Эти величины, взятые из результатов Моргана [7], приведены в табл. 14; они представляют собой потоки, образующие 0,3 биологического эквивалента рентгена за неделю, при облучении в течение 5 суток в неделю. Для 8-часового рабочего дня эти величины, конечно, должны быть увеличены в 3 раза. Для γ -квантов и электронов более удобно использовать ионизационные камеры, проградуиро-

Таблица 14

ПОТОКИ РАЗЛИЧНЫХ ТИПОВ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ, СООТВЕТСТВУЮЩИЕ ТОЛЕРАНТНОЙ ДОЗЕ, РАВНОЙ 0,3 БИОЛОГИЧЕСКОГО ЭКВИВАЛЕНТА РЕНТГЕНА ЗА НЕДЕЛЮ (5 РАБОЧИХ ДНЕЙ ПО 24 ЧАСА)

Тип излучения и энергия	Поток
γ -кванты (1 Мэв)	1 300 квантов на 1 см^2 в 1 сек.
Электроны (1 Мэв)	32 электрона на 1 см^2 в 1 сек.
Быстрые нейтроны (2 Мэв)	22 нейтрона на 1 см^2 в 1 сек.
Тепловые нейтроны	600 нейтронов на 1 см^2 в 1 сек.

ванные в миллирентгенах в час, чем измерять поток в фотонах через 1 см^2 в 1 сек., однако для быстрых и тепловых нейтронов измерения потоков производятся непосредственно и могут быть легко переведены в миллирентгены биологического эквивалента в час при помощи табл. 14. Ориентировочный характер этих значений для нейтронов (обусловленный неопределенностью относительной биологической эффективности) может быть иллюстрирован тем фактом, что толерантная доза быстрых нейтронов, используемая в Брукхавенской лаборатории, составляет всего одну треть от указанного в табл. 14 значения, которое используется в Ок-Риджской лаборатории.

§ 3. Измерение излучений для предохранения персонала

Из приведенного выше обсуждения легко видеть, что возможны различные подходы к проблеме измерения ионизирующих излучений в связи с задачами дозиметрической службы. Один из возможных подходов состоит в том, что все излучения измеряются строго в физических единицах, таких как поток нейтронов или γ -лучей (количество квантов или поток энергии) как функция от энергии. Затем необходимо рассмотреть биологический эффект на единицу потока, опять-таки как функцию от энергии, для различных видов излучения с целью выяснения эффекта облучения на организм человека.

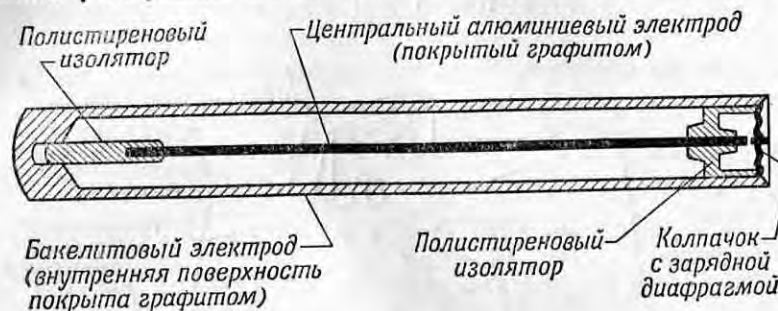
Этот подход к решению проблемы весьма распространен для нейтронов; это видно из того факта, что толерантные дозы чаще приводятся в виде предельных безопасных потоков нейтронов

различной энергии (см. табл. 14), чем в биологических эквивалентах рентгена. При получении толерантных доз ионизирующих излучений, приведенных в табл. 14, необходимо было рассмотреть интенсивность ионизации в ткани на единицу потока (т. е. отношение между потоком и физическим эквивалентом рентгена за единицу времени) и относительную биологическую эффективность такой ионизации (т. е. переход от физических эквивалентов рентгена к биологическим). Вследствие того, что физики, работающие на ядерных котлах, хорошо знакомы с единицами потока и широко используют их в своих опытах, толерантные дозы нейтронов, выраженные в виде предельных безопасных потоков, для них значительно удобнее доз, выраженных в биологических эквивалентах рентгена.

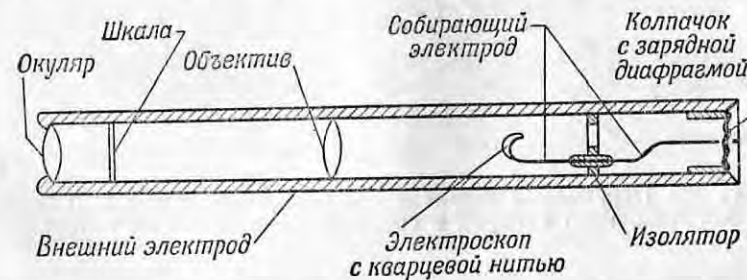
Другой подход к дозиметрическим измерениям состоит в измерении ионизирующих излучений в единицах действия на ткань. Ионизация, образуемая в ткани, представляет собой вполне определенную величину, и для ее измерения были разработаны ионизационные камеры [10], показания которых достаточно близки к ионизации в ткани (так называемые «тканеэквивалентные ионизационные камеры»). Эти приборы дают дозу облучения непосредственно в единицах ионизации, образуемой в ткани, т. е. в физических эквивалентах рентгена в единицу времени, независимо от типа измеряемого излучения. Однако так как поражение ткани на единицу ионизации зависит от типа ионизирующего излучения, то для получения биологического эффекта необходимо перейти от физических эквивалентов рентгена к биологическим. Очевидно, что невозможно создать такой прибор, который был бы градуирован непосредственно в биологических эквивалентах рентгена, так как различия в механизмах тканевого биологического эффекта сделали бы такой прибор необычайно сложным.

Применяемые в настоящее время приборы измеряют ионизирующие излучения в единицах производимой ими ионизации. Механизм превращения энергии излучения в ионизацию в приборах подобен механизму воздействия излучения на ткань. Такими приборами являются обычно ионизационные камеры, счетчики Гейгера—Мюллера, пропорциональные счетчики с борным наполнением и фотографические эмульсии. Основные свойства ионизационных камер и счетчиков широко отражены в упомянутых выше работах [11]. Более специфические характеристики этих приборов, а также схемы, используемые в дозиметрических приборах, подробно описаны Купером [12]. Хотя мы не собираемся подробно рассматривать эти приборы, мы все же дадим краткое описание наиболее распространенных из них, учитывая тот факт, что они известны под такими ничего не говорящими названиями, как «Зевс» и др. Фиг. 157—160, на которых показаны эти приборы, заимствованы нами из книги [3].

1. Карманная камера. Этот прибор размером не более самопишущей ручки (фиг. 157) представляет собой ионизационную камеру без источника питания. Зарядка ионизационной камеры производится до ее применения, и количество ионизации, производимой в ней, определяется измерением напряжения между электродами после экспозиции. Такие камеры используются для обнаружения γ -излучения и изготавливаются в различных модификациях,



Фиг. 157. Карманная камера для измерения дозы облучения.



Фиг. 158. Карманный дозиметр, аналогичный камере, изображенной на фиг. 157, с добавлением измерительного устройства для определения дозы облучения.

так что максимальная измеряемая интенсивность может быть и весьма малой (до 0,2 рентгена) и достигать значений порядка 100 рентген. Хотя в настоящее время эти карманные камеры достаточно прочны и надежны, все же обычно используются две камеры для взаимной проверки правильности их показаний. Очевидным недостатком карманных камер является необходимость перенесения их к электрометру для измерения полученной дозы. Более удобная регистрирующая ионизационная камера, позволяющая произвести отсчет, при тех же общих размерах содержит внутри кварцевую нить, положение которой относительно другой фиксированной нити определяет разность потенциалов между электродами. Эта камера, показанная на фиг. 158, носит название «саморегистрирующего карманного дозиметра».

2. Переносный прибор с ионизационной камерой. Если источник питания постоянно подключен к ионизационной камере, то образуемая в ней ионизация будет вызывать ток, протекающий через камеру. Ток этот чрезвычайно мал и составляет 10^{-11} а для камеры объемом 1 л, когда ионизация соответствует предельной безопасной дозе для 8-часового рабочего дня (0,05 рентгена). Однако смонтированный в переносном приборе усилитель позволяет регистрировать этот ток. Один из типов таких приборов

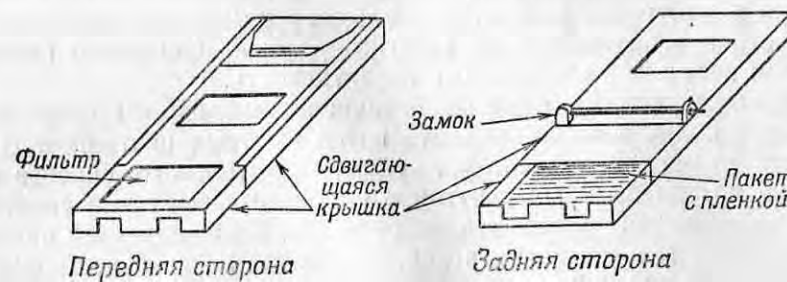


Фиг. 159. Переносный дозиметр для различных видов излучения с ионизационной камерой и собственным источником питания.

(фиг. 159) может быть применен для регистрации различных видов излучения за счет использования поглотителей различной толщины перед окном ионизационной камеры. При помещении перед окном пластины плексигласа прибор будет регистрировать только γ -излучение. Когда эта пластина плексигласа удалена и заменена тонкой алюминиевой фольгой, в камеру помимо γ -квантов могут попасть также β -частицы; когда окно открыто полностью, к упомянутой выше ионизации добавляется ионизация, вызываемая α -частицами.

3. Пропорциональные счетчики. Стандартные пропорциональные счетчики, наполненные BF_3 , которые применяются для исследовательских работ по нейтронной физике, вполне могут быть использованы также и для дозиметрических целей. Счетчики эти регистрируют только нейтроны, причем чувствительность их изменяется по закону $1/v$. Нейтроны различных энергетических интервалов могут быть выделены при помощи соответствующих фильтров.

Разность в скорости счета пропорционального счетчика без кадмиевого фильтра и с фильтром (так называемая «кадмиевая разность») дает поток тепловых нейтронов. Чтобы измерить поток быстрых нейтронов, счетчик может быть помещен внутри парафинового цилиндра диаметром примерно 20 см. В парафине быстрые нейтроны замедляются до энергий, при которых эффективное сечение поглощения нейтронов бором становится достаточно большим. При использовании цилиндров различного диаметра, содержащих кадмиевые поглотители, счетчик может быть сделан чувствительным к разным частям энергетического спектра нейтронов.



Фиг. 160. Фотокассета с фильтрами для определения дозы облучения в рентгенах независимо от энергии γ -лучей.

Соотношение между скоростью счета и потоком быстрых нейтронов зависит от энергии быстрых нейтронов. Однако счетчик может быть прокалиброван так, что он будет давать примерные значения потока нейтронов в области энергии порядка тысяч и миллионов электрон-вольт.

4. Фотографические пленки. Для измерения дозы облучения γ -лучами применяются фотографические пленки, помещаемые в стандартные фотокассеты (фиг. 160). Вследствие сильной зависимости потемнения фотоэмульсии от энергии γ -лучей необходимо применять комбинацию фильтров, для того чтобы результаты измерения дозы в рентгенах не зависели от энергии γ -лучей. Для получения сопоставимых результатов необходимо принимать все меры предосторожности, чтобы стандартизировать процессы проявления и фиксации фотопленок. Несмотря на то, что эта методика измерения доз облучения не позволяет получить высокой точности, она весьма полезна, так как результаты измерений сохраняются в виде проявленных фотопленок. Потоки быстрых нейтронов могут быть измерены путем подсчета числа треков протонов отдачи в толстослойных фотоэмульсиях. Такой подсчет выполняется с помощью микроскопа и является чрезвычайно медленным процессом, однако этот метод все же имеет преимущества для коллимированных

пучков, так как энергия нейтрона может быть определена из длины трека протона отдачи. Для измерения потоков тепловых и медленных нейтронов могут быть использованы толстослойные фотоэмульсии с введенными в них бором или литием. В этом случае потоки определяются счетом треков, образуемых α -частицами, появляющимися в ядерных реакциях расщепления бора и лития [13, 14].

5. Счетчики Гейгера — Мюллера. Счетчик Гейгера — Мюллера представляет собой очень удобный портативный прибор для измерения γ -активности, хотя его трудно проградуировать непосредственно в рентгенах вследствие большого изменения его чувствительности в зависимости от энергии γ -лучей. Основным преимуществом счетчика является его портативность.

Очевидно, что ни один из перечисленных нами приборов не позволяет количественно измерить поток быстрых нейтронов. В настоящее время не существует удовлетворительного способа измерения потока быстрых нейтронов или вызываемой ими тканевой дозы в физических эквивалентах рентгена. Ионизационная камера, наполненная газообразным водородом, дает показания, примерно соответствующие ионизации, производимой быстрыми нейтронами в ткани¹⁾, и, следовательно, в физических эквивалентах рентгена за единицу времени, но, к сожалению, такая ионизационная камера чувствительна также и к γ -лучам. Для измерения ионизации, производимой быстрыми нейтронами, может быть использован прибор дифференциального типа с двумя ионизационными камерами (одна из которых наполнена водородом), включенными по компенсационной схеме. Однако вследствие громоздкости такой прибор неудобен в обращении. Импульсная камера, считающая протоны отдачи, регистрирует поток нейтронов и мало чувствительна к γ -лучам, но ее чувствительность сильно зависит от энергии нейтронов. Измерения треков протонов отдачи в толстослойных фотоэмульсиях позволяют измерить дозу быстрых нейтронов, однако процесс регистрации треков чрезвычайно утомителен. Более подробно эти методы регистрации быстрых нейтронов были недавно рассмотрены в обзоре Мойера [15].

§ 4. Защита от излучения при экспериментах на котлах

Во многих отношениях проблема защиты от излучения при проведении экспериментов на котлах много проще, чем при работе

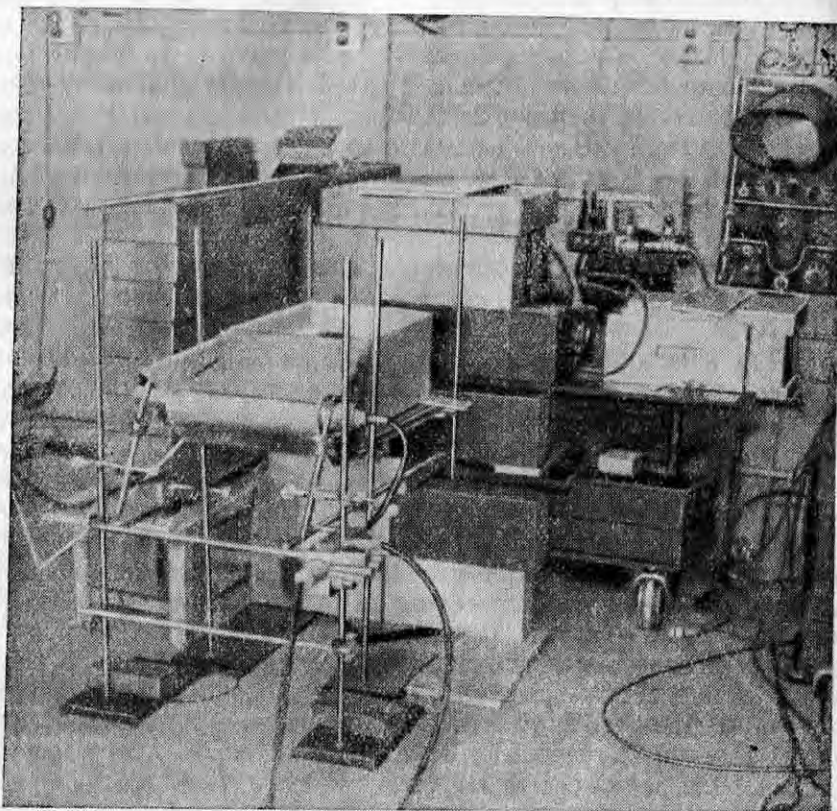
¹⁾ Тканезквивалентная ионизационная камера разработана с целью получения ионизации, максимально близкой к ионизации, производимой излучением в самой ткани; одна из таких камер детально описана Херстом, Ричи и Вильсоном [10]. — *Прим. авт.*

с радиоактивными изотопами, получаемыми при помощи котлов. Причина заключается в том, что большинство экспериментов на котлах включает измерения интенсивности излучения, намного меньшей толерантной. Хотя интенсивность выходящего из котла пучка вначале может быть во много раз больше, чем толерантная, как, например, при работе с кристаллическим спектрометром, однако скорость счета детектора составляет только несколько сотен импульсов в 1 мин. Скорость счета фона должна быть значительно ниже этой скорости счета, так как в противном случае эксперимент не может быть выполнен. Таким образом, сама постановка эксперимента вынуждает снижать фон до значения, меньшего, чем скорость счета от самого эффекта, что приводит к автоматическому снижению фона до уровня, значительно меньшего, чем толерантный.

Это автоматическое снижение фона, которое имеет место при экспериментах с пучками нейтронов из котлов, далеко не всегда выполняется при экспериментальных работах с радиоизотопами, изготовленными при помощи котла. Например, при исследовании действия излучения котла на изменение структуры твердых тел образец после его извлечения из котла может быть эквивалентен многим граммам радия и его физические свойства должны быть измерены в то время, когда он еще обладает этой активностью. Так называемые «горячие лаборатории», сооружаемые для работы с высокоактивными образцами, оборудованы специальными устройствами, позволяющими безопасно производить исследования с такими образцами. В этой книге мы не будем касаться экспериментов с радиоизотопами и остановимся только на более простых проблемах обеспечения защиты от излучения, связанных с экспериментами на котлах. Естественно, что далеко не всегда справедливо утверждение об автоматическом понижении интенсивности излучения до уровня ниже толерантного и, кроме того, часто в процессе проведения опыта возникают случаи, например при монтаже или регулировке, когда опасность облучения сильно увеличивается.

Основные методы обеспечения безопасности состоят в защите экранами, а также путем удаления экспериментаторов на достаточно большое расстояние от источника излучения и выдержкой времени, достаточного для уменьшения активности источника. Во многих случаях практически применим только первый метод, так как условия проведения эксперимента определяют расстояние до источника излучения, а ожидать ослабления активности источника не всегда возможно. Описанные выше эксперименты достаточно хорошо иллюстрируют способ установки в защите котла коллиматоров, служащих для поглощения как быстрых, так и медленных нейтронов. При этом большая часть излучения рассеивается из пучка еще внутри защиты и рассеянное излучение не

проникает в рабочее помещение. Если бы пучок выводился через большое отверстие и коллиматор устанавливался вне защиты, то тогда нейтроны, рассеянные в коллиматоре, серьезно увеличили бы фон нейтронов в помещении. Таким образом, необходимо, чтобы коллимация пучка производилась по возможности внутри защиты



Фиг. 161. Наполненные парафином и борной кислотой защитные блоки, применяемые в экспериментах на котлах.

котла для предупреждения попадания рассеянного излучения в рабочее помещение.

Наилучшим материалом для коллиматоров является, по видимому, сталь, которая в достаточной степени эффективна для поглощения быстрых нейтронов и γ -лучей и обладает прекрасными конструктивными свойствами, в комбинации с водородосодержащими веществами для замедления быстрых нейтронов и бором для захвата замедлившихся нейтронов. Поверхность коллиматора, обращенная к решетке котла, может быть покрыта кадмием для понижения

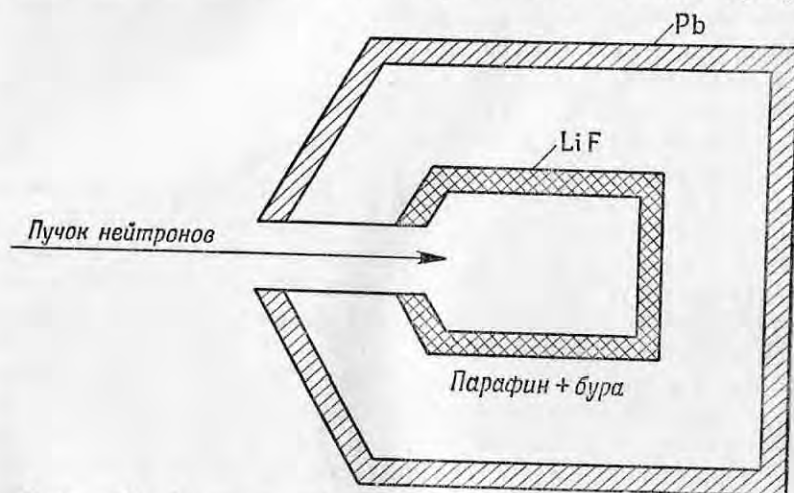
искусственной радиоактивности коллиматора; кадмий может сниматься с коллиматора после его извлечения из котла для удаления возникшей в нем активности. Парафин, содержащий равномерно распределенный в нем бор, является прекрасным защитным средством от быстрых нейтронов вследствие высокой замедляющей способности водорода и большого эффективного сечения поглощения бора. На фиг. 161 показаны удобные защитные блоки, изготовленные из железа толщиной 12,5 мм и наполненные парафином с равномерно распределенной борной кислотой. Эти блоки имеют размеры $75 \times 150 \times 300$ мм, так что из них легко сложить защиту любой формы. Они служат как в качестве защиты от быстрых нейтронов, так и в качестве элементов конструкции экспериментальной установки.

Вследствие того, что ослабление потока быстрых нейтронов не подчиняется простому экспоненциальному закону, а следует возрастному распределению (см. гл. I, § 10), невозможно привести простые численные значения, характеризующие эффективность различных материалов, используемых для защиты от быстрых нейтронов. Так как нейтроны, замедленные до энергии в несколько электрон-вольт, легко поглощаются многими материалами, то возраст нейтронов (при замедлении до резонанса индия) является хорошей оценкой эффекта защиты от быстрых нейтронов. Однако для толстых слоев защитных материалов спадание интенсивности нейтронов определяется «хвостом» возрастного распределения, как показано для бериллия в гл. IV, § 8. Уменьшение интенсивности с ростом расстояния x в этой области хорошо аппроксимируется выражением $e^{-x/\lambda}$, где λ — средняя длина свободного пробега. Таким образом, для достаточно толстых защит средняя длина свободного пробега, даваемая непосредственно эффективным сечением рассеяния [уравнение (1.50)], достаточно точно определяет защитный эффект.

Иногда нежелательно помещать защиту на пути пучка, так как рассеянные защитой нейтроны могут серьезно исказить результаты опыта. В этом случае вполне допустимо прохождение пучка через рабочее помещение (рассеяние в воздухе пренебрежимо мало) до так называемых «ловушек пучка». Ловушка пучка, показанная на фиг. 162, замедляет и поглощает нейтроны без образования рассеянного излучения в помещении. Основной принцип, положенный в основу конструирования ловушек пучка, так же как и любой защиты от быстрых нейтронов, состоит в соединении водородосодержащего вещества, предназначенного для замедления нейтронов, с бором, служащим для поглощения замедленных нейтронов. При поглощении нейтрона ядром бора образуется γ -квант с энергией 0,5 Мэв. Если появление этих γ -лучей нежелательно, то вместо бора может быть использован литий. Эффективное сечение поглощения лития несколько меньше, чем у

бора, но зато поглощение нейтрона в этом случае не сопровождается появлением γ -кванта.

Присутствие фона γ -лучей в опытах с пучками нейтронов обычно не препятствует проведению опыта, так как счетчики с BF_3 мало чувствительны к γ -лучам. Вследствие этого понижение фона γ -лучей не является необходимым для самого опыта и фон может быть велик даже в тех случаях, когда обеспечена прекрасная защита от нейтронов. Для ослабления потока γ -лучей наиболее полезным материалом является свинец, так как он имеет большое эффективное сечение поглощения γ -квантов, а также прекрасные



Фиг. 162. «Ловушка пучка» для поглощения излучения без образования рассеянного излучения в помещении.
Масштаб 1:15.

конструктивные качества. В некоторых случаях по конструктивным соображениям или для уменьшения стоимости используются другие материалы. В связи с этим целесообразно оценить эффективность этих материалов для защиты от γ -лучей. Вследствие многократного рассеяния γ -лучей при прохождении их через защиту ослабление γ -лучей не может быть рассчитано элементарным путем. Приближенные значения толщины защиты, необходимой для обеспечения определенного коэффициента ослабления, для распространенных веществ при двух типичных значениях энергии γ -лучей приведены в табл. 15, которая весьма удобна для расчетов такого рода. Простая экспоненциальная зависимость не справедлива для ослабления γ -лучей в связи с тем, что взаимодействие γ -лучей с атомами определяется не только поглощением (фотоэффект или эффект образования пар), но и рассеянием (эффект Комптона). Эффекты многократного рассеяния приближенно приняты во внимание при составлении табл. 15, которая заимствована из книги [3].

Таблица 15

ТОЛЩИНА ЗАЩИТЫ ДЛЯ γ -ЛУЧЕЙ С ЭНЕРГИЕЙ КВАНТОВ
4,5 и 0,7 Мэв

Коэффициент ослабления	Толщина защиты, см							
	для γ -лучей с энергией квантов 4,5 Мэв				для γ -лучей с энергией квантов 0,7 Мэв			
	вода	бетон	железо	свинец	вода	бетон	железо	свинец
0,2	75	28	9,6	4,1	30	13	4,6	1,8
0,1	100	38	13	5,9	41	17	6,1	2,5
0,02	175	63	22	9,9	64	28	9,9	4,3
0,01	200	75	24	12	74	33	12	5
0,001	280	100	35	17	110	48	16	7,9

ЛИТЕРАТУРА

1. Introduction to Pile Theory, Cambridge, Mass., 1952, Evans R. D., p. 35—74 (есть русский перевод: «Научные и технические основы ядерной энергетики» под ред. К. Гудмена, т. I, М., 1948, гл. I); Heitler W., The Quantum Theory of Radiation, 2d ed., Oxford, 1944 (есть русский перевод: Гайтлер В., Квантовая теория излучения, М.—Л., 1940); Fermi E., Nuclear Physics, Chicago, 1950, Ch.2 (есть русский перевод: Ферми Э., Ядерная физика, М., 1951).
2. Science and Engineering of Nuclear Power, Cambridge, Mass., 1949, vol. II, Evans R. D., p. 255—260 (есть русский перевод: «Научные и технические основы ядерной энергетики» под ред. К. Гудмена, т. II, М., 1950, гл. XV).
3. The Effects of Atomic Weapons, Washington, D. C., 1950, p. 353.
4. Evans R. D., Nuclear Science Series, Preliminary Report No 11, Problems Associated with the Transportation of Radioactive Substances (National Research Council, 1951), p. 27.
5. Safe Handling of Radioactive Isotopes, Pamphlet HB-42, National Bureau of Standards, Washington, D. C., 1949. Control of Radiation Hazards in the Atomic Energy Program, semiannual report of the AEC, Washington, D. C., 1950.
6. Hull, Goertz, Ferguson, AEC report AEC D 2990 (Technical Information Division, Oak Ridge, Tenn., 1949).
7. Morgan K. E., AEC report TID 5031 (Technical Information Service, Oak Ridge, 1951), p. 176—210.
8. Failla G., AEC report TID 388 (Technical Information Service, Oak Ridge, 1951).
9. Lapp R. E., Andrews H. L., Nuclear Radiation Physics, Prentice-Hall, 1948, p. 435.
10. Hurst, Ritchie, Wilson, Rev. Sci. Inst., 22. 981 (1951).

11. Rossi B. B., Staub H. H., Ionization Chambers and Counters, New York—London, 1949 (есть русский перевод: Б. Росси и Г. Штауб, Ионизационные камеры и счетчики, М., 1951); Wilkinson D. H., Ionization Chambers and Counters, Cambridge, 1950; Wilson, C. G., Baker, Particle and Quantum Detectors, Preliminary Report No 7 Nuclear Science Series, National Research Council, January, 1950.
12. Kuper J. B. H., AEC report TID 388 (Technical Information Service, Oak Ridge, 1951), p. 73—87.
13. Kaplan N., Yagoda H., Rev. Sci. Inst., 23, 155 (1952).
14. Cüer P., Morand M., King, Locquenex, C. R. Acad. Sci., Paris, 228, 557 (1949).
15. Meyer B. J., Nucleonics, 10, No 5, 14 (1952).

Приложение I

КОНСТАНТЫ, ПЕРЕВОДНЫЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ И ФОРМУЛЫ

Здесь собраны обычно используемые константы, коэффициенты для перевода величин из одной системы единиц в другую и формулы, большинство из которых уже встречалось в тексте ¹⁾.

Константы и переводные коэффициенты

Масса электрона = $9,107 \cdot 10^{-28}$ г (0,511 Мэв).

Заряд электрона = $4,802 \cdot 10^{-10}$ CGSE.

Масса нейтрона = 1,008982 атомных единиц массы.

1 атомная единица массы = 931,1 Мэв = $1,658 \cdot 10^{-24}$ г.

1 эв = $1,602 \cdot 10^{-12}$ эрг.

1 химическая атомная единица массы = 1,00027 физической атомной единицы массы.

Магнитный момент нейтрона = $-1,913$ ядерного магнетона.

1 ядерный магнетон = $eh/4\pi \cdot M_p c = 5,049 \cdot 10^{-24}$ эрг/гаусс (где M_p — масса протона).

Постоянная Планка $h = 6,624 \cdot 10^{-27}$ эрг·сек. $\hbar = h/2\pi = 1,054 \times 10^{-27}$ эрг·сек.

Постоянная Больцмана $k = 1,380 \cdot 10^{-16}$ эрг/град.

Стандартный объем газа = 22,42 л/моль.

Число Авогадро = $6,025 \cdot 10^{23}$.

Скорость света = $2,9979 \cdot 10^{10}$ см/сек.

1 кюри = $3,70 \cdot 10^{10}$ распадов в 1 сек.

Формулы

Длина волны нейтрона:

$$\lambda = \frac{0,287}{\sqrt{E}} \quad [E \text{ в эв}, \lambda \text{ в } \text{Å} (10^{-8} \text{ см})].$$

Время пролета:

$$t (\text{мксек/м}) = \frac{10^6}{v (\text{м/сек})} = 253 \lambda (\text{Å}) \quad (\text{см. фиг. 163}).$$

¹⁾ Основные константы взяты главным образом из статьи Дю-Монда и Козна [Phys. Rev., 62, 555 (1951)]. — Прим. авт.

Максвелловское распределение по скоростям:

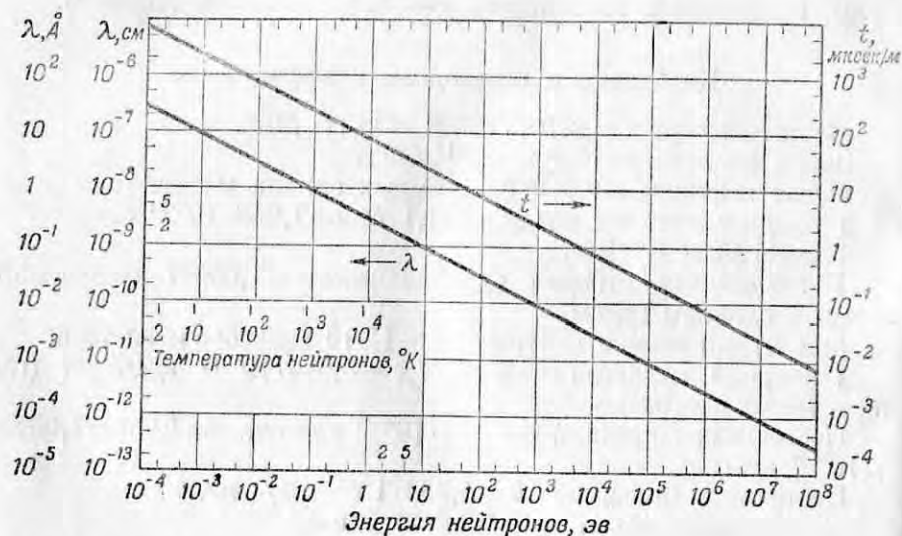
$$dn = \frac{4nv^2}{v_0^3 \sqrt{\pi}} e^{-(v^2/v_0^2)} dv$$

(график приведен на фиг. 23 и 35; см. гл. II, § 8, и гл. III, § 4).

Наиболее вероятная скорость:

$$v_0 = \left(\frac{2kT}{m} \right)^{1/2} = 2198 \text{ м/сек (при } T = 293^\circ\text{K)},$$

$$\frac{1}{2} mv_0^2 = 0,0252 \text{ эв (при } T = 293^\circ\text{K)}.$$



Фиг. 163. Переход от энергии или температуры ($E=kT$) нейтронов к длинам волн (в см и Å) и временам пролета (в мксек/м).

Замедляющая способность:

$$\xi = 1 + \frac{(A-1)^2}{2A} \ln \frac{(A-1)}{(A+1)} \approx \frac{2}{A+2/3} \text{ с точностью до } 1\% \text{ для } A > 10$$

(см. гл. I, § 10; табл. 1).

Поток резонансных нейтронов энергии E в интервале dE , выраженный через плотность замедления q :

$$(nv)_E dE = \frac{q}{\xi N \sigma_s} \frac{dE}{E} \quad [\text{см. гл. I, § 10, формула (1.40)}].$$

Отношение потока тепловых нейтронов к потоку резонансных нейтронов в единичном интервале логарифма энергии:

$$K = \frac{nv}{q/\xi N \sigma_s} \approx 16 \text{ для котла с графитовым замедлителем (см. гл. II, § 7).}$$

Резонансный интеграл поглощения, выраженный через кадмиевое отношение

$$R_{Cd}-1 = K \frac{\sigma_{kT}}{\int_{0,4 \text{ эв}}^{\infty} \sigma_a \frac{dE}{E}},$$

где $K = \frac{nv}{q/\xi N \sigma_s} \approx 16$ для котла с графитовым замедлителем (см. гл. I, § 10 и гл. V, § 1; интегралы приведены в табл. 8).

Возрастное распределение Гаусса от точечного источника мощности Q :

$$q = \frac{Q}{(4\pi r^2)^{3/4}} e^{-r^2/4\tau},$$

$$\bar{r}^2 = 6\tau \quad [\text{см. гл. I, § 10, соотношение (1.45)}].$$

Среднее эффективное сечение для максвелловского распределения, измеряемое детектором с эффективностью, пропорциональной $1/v$:

$$\bar{\sigma} = 1,128 \sigma_{kT} \quad (\text{см. гл. IX, § 2}).$$

Эффективное сечение переноса:

$$\sigma_{\text{пер.}} = \sigma_s (1 - \overline{\cos \varphi}) \quad [\text{см. гл. I, § 10, формулы (1.42) и (1.44)}].$$

$$\overline{\cos \varphi} = \frac{2}{3A} \quad (\text{для свободных атомов}).$$

Длина диффузии L :

$$L^2 = \frac{1}{3N^2 \sigma_a \sigma_{\text{пер.}} \left(1 - \frac{2}{5} \frac{\sigma_a}{\sigma_{\text{пер.}}} \right)},$$

где $\sigma_a = \sigma_{kT}/1,128$ — эффективное сечение для нейтрона со средней скоростью (см. гл. I, § 11 и гл. VIII, § 4).

Диффузия в призме квадратного сечения со стороной a и высотой h (только первая гармоника):

$$nv = \frac{(nv)_0}{1 - e^{-2h/b}} \left[e^{-z/b} - e^{-(2h-z)/b} \right] \cos \frac{\pi x}{a} \cos \frac{\pi y}{a},$$

где b — длина затухания, определяемая соотношением

$$\frac{1}{b^2} = \frac{2\pi^2}{a^2} + \frac{1}{L^2}.$$

Экстраполированная длина = $0,71 \lambda_{\text{пер}}$. (см. гл. VIII, § 2, табл. 13).

Диффузия от точечного источника мощностью Q :

$$nv = \frac{3Q}{4\pi\lambda_{\text{пер}}} \frac{e^{-r/L}}{r} \quad (\text{см. гл. I, § 11}).$$

Формула Брейта—Вигнера для одиночного резонансного уровня (только $l=0$):

$$\sigma(n, \gamma) = \pi \lambda^2 \frac{1}{2} \left(1 \pm \frac{1}{2i+1}\right) \frac{\Gamma_n \Gamma_\gamma}{(E-E_0) + (\Gamma/2)^2}$$

(см. гл. I, § 7 и гл. X, § 1; $\sigma(n, \gamma)$ для многих уровней приведено в гл. IV, § 5),

$$\sigma(n, n) = 4\pi \lambda^2 \frac{1}{2} \left(1 \pm \frac{1}{2i+1}\right) \left| \frac{\Gamma_n/2}{(E-E_0) + (-1)^{1/2} \Gamma/2} + \frac{R}{\lambda} \right|^2.$$

Ширина уровня Γ и время жизни возбужденного состояния τ :

$$\tau = \frac{\hbar}{\Gamma(\text{эрг})} \text{сек.} = \frac{6,6 \cdot 10^{-16}}{\Gamma(\text{эв})} \text{сек.} \quad (\text{см. гл. I, § 4; } \Gamma_\gamma \text{ изображена}$$

на фиг. 45).

Пороговые реакции:

$$\text{Пороговая энергия } E_T = Q \frac{A+1}{A};$$

$$\text{Прозрачность } P = \exp \left\{ - \frac{4zZe^2 [\arccos x^{1/2} - x^{1/2}(1-x)^{1/2}]}{v\hbar} \right\},$$

где $x = E'/B$;

$$\text{Высота барьера } B = 0,96 \frac{zZ}{A^{1/2}} \text{ Мэв}$$

(см. гл. IV, § 1; эффективные сечения для пороговых реакций приведены в табл. 4; фиг. 39 и 40).

Эффективное сечение для связанного атома:

$$\sigma_{\text{ког.}} (\text{связанного атома}) = \left(\frac{A+1}{A}\right)^2 \sigma_{\text{ког.}} (\text{свободного атома})$$

(см. гл. X, § 5; формулы для эффективного сечения некогерентного рассеяния, зависящего от спина и от наличия изотопов, приведены в гл. X, § 2).

МАССЫ АТОМОВ

В таблице приведены массы атомов M , выраженные в атомных единицах массы (физическая шкала), и дефекты масс ($M-A$). Данные взяты из работы Ли, Валинга, Фаулера и Лауритсена [Phys. Rev., 83, 517 (1951)]; они основаны исключительно на энергетике ядерных распадов и реакций, а не на масс-спектрметрических результатах.

Элемент	Массовое число A	Дефект массы $M-A$, Мэв	Масса атома M , атомные единицы массы
n	1	$8,3638 \pm 0,0029$	$1,008982 (\pm 3)$
H	1	$7,5815 \pm 0,0027$	$1,008142 (\pm 3)$
H	2	$13,7203 \pm 0,006$	$2,014735 (\pm 6)$
H	3	$15,8271 \pm 0,010$	$3,016997 (\pm 11)$
He	3	$15,8086 \pm 0,010$	$3,016977 (\pm 11)$
He	4	$3,6066 \pm 0,014$	$4,003873 (\pm 15)$
He	6	$19,065 \pm 0,025$	$6,020474 (\pm 27)$
Li	6	$15,850 \pm 0,021$	$6,017021 (\pm 22)$
Li	7	$16,969 \pm 0,024$	$7,018223 (\pm 26)$
Li	8	$23,296 \pm 0,028$	$8,025018 (\pm 30)$
Be	7	$17,832 \pm 0,024$	$7,019150 (\pm 26)$
Be	8	$7,309 \pm 0,027$	$8,007850 (\pm 29)$
Be	9	$14,007 \pm 0,028$	$9,015043 (\pm 30)$
Be	10	$15,560 \pm 0,026$	$10,016711 (\pm 28)$
B	9	$15,076 \pm 0,029$	$9,016190 (\pm 31)$
B	10	$15,004 \pm 0,026$	$10,016114 (\pm 28)$
B	11	$11,909 \pm 0,022$	$11,012789 (\pm 23)$
B	12	$16,912 \pm 0,020$	$12,018162 (\pm 22)$
C	11	$13,889 \pm 0,022$	$11,014916 (\pm 24)$
C	12	$3,542 \pm 0,015$	$12,003804 (\pm 17)$
C	13	$6,958 \pm 0,013$	$13,007473 (\pm 14)$
C	14	$7,153 \pm 0,010$	$14,007682 (\pm 11)$
N	13	$9,179 \pm 0,013$	$13,009858 (\pm 14)$
N	14	$6,998 \pm 0,010$	$14,007515 (\pm 11)$
N	15	$4,528 \pm 0,011$	$15,004863 (\pm 12)$
O	15	$7,233 \pm 0,012$	$15,007768 (\pm 13)$
O	16		$16,000000$ (стандарт)
O	17	$4,221 \pm 0,006$	$17,004533 (\pm 7)$
F	17	$6,970 \pm 0,011$	$17,007486 (\pm 11)$
F	19	$4,149 \pm 0,014$	$19,004456 (\pm 15)$
F	20	$5,914 \pm 0,017$	$20,006352 (\pm 19)$

Приложение III

ЭФФЕКТИВНЫЕ СЕЧЕНИЯ НА ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНАХ

Приведенная ниже таблица содержит наиболее достоверные значения различных эффективных сечений для медленных нейтронов, основанные на тщательном рассмотрении всех доступных данных. Первоначально эта таблица была составлена группой консультантов по эффективным сечениям при Комиссии по атомной энергии и опубликована совместно с кривыми эффективных сечений в мае 1952 г.¹⁾ В публикуемую таблицу были включены дополнения с использованием данных, опубликованных до 1 декабря 1952 г.²⁾ Большинство приведенных в таблице сечений было измерено несколько раз, иногда различными способами, а приведенные средние статистические ошибки вычислялись с учетом ошибок самих экспериментов и на основании согласованности результатов. В таблицу включались, насколько это было возможно, экспериментальные, а не расчетные значения сечений. Все значения сечений, приведенные для какого-нибудь элемента, относятся к естественным смесям изотопов, т. е. они являются атомными эффективными сечениями, а значения для отдельных изотопов являются эффективными сечениями этих изотопов. Все сечения даны в барнах ($1 \text{ барн} = 10^{-24} \text{ см}^2$). В таблицу эффективных сечений для тяжелых элементов ($Z > 90$) включены все рассеянные данные.

Эффективные сечения реакций относятся ко всем случаям, когда нет вторичного испускания нейтронов, т. е. к реакциям (n, γ) , (n, α) и (n, p) . Практически почти все эффективные сечения реакций относятся к реакции (n, γ) , поэтому другие реакции в таблице помечены особо. Эффективные сечения поглощения σ_a измеряются в основном методом котлового осциллятора, в котором определяется изменение реактивности котла за счет поглощения нейтронов (см. гл. VII, § 6). В таблице приведены результаты измерений,

¹⁾ Neutron Cross Sections, AECU 2040 (Office of Technical Services, Oak Ridge, Tenn.). — Прим. авт.

²⁾ При подготовке русского издания таблица была дополнена данными, опубликованными в зарубежной журнальной литературе по состоянию на 1 сентября 1953 г. Все добавления, сделанные редакцией, снабжены ссылками на литературу (цифры в квадратных скобках), список которой приведен на стр. 463. — Прим. ред.

выполненных этим методом в Аргонне, Ок-Ридже и Харвелле. В некоторых случаях эффективные сечения реакций (n, α) и (n, p) были измерены при помощи камер Вильсона и счетчиков, а другие эффективные сечения поглощения оценивались по изменению изотопного состава образца при длительном облучении в котле (см. гл. VII, § 7). В нескольких случаях эффективное сечение поглощения было получено путем вычитания сечения рассеяния из полного сечения.

Эффективные сечения активации $\sigma_{\text{акт}}$ определялись по радиоактивности ядра, образующегося в результате реакций (n, γ) или в редких случаях (n, α) и (n, p) (см. гл. VII, § 2). Реакции (n, α) и (n, p) отмечены особо. Эффективные сечения активации всегда относятся к соответствующим изотопам, и поэтому они являются эффективными сечениями изотопов. Для одноизотопных элементов они одновременно являются и атомными эффективными сечениями. Эффективное сечение поглощения, измеренное для отдельного изотопа или для одноизотопного элемента, должно совпадать с эффективным сечением активации, если последнее включает все активности. Иногда трудно измерить эффективные сечения активации для отдельных изомерных состояний. В таблице значение сечения для наиболее возбужденного (метастабильного) состояния помещается первым. Все последующие значения помещены в порядке убывания энергии возбуждения (если порядок убывания известен); эффективные сечения относятся к непосредственному образованию каждого состояния. В тех случаях, когда активность изомера увеличивается за счет распада другого (более короткоживущего) состояния, приводится процентное содержание того состояния, которое увеличивает активность.

Эффективные сечения реакций даны для скорости нейтронов 2200 м/сек, хотя измерения обычно производились с нейтронами широкого энергетического спектра. В некоторых случаях, например при облучении чисто тепловыми нейтронами, весьма легко из экспериментальных результатов получить значение эффективного сечения реакции для нейтронов со скоростью 2200 м/сек. В других случаях, например при измерении эффективных сечений активации для нейтронов из котла, это сделать трудно, а иногда (эффективные сечения изотопов, измеренные при помощи масс-спектрометра) определение эффективного сечения реакции для нейтронов со скоростью 2200 м/сек оказывается невозможным. Все элементы и изотопы, за исключением помеченных «не $1/v$ », при облучении нейтронами с максвелловским распределением дают такое же полное поглощение, как поглотитель с сечением, изменяющимся по закону $1/v$, с тем же значением сечения при скорости нейтронов 2200 м/сек. Другими словами, соответствующие эффективные сечения в области тепловых нейтронов точно или приближенно, в пределах указанной погрешности, подчиняются за-

кону $1/v$. Для немногих сечений, помеченных «не $1/v$ », указан множитель (множитель f , гл. VII, § 1), на который надо умножить эффективное сечение при скорости нейтронов 2200 м/сек , чтобы получить значение эффективного сечения при той же энергии, приведенное к максвелловскому спектру. (Значение множителя справедливо для максвелловского спектра с температурой, отличающейся от комнатной не более чем на 100°C .) Вещество с таким сечением будет вести себя в потоке с максвелловским распределением как поглотитель, подчиняющийся закону $1/v$, с сечением, отличающимся от истинного на указанный множитель. В нескольких случаях, когда значения сечений для нейтронов со скоростью 2200 м/сек не могли быть определены, эффективные сечения все же включены с указанием, что они относятся к нейтронам котла.

Эффективные сечения рассеяния обычно не зависят от энергии в области тепловых нейтронов при отсутствии кристаллических эффектов, и поэтому они не отнесены к нейтронам со скоростью 2200 м/сек . Эффективное сечение когерентного рассеяния $\sigma_{\text{ког}}$ дано со знаком амплитуды, причем положительный знак соответствует рассеянию от твердой сферы. Сечение когерентного рассеяния для связанных атомов представляет собой ту часть полного эффективного сечения для связанных атомов, которая определяет такие интерференционные эффекты как брэгговское рассеяние и отражение от зеркал (см. гл. X, § 1). Эффективное сечение для связанных атомов есть сечение, которое наблюдалось бы, если бы атомы были полностью связаны (нет теплового диффузного рассеяния), но нейтроны рассеивались совершенно независимо каждым атомом. Конечно, такое эффективное сечение не может быть измерено экспериментально, но оно вычисляется путем введения поправки на приведенную массу $(A+1)^2/A^2$ [соотношение (10.20)] к эффективному сечению рассеяния для свободных атомов $\sigma_{\text{своб}}$. Сечение $\sigma_{\text{своб}}$ измеряется в области энергий (обычно $10\text{--}20 \text{ эв}$), где атом может рассматриваться как свободный. Значения эффективных сечений для свободных атомов не приводятся в тех случаях, когда присутствие резонансов вблизи области тепловых нейтронов мешает вычислению эффективного сечения для связанных атомов. При отсутствии некогерентного рассеяния, а именно, рассеяния, зависящего от спина, от наличия изотопов, и неупругого рассеяния, измеренное значение $\sigma_{\text{ког}}$ должно быть равно $\sigma_{\text{своб}}$. $(A+1)^2/A^2$. Иногда единственным измеренным эффективным сечением рассеяния для элемента является сечение, усредненное по максвелловскому распределению. Это среднее эффективное сечение рассеяния σ_s зависит от кристаллической структуры образца и даже от размеров кристаллических зерен. Поскольку значения σ_s находят в некоторых случаях практическое применение, они также приведены в таблице.

При составлении таблицы ставилась цель включить только непосредственно измеренные величины, хотя в некоторых случаях можно определить эффективные сечения из других измерений. Например, вычисленное эффективное сечение для связанных атомов, которое иногда известно с большой точностью, может рассматриваться как эффективное сечение когерентного рассеяния в предположении отсутствия источников некогерентного рассеяния. Однако в столбце для $\sigma_{\text{ког}}$ дается только измеренное значение сечения когерентного рассеяния, хотя в некоторых случаях значение $\sigma_{\text{ког}}$, вычисленное из эффективного сечения для связанных атомов, имеет меньшую ошибку. Примером может служить кислород, для которого эффективное сечение для связанных атомов является более точным, чем $\sigma_{\text{ког}}$, и пренебрежение сечением некогерентного рассеяния, очевидно, справедливо. Тем не менее в столбце для $\sigma_{\text{ког}}$ включено только измеренное эффективное сечение когерентного рассеяния. Эффективное сечение поглощения, измеренное методом котлового осциллятора, есть наиболее точная величина и ее можно было бы включить в столбец для сечения активации, если есть уверенность, что возникает только одна активность. Примером может служить Al^{27} , для которого сечение активации находится в согласии с сечением поглощения, но измерено с меньшей точностью. В этом случае также соблюдается принцип включения только непосредственно измеренных величин. При использовании таблицы необходимо критически подходить к приведенным значениям, особенно в тех случаях, когда значения различных эффективных сечений не находятся в согласии, хотя они должны соответствовать друг другу. Например, следует использовать более точное значение сечения поглощения $0,19 \pm 0,03 \text{ барна}$ для образования P^{32} с периодом полураспада $14,3 \text{ дн.}$, хотя непосредственно измеренное эффективное сечение активации составляет $0,23 \pm 0,05 \text{ барна}$. С другой стороны, эффективное сечение для образования S^{35} с периодом полураспада 87 дн. при реакции $\text{Cl}^{35}(\text{n},\text{p})$ было измерено путем непосредственного наблюдения реакции в камере Вильсона и оказалось равным $0,30 \pm 0,10 \text{ барна}$; при определении путем активации оно было найдено равным $0,17 \pm 0,04 \text{ барна}$. В этом случае неясно, какое из указанных значений правильно; поэтому рекомендуется брать среднее взвешенное значение.

Элемент	Изотоп, распространённость (%), период полураспада	Эффективные сечения реакций для нейтронов со скоростью $2\ 200\ \mu\text{м/сек}$		Эффективные сечения рассеяния				
		сечение поглощения σ_a , барны	сечение активации $\sigma_{акт.}$, барны	$\sigma_{ког.}$, барны и знак амплитуды	$\sigma_{своб.} \times \left(\frac{A+1}{A}\right)^2$, барны	σ_s , барны		
^{18}A	A^{36} (0,35)	0,62±0,04	6±2	34 дн.	0,9±0,2	1,5±0,5		
	A^{38} (0,08)		0,8±0,2				265 лет	
	A^{40} (99,6)		0,53±0,02				1,8 час.	
	A^{41} (1,8 час.)		> 0,06				> 3,5 год.	
^{19}K	K^{39} (93,1)	1,97±0,06	3±2	2·10 ⁸ лет	1,5±0,1 (+)	2,0±0,2		
	K^{40} (0,012)		1,87±0,15					
	K^{41} (6,9)		66±20 [3]					
			(n, p) < 1					
^{20}Ca	Ca^{40} (96,9)	0,43±0,02	1,0±0,2	12,4 час.	3,0±0,1 (+)	3,2±0,3		
	Ca^{42} (0,64)		< 0,1·10 ⁻³				8,5 дн.	9±2
	Ca^{43} (0,14)		0,63±0,12				152 дн.	
	Ca^{44} (2,1)		0,25±0,10				4,8 дн. [24]	
	Ca^{46} (0,0032)		1,1±0,1				8,5 мин.	
	Ca^{48} (0,18)		10±4				20 сек.	
^{21}Sc	Sc^{45} (100)	21,6±2,0 [4]	12±6	85 дн.	13±1 (+)			
		(23,2±0,9 [6])	(20 сек. → 85 дн.)					
^{22}Ti	Ti^{46} (8,0)	5,6±0,4	0,14±0,03	6 мин.	1,4±0,3 (-)	4,0±0,4		
	Ti^{47} (7,8)	0,6±0,2	4,5±0,9	3,9 мин.	0,032±0,008 (-)	5,0±0,2		
	Ti^{48} (73,4)	1,6±0,3	11±5	26,5 дн.	1,56±0,03 (+)	4,1±0,3		
	Ti^{49} (5,5)	8,0±0,6	12,7±0,3 [12]	2,6 час.	1,7±0,1 (-)	2,0±0,1		
	Ti^{50} (5,3)	1,8±0,5	0,7±0,3	2,9 год.	11,37±0,05[8] (+)	11,8±0,1		
	V^{50} (0,2)	< 0,2	0,7±0,2	47 дн.	2,20±0,13 (+)	2,5±0,3		
	V^{51} (99,8)	4,7±0,2	0,7±0,2	10,7 мин.	12,8±0,2 (+)	12,8±0,2		
	Cr^{50} (4,4)	2,9±0,1	14±3	5,3 лет	0,64±0,04 (+)	2,0±0,5		
	Cr^{52} (83,7)	16,3±1,3	20±3	(99,7% 10,7 мин. → 5,3 лет)	1,00±0,06 (+)	7±1		
	Cr^{53} (9,5)	0,73±0,06	4,5±0,2		13,4±0,3 (+)	18,0±0,2		
	Cr^{54} (2,4)	17,5±1,4	4,5±0,2		25,9±0,3 (+)	24,4±0,5		
	Mn^{55} (100)	< 0,3	4,5±0,2					
^{25}Mn ^{26}Fe	Fe^{54} (5,9)	12,6±0,6	5,6±0,4	4,5±0,2	1,4±0,3 (-)	6±2 (3,96)[7]		
	Fe^{56} (91,6)	2,43±0,08	0,6±0,2	0,6±0,2	0,032±0,008 (-)	5±1		
	Fe^{57} (2,20)	(n, α) (5±3)·10 ⁻³	2,2±0,2	3,9 мин.	1,56±0,03 (+)	3,0±0,5		
	Fe^{58} (0,33)	2,55±0,20	2,2±0,2	2,6 час.	1,7±0,1 (-)	2,3±0,3		
^{27}Co	Co^{59} (100)	(n, α)(5,4±0,8)×10 ⁻³ [9]	0,7±0,2	47 дн.	2,0±0,1	11±1		
		(n, α) < 1,5·10 ⁻³	35,4±1,0 [7]		11,8±0,1			
^{28}Ni	Ni^{58} (67,9)	4,5±0,2	5,6±0,4	4,5±0,2	1,4±0,3 (-)	6±2 (3,96)[7]		
		(n, α) < 2·10 ⁻³ [11]	4,2±0,3					

Элемент	Изотоп, распространенность (%), период полураспада	Эффективные сечения реакции для нейтронов со скоростью 2 200 м/сек		Эффективные сечения рассеяния	
		сечение поглощения σ_a , барны	сечение активации $\sigma_{акт.}$, барны	$\sigma_{своб.}$, барны $\times \left(\frac{A+1}{A} \right)^2$, барны	σ_s , барны
$^{28}_{28}\text{Ni}$	Ni^{59} (26,2)	2,5±0,2		1,1±0,1 (+)	1,0±0,1
	Ni^{61} (1,2)	1,9±1,0	2,6 час.	9,5±0,4 (-)	9±1
	Ni^{62} (3,7)	15±2	56 »	7,0±0,4 (+)	8,0±0,1
	Ni^{64} (1,0)		12,9 »	4,3±0,3 (+)	4,1±0,2
	Ni^{65} (2,6 час.)		4,3 мин.		
$^{29}_{29}\text{Cu}$	Cu^{63} (69,0)	3,59±0,12	0,5±0,1		
	Cu^{65} (31,0)	4,3±0,3	$\text{Cu}^{64} < 10^{-5}$		
		2,11±0,17	250 дн.		
		1,06±0,05	12,9 час.		
$^{30}_{30}\text{Zn}$		(n, α) $< 0,02 \cdot 10^{-3}$	14 час.		
		(n, α) (6±4) · 10 ⁻⁶	52 мин.		
		(n, d) 5,5 · 10 ⁻⁶ [17]	2,2 »		
		(n, α) $< 0,02 \cdot 10^{-3}$			
$^{31}_{31}\text{Ga}$	Zn^{66} (27,8)	2,71±0,12	1,4±0,3		
	Zn^{67} (4,1)	2,0±0,2	3,4±0,7		
	Zn^{68} (18,6)	4,9±0,4			
	Zn^{70} (0,63)				7,5±0,5
	Ga^{69} (60,2)				4±1
	Ga^{71} (39,8)				
$^{32}_{32}\text{Ge}$					
$^{33}_{33}\text{As}$	Ge^{70} (20,4)	2,35±0,20	3±2	8,8±0,5 (+)	8,6±0,5
	Ge^{72} (27,4)	3,3±0,3			
	Ge^{73} (7,8)	0,94±0,09	0,45±0,08		
	Ge^{74} (36,6)	13,7±1,1	(30±20) · 10 ⁻³		
	Ge^{76} (7,8)	0,60±0,06	0,2±0,1		
$^{34}_{34}\text{Se}$		0,35±0,07	(переход 59 сек. → 12 час. отсутствует)		
			4,2±0,8		
			27 »		
			115 дн.		
			18 сек.		
$^{35}_{35}\text{Br}$	As^{75} (100%)	4,1±0,2		5,0±0,3 (+)	7±1
	Se^{74} (0,87)	11,8±0,4		10,0±0,6 (+)	9±1
	Se^{76} (9,0)	48±7			
	Se^{77} (7,6)	82±7			
	Se^{78} (23,5)	40±4			
$^{36}_{36}\text{Kr}$	Se^{80} (49,8)	0,4±0,4			
		0,59±0,06			
$^{37}_{37}\text{Rb}$	Se^{82} (9,2)	2,0±1,4		5,7±0,4 (+)	6,1±0,2
	Br^{79} (50,5)	6,5±0,5			
	Br^{81} (49,5)	10,4±1,0			
		2,6±0,4			
		28±5			
$^{38}_{38}\text{Kr}$	Kr^{78} (0,35)	95±15			
	Kr^{80} (2,27)				

7,2±0,7

Элемент	Изотоп, распределенность (%), период полураспада	Эффективные сечения реакций для нейтронов со скоростью 2 200 м/сек		Эффективные сечения рассеяния			
		сечение поглощения σ_a , барны	сечение активации $\sigma_{акт.}$, барны	$\sigma_{слог.}$, барны и знак амплитуды	$\sigma_{своб.}$ $\times \left(\frac{\lambda+1}{\lambda}\right)^2$, барны	σ_s , барны	
⁸⁴ Kr	Kr ⁸² (11,6)	45±15	0,10±0,03 (60±20) · 10 ⁻³ (16% 4,4 час. → 10 лет)	4,4 час.			
	Kr ⁸³ (11,6)	205±10		10 лет			
	Kr ⁸⁴ (57,0)	< 2					
⁸⁷ Rb	Kr ⁸⁵ (10 лет)	< 15	(60±20) · 10 ⁻³	78 мин.			
	Kr ⁸⁶ (17,4)	< 2	< 470	2,3 час.			
	Kr ⁸⁷ (78 мин.)	0,70±0,07	0,72±0,15	19,5 дн.	3,8±0,3 (+)	5,5±0,5	
	Rb ⁸⁵ (72,2)		0,12±0,03	17,5 мин.			
	Rb ⁸⁷ (27,8)		< 200	15 »			
⁸⁸ Sr	Rb ⁸⁸ (18 мин.)	1,16±0,06	1,2±0,1* [4] (0,32±0,06) [13]	65 дн.	4,1±0,3 (+)	12±2	
	Sr ⁸⁴ (0,55)	~17 [13]	1,3±0,4	2,7 час.			
⁸⁹ Y ⁴⁰ Zr	Sr ⁸⁶ (9,8)		(5±1) · 10 ⁻³	53 дн.			
	Sr ⁸⁷ (7,0)		< 110	25 лет			
	Sr ⁸⁸ (82,7)		1,0±0,6	9,7 час.			
	Sr ⁸⁹ (53 дн.)		1,2±0,3	61 »			
	Sr ⁹⁰ (25 лет)	1,38±0,14			5,0±0,3 (+)	7,0±0,5	
	Y ⁸⁹ (100)	0,18±0,02				3±2 8±1	
	⁴⁰ Zr	Zr ⁹⁰ (51,5)	0,10±0,07	0,10±0,05	65 дн.		
		Zr ⁹¹ (11,2)	1,52±0,12	0,2±0,1	17 час.	6,0±0,2 (+)	6,4±0,3
		Zr ⁹² (17,1)	0,25±0,12	1,0±0,5	6,6 мин.	5,6±0,2 (+)	6,1±0,2
		Zr ⁹⁴ (17,4)	0,08±0,06	< 6 · 10 ⁻³	7 час.		
Zr ⁹⁶ (2,80)		0,1±0,1					
Nb ⁹³ (100)		1,1±0,1					
Mo ⁹² (15,7)		2,4±0,2					
Mo ⁹⁴ (9,3)		< 0,3					
Mo ⁹⁵ (15,7)		13,4±1,3					
Mo ⁹⁶ (16,5)		1,2±0,6					
Mo ⁹⁷ (9,5)		2,1±0,7					
Mo ⁹⁸ (23,9)		0,4±0,4					
Mo ¹⁰⁰ (9,5)		0,5±0,5					
⁴⁴ Ru		Ru ⁹⁶ (5,7)	2,46±0,12	0,13±0,05	67 час.		
		Ru ⁹⁸ (2,22)		0,20±0,05	15 мин.		
	Ru ⁹⁹ (12,8)		(10±4) · 10 ⁻⁸	2,8 дн.			
	Ru ¹⁰⁰ (12,7)						
	Ru ¹⁰¹ (17,0)						
	Ru ¹⁰² (31,3)						
	Ru ¹⁰⁴ (18,3)						
	Rh ¹⁰³ (100)	150±7					
		8,0±1,5					
	⁴⁶ Pd	Pd ¹⁰² (0,8)		1,2±0,3	42 дн.		
Pd ¹⁰⁴ (9,3)			0,7±0,2	4 час.			
Pd ¹⁰⁵ (22,6)			12±2 140±30	4,3 мин. 44 сек.	4,5±0,5 (+)	6±1	
			4,8±0,5 [14]	5,0±0,3 (+)	3,6±0,6		

Элемент	Изотоп, распространённость (%), период полураспада	Эффективные сечения реакций для нейтронов со скоростью 2 200 м/сек		Эффективные сечения рассеяния		
		сечение поглощения σ_a , барны	сечение активации $\sigma_{акт.}$, барны	$\sigma_{скот.}$, барны и знак амплитуды	$\sigma_{своб.}$ $\times \left(\frac{A+1}{A}\right)^2$, барны	
^{46}Pd	Pd^{106} (27,1)		$11,7 \pm 0,7$ [14]	13 час.		
	Pd^{108} (26,7)		$0,4 \pm 0,1$	26 мин.		
	Pd^{110} (13,5)	60 ± 3	44 ± 9	$2,3 \gg$	$4,6 \pm 0,3$ (+)	$6,5 \pm 0,5$
^{47}Ag	Ag^{107} (51,9)	30 ± 2	$2,8 \pm 0,5$	270 дн.	$8,7 \pm 0,5$ (+)	10 ± 1
	Ag^{109} (48,1)	84 ± 7	110 ± 20	24,5 сек.	$2,3 \pm 0,2$ (+)	6 ± 1
		2400 ± 200 (не $1/v$, $\times 1,3$)	$1,0 \pm 0,5$	6,7 час.		
^{48}Cd	Cd^{106} (1,22)		$0,2 \pm 0,1$	49 мин.		
	Cd^{108} (0,92)		$(20 \pm 10) \cdot 10^{-3}$	5 лет		
	Cd^{110} (12,4)	19 500 (не $1/v$, $\times 1,3$)	$0,14 \pm 0,03$	43 дн.		
^{49}In	Cd^{111} (12,8)		$1,1 \pm 0,3$	$2,3 \gg$		
	Cd^{112} (24,0)		$1,4 \pm 0,3$	2,7 час.		
	Cd^{113} (12,3)		56 ± 12	50 дн.		$2,2 \pm 0,5$
	Cd^{114} (28,8)		$2,0 \pm 0,6$	72 сек.		
	Cd^{116} (7,6)					
	In^{115} (4,2)	190 ± 10				
^{50}Sn	In^{115} (95,8)		145 ± 15	54 мин.		
			52 ± 6	13 сек.		
		$0,65 \pm 0,05$	$(20 \pm 10) \cdot 10^{-3}$	30 мин.		
	Sn^{112} (0,95)		$1,3 \pm 0,3$	112 дн.	$4,6 \pm 0,3$ (+)	$4,9 \pm 0,5$
			(% перехода 30 мин. \rightarrow 112 дн. неизвестен)			
			$(6 \pm 2) \cdot 10^{-3}$	14,5 дн.		
			$(10 \pm 6) \cdot 10^{-3}$	245 »		
			$(1 \pm 1) \cdot 10^{-3}$	$> 400 \gg$		
			$0,14 \pm 0,03$	27 час.		
			$0,16 \pm 0,04$	40 мин.		
			$(1,0 \pm 0,5) \cdot 10^{-3}$	126 дн.		
	Sn^{122} (4,7)		(последовательность изомеров неизвестна)			
			$0,2 \pm 0,1$	10 мин.		
		$(4 \pm 2) \cdot 10^{-3}$	10 дн.			
		(переход 10 мин. \rightarrow 10 дн. отсутствует)				
^{51}Sb		$5,5 \pm 1,0$				
	Sb^{121} (57,2)	$5,70 \pm 0,46$	$6,8 \pm 1,5$	2,8 дн.		
	Sb^{123} (42,8)	$3,94 \pm 0,32$	$(30 \pm 15) \cdot 10^{-3}$	21 мин.		
			$(30 \pm 15) \cdot 10^{-3}$	1,3 »		
			$2,5 \pm 0,5$	60 дн.		
			(% переходов 21 мин. \rightarrow 60 дн. и 1,3 мин. \rightarrow 60 дн. неизвестен)			
				$3,7 \pm 0,3$ (+)	$4,2 \pm 0,3$	$4,3 \pm 0,5$

Элемент	Изотоп. распро- страненность, (%) период полураспада	Эффективные сечения реакции для нейтронов со скоростью $2 \cdot 10^6$ н/сек		Эффективные сечения рассеяния		
		сечение поглощения σ_a , барны	сечение активации $\sigma_{акт.}$, барны			
^{60}Nd	Nd^{142} (27, 1)	$43,2 \pm 1$ [7] (48 [16])		$6,5 \pm 0,4$ (+) $7,5 \pm 0,6$ (+)	25 ± 10	25 ± 5
	Nd^{143} (12, 2)	$18,5 \pm 2,2$ (13 ± 5) [16]				
	Nd^{144} (23, 9)	292 ± 30 (334 ± 12) [16]		$1,0 \pm 0,2$ (+)		
	Nd^{145} (8, 3)	$4,8 \pm 0,5$ $52,0 \pm 4,2$ (37 ± 6) [16]		$9,5 \pm 0,4$ (+)		
	Nd^{146} (17, 2)	$9,8 \pm 0,8$	11 дн.			
	Nd^{148} (5, 7)	$3,3 \pm 1,0$	$1,7$ час.			
	Nd^{150} (5, 6)	$2,9 \pm 1,5$	$5,3$ дн.			
	Pm^{147} (4 год.)	6500 ± 1000 (не $1/\nu$, $\times 1,5$)	60 »			
	Sm^{144} (3, 1)					
	Sm^{147} (15, 0)					
	Sm^{148} (11, 2)					
	Sm^{149} (13, 8)	$50\ 000 \pm 20\ 000^*$				
	Sm^{150} (7, 4)	$7000 \pm 2000^*$				
	Sm^{151} (122 год.)		150 ± 40	47 час.	$2,5 \pm 1,0$ (-)	
Sm^{152} (26, 7)		$5,5 \pm 1,1$	25 мин.	$8,0 \pm 2,0$ (+) [23]		
Sm^{154} (22, 5)						
^{63}Eu	Eu^{151} (47, 8)	4500 ± 500		$1400 \pm 300^*$	$9,2$ час.	
	Eu^{152} (5, 3 год.)	(не $1/\nu$, $\times 0,95$) $9000 \pm 3000^*$				
	Eu^{153} (52, 2)	$5500 \pm 1500^*$ $420 \pm 100^*$				
	Eu^{154} (5, 4 год.)	$1500 \pm 400^*$				
	Eu^{155} (1, 7 год.)	$14\ 000 \pm 4\ 000^*$ $44\ 000 \pm 2\ 000$ (не $1/\nu$, $\times 0,85$)				
	Gd^{152} (0, 20)		< 125	225 дн.		
	Gd^{154} (2, 15)					
	Gd^{155} (14, 8)	$70\ 000 \pm 20\ 000^*$				
	Gd^{156} (20, 6)	$160\ 000 \pm 60\ 000^*$				
	Gd^{157} (15, 7)		4 ± 2	18 час.		
	Gd^{158} (24, 8)		$1,5 \pm 0,5$	$3,6$ мин.		
	Gd^{160} (21, 8)		> 22	73 дн.		
	Tb^{159} (100)	44 ± 4 1100 ± 150				
	Dy^{156} (0, 052)		$2600 \pm 300^*$	$1,3$ мин.		
Dy^{158} (0, 090)		$< 1000^*$	$2,4$ час.			
Dy^{160} (2, 29)			$(1,3$ мин. $\rightarrow 2,4$ час.)			
Dy^{161} (18, 9)			81 час.			
Dy^{162} (25, 5)						
Dy^{163} (25, 0)						
Dy^{164} (28, 2)						
Dy^{165} (2, 4 час.)						
^{64}Tb						
^{66}Dy						

Элемент	Изотоп. распространённость, (%) период полураспада	Эффективные сечения реакций для нейтронов со скоростью ≥ 200 м/сек		Эффективные сечения рассеяния		
		сечение поглощения σ_a , барны	сечение активации $\sigma_{акт.}$, барны	$\sigma_{ког.}$, барны и знак амплитуды	$\sigma_{своб. X}$ $\times \left(\frac{A+1}{A}\right)^2$, барны	σ_s , барны
$^{67}_{81}\text{Ho}$ $^{69}_{81}\text{Er}$	Ho^{165} (100)	64±3 166±16	60±12	7,8±0,4 (+) [23]	15±4 [23]	12±5
	Er^{162} (0,136) Er^{164} (1,56) Er^{166} (33,4) Er^{167} (22,9) Er^{168} (27,1) Er^{170} (14,9) Tm^{169} (100)	118±6 36±4	>7 130±30 11000±3000*	27 час. 7 час. 129 дн. 33 »		
$^{71}_{71}\text{Lu}$	Yb^{168} (0,140) Yb^{170} (3,03) Yb^{171} (14,3) Yb^{172} (21,8) Yb^{173} (16,1) Yb^{174} (31,8) Yb^{176} (12,7)	108±5	60±40 5,5±1,0 35±15 4000±800	4 дн. 1,8 час. 3,7 » 6,7 дн.	8±1	
	Lu^{175} (97,4) Lu^{176} (2,60) Hf^{174} (0,18)	115±15 1500±1000				
$^{73}_{73}\text{Ta}$	Hf^{176} (5,2) Hf^{177} (18,4) Hf^{178} (27,1) Hf^{179} (13,8) Hf^{180} (35,4) Ta^{181} (100)	15±15 380±30 75±10 65±15 13±5 21,3±1,0	10±3 (30±10) · 10 ⁻³ 21±7 (~100% 16,4 мин. → 122 дн.)	46 дн. 16,4 мин. 122 дн.	6±1 6,1±0,4 (+)	5±1
	W^{180} (0,14) W^{182} (26,4) W^{183} (14,4) W^{184} (30,6) W^{186} (28,4) W^{187} (25 час.)	19,2±1,0 60±60 19±2 11±1 2,0±0,3 34±3	10±10	120 дн.	2,74±0,05(+)	5,7±0,6
$^{75}_{75}\text{Re}$	Re^{185} (37,1) Re^{187} (62,9)	84±4 100±8 63±5 14,7±0,7	100±20 75±15	77 » 25 час. 65 дн. 90 час. 18 »		14±4
	Os^{184} (0,018) Os^{186} (1,58) Os^{187} (1,64) Os^{188} (13,3) Os^{189} (16,1) Os^{190} (26,4) Os^{192} (41,0) Os^{193} (32 час.)	<200	8±3 1,6±0,4 60±20	97 дн. 15 » 32 час. 700 дн.		15±2

Элемент	Изотоп, распространённость (%), период полураспада	Эффективные сечения реакций для нейтронов со скоростью $2 \cdot 10^6$ м/сек		Эффективные сечения рассеяния		
		сечение поглощения σ_a , барны	сечение активации $\sigma_{акт.}$, барны	$\sigma_{дог.}$, барны и знак амплитуды	$\sigma_{своб.} \cdot X \left(\frac{A+1}{A} \right)^2$, барны	$\sigma_{3,}$ барны
⁷⁷ Ir	Ir ¹⁹¹ (38,5)	440±20	260±100 700±200 (1,4 мин. → 70 дн.) 190±30	1,4 мин. 70 дн.	12±1	10±1
	Ir ¹⁹³ (61,5)	8,1±0,4	90±40	4,3 дн.		
⁷⁸ Pt	Pt ¹⁹⁰ (0,012)		(50±20) · 10 ⁻³	82 мин.	11,2±0,7 (+)	9,3±1,0(7,56)
	Pt ¹⁹² (0,78)		1,1±0,3	18 час.		
⁷⁹ Au	Pt ¹⁹⁴ (32,8)		3,9±0,8	31 мин.	7,3±0,1 (+)	10±5 (26,56)
	Pt ¹⁹⁵ (33,7)		96±10	2,7 дн.		
⁸⁰ Hg	Pt ¹⁹⁶ (25,4)		16000±8000*	3,3 →	22±2 (+)	
	Pt ¹⁹⁸ (7,2)		380±20 (354)			
⁸¹ Au	Au ¹⁹⁷ (100)		(не 1/ν, × 0,95)			
	Au ¹⁹⁸ (2,7 дн.)		3100±1000*			
⁸² Pb	Hg ¹⁹⁶ (0,151)		2500±800*			
	Hg ¹⁹⁸ (10,0)		<60			
⁸³ Bi	Hg ²⁰⁰ (23,1)		<60			
	Hg ²⁰¹ (13,2)					

⁸¹ Tl	Hg ²⁰² (29,8)		3,0±0,8	44 дн.	10±2 (+)	14±2
	Hg ²⁰⁴ (6,8)		0,43±0,10	5,5 мин.		
⁸² Pb	Tl ²⁰³ (29,5)		8±3	2,7 года	11,5±0,2 (+)	11±1
	Tl ²⁰⁵ (70,5)		0,17±0,01	4,2 мин.		
⁸³ Bi	Pb ²⁰⁴ (1,5)		(0,6±0,2) · 10 ⁻³	3,3 час.	9,35±0,04 (+)	9±1
	Pb ²⁰⁶ (23,6)		(20,5±1,1) · 10 ⁻³ [21]	5,02 дн.		
	Pb ²⁰⁷ (22,6)		<30 · 10 ⁻³			
	Pb ²⁰⁸ (52,3)		(10,3±2,5) · 10 ⁻³ [21]			
	Bi ²⁰⁹ (100)		(30,8±2,2) · 10 ⁻³ [21]	~ 10 ⁶ лет		

ЭФФЕКТИВНЫЕ СЕЧЕНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Элемент	Изотоп, распространённость (%), период полураспада	Эффективные сечения реакций для нейтронов со скоростью $2 \cdot 10^6$ м/сек		Эффективные сечения рассеяния	
		сечение поглощения σ_a , барны	сечение активации $\sigma_{акт.}$, барны	сечение деления $\sigma_{дел.}$, барны	$\sigma_{своб.} \cdot \left(\frac{A+1}{A} \right)^2$, барны
⁸⁶ Rn	Rn ²²² (3,825 дн.)	0,72±0,06 [15]		<100	
⁸⁸ Ra	Ra ²²⁶ (11,2 дн.)			<0,1 · 10 ⁻³	
	Ra ²²⁸ (1620 лет)			<2	
	Ra ²²⁸ (6,7 лет)				

Продолжение

Элемент	Изотоп, распространённость (%), период полураспада	Эффективные сечения реакций для нейтронов со скоростью 2 200 м/сек			сечение деления $\sigma_{\text{дел.}}$, барны	Эффективные сечения рассеяния $\sigma_{\text{своб.}} \left(\frac{A+1}{A} \right)^2$, барны	
		сечение поглощения σ_a , барны	сечение активации $\sigma_{\text{акт.}}$, барны	сечение деления $\sigma_{\text{дел.}}$, барны			
⁸⁰ Ac ⁹⁰ Th	Ac ²²⁷ (18,6 лет.)	500±35	20±4	6,13 час.	<2		
	Th ²²⁷ (18,6 дн.)				1500±1000		
	Th ²²⁸ (1,90 год.)				<0,3		
	Th ²²⁹ (8·10 ⁸ лет)				45±11		
	Th ²³⁰ (8,0·10 ⁴ лет)				<1·10 ⁻³		
	Th ²³² (100 (1,39·10 ¹⁰ лет)	7,0±0,4	45±10	25,5 час.	<0,2·10 ⁻³	13±2	
	Th ²³³ (23,5 мин.)		1400±200	24,1 дн.	<0,01		
	Th ²³⁴ (24,1 дн.)		1,8±0,5	<10 мин.	1500±250		
	Pa ²³⁰ (17,3 дн.)		293±44 [17]	1,32 дн.	(10±5)·10 ⁻³		
	Pa ²³¹ (3,4·10 ⁴ лет)		50±30 [17]	27,4 »	700±150		
⁹¹ Pa	Pa ²³² (1,3 дн.)		37±14	1,175 мин.	<0,1		
	Pa ²³³ (27,4 дн.)			+6,7 час.	<500		
	Pa ²³⁴ (UX ₂) (1,175 мин.)				<5000		
	(UZ) (6,7 час.)	7,42 [10]			3,92 [10]		
	⁹² U	U ²³⁰ (20,8 дн.)					
		U ²³¹ (4,2 дн.)					
		U ²³² (70 лет)	<500* [19]				
		U ²³⁴ (0,0057 (2,520±0,008) × 10 ⁵ лет	89±7	72±10	8,8·10 ³ лет	25±10	
		U ²³⁵ (0,714 (8,8·10 ⁸ лет)	650 [10]	101	2,5·10 ⁷ »	250±100	
		U ²³⁸ (99,3 (4,50·10 ⁹ лет)	2,80 [10]			83,0±1,5 [19]	
U ²³⁹ (23,5 мин.)					<0,65		
Np ²³³ (4,4 дн.)					549 [10]		
Np ²³⁶ (22 час.)					$\nu=2,5\pm0,1$		
Np ²³⁷ (2,5·10 ⁶ лет)					нейтронов на деление		
⁹³ Np	Np ²³⁸ (2,1 дн.)				<5·10 ⁻⁴ [20]		
	Np ²³⁹ (2,3 дн.)						
	Pu ²³⁸ (89,6 лет)				900±300		
	Pu ²³⁹ (2,4·10 ⁴ лет)	1025 [10]	425±75	2,4·10 ⁴ лет	10 ³		
			361** [10]	6,6·10 ³ »	(19±3)·10 ⁻³		
					1600±100		
					3		
					18±2		
					664** [10]		
					$\nu=3,0\pm0,1$		
				нейтронов на деление			

$$\sigma_t - \sigma_a = 8,2 [10] \text{ при } 2200 \text{ м/сек}$$

Элемент	Изотоп, распределение (%) период полураспада	Эффективные сечения реакции для нейтронов со скоростью 2 200 м/сек			Эффективные сечения рассеяния	
		сечение поглощения σ_a , барны	сечение активации $\sigma_{акт.}$, барны	сечение деления $\sigma_{дел.}$, барны	$\sigma_{своб.}$ барны	$\sigma_{с.}$, барны
^{94}Pu	Pu^{241} (~12 лет)		~ 5 · 10 ³ лет	1080 ± 100		
	Pu^{242} (~ 5 · 10 ⁵ лет)		5 час.			
	Am^{241} (475 лет)		16 »	3, 2 ± 0, 2		
^{96}Sm			500 лет			
			(20% 16 час. → 500 лет)	2000 ± 1000		
	Am^{242} (16 час.)			3500 ± 1000		
	Am^{242} (500 лет)	8000 ± 1000		< 25		
	Sm^{243} (~ 10 ⁴ лет)		~ 25 мин.	20000 ± 10000		
			50 ± 25	< 5		

* Нейтроны котла.

** Эффективное сечение для максвелловского спектра нейтронов с наиболее вероятной скоростью нейтронов 2 200 м/сек.

ЛИТЕРАТУРА¹⁾

1. Hamermesh B., Ringo G. R., Wexler S., Phys. Rev., 90, 603 (1953).
2. Peterson S. W., Levy H. A., Phys. Rev., 87, 462 (1952).
3. Pomerance H., Phys. Rev., 88, 412 (1952).
4. Lyon W. S., Phys. Rev., 89, 1307 (1953).
5. Hibdon C., Muehlhause C., Nucl. Sci. Abstr., 6, No 12B (1952).
6. Lockett E. E., Howell E., Phys. Rev., 89, 657 (1953).
7. Ailloud J., Breton D., Ertaud A., Raievski V., Journ. Phys. Rad., 13, 171 (1952).
8. Goldberg M. D., Harvey J. A., Phys. Rev., 91, 451 (1953).
9. Hänni H., Rossel J., Helv. Phys. Acta, 25, 521 (1952).
10. Can. Journ. Phys., 30, 624 (1952).
11. Faraggi H., Bernas R., Bonnet A., Compt. Rend., 235, 425 (1952).
12. Bartholomew R., Hawkings R., Merritt W., Yaffe L., Can. Journ. Chem., 31, 204 (1953).
13. Harrison G. E., Seymour F. D., Proc. Phys. Soc., A65, 958 (1952).
14. Meinke W. W., Phys. Rev., 90, 410 (1953).
15. Baerg A. P., Phys. Rev., 90, 1121 (1953).
16. Walker W. H., Thode H. G., Phys. Rev., 90, 447 (1953).
17. Elson R., Sellers P. A., John E. R., Phys. Rev., 90, 102 (1953).
18. Peterson S., Nucl. Sci. Abstr., 6, No 23 (1952).
19. Elson R., Bentley W., Ghiorso A., Van Winkle Q., Phys. Rev., 89, 320 (1953).
20. Macklin R. L., Lykins J. H., Journ. Chem. Phys., 19, 844 (1951).
21. Littler D. J., Lockett E. E., Proc. Phys. Soc., A66, 700 (1953).
22. Carter R. S., Palevsky H., Myers V. W., Phys. Rev., 91, 450 (1953).
23. Koehler W., Wollan E., Phys. Rev., 91, 579 (1953).
24. Cook L., Shafer K., Phys. Rev., 90, 1121 (1953).

¹⁾ Список литературы составлен редактором перевода. — Прим. ред.

Приложение IV
ОПЫТЫ ПО КУРСУ ФИЗИКИ
ЯДЕРНОГО КОТЛА

Начиная с 1947 г. в Аргоннской лаборатории читался ряд лекций по курсу ядерной и нейтронной физики, в которых с наибольшей возможной полнотой использовались уникальные возможности этой лаборатории. Экспериментальная работа, использующая нейтронное оборудование котла (монохроматоры, механические селекторы, зеркала и т. п.), состоит в изучении методики постановки опытов, которые подробно рассматривались в данной книге. Однако курс экспериментальной физики котла включает и ряд измерений, выполняемых на графитовом котле малой мощности; такие опыты мы не рассматривали, так как они не являются исследовательскими работами, а специально вводятся для получения элементарных знаний по физике котла.

Каждый отдельный опыт занимал неделю, причем простая теория опыта давалась в одной лекции, а остальные дни недели использовались студентами на выполнение опыта. Студенты разбивались на группы по три человека. Каждый опыт рассчитан так, чтобы получались численные результаты (некоторые из них полезны для калибровки котла), позволяющие оценить выполненную данной группой работу; эти результаты сравнивались на следующей лекции с накопленными данными.

Важной особенностью программы опытных работ являлась возможность использования студентами учебного маломощного котла, которым управляли сами студенты, вынимая руками регулирующие стержни, прикрепляя термпары к блокам ядерного горючего в центре решетки и т. д. Благодаря этому студенты получали возможность хорошо ознакомиться с основными характеристиками котла, что было бы невыполнимо при работе на большой установке, управляемой специальным штатом.

Краткий перечень указаний к этим опытным работам воспроизводится здесь в надежде, что этот материал может оказаться полезным при разработке аналогичных пособий для строящихся или проектируемых маломощных котлов исследовательского типа.

В конце каждого описания даны замечания с целью сделать более понятными краткие указания по проведению опыта и облегчить его практическое выполнение.

Опыт 1. Критическое состояние котла и калибровка
регулирующего стержня

ЭЛЕМЕНТЫ ТЕОРИИ¹⁾

Коэффициент размножения без учета утечки нейтронов (для котла бесконечных размеров)

$$k_{\infty} = \eta \epsilon \rho f,$$

где η (число вновь возникающих нейтронов на каждый поглощенный ураном нейтрон) является естественной константой урана; величины ϵ , ρ и f — константы рассматриваемой решетки котла.

Уравнение котла (или уравнение непрерывности) для устойчивого режима (для подкритического состояния котла) имеет вид

$$\nabla^2 n + \frac{(k_{\infty} - 1)n}{M^2} + \frac{3q}{\lambda v} = 0,$$

где

$$M^2 = L^2 + \tau.$$

Для котла, имеющего форму куба со стороной a , граничные условия требуют, чтобы выполнялись равенства

$$\nabla^2 n = -\frac{3\pi^2}{a^2} n,$$

где

$$n = n_0 \cos \frac{\pi x}{a} \cos \frac{\pi y}{a} \cos \frac{\pi z}{a}$$

и

$$nv = \frac{3q/\lambda}{\left(\frac{3\pi^2}{a^2} - \frac{k_{\infty} - 1}{M^2}\right)};$$

последнее выражение становится равным бесконечности, когда знаменатель обращается в нуль, что используется для предсказания критического значения a при постройке котла.

В критическом состоянии

$$\frac{3\pi^2}{a^2} = \frac{k_{\infty} - 1}{M^2} \quad (\text{см. фиг. 16}).$$

Для надкритического состояния котла из предыдущих уравнений получаем

$$k_{\infty} - \frac{3\pi^2}{a^2} M^2 - 1 = \Delta k;$$

¹⁾ Приводятся наиболее важные результаты лекции, читаемой до начала опытной работы. — Прим. авт.

величину Δk называют избытком k или реактивностью, причем $\Delta k = k_{\text{эфф.}} - 1$. Также имеем

$$\frac{\Delta k}{2,6 \cdot 10^{-5}} = \text{Реактивность в обратных часах.}$$

Реактивность в обратных часах может быть получена непосредственно из периода T котла в секундах при помощи соотношения обратных часов:

$$\begin{aligned} \text{Реактивность в обратных часах} &= \frac{54}{T} + \frac{20,3}{T+0,62} + \\ &+ \frac{204}{T+2,19} + \frac{535}{T+6,5} + \frac{2036}{T+31,7} + \frac{787}{T+80,3}. \end{aligned}$$

ОПЫТ

В этом опыте делается попытка определить критические условия для котла по его поведению в подкритическом состоянии. Вместо загрузки урановых стержней, как это делается в действительности при доведении нового котла до критического состояния, надо увеличивать реактивность, вынимая руками длинный стержень, обернутый кадмием (простейший регулирующий стержень).

Приближение к критическому состоянию определяется измерением скорости счета (пропорциональной nv) счетчиком с BF_3 , помещенным в отражатель котла, при различных положениях регулирующего стержня, отсчитывая эти положения масштабной линейкой с точностью 1 мм. Перед перемещением стержня надо удостовериться, что поток нейтронов установился; при всяком перемещении регулирующего стержня следует обязательно вводить в котел аварийный стержень, уменьшая активность котла перед каждым измерением. Путем экстраполяции следует предсказать с наибольшей возможной точностью наступление критического состояния котла раньше, чем оно наступит. По достижении критического состояния нужно произвести калибровку оставшейся части регулирующего стержня, используя соотношение обратных часов; затем по полученной калибровке снова определить критическое положение стержня. Наконец, положение стержня, соответствующее критическому состоянию котла, определяется еще раз при работе котла на постоянной мощности (о чем можно судить по скорости счета счетчика с BF_3), поддерживаемой при помощи регулирующего стержня. Для наиболее точного сравнения результатов измерений с результатами, полученными другими группами, необходимо записать барометрическое давление.

ЗАМЕЧАНИЯ

Этот опыт дает студентам ценные навыки в установлении критического состояния котла и работы с котлом без помощи какого-либо управляющего оборудования. Вся работа выполняется непосредственно у котла, без использования обычного пульта управления. Большинство групп напрасно расходует слишком много времени, пытаясь как можно точнее подойти к критическому состоянию, не достигая его. Конечно, когда k почти точно равно единице (оставаясь меньше ее), равновесный поток весьма высок и достигается только через весьма длительное время (около часа). Во время практически линейного нарастания скорости счета почти невозможно решить — идет в котле цепная реакция или нет (это состояние очень хорошо известно тем, кто уже имеет навык в пуске котлов). В конце концов становится ясным, что критическое состояние фиксируется много точнее, если работать при реактивности на несколько обратных часов выше или ниже нуля. В последней части опыта (поддержание мощности котла на постоянном уровне посредством ручного управления) ярко демонстрируется огромная чувствительность работающего котла. Результаты, получаемые всеми группами студентов, сопоставляются посредством нанесения на график полученных критических положений регулирующего стержня в зависимости от барометрического давления. Разброс точек, соответствующих отдельным измерениям, относительно линии для среднего критического положения стержня в зависимости от давления является мерой точности этих измерений, а наклон линии дает полезную величину барометрического коэффициента котла.

Опыт 2. Измерение длины диффузии и эффективного сечения переноса в сигма-призме

ТЕОРИЯ

Измерение длины диффузии L . Из общего уравнения котла

$$\nabla^2 n + \frac{(k_{\infty} - 1)n}{L^2 + \tau} + \frac{3q}{\lambda v} = 0$$

получаем, что для сигма-призмы (для которой $q = 0$, $k_{\infty} = 0$ и $\tau = 0$)

$$\nabla^2 n = \frac{n}{L^2}.$$

Для сигма-призмы квадратного поперечного сечения со стороны a и высотой h решение уравнения (только первая гармоника) имеет вид

$$n = \frac{n_0}{1 - e^{-2h/b}} \cos \frac{\pi x}{a} \cos \frac{\pi y}{a} \left[e^{-z/b} - e^{-(2h-z)/b} \right],$$

где b — длина затухания. Длина диффузии L определяется из уравнения

$$\frac{1}{L^2} = \frac{1}{b^2} - \frac{2\pi^2}{a^2}.$$

Таким образом, измеряя a и b , мы находим L .

Заметим, что n становится равным нулю не непосредственно на гранях призмы, а на расстоянии $0,71 \lambda_{\text{пер}}$ от них (вне призмы).

Соотношение между L и ядерными постоянными. Элементарная теория диффузии, исправленная на конечное поглощение и анизотропное рассеяние, дает

$$L^2 = \frac{1}{3N^2 \sigma_a \sigma_{\text{пер}} \left(1 - \frac{2\sigma_a}{5\sigma_{\text{пер}}}\right)}.$$

В этом уравнении σ_a является значением при средней скорости максвелловского распределения

$$\sigma_a = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \sigma_a (2200 \text{ м/сек}) = \frac{\sigma_a (2200 \text{ м/сек})}{1,128}.$$

Величина $\sigma_{\text{пер}}$ обычно может быть получена из измеренной кривой зависимости эффективного сечения рассеяния от скорости нейтрона

$$\sigma_{\text{пер}} = \sigma_s (1 - \overline{\cos \varphi}).$$

ОПЫТ

Измеряется длина диффузии L для парафина ($C_n H_{2n}$), для которого поглощение по существу равно поглощению чистого водорода [$\sigma_a (2200 \text{ м/сек}) = 0,33 \text{ барна}$]. Измерить плотность парафина, который заложен в сигма-призму («плотность укладки») для использования при вычислении N . Для выбора подходящей фольги, дающей удобную скорость счета, определить расчетом истинную мощность котла, затем сделать пробное облучение одной индиевой фольги (весом $0,1 \text{ г}$). Поток у основания составляет 10^5 на 1 квт . Облучить набор листков фольги в направлении z , а затем другой набор листков фольги в направлении x . Во время работы сигма-призма должна быть обернута кадмием. Затем произвести счет активности всех листков фольги одним и тем же счетчиком Гейгера — Мюллера, начиная счет с самой малоактивной фольги. Затем через экспериментальные точки первой серии измерений следует провести экспоненциальную кривую (введя графически поправку на краевой эффект), а через экспериментальные точки второй серии — косинусоидальную кривую. Из b и a (проверить, получается ли экспериментальное значение величины a больше геометрического размера призмы на $2 \cdot 0,71 \lambda_{\text{пер}}$.) определить L , $\sigma_{\text{пер}}$ для CH_2 и,

следовательно, $\overline{\sigma_{\text{пер}}}$ для H . Сравнить полученное значение $\overline{\sigma_{\text{пер}}}$ с эффективным сечением рассеяния для водорода в зависимости от энергии.

ЗАМЕЧАНИЯ

Теория измерений длины диффузии и связь между L и ядерными постоянными даны в гл. I, § 11, и в гл. VIII. В качестве диффузионного материала выбран парафин. Хотя графит или бериллий лучше удовлетворяют условиям элементарной теории диффузии, однако необходимые для выполнения опыта количества графита или бериллия были бы чрезмерно велики. Парафин берется в форме квадратных пластин со стороной около 300 мм и толщиной около 25 мм ; эти пластины складываются в штабель на графитовом пьедестале, расположенном на верхней части вертикальной тепловой колонны котла (см. фиг. 88). Упомянутая выше графическая поправка на краевой эффект соответствует указанной на фиг. 86. Полученные на опыте точки очень хорошо удовлетворяют экспоненциальному и косинусоидальному распределениям, а окончательные значения величины L с точностью до нескольких процентов получаются одинаковыми у всех групп. Студенты самостоятельно управляют котлом во время облучения образцов и таким образом изучают на практике пусковые характеристики котла, применение регулирующих стержней и т. п.

Опыт 3. Измерение эффективных сечений поглощения методом коэффициента опасности

ТЕОРИЯ

Если котел равномерно «отравлен» поглотителем x , добавленным только к урану, то

$$\Delta k = \frac{\sigma_a(x)}{\sigma_a(U)} n_x,$$

где n_x — число атомов поглотителя x , приходящихся на один атом урана. Изменение реактивности в обратных часах, возникающее от воздействия поглотителя x , равно

$$\Delta_{\text{обр.час.}} = \frac{\Delta k}{2,6 \cdot 10^{-5}}.$$

Если отравляющий поглотитель равномерно добавлен к графиту, то

$$\Delta k = 2 \frac{\sigma_a(x)}{\sigma_a(U)} n_x,$$

где n_x имеет то же самое значение, а коэффициент 2 (приблизительно) вводится, чтобы учесть отношение среднего потока нейтронов в графите к потоку в уране. Если поглотитель размещен в котле в одной точке, то изменение реактивности равно

$$\Delta_{\text{обр. час.}} \sim N_x \sigma_x (nv)^2,$$

где nv — поток нейтронов и N_x — число атомов поглотителя.

Воздействие поглотителя пропорционально $(nv)^2$, хотя число поглощенных нейтронов пропорционально nv (так как поглотитель увеличивает также утечку нейтронов из котла). Зависимость между изменением реактивности и поглощением образца получается при помощи калибровки.

Изменение реактивности $\Delta_{\text{обр. час.}}$ возникает за счет трех основных процессов:

1) поглощения ($\Delta_{\text{обр. час.}} \sim -N_x \sigma_x$, т. е. реактивность уменьшается);

2) рассеяния (увеличение или уменьшение реактивности в зависимости от расположения поглотителя; изменение пренебрежимо мало при расположении поглотителя в центре графитового котла);

3) замедления ($\Delta_{\text{обр. час.}} \sim N_x \sigma_x \xi$, где ξ — замедляющая способность, равная 1 для водорода и $2/A$ для тяжелых элементов, см. приложение I).

В действительности, ввиду трудности расчета влияния вышеуказанных эффектов на реактивность котла константы калибровки определяются введением в котел веществ с известным эффективным сечением (обычно бора или золота).

ОПЫТ

1. Прокалибровать регулирующий стержень при критическом состоянии котла, используя длинные периоды, для которых реактивность в обратных часах равна единице, деленной на период в часах.

2. Используя стандарт $D_2O + B$ наряду с чистой тяжелой водой D_2O , чтобы исключить эффект замедления, прокалибровать чувствительность котла (в $см^2$ поглотителя на обратный час), приняв $\sigma_B = 750$ барн. При всех измерениях реактивности вносить поправки на изменения барометрического давления ($-0,3$ обратных часа на 1 $см$ рт. ст.).

3. Измерить σ_a чистого железа и внести поправку на замедление. Для σ_a поправка на замедление равна $6,45 \cdot 10^{-3} \sigma_s \xi$ барна, если σ_s дано в барнах (определяется эмпирически по графиту).

4. Измерить σ_a меди, используя образцы различной величины, для исследования и учета самоэкранирования образца.

ЗАМЕЧАНИЯ

Теория опыта дана в гл. II, § 2—4, и в гл. VII, § 5. Ценность данного метода калибровки регулирующего стержня заключается в том, что в нем используется только основное соотношение, указывающее, что вблизи критического состояния реактивность является величиной, обратной периоду в часах. Стандартным образцом является герметически закрытая алюминиевая трубка, содержащая раствор борной кислоты в тяжелой воде; измерение, выполненное с этим образцом, сопоставляют с измерением, произведенным с другим таким же образцом, содержащим только одну тяжелую воду. Все образцы помещаются в центре решетки при помощи вынимаемого квадратного графитового стержня сечением 100×100 мм.

Полученные различными группами студентов результаты калибровки регулирующих стержней и эффективные сечения поглощения железа и меди имеют большой разброс, что свидетельствует о необходимости тщательных повторных измерений при применении метода коэффициента опасности. Необходимость применения размельченных образцов хорошо иллюстрируется при работе с медью.

Опыт 4. Температура нейтронов в котле

ТЕОРИЯ

Тепловые нейтроны в котле имеют максвелловское распределение по скоростям

$$dn = \frac{4n}{v_0^3 \sqrt{\pi}} v^2 e^{-v^2/v_0^2} dv,$$

где v_0 — наиболее вероятная скорость; соответствующая этой скорости энергия равна kT (при $T = 293^\circ \text{K}$ $v_0 = 2200$ м/сек). Величина T называется температурой распределения. Кроме максвелловского распределения имеется еще и другое распределение, характеризующее процесс замедления быстрых нейтронов до энергии тепловых нейтронов (группа надкадмиевых нейтронов, или распределение dE/E).

Для поглотителей, имеющих сечение, подчиняющееся закону $1/v$ (например, для бора), число нейтронов, поглощенных в 1 сек., не зависит от их скорости (так как $nv \times 1/v = n$). Поэтому результаты опыта 3 (где применялись поглотители только такого типа) не содержат скорости (температуры) нейтронов в котле, а содержат только их плотность n . Однако поглощение нейтронов кадмием, являющимся для них «черным» телом, пропорционально nv и, следовательно, зависит от температуры. Сравнивая величины поглощения нейтронов кадмием и бором, мы можем найти температуру тепловых нейтронов в котле.

На самом деле этот способ не дает истинной формы распределения по скоростям; он дает лишь значение T для максвелловского распределения, имеющего ту же среднюю скорость, что и действительное распределение.

Эффективное сечение, измеренное по пропусканию для поглотителя, подчиняющегося закону $1/v$, которое является определенной функцией скорости нейтронов, служит основой для другого (хотя и аналогичного по существу) способа измерения температуры нейтронов.

ОПЫТ

1 способ. Измеряют влияние кадмиевой проволоки на реактивность котла; при этом получают величину A — «площадь сечения» кадмия на 1 обратный час. Поглощающая площадь проволоки длиной l и диаметром d равна $(\pi/4)ld$.

Затем измеряют

$$N \equiv \frac{\text{Число атомов бора}}{\text{Реактивность в обратных часах (исправленная на поглощение, надкадмиевых нейтронов)}}$$

как это делалось в опыте 3 (используя раствор В в D_2O). Поправка на поглощение надкадмиевых нейтронов определяется по кадмиевому отношению для счетчика с бором, находящегося в пучке нейтронов из решетки котла (величина поправки составляет примерно 3%).

Вычисляем

$$\sigma_v(B) = \frac{A}{N},$$

где $\sigma_v(B)$ — эффективное сечение бора при средней скорости распределения.

Окончательно,

$$\sigma_{kT} = \sigma_v \frac{2}{\sqrt{\pi}} = 1,128 \sigma_v.$$

Следовательно,

$$T = \frac{750}{\sigma_{kT}} 293^\circ \text{K},$$

так как эффективное сечение бора, соответствующее kT , равно 750 барн при $T = 293^\circ \text{K}$.

2 способ. Измеряют пропускание «стандартной» пластины из стекла пирекс (пропускание которой как функция скорости нейтронов заранее измерено при помощи механического селектора) для части пучка нейтронов из решетки котла, поглощаемой кадмием. Вводят поправку Бете на ужестчение (см. фиг. 98) для

получения величины пропускания, соответствующей kT для данного распределения. Из этой величины пропускания при помощи калибровочной кривой для пластины из стекла пирекс получают скорость v_0 для данного распределения. Температура равна

$$T = \left(\frac{v_0}{2200} \right)^2 293^\circ \text{K}.$$

ЗАМЕЧАНИЯ

Измерения реактивности с применением кадмиевых проволок (диаметром около 1 мм и длиной 30 см) и стандартных борных поглотителей производятся методом коэффициента опасности, как и в опыте 3. Поскольку получаемая температура нейтронов сильно зависит от величин A и N , опыт необходимо выполнять весьма тщательно. Поправка на поглощение надкадмиевых нейтронов для бора определяется из кадмиевого отношения, которое само является побочным результатом второй части опыта. Второй метод соответствует теории, изложенной в гл. IX, § 2, и в гл. III, § 4, и дает превосходную иллюстрацию ужестчения пучка нейтронов (см. фиг. 98). Значение средних эффективных сечений разного типа хорошо поясняется примерами средних эффективных сечений для бора, полученных первым методом ($\sigma_{kT}/1,128$) и вторым методом ($1,128 \sigma_{kT}$ для тонкой пластинки). Ввиду того, что получаемые обоими методами значения температуры сильно зависят от измеряемых величин, результаты у разных групп студентов варьируют в пределах 100°C . Среднее значение, которое приблизительно на 100°C выше комнатной температуры, хорошо согласуется с результатами других, тщательно проведенных измерений (см. гл. III, § 4), показывая, что нейтроны в решетке котла имеют распределение с температурой, более высокой, чем температура самой решетки (вероятно, по причине неравновесных условий, создаваемых преимущественным поглощением более медленных нейтронов).

Опыт 5. Резонансный интеграл активации

ТЕОРИЯ

В среде, в которой поток меняется по закону $1/E$, как, например, в котле, поглощение нейтронов пропорционально резонансному интегралу поглощения

$$\int_{E_0}^{\infty} \sigma(E) \frac{dE}{E},$$

где энергия E_0 обычно берется равной границе поглощения

кадмия (0,4 эв). Для активируемого вещества резонансный интеграл может быть получен путем измерения кадмиевого отношения, если известны эффективное сечение на тепловых нейтронах и отношение потока резонансных нейтронов к потоку тепловых.

Кадмиевое отношение R_{Cd} для активации связано с перечисленными выше константами следующим образом:

$$R_{Cd} - 1 = \frac{\text{Тепловая активация}}{\text{Резонансная активация}} = K \frac{\sigma_{KT}}{\int_{0,4 \text{ эв}}^{\infty} \sigma dE/E},$$

и, таким образом, резонансный интеграл $\int \sigma dE/E$ может быть определен, если известно K .

Величина K по существу является отношением потока тепловых нейтронов к потоку резонансных:

$$K = \frac{nv}{q/\xi N \sigma_s} \quad [\text{см. соотношение (2.28)}].$$

Эта величина может быть легко определена из результатов измерений опыта 4 с пучком нейтронов из решетки котла, которые дают R_{Cd} для бора в счетчике с BF_3 . Измеренное R_{Cd} для бора и легко вычисляемое значение $\sigma_{KT}/\left(\int \sigma dE/E\right)$ для поглотителя с сечением, подчиняющимся закону $1/v$ (бор), и дают величину K .

ОПЫТ

Перед началом опыта надо подсчитать величину $\sigma/\left(\int \sigma dE/E\right)$ для поглотителя, подчиняющегося закону $1/v$, (бор), затем повторить измерение R_{Cd} для бора, используя пучок нейтронов из решетки котла. Измерение следует произвести с несколькими кадмиевыми экранами различной толщины, чтобы надежно исключить тепловые нейтроны. Измеренное для бора значение R_{Cd} совместно с вычисленным значением $\sigma/\left(\int \sigma dE/E\right)$ даст K для нейтронов из решетки котла. Затем надо активировать тонкие (чтобы не было самоэкранирования) листки индиевой фольги как открытые, так и завернутые в кадмий. Полученное по данным скорости счета этих листов фольги значение R_{Cd} совместно с K дает величину $\int \sigma dE/E$ для индия. Аналогичным способом измерить резонансный интеграл активации для магния и алюминия и определить, подчиняются ли эффективные сечения поглощения этих трех элементов закону $1/v$, т. е. отсутствуют ли у них резонансы.

ЗАМЕЧАНИЯ

Краткие теоретические сведения, необходимые для выполнения этого опыта, изложены в гл. II, § 7, и в гл. V, § 1. В процессе выполнения опыта студенты сами определяют уровень мощности котла, необходимый для активирования взятой фольги, быстро доводят котел до этой мощности, поддерживают ее неизменной и определяют по счетчику активность облученной фольги. Полученное большинством групп отношение K потоков тепловых и резонансных нейтронов хорошо согласовалось с величиной 16, приведенной в гл. II, § 7.

Опыт 6. Измерение мощности котла по потоку нейтронов и по повышению температуры

ОПЫТ

При малой мощности котла величину мощности рассчитывают по измеренному потоку нейтронов. Однако этот расчет довольно труден, так как распределение нейтронов в блоках урана имеет сложный характер. При большой мощности котла обычно легче рассчитывать мощность по наблюдаемому увеличению температуры охладителя. В этом опыте удельная мощность котла (среднее количество ватт на 1 г металла в центральном блоке) определяется обоими методами.

Метод потока. Измерить поток нейтронов в графите (предполагается, что этот поток в среднем в 2 раза больше потока в блоке), облучая тонкую индиевую фольгу (использовать кадмиевое отношение для вычитания эффекта резонансных нейтронов и получения активации тепловыми нейтронами) и измеряя ее активность при помощи стандартного торцевого счетчика. Нужно также проверить при помощи RaE -стандарта эффективность счетчика. Рассчитать удельную мощность по потоку, эффективному сечению деления и энергии деления (в $Mэв$ на деление).

Метод повышения температуры. Вычертить график температуры блока по показаниям гальванометра термометра во время быстрого увеличения мощности котла до постоянной величины, во время работы на этой мощности и после остановки котла. В кривую повышения температуры внести поправку на утечку тепла в графит и таким образом получить истинную скорость первоначального повышения температуры. Потери тепла, конечно, определяются по кривой охлаждения. Рассчитать удельную мощность по начальной скорости повышения температуры и удельной теплоемкости урана.

ЗАМЕЧАНИЯ

Выполнение опыта несложно, но он интересен тем, что дает возможность взаимной проверки обоих методов, которая дополняется проверкой по известной преподавателю постоянной, связывающей мощность и поток нейтронов в котле.

Обычно преподаватели сами тщательно выполняли каждый опыт, прежде чем это делали студенты, и результаты преподавателя брались в качестве образца, по которому оценивались средние результаты, полученные студентами. Одним из результатов всех этих сравнительных измерений является значительное уточнение постоянных графитового котла по сравнению с данными, известными до начала занятий.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Из предисловия автора	3
Глава I. Основные положения нейтронной физики	7
§ 1. Нейтрон	9
§ 2. Свойства нейтрона	12
§ 3. Эффективное сечение как площадь проекции ядра	15
§ 4. Квантовомеханический анализ нейтронных эффективных сечений	18
§ 5. Промежуточное состояние в ядерных реакциях	21
§ 6. Эффективные сечения при больших энергиях	24
§ 7. Нейтронные резонансы	28
§ 8. Принципы измерения нейтронных эффективных сечений	32
§ 9. Активация нейтронами	36
§ 10. Замедление быстрых нейтронов	43
§ 11. Диффузия нейтронов	47
Литература	49
Глава II. Котел как источник нейтронов	49
§ 1. Деление	56
§ 2. Коэффициент размножения нейтронов в котле	62
§ 3. Критические размеры котла	66
§ 4. Реактивность котла	72
§ 5. Типы котлов	77
§ 6. Распределение быстрых нейтронов в котле	80
§ 7. Резонансные нейтроны	85
§ 8. Тепловые нейтроны	91
Литература	93
Глава III. Нейтронные эталоны	93
§ 1. Мощность источника	102
§ 2. Абсолютные измерения потока нейтронов	109
§ 3. Относительные измерения потока нейтронов	115
§ 4. Температура нейтронов	120
Литература	121
Глава IV. Исследования на быстрых нейтронах	121
§ 1. Пороговые реакции в потоке нейтронов деления	121
§ 2. Измерение эффективных сечений пороговых реакций в котле	126
§ 3. Использование быстрых нейтронов для изучения свойств твердых тел	133
§ 4. Источник нейтронов деления в пучке тепловых нейтронов	136
§ 5. Измерение эффективных сечений захвата для быстрых нейтронов	140

§ 6. Использование реакции $H^2 (H^3, n) He^4$	150
§ 7. Фотонейтронные источники	153
§ 8. Измерения возраста нейтронов	157
Литература	163
Глава V. Резонансные нейтроны в котле	165
§ 1. Резонансный интеграл активации	165
§ 2. Резонансный интеграл поглощения	172
§ 3. Эффективный резонансный интеграл	178
§ 4. Методы фильтров	183
Литература	187
Глава VI. Пучки резонансных нейтронов	189
§ 1. Резонансные детекторы	190
§ 2. Резонансные рассеиватели	195
§ 3. Отфильтрованные пучки	200
§ 4. Кристаллический монохроматор	203
§ 5. Механический селектор резонансных нейтронов	210
§ 6. Анализ результатов по нейтронным резонансам	218
Литература	224
Глава VII. Тепловые нейтроны в котле	226
§ 1. Активация нейтронами с максвелловским спектром	226
§ 2. Измерение эффективных сечений активации	230
§ 3. Получение радиоизотопов	237
§ 4. Активационный анализ	245
§ 5. Эффективное сечение поглощения. Метод коэффициента опасности	247
§ 6. Эффективное сечение поглощения. Котловой осциллятор	253
§ 7. Масс-спектрометрические методы	259
Литература	263
Глава VIII. Измерения диффузии нейтронов	265
§ 1. Применение диффузии нейтронов для измерения малых эффективных сечений поглощения	265
§ 2. Сигма-призма	270
§ 3. Применение тепловой колонны в качестве источника нейтронов для диффузионных опытов	274
§ 4. Измерение длины диффузии в бериллии	277
§ 5. Экспоненциальные опыты	282
Литература	286
Глава IX. Пучки тепловых нейтронов	287
§ 1. Получение пучков тепловых нейтронов	287
§ 2. Измерения эффективных сечений для нейтронов с максвелловским распределением по скоростям	296
§ 3. Фильтры	302
§ 4. Механические селекторы медленных нейтронов	306
§ 5. Измерения с холодными нейтронами на механическом селекторе	313
§ 6. Механические монохроматоры нейтронов	320
Литература	323

Глава X. Диффракция нейтронов	325
§ 1. Когерентное и некогерентное рассеяние нейтронов	325
§ 2. Вычисление эффективных сечений когерентного и некогерентного рассеяния	330
§ 3. Методы диффракции нейтронов	335
§ 4. Прохождение нейтронов через поликристаллы	340
§ 5. Метод диффракции на порошках	343
§ 6. Применения диффракции нейтронов	353
Литература	359
Глава XI. Преломление, отражение и поляризация нейтронов	361
§ 1. Рассеяние на малые углы	361
§ 2. Зеркала для нейтронов	367
§ 3. Определение амплитуд когерентного рассеяния при помощи зеркал	372
§ 4. Отражение от магнитных зеркал	379
§ 5. Метод уравнивания для зеркального отражения	384
§ 6. Измерение амплитуды когерентного рассеяния нейтронов протонами при помощи жидких зеркал	389
§ 7. Измерение взаимодействия между нейтроном и электроном при помощи отражения	397
§ 8. Поляризация нейтронов	401
§ 9. Получение поляризованных нейтронов при отражении и диффракции	404
Литература	410
Глава XII. Дозиметрическая служба	412
§ 1. Воздействие излучения на ткань	412
§ 2. Единицы измерения излучения и пределы допустимого облучения	416
§ 3. Измерение излучений для предохранения персонала	421
§ 4. Защита от излучения при экспериментах на котлах	426
Литература	431
Приложение I. Константы, переводные коэффициенты и формулы	433
Приложение II. Массы атомов	437
Приложение III. Эффективные сечения на тепловых нейтронах	438
Приложение IV. Опыты по курсу физики ядерного котла	464

Д. Юз

Нейтронные исследования
на ядерных котлах

Редактор *Н. Л. ТЕЛЕСНИН*

Технич. редактор *Е. С. Герасимова*

*

Сдано в производство 7/X 1953 г.

Подписано к печати 12/I 1954 г.

T00526.

Бумага 60×92^{1/2} = 15,1 бум. л.,

30,2 печ. л., в т/ч 2 вкл.

Уч.-изд. л. 30,3. Изд. № 2/2123.

Цена 23 р. 15 к. Зак. 762

Издательство иностранной литературы

Москва, Ново-Алексеевская, 52

*

20-я типография „Союзполиграфпрома“

Главиздата Министерства культуры СССР.

Москва, Ново-Алексеевская, 52.

СПИСОК ОПЕЧАТОК

Стр.	Строка	Напечатано	Следует читать
41	19 св.	результаты	результаты
42	5 св.	$\sigma_s (1 - \cos \varphi)$	$\sigma_s (1 - \cos \varphi)$
Вклейка между стр. 72 и 73	3 св.	E 43	E 53
337	4 св.	орядка	порядка
337	6 св.	ти	эти
436	9 св.	$(E - E_0) + (\Gamma/2)^2$	$(E - E_0)^2 + (\Gamma/2)^2$

Зак. 762