

О ПОГЛОЩЕНИИ И ДИФФУЗИИ МЕДЛЕННЫХ НЕЙТРОНОВ*

Э. Амальди и Э. Ферми

Краткое изложение. Изучение поглощения медленных нейтронов позволило установить существование полос поглощения, соответствующих довольно узким интервалам энергии, что дает возможность изолировать относительно однородные группы нейтронов. В этой работе будут описаны опыты и приведены некоторые соображения по вопросу о поглощении и диффузии различных групп нейтронов.

Содержание: 1. Введение. 2. Измерения и их обработка. 3. Селективное поглощение. 4. Группы медленных нейтронов. 5. Систематические измерения поглощения. 6. Альbedo. 7. Рассеяние нейтронов одной группы. 8. Средняя длина свободного пробега тепловых нейтронов. 9. Группы как функция расстояния от источника; соотношения энергии. 10. Переход нейтронов из одной группы в другую. 11. Поведение групп вблизи поверхности парафина. 12. Ширина полос энергии, соответствующих группам. Полное число нейтронов. 13. Резюме и дискуссия.

1. ВВЕДЕНИЕ

Цель этой работы заключается в систематическом изложении произведенных нами исследований поглощения и диффузии медленных нейтронов¹.

Известно, что наиболее простая теория² захвата нейтрона ядром приводит к тому, что эффективное сечение захвата для малых скоростей нейтрона обратно пропорционально скорости, в то время как коэффициент пропорциональности может изменяться в широких пределах от элемента к элементу.

Если бы это было справедливо, то толщины двух различных элементов, обратно пропорциональные их коэффициентам пропорциональности, были бы точно эквивалентны, как поглотители медленных нейтронов, независимо от скорости нейтрона и вещества, использованного в качестве детектора. То, что дело обстоит не так просто, было уже ранее наблюдаемо разными авторами³, которые показали, что, как правило, поглощение элемента оказывалось больше в том случае, когда медленные нейтроны обнаруживались посредством активности, вызванной в том же самом элементе.

К подобным заключениям приводят также опыты Муна и Тильмана и др.⁴, сделанные при разных температурах. Из этих опытов

* Phys. Rev. 50, 899, 1936. Перевод А. Арсеньевой-Гейль.

следует, что разные детекторы показывают различную чувствительность при изменении температуры парафина. Наконец, позднее, Разетти, Пеграм, Сэгрэ, Финк, Даннинг⁵ измерили зависимость коэффициента поглощения тепловых нейтронов от их скорости посредством механической установки и нашли, что, по крайней мере в некоторых случаях, например для Cd, закон $\frac{1}{v}$ несправедлив. При систематическом изучении этих явлений мы нашли, что селективное поглощение медленных нейтронов выступает более резко, если они предварительно фильтруются слоем Cd достаточной толщины⁶; этот факт, независимо наблюдаемый Сцилардом⁷, указывает на возможность существования относительно узких полос поглощения, характерных для разных элементов.

Систематическое описание этих явлений может быть получено посредством разложения медленных нейтронов на группы, достаточно однородные в отношении их поглощательной способности⁸. Такое разделение может быть произведено разложением кривых поглощения на экспоненциальные кривые. Мы изучали различные группы нейтронов также по рассеянию их в веществах, содержащих водород.

В разделе 2 мы опишем методы, использованные при проведении опытов и обработке результатов. В разделах 3, 4, 5 собраны некоторые систематические данные о поглощении нейтронов и об интенсивности активностей, производимых различными группами в различных детекторах. В разделе 6 описывается измерение коэффициента отражения (альbedo) для нейтронов различных групп; в разделах 7 и 8 мы изучаем среднюю длину свободного пробега и среднее число столкновений для нейтрона данной группы в парафине. В разделе 9 мы показываем, как интенсивность активности, обязанная различным группам, изменяется с изменением расстояния от источника в большой массе воды; из этого соотношения мы можем вывести последовательность групп в отношении энергии и оценить соотношение энергий различных групп. В разделах 10 и 11 описаны некоторые опыты, касающиеся диффузии. В разделе 12 описан метод определения ширины полос энергии, соответствующих различным группам, и, наконец, в разделе 13 все результаты собраны и продискутированы.

В этой работе мы часто будем употреблять теоретические выводы, сделанные одним из нас⁹, и будем обозначать эту теоретическую работу в последующем через *F*.

2. Измерения и их обработка

В качестве источника нейтронов мы всегда употребляли маленькие стеклянные ампулки около 4 мм в диаметре и 15 мм длиной, содержащие эманацию (до 800 mC) и порошок бериллия. Так как наши исследования продолжались в течение нескольких месяцев, то очевидно, что необходимо было установить некоторый стан-

дартный метод для сравнения результатов, полученных с разными источниками и в разное время.

Мы опишем здесь критерии, примененные для этой цели. Измерения активности производились с ионизационной камерой, схематически представленной на рис. 1, где приведен также масштаб. Камера была наполнена двуокисью углерода под давлением в 3 ат и сверху закрыта алюминиевым окошком толщиной в 0,1 мм и диаметром в 7 см. Так как алюминиевое окошко сильно выгибалось под давлением, оно было закрыто целофановой пленкой, которая имела два назначения: предохранить камеру от возможных заражений и дать плоскую поверхность, на которую помещались детекторы.

Ионизация измерялась с помощью электрометра Эдельмана, нить которого проектировалась на шкалу; можно было изменять чувствительность и увеличение изображения нити, так что мы получали чувствительности от 5 до 250 делений на 1 В. Чтобы контролировать отсчеты, мы употребляли препарат окиси урана, заключенный в алюминиевом пакете 5×5 см². Мы обозначим этот препарат и его активность через U .

Ионизация, производимая в нашей камере препаратом U , была эквивалентна ионизации, полученной

от раствора 0,96 г уранилового нитрата $UO_2(NO_3)_2 + 6H_2O$ в 25 см³ воды, находящегося в алюминиевой ванночке 0,1 мм толщиной с основанием 5×5 см². Вводя поправку в активность этого раствора на поглощение в самом растворе и в алюминии, мы находим, что она равна 0,066 г элемента урана, т. е. 840 распадов в секунду.

Для того чтобы производить отсчеты более быстро и быть в состоянии использовать различные чувствительности электрометра и различные интервалы шкалы, мы построили номограмму. Она позволяла нам непосредственно находить при данной чувствительности электрометра и числе делений, полученных при отсчете, время, в течение которого U произвело бы ту самую ионизацию. Таким путем автоматически получалось исправление на нелинейность прибора и на зависимость емкости от чувствительности. Конечно, отсчеты исправлялись на нулевой эффект, который составлял, примерно, 15% от U .

Активность данного детектора, помещенного в определенном положении относительно источника и окружающих предметов, очевидно, пропорциональна числу нейтронов, испускаемых источником. Для того чтобы иметь числа, сравнимые между собой, необходимо всегда делить активность на интенсивность источника, измеренную в нейтронах (нейтронная интенсивность). Для того чтобы ее опре-

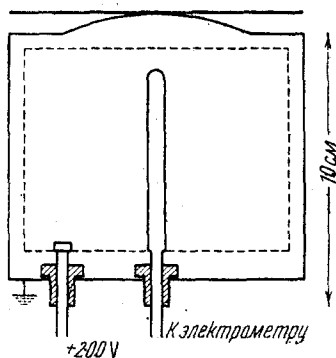


Рис. 1.

делить, недостаточно принять, что она пропорциональна количеству эманации, содержащейся в источнике, которое может быть измерено, например, по γ -активности; в действительности небольшие различия в размере бериллиевых зернышек или в приготовлении источника производят значительные изменения в числе испускаемых нейтронов. Поэтому удобно измерять нейтронную интенсивность непосредственно с помощью радиоактивности, произведенной в соответствующем детекторе. Наша обычная процедура была следующей: пластинка родия $5 \times 6,6 \text{ см}^2$ и $10,15 \text{ г}$ активировалась при помещении ее в центре верхней поверхности парафинового цилиндра

25 см в диаметре, 15 см высоты; (1)

на родий помещался второй парафиновый цилиндр 13 см в диаметре и высотой в 10 см; источник помещался на оси нижнего цилиндра на расстоянии 3 см от его верхней плоскости.

Мы обозначим через S начальную активность родия с периодом в 44 сек., полученную в этих условиях после бесконечно долгого облучения. Мы назовем нейтронной интенсивностью I отношение этой начальной активности S к U .

$$I = \frac{S}{U}. \quad (2)$$

Нужно заметить, что это определение зависит, хотя и не очень заметно, от применяемой ионизационной камеры. Наиболее сильный источник, который мы использовали, имел нейтронную интенсивность 144,9. Нейтронная интенсивность, равная единице, соответствует источнику, содержащему от 5 до 6 mC эманации.

Теперь мы в состоянии определить то, что мы назовем активностью A данного детектора (отнесенной, если необходимо, к одному из его периодов), помещенного в определенном положении по отношению к источнику и окружающим предметам.

Пусть a будет начальная активность детектора, облученного бесконечно долго; мы определяем активность A этого детектора в данном положении выражением

$$A = \frac{1000 a}{S} = \frac{1000 a}{IU}. \quad (3)$$

На практике, конечно, мы вычисляли активность при помощи этой последней формулы: нейтронная интенсивность измерялась один раз для каждого источника с очень большой точностью и из этого значения вычислялась интенсивность для любого последующего времени по периоду распада эманации.

Начальная интенсивность a измерялась при облучении в течение конечного промежутка времени и затем приводилась к бесконечному времени по хорошо известным формулам.

В случае элементов с коротким периодом удобно установить стандарт для измерения начальной активности, чтобы по возможности быть независимым, по крайней мере для относительных измерений, от возможных ошибок в значении периода. Таким образом в случае родия (44 сек.) и серебра (22 сек.), которые мы использовали в качестве детекторов в большом числе опытов, мы производили облучение в течение 1 мин., в случае серебра отсчеты делались, начиная с 20 до 80 сек., после конца облучения, и измеренная таким образом активность, умноженная на соответствующий фактор, давала начальную активность. В действительности такое измерение дает не только активность с периодом в 22 сек., так как имеется наложение активности с периодом в 2,3 мин., эта активность была не очень велика и обыкновенно на нее не вводилась поправка (см. также раздел 5). В случае родия мы всегда облучали 1 мин. и делали отсчеты примерно, начиная с 30 до 60 сек. после конца облучения; начальная активность быстро вычислялась с помощью номограммы. Также и в этом случае мы пренебрегали незначительной активностью с периодом в 4,2 мин.

В ходе этой работы мы произвели большое число измерений поглощения медленных нейтронов в различных веществах. Измерения были проведены в следующих условиях: измерения производились снаружи парафина, потому что в противном случае большая часть нейтронов проходит через поглотитель много раз (раздел 6). Источник, т. е. эманация ^{210}Po , обыкновенно помещался в парафиновый цилиндр (1) на 3 см ниже центра верхней плоскости, на которую помещались различные детекторы. Большинство детекторов было квадраты со стороной в 5 см.

ТАБЛИЦА 1

Активируемость A_n различных детекторов

Вещество	Период	Вес в г	Площадь в см ²	A_n
MnO ₂	2,5 час.	30	26	30
Cu	5 мин.	13	38	2
Ga	20 мин.	2,6	7	1,3
As	26 час.	7	20	24
NaBr	18 мин.	26	25	9,2
Rh	44 сек.	10,15	28	282
Ag	22 сек.	8	27	135
In	54 мин.	0,76	9	21,2
In	16 сек.	0,76	9	14,2
J	25 мин.	25	25	16,9
Ir	19 час.	14,5	25	78
Au	2,7 дн.	6,6	25	26

Мы назовем нормальной активируемостью детектора A_n его активируемость в этих условиях. Это дает указание относительно эффективности различных детекторов. Как пример мы даем в табл. 1 нормальные активируемости некоторых из употребляемых нами детекторов.

Для измерения поглощения поглотителя в форме возможно тонких слоев помещались между парафином и детектором.

Для того чтобы исправить ошибку, обязанную расстоянию h детектора над поверхностью парафина, мы измерили изменение активности родиевого детектора в функции h . Эмпирическое правило, найденное для приведения активируемости к $h=0$, заключается в делении результатов измерений на $1 - \frac{h}{7}$, где h есть высота в сантиметрах; это правило достаточно хорошо выполняется для h до значений, немного больших 1 см.

Строго говоря, поправка на высоту должна зависеть от применяемого поглотителя и группы нейтронов, с которой мы работаем. В настоящий момент мы пренебрегаем этими тонкостями. Даже если бы нейтроны, оставляя парафин, были однородны, то кривые поглощения, полученные при описанных выше условиях, не были бы экспоненциальными, так как нейтроны, выходящие под разными углами θ , пересекают различные толщины поглотителя. В вычислении коэффициентов поглощения из опытных данных необходимо учесть эти факты; долгое время мы вычисляли эту поправку в предположении, что нейтроны оставляют парафин согласно закону косинуса.

При этом предположении кривая поглощения с тонким детектором (K = коэффициенту поглощения нейтронов и δ = толщине поглотителя) вместо экспоненциальной $e^{-K\delta}$ (кривая a на рис. 2) примет вид

$$b(K\delta) = \int_0^1 e^{-\frac{K\delta}{x}} dx. \quad (4)$$

Эта функция представлена кривой b на рис. 2. В настоящее время мы полагаем, что для нейтронов группы C (раздел 6) следует принять, что число испускаемых нейтронов на единицу телесного угла, вместо того, чтобы быть пропорциональным $\cos \theta$, приблизительно пропорционально выражению

$$\cos \theta + \sqrt{3} \cos^2 \theta. \quad (5)$$

Если принять это угловое распределение нейтронов, то кривая поглощения дается выражением

$$c(K\delta) = \frac{2}{2 + \sqrt{3}} \int_0^1 e^{-\frac{K\delta}{x}} (1 + \sqrt{3}x) dx, \quad (6)$$

представленным на рис. 2 кривой c . Эта кривая, вероятно, представляет довольно хорошо ход поглощения нейтронов C ; для нейтронов других групп вероятно, что кривая поглощения будет лежать между b и c ; однако все вычисления сделаны с кривой c . В случае толстого детектора, другими словами, при значительном поглощении нейтронов в использованной толщине, числа, полученные из кривой c , подвергались дальнейшему исправлению.

Различия между коэффициентами поглощения, данными в этой работе, и приведенными в предварительных сообщениях, обязаны по большей части тому факту, что вычисления были сделаны с кривой c вместо кривой b рис. 2.

ТАБЛИЦА 2.

Детек- тор	Поглотитель	
	Rh	Ag
Rh	54	67
Ag	68	45

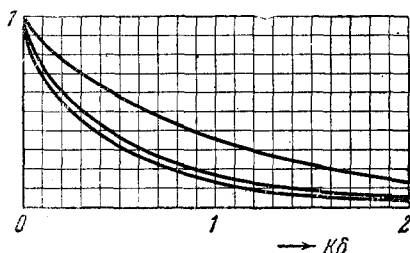


Рис. 2. Кривые поглощения, построенные по различным законам. Кривые: верхняя — $a(K\delta) = e^{-K\delta}$; нижняя — b

$$(K\delta) = \int_0^1 e^{-\frac{K\delta}{x}} dx; \text{ средняя — } c(K\delta) = \\ = \frac{2}{2 + \sqrt{3}} \int_0^1 e^{-\frac{K\delta}{x}} (1 + \sqrt{3} x) dx$$

3. СЕЛЕКТИВНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ

Мы уже упомянули, что, как было установлено разными авторами, поглощение элемента вообще становится больше в том случае, если в качестве детектора использован тот же самый элемент. Так, для примера табл. 2 дает (в процентах) остаточную активность, создаваемую нейтронами, прошедшими через $0,39 \text{ г/см}^2$ родия и $0,96 \text{ г/см}^2$ серебра, если в качестве детектора употреблялась пластинка родия $0,36 \text{ г/см}^2$ или пластинка серебра $0,80 \text{ г/см}^2$. Данные этого рода, относящиеся к большому числу элементов, были опубликованы и другими авторами¹⁰. Эти факты предполагают существование селективного поглощения для медленных нейтронов. Лучший метод для изучения этого селективного поглощения заключается в измерении и анализе кривых поглощения. На рис. 3 приведены кривые поглощения кадмия, снятые — одна с родиевым детектором ($0,36 \text{ г/см}^2$), другая — с серебряным ($0,057 \text{ г/см}^2$). Из этих кривых видно, что радиации, активирующие оба эти детектора, неоднородны, но состоят из двух частей, одна из которых поглощается кадмием очень сильно, а другая очень слабо.

Принимая во внимание тот факт, что при нашем геометрическом расположении нейтроны пересекали поглотитель под различными

углами, как это указано в разделе 2, можно вычислить коэффициент поглощения сильно поглощаемой части из каждой из этих кривых.

Таким образом мы получаем из кривой с серебряным детектором $K=16 \text{ см}^2/\text{г}$ и из кривой с родиевым детектором $K=13,5 \text{ см}^2/\text{г}$. Коэффициент поглощения жесткой части определенно меньше, чем 0,01 от этих значений; так например, в случае родиевого детектора мы находим $K=0,05 \text{ см}^2/\text{г}$. Из рассмотрения кривых рис. 3

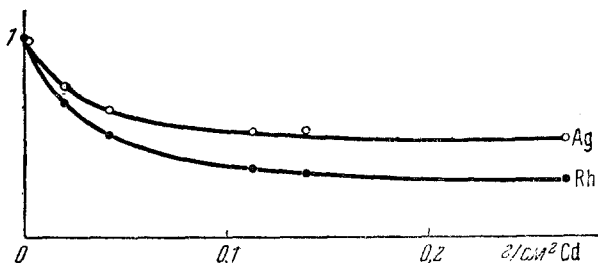


Рис. 3. Кривые поглощения для Cd, снятые с родиевым и серебряным детекторами

можно видеть, что в нашем серебряном детекторе половина активности обязана составляющей, которая сильно поглощается кадмием, и половина — жесткой составляющей. В нашем родиевом детекторе 82% всей активности обязаны мягкой составляющей и остаток — жесткой составляющей.

Таким образом поглощение в кадмии дает возможность разделить медленные нейтроны, выходящие из парафинового блока, в котором находится источник нейтронов, на две части; ту из них, которая сильно поглощается кадмием, мы будем называть в последующем группой С. В § 5 мы детально рассмотрим поглощение нейтронов этой группы.

Сейчас мы займемся изучением свойств радиаций, которые проходят сквозь толщину кадмия, достаточную, чтобы совершенно поглотить группу С. С этой целью мы повторили некоторые опыты с поглощением радиаций, прошедших сквозь $0,27 \text{ г/см}^2$ Cd, используя в качестве поглотителей и детекторов родий и серебро¹¹. Табл. 3, подобная табл. 2, дана как пример результатов таких опытов; результаты, собранные в табл. 2 и 3, были получены с одними и теми же поглотителями и детекторами.

Сравнение табл. 2 и 3 показывает, что селективность выступает более резко для радиации, прошедшей сквозь кадмий; это указывает на неоднородность составляющей, слабо поглощаемой кадмием. Чтобы далее изучить свойства радиации, прошедшей сквозь кадмий, мы измерили кривую поглощения серебра с серебряным детектором ($2,2 \text{ г/28 см}^2$) для нефильтрированной радиации и для фильтрованной $0,27 \text{ г/см}^2$ кадмия. Эти кривые даны на рис. 4, где на оси абсцисс отложена толщина серебряного поглотителя, а на оси ординат — ак-

тивируемость детектора. Верхняя кривая относится к нефильтрованной радиации, нижняя — к радиации, прошедшей сквозь $0,27 \text{ г/см}^2$ кадмия. На обеих кривых видно, что активирующее серебро излучение содержит составляющую, сильно поглощаемую в самом элементе; эта составляющая присутствует с одинаковой интенсивностью как в фильтрованном, так и в нефильтрованном излучениях. Это означает, что эта составляющая очень мало поглощается кадмием. Мы назовем ее группой А. Коэффициент

Поглощение радиаций, прошедших сквозь $0,27 \text{ г/см}^2 \text{ Cd}$

ТАБЛИЦА 3

Детек- тор	Поглотитель	
	Rh	Ag
Rh	33	84
Ag	88	29

поглощения нейтронов группы А в серебре

$$K = 20 \text{ см}^2/\text{г}.$$

Кривые, подобные данным на рис. 4, были также найдены с более толстым детектором; однако в этом случае процент активности, обязанный излучению, сильно поглощаемому в серебре, конечно, меньше, так как насыщение происходит в толщине детектора меньшей чем $0,1 \text{ мм}$.

Пунктирная кривая на рис. 4 есть разность двух других кривых; таким образом она представляет поведение той части активности серебра, которая поглощается $0,27 \text{ г/см}^2$ кадмия, т. е. это есть кривая поглощения в серебре с серебряным детектором, только нейтронов группы С. Из нее мы находим значение коэффициента поглощения нейтронов группы С в серебре $K = 0,3 \text{ см}^2/\text{г}$.

4. Группы медленных нейтронов

На примерах предыдущего раздела мы видели, что анализ кривых поглощения позволяет нам разделить медленные нейтроны на группы, которые различно поглощаются в разных элементах. Хо-

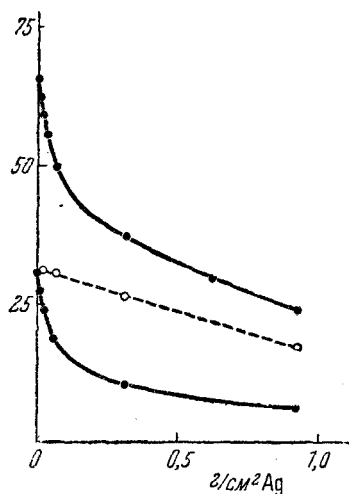


Рис. 4. Верхняя кривая — кривая поглощения для Ag, для нефильтрованного излучения. Нижняя кривая — кривая поглощения для Ag для излучения, прошедшего сквозь $0,27 \text{ г/см}^2$ кадмия. На оси ординат нанесена активируемость серебряного детектора. Пунктирная кривая представляет собой разность между верхней и нижней кривыми

рошо известно, что разложение кривых поглощения на экспоненциальные кривые можно считать действительным только в том случае, если точность отдельных измерений очень высока и если геометрическое расположение поглотителя и детектора по отношению к источнику соответствует условиям, которые могут быть точно учтены. В нашем случае ни одно из этих условий не было точно выполнено, и, таким образом, мы не имели возможности гарантировать полной однородности каждой составляющей излучения. Поэтому в последующем мы ограничились описанием свойств приблизительно однородных групп нейтронов.

Различия в поведении при переходе от одной группы к другой так заметны, что можно каждую из них считать индивидуальной, несмотря на небольшую внутреннюю неоднородность. Разложение на группы было возможно при принятии во внимание следующих обстоятельств:

а) для некоторых поглотителей существуют очень большие различия в коэффициентах поглощения при переходе от группы к группе;

б) возможно употреблять разные поглотители и детекторы, которые ведут себя совершенно различно;

с) возможно отфильтровывать медленные нейтроны при помощи поглотителей для уменьшения неоднородности.

Наиболее очевидное предположение, касающееся физической природы различия между группами, заключается в том, что оно объяснено различием в скорости. В парафиновом блоке быстрые нейтроны, вышедшие из источника, испытывают постепенное замедление вследствие последовательных столкновений с атомами водорода, пока они не достигнут энергии, соответствующей тепловому движению; таким образом в каждый момент времени в парафине имеются нейтроны со всевозможными скоростями — от энергии теплового движения до энергии, с которой они оставили источник. Соответственно, нейтроны со всеми этими скоростями диффундируют из парафинового блока. Отсюда мы можем думать, что разные группы соответствуют нейтронам различных интервалов энергии. Селективное поглощение должно быть интерпретировано как неправильное изменение коэффициента поглощения в функции скорости нейтронов.

Возможность неправильной зависимости коэффициента поглощения от скорости нейтронов была недавно показана рассуждениями Бора, Брайта и Вигнера¹². Мы вернемся к дискуссии о физической природе групп нейтронов после того, как опишем опыты с поглощением и рассеянием различных групп.

Уже в предыдущем разделе излучение, сильно поглощаемое кадмием ($K = 13,5 - 16 \text{ см}^2/\text{г}$), мы назвали группой С; а излучение, сильно поглощаемое серебром ($K = 20 \text{ см}^2/\text{г}$), — группой А.

Мы также видели, что только 50% активности нашего серебряного детектора ($0,057 \text{ г/см}^2$) обязаны группе С; из остальных 50% около половины обязаны группе А, в то время как остаток обязан излучению, которое только слегка поглощается кадмием и се-

ребром (рис. 4). Это излучение мы называли группой *B*; оно, вероятно, является сложным. До сих пор мы не были в состоянии разложить его хотя бы на приблизительно однородные составляющие, так как мы не нашли элемента с высоким коэффициентом поглощения для группы *B*.

В предыдущем параграфе мы показали, что 72% активности нашего родиевого детектора ($0,36 \text{ г/см}^2$) обязаны группе *C*; остальные 28% составляют новую группу, которую мы назвали группой *D* и которая очень значительно поглощается кадмием. Изучая детектор из PbJ_2 (19 г/см^2 , нормальная активируемость 11,4), мы нашли, что только около 25% его активности обязаны группе *C* и меньше чем 10% — группе *A*; остаток обязан составляющей, которая слабо поглощается всеми до сих пор нами изученными элементами, за исключением иода; это излучение, которому обязаны около 70% активности нашего детектора, было названо группой *J*.

Фриш, Гевеши и Мак Кей¹³ изучали поглощение в золоте с помощью золотого детектора, пользуясь нейтронами, прошедшими сквозь кадмий, и получили результаты, подобные тем, которые мы получили для серебра (рис. 4). Мы пробовали разложить активность золотого детектора ($1,75 \text{ г/25 мм}^2$) на составляющие, отвечающие уже упомянутым группам; мы нашли, что активность золота частично обязана группам *C*, *A* и *B*; но высокий коэффициент поглощения золота с золотым детектором, вероятно, обязан излучению, отличному от всех предыдущих групп.

5. СИСТЕМАТИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ ПОГЛОЩЕНИЯ

Группа *C*. Из всех групп наиболее хорошо известна группа *C*, потому что почти во всех детекторах большой процент активности обязан ей; есть много оснований предполагать (раздел 13), что эта группа в значительной мере состоит из нейтронов, имеющих энергию теплового движения; на этом основании мы часто будем ссылаться на нее как на тепловую группу. Изучение группы *C* особенно легко, потому что толщина кадмия в $0,3\text{—}0,4 \text{ г/см}^2$ ее совершенно поглощает, не поглощая при этом сколько-нибудь заметно ни одной из других групп. Для того чтобы получить часть активности, обязанную группе *C*, достаточно взять разность между активностью, полученной без кадмиевого фильтра и с кадмиевым фильтром вышеуказанной толщины. В табл. 4 мы даем коэффициенты поглощения в $\text{см}^2/\text{г}$ для нейтронов группы *C*, полученные с различными детекторами (всегда беря разность между активностью, полученной без фильтра, и активностью, полученной с кадмиевым фильтром и разными поглотителями). Нужно отметить, что коэффициенты поглощения в некоторых элементах, измеренные с разными детекторами, остаются приблизительно одними и теми же. Различия, несомненно, частью обязаны ошибкам измерений, однако мы

ТАБЛИЦА 4

Коэффициенты поглощения в $\text{см}^2/\text{г}$ для нейтронов группы *C* (те, которые сильно поглощаются кадмием)

Детектор	Поглотитель						
	Rh	Ag	Cd	In	Ir	Au	Hg
Mn 2,5 час.	0,9	0,3	—	—	—	—	—
Rh 44 сек.	0,6	0,2	13,5	0,6	1,0	0,2	0,7
Ag 22 сек.	0,7	0,3	16	—	0,9	0,25	0,9
In 54 мин.	0,6	0,2	14	0,9	1,0	0,2	0,6
Ir 19 час.	1,0	0,3	—	—	—	—	0,6

думаем, что они не могут быть полностью отнесены за их счет.

Несмотря на это, если вспомним большие различия в коэффициентах поглощения одного и того же элемента для нейтронов разных групп, мы видим, что группа *C* действительно имеет замечательную внутреннюю однородность.

Группа *D*. Группа *D* обыкновенно наблюдается при применении в качестве детектора родия или индия; оба эти элемента являются удобными для выполнения точных измерений.

Из того факта, что группа *D* может быть определена при использовании как одного, так и другого из этих двух детекторов, следует, что соответствующие полосы поглощения почти совпадают; конечно, не существует еще оснований предполагать, что совпадение должно быть полным. В § 9 мы увидим, что среди всех, нами изученных групп, группа *D* обладает наименьшей энергией, за исключением группы *C*.

Мы уже сказали, что 28% активности наших родиевых детекторов обязаны группе *D*. В индиевом детекторе 0,76 г/9 см^2 42% активности 54-минутного периода обязаны группе *D*, остающиеся 58% обязаны группе *C*. Для изучения группы *D*, таким образом, достаточно использовать один из этих детекторов, фильтруя излучение 0,3 — 0,4 г/см² кадмия для исключения группы *C*. В табл. 5 приведены некоторые коэффициенты поглощения в $\text{см}^2/\text{г}$ для *D*-нейтронов.

Группа *A*. Эта группа характеризуется большим значением коэффициента поглощения в серебре ($K=20 \text{ см}^2/\text{г}$); она обыкновенно изучается с помощью тонкого слоя серебра в качестве детектора.

Как было упомянуто выше, 25% нормальной активируемости серебряного детектора толщиной 0,057 г/см² обязаны *A*-нейтронам. Для изолирования этой группы достаточно образовать разность,

ТАБЛИЦА 5

Коэффициенты поглощения в $\text{см}^2/\text{г}$ для нейтронов группы D (те, которые сильно поглощаются Rh)

Детектор	Поглотитель							
	B	Rh	Ag	Cd	In	Ir	Au	Hg
Rh 44 сек.	4,7	2,0	0,06	0,05	3,0	1,0	0,03	0,07
In 54 мин.	—	1,6	0,09	—	3,8	1,0	0,04	0,04

активируемостей серебряного детектора без серебряного фильтра и с таковым, достаточно толстым, чтобы полностью поглотить группу A , но не настолько толстым, чтобы заметно поглотить другие группы. На практике удобно исключить группу C с помощью кадмиевого фильтра.

Группа A может быть также обнаружена с помощью золота. Золотой детектор толщиной в $1,535 \text{ г}/25 \text{ см}^2$ имеет нормальную активируемость 21, из которой 13% обязаны группе A ; коэффициент поглощения в золоте для этой группы равен $4 \text{ см}^2/\text{г}$. Коэффициент поглощения для группы A в боре равен $3 \text{ см}^2/\text{г}$.

Относительно других групп, упомянутых в предыдущем разделе, известно не очень много. Мы сделали небольшое число измерений коэффициентов поглощения, которые мы приводим здесь:

Группа B : бор $K=2,3 \text{ см}^2/\text{г}$; золото $K=1,7 \text{ см}^2/\text{г}$.

Группа J : бор $K=1 \text{ см}^2/\text{г}$; иод $K=0,7 \text{ см}^2/\text{г}$.

Мы видели, что между тем как группа C почти всегда вызывает больше чем 50% активности различных детекторов, помещенных вне парафина, другие группы обнаруживаются в меньшем числе детекторов, и им обязаны меньшие проценты активности.

Это не вызывается тем, что в различных элементах коэффициенты поглощения для нейтронов группы C больше, чем для нейтронов других групп; мы уже встречали многочисленные примеры, противоречащие этому. Скорее всего это обязано тому, что число C -нейтронов, которые выходят из парафина, значительно больше, чем число нейтронов других групп.

Таким образом очень важным числом для характеристики группы является ее численность. Мы определим это количество для практических целей следующим образом: численность N_0 какой-либо группы есть число нейтронов, которые испускаются в 1 сек. сквозь 1 см^2 единицей нейтронной интенсивности источника, взятой как среднее из 25 см^2 в центре верхней поверхности парафина (1), содержащего источник (нейтронная интенсивность — единица) на расстоянии 3 см ниже центра этой поверхности.

Принцип, на котором основано измерение численности группы, следующий: мы помещаем в центре на парафиновом блоке 1 тонкий детектор с поверхностью s ; число нейтронов, которые попадают на этот детектор, равно

$$N_0 I s,$$

Если мы обозначим через K коэффициент поглощения детектора, предполагая, что его толщина δ очень мала, то можно видеть, что число нейтронов, поглощенных детектором, будет равно

$$\sqrt{3} N_0 I s K \delta,$$

где множитель $\sqrt{3}$ вызван тем, что нейтроны попадают под разными углами, что принимается в расчет согласно уравнению (5).

Если мы обозначим через η эффективность ионизационной камеры, т. е. ионизационный ток от одного распада в секунду из поверхности, то нормальная активизируемость [см. уравнение (3)] нашего детектора будет

$$A = 1000 \sqrt{3} s N_0 K \delta \frac{K_1}{K} \frac{\eta}{840 \eta_U}, \quad (7)$$

где η_U есть эффективность камеры для β -лучей, испускаемых нашим урановым препаратом, который, как уже было сказано, соответствует 840 распадам в секунду.

Множитель $\frac{K_1}{K}$ введен для принятия в расчет того обстоятельства, что если детектор поглощает нейтроны данной группы (с коэффициентом поглощения K), то возможно, что часть этих нейтронов создает или нерадиоактивные изотопы или радиоактивные с периодом, отличным от того, который изучается; мы обозначили через K_1 коэффициент поглощения, обязанный только тому процессу, который вызывает изучаемую активность; очевидно, что коэффициент K определяет поглощение нейтронов в детекторе, а K_1 определяет активность детектора.

Из (7) мы находим численность изучаемой группы

$$N_0 = 0,485 \frac{\eta_U K}{\eta K_1 s K \delta} A. \quad (8)$$

В этом выражении для N_0 величины A , s , K и δ — непосредственно измеряемые; в большинстве случаев возможно положить K_1 равным K ; в других случаях, где элемент имеет больше, чем один период, отношение их активизируемостей, исправленное на поглощение β -лучей и на различные эффективности η , позволит оценить $\frac{K}{K_1}$.

Значительная ошибка в измерении N_0 обязана недостаточному знанию отношения эффективностей для β -лучей различной жесткости. Из относительно малых изменений, которые были найдены в вычисленных численностях для различных детекторов при пред-

положении постоянства эффективности η , можно заключить, что эта величина не изменяется в больших пределах. В последующих вычислениях мы всегда полагаем $\eta = \eta_{IV}$.

В табл. 6 мы даем значения численностей различных групп, вычисленные при использовании различных детекторов; для коэффи-

ТАБЛИЦА 6

Численность (N_0) для различных групп нейтронов

Детек- торы	Группы:			
	C	D	A	J
Rh	43	9	—	—
Ag	51	—	0,6	—
In	31	6	—	—
J	—	—	—	5
Au	33	—	0,5	—

циентов поглощения мы брали в вычислениях среднее из чисел, приведенных в предшествующих таблицах. Значения, приведенные в табл. 6, были вычислены с помощью формулы, подобной (8), в которой, однако, учитывалось поглощение нейтронов и электронов в детекторе. Мы также ввели небольшую поправку для учета отражения электронов от верхних слоев детектора.

Данные для иридия были вычислены, принимая во внимание два периода — в 16 сек. и в 54 мин. — и пренебрегая слабым периодом в 4 часа. Для родия и для серебра мы сделали вычисления, учитывая не только периоды в 44 и в 22 сек., но также периоды в 4,2 и в 2,3 мин.

Если мы попробуем вычислить численность группы C из активности иридия (19 час.), мы найдем значение около 10; это значение кажется нам слишком малым, чтобы его можно было приписать ошибкам измерений. Таким образом мы попытались найти другую активность, достаточно сильную, чтобы оправдать предыдущее малое значение численности. В действительности это подозрение было вполне обосновано, так как мы нашли вторую активность иридия с периодом в 68 дней, активируемость которого, хотя еще и не измеренная, имеет порядок величины активируемости 19-часового периода. β -частицы этой новой активности имеют очень небольшую проникающую способность.

Очень интересно определить для элементов, имеющих два и больше периодов, обязанных медленным нейтронам, вызываются активности различных периодов одними и теми же группами, или разными.

Для этого мы изучили следующие детекторы: родий (0,36 г/см² 44 сек., 4,2 мин.), серебро (0,057 г/см² 22 сек., 2,3 мин.), индий

(0,065 г/см², 16 сек., 54 мин.), бромистый натрий (1 г/см² 18 мин. 4,22 сек.), и сравнили для каждого из них активируемости двух периодов, полученные с соответствующими фильтрами и без таковых.

В случае родия отношения активируемостей обоих периодов в 44 сек. и в 4,2 мин. без фильтра и с кадмиевым фильтром достаточно, чтобы поглотить группу *C*, остается тем же (около 10)¹⁴. В случае серебра, однако, мы нашли значительную разницу в поведении двух периодов; для группы *C* активируемость длинного периода составляет 24% всей активности; для группы *B* — 19%, наконец, для группы *A* мы нашли 30%, которые в пределах экспериментальных ошибок можно считать равными нулю; поэтому мы можем сказать, что группа *A* характеризует период серебра в 22 сек.

В случае индия проценты активации двух периодов, обязанные группам *C* и *D*, приблизительно равны. Также для брома кадмиевый фильтр не изменяет заметно отношение активируемостей двух периодов.

Мы также заменили парафиновый цилиндр, с которым обычно делались измерения, на такой же цилиндр с водой и, используя детекторы из родия, серебра и иодистого свинца и подходящие фильтры, определили проценты активации, обязанные различным группам. Этим путем нам удалось показать, что отношения численностей различных групп одни и те же с водой и с парафином. Абсолютные значения также не меняются значительно. Однако нужно отметить, что отношения интенсивностей различных групп изменяются на различных расстояниях от источника, что будет обсуждаться более подробно в разделе 9.

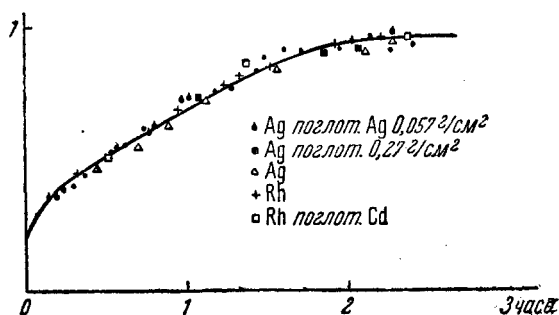


Рис. 5. Возрастание активности как функция времени

Наконец, мы пытались установить, изменяется ли отношение интенсивностей различных групп при применении разных источников быстрых нейтронов¹⁵. Для этой цели мы определили активируемость родиевого и серебряного детекторов с кадмиевым и се-

ребряным фильтрами и без них, используя источник, только что приготовленный, в котором радий С еще не был в равновесии, и проследили возрастание активированности во время образования радия С. Мы не нашли никакой радиации в отношении группы для серебра и родия во время образования радия С, хотя активированность возросла от 40 (эффект обязан частицам $RaEm + RaA$) до 100 (эффект обязан частицам $RaEm + RaA + RaC$). На рис. 5 мы даем кривую возрастания активности в функции от времени. Нужно отметить высокую эффективность α -частиц радия С в получении нейтронов из бериллия; их эффективность в три раза больше эффективности α -частиц эманации и RaA .

6. АЛЬБЕДО

Измерения нормальной активированности, так же, как и измерения поглощения, о которых мы говорили до сих пор, были сделаны вне парафинового блока. В этом разделе мы будем изучать свойства медленных нейтронов внутри парафина.

Детектор (родий $10 \text{ г}/28 \text{ см}^2$ или серебро $2,2 \text{ г}/38,5 \text{ см}^2$) помещался в центре верхней плоскости нормального парафинового блока I и на него накладывался второй, такой же парафиновый цилиндр. Детектор мог быть помещен между соответствующими фильтрами.

Для того чтобы быстро обозначать относительное положение источника, парафина, детекторов и поглотителей, удобно условиться в следующем: будем обозначать буквой S источник, буквой P — парафин, буквой R — детектор и через Cd и Ag кадмиевый ($0,27 \text{ г}/\text{см}^2$) и серебряный ($0,057 \text{ г}/\text{см}^2$) поглотители. Таким образом $SPCdRCdP$ обозначает опыт, в котором над источником (S) имеется 3 см парафина (P), затем следуют слой кадмия (Cd), детектор (R), второй слой кадмия (Cd) и, наконец, второй парафиновый цилиндр (P).

В табл. 7 мы даем активированности двух детекторов — серебряного и родиевого в различных опытах. Если мы сравним опыты SPR и $SPRP$, мы заметим сильное возрастание активности, обязанное наложению второго блока парафина. Это большое возрастание происходит от того, что нейтроны как быстрые, так и медленные, которые в отсутствии второго блока ушли бы, теперь могут быть отражены назад от этого второго блока.

ТАБЛИЦА 7

Активированности для различных установок S — источник, P — парафин, Cd — кадмий, Ag — серебро, R — детектор

Установка	Серебро	Родий
SPR	66,1	282
$SPCdR$	32,2	80
$SPCdAgR$	17,5	78
$SPRP$	417	1025
$SPCdRCdP$	66,5	140
$SPCdRP$	92,2	244
$SPRCdP$	113,1	371
$SPCdAgRAgCdP$. .	34,5	144
$SPCdAgRCdP$. . .	45,6	—
$SPCdRAgCdP$. . .	54,8	—

Помещая детектор между соответствующими поглотителями, можно активизирующее его излучение разложить на группы. Так например, сравнение опытов *SPRP* и *SPCdRCdP* показывает, что в случае серебряного детектора часть $\frac{417 - 66,5}{417} = 0,84$ активности обязана группе *C* и в случае родиевого детектора часть $\frac{1025 - 140}{1025} = 0,86$ обязана этой же группе. Нужно отметить, что отношение группы *C* к другим группам много больше внутри парафина, чем вне его; мы скоро увидим основание для такого поведения.

Для проверки правильности разложения на группы активности детектора также и внутри парафина мы удвоили толщину кадмиевого поглотителя в опыте *SPCdRCdP* и нашли только очень малое дальнейшее уменьшение в активности. В случае серебряного детектора прибавление серебряных поглотителей к кадмиевым вызывает уменьшение активности наполовину (опыты *SFCdRCdP* и *SPCd AgR AgCdP*). Этот факт показывает, что также и внутри парафина можно говорить о группе *A*, сильно поглощаемой серебром. В согласии с тем, что было получено вне парафина, прибавление тонких серебряных поглотителей к кадмиевым не производит дальнейшего уменьшения активности родия.

Мы будем изучать теперь поведение группы *C*. Рассмотрим результаты измерений *SPRP*, *SPCdRP*, *SPRCdP* и *SPCdRCdP*; это последнее измерение указывает, какая часть активности вызвана не группой *C*, так что, если мы вычтем это значение из результатов других трех измерений, мы получим часть активности, обязанную только группе *C*.

Разность между измерениями *SPCdRP* и *SPRCdP* может быть легко объяснена, учитывая то обстоятельство, что плотность медленных нейтронов внутри парафина уменьшается с увеличением расстояния от источника таким образом, что слой кадмия, который экранирует детектор со стороны источника, задерживает больше нейтронов, чем такой же слой с другой стороны. Среднее значение, полученное из этих двух опытов, может быть рассмотрено как значение, которое получилось бы в случае равномерного распределения плотности медленных нейтронов внутри парафина, если детектор с одной стороны закрыт кадмием.

Таким образом мы находим для серебряного детектора активируемость, обязанную только группе *C*, $A_c = 417 - 66,5 = 350,5$. Активируемость, обязанная только группе *C*, если серебро закрыто слоем кадмия только с одной стороны,

$$B_c = \frac{99,2 + 113,1}{2} - 66,5 = 36,1.$$

Соответствующие значения для родия суть $A_c = 885$, $B_c = 167,5$. Отношение $\frac{A_c}{B_c}$ для серебра равно 9,7 для родия 5,3.

Простое рассуждение позволяет нам понять значение этого отношения.

Мы назовем β вероятность того, что нейтрон, который падает на плоскую поверхность, ограничивающую очень большой блок парафина, выйдет из него, предварительно испытав в парафине несколько отклонений.

Назовем альbedo эту величину β , которая соответствует коэффициенту диффузного отражения медленных нейтронов от поверхности парафина.

В действительности альbedo зависит от угла падения медленных нейтронов и, очевидно, тем меньше, чем меньше угол падения (см. *F*, раздел 5).

В нашем элементарном рассуждении мы пренебрежем этой зависимостью.

Мы назовем ζ вероятность того, что нейтрон, пересекая детектор, будет им поглощен. Также для ζ мы пренебрежем зависимостью от угла падения.

Метод для измерения альbedo основан на сравнении активированностей A_c и B_c , определенных выше.

Пусть N будет число C -нейтронов, которые падают на детектор группы C , когда он с одной стороны закрыт слоем вещества, совершенно поглощающим эту группу. Число нейтронов, поглощенных детектором, есть $N\zeta$ и его активированность B_c будет пропорциональна $N\zeta$.

Удалим теперь поглотитель и вычислим возрастание активности детектора.

Во-первых, мы должны учесть то обстоятельство, что нейтроны могут ударять детектор с обеих сторон; это дает множитель 2.

Но значительно более существенное возрастание обязано тому, что при помещении слоя, который поглощает все нейтроны, непосредственно позади детектора нейтрон группы C , ударяющий детектор, пересекает последний только один раз; если же поглотитель отсутствует, нейтрон может пройти сквозь детектор много раз.

Действительно, первый раз нейтрон имеет вероятность ζ быть поглощенным и вероятность $(1 - \zeta)$ пройти сквозь детектор; вероятность, что нейтрон вернется к детектору, будет, таким образом, $\beta(1 - \zeta)$, и вероятность, что он будет поглощен при вторичном прохождении, есть $\beta(1 - \zeta)\zeta$ и т. д. Отсюда мы находим, что вероятность поглощения будет

$$\zeta + \zeta\beta(1 - \zeta) + \zeta\beta^2(1 - \zeta)^2 + \dots = \frac{\zeta}{1 - \beta(1 - \zeta)} = \frac{\zeta}{1 - \beta + \beta\zeta}.$$

Число поглощенных нейтронов будет

$$\frac{2N\zeta}{1 - \beta + \beta\zeta}.$$

И отсюда отношение $\frac{A_c}{B_c}$ будет

$$\frac{A_c}{B_c} = \frac{2}{1 - \beta + \beta^2}. \quad (9)$$

Если ζ очень мало, т. е. в случае очень тонкого детектора, это выражение приводится к

$$\frac{A_c}{B_c} = \frac{2}{1 - \beta}. \quad (10)$$

Таким образом измерение отношения $\frac{A_c}{B_c}$ позволяет нам определить альbedo β .

В случае нашего серебряного детектора ζ очень мало, но не настолько, чтобы им можно было пренебречь. Мы можем оценить его из толщины детектора и коэффициента поглощения, учитывая, конечно, наклонное падение нейтронов. Таким образом мы находим $\zeta = 0,03$ и отсюда $\beta = 0,82$.

Родиевый детектор значительно толще; для него ζ около 0,35; ясно, что наибольшая ошибка в этом большом значении дала бы большую ошибку в значении β . Поэтому мы не можем использовать измерения с родием для определения β , но мы можем вычислить для этого детектора отношение $\frac{A_c}{B_c}$, используя значение аль-

bedo, найденное при измерениях с серебром. Мы имеем $\frac{A_c}{B_c} = 4,3$ в достаточном согласии с экспериментальным значением 5,3.

Мы установили, что понятие альbedo в том виде, как мы его ввели, не является вполне определенным, так как часть нейтронов, отраженная от поверхности парафина, зависит от углового распределения падающих нейтронов. Для того чтобы уточнить понятие альbedo, мы можем определить β с помощью уравнения (10), которое справедливо в случае бесконечно тонкого детектора (экспериментальное альbedo; см. *F*, раздел 7).

Экспериментальное альbedo зависит от числа N свободных пробегов, которые может сделать в среднем C -нейтрон, прежде чем он будет поглощен протонами в парафине.

Возможно показать (*F*, формула 63), что соотношение, связывающее эти две величины, имеет следующий вид:

$$\beta = 1 - \frac{2}{\sqrt{N}}. \quad (11)$$

Это уравнение справедливо при предположении, что энергия теплового движения очень мала (ею можно пренебречь) по сравнению с квантом $h\nu$ упругой связи атома водорода в парафине: в противном случае нужно ввести небольшую поправку (раздел 13).

Из значения $\beta = 0,82$ мы находим из уравнения (11) $N = 124$.

Мы произвели несколько опытов, подобных только что описанным, для того, чтобы определить альбедо для нейтронов группы *A*, используя серебряный детектор $0,010 \text{ г/см}^2$, так что ζ и для группы *A* не было слишком большим.

Поведение группы *A* в этом отношении совершенно отлично от группы *C*, так как мы нашли, что альбедо группы *A* практически равно нулю. Этот факт не должно истолковывать в том смысле, что нейтроны группы *A* совершенно не отражаются парафином, но он показывает, что когда *A*-нейтроны отражаются, они испытывают такое изменение в скорости, что перестают принадлежать к группе *A*.

В силу низкого альбедо группы *A* активность, производимая *A*-нейтронами, когда второй блок парафина помещен на детектор, увеличивается примерно только в 2 раза. Это увеличение не обязано альбедо, но тому факту, что нейтроны могут входить в детектор с обеих сторон.

Группы *B*, *D* и *J* также имеют очень малое альбедо. Отсюда следует, что для всех групп, исключая группу *C*, изменение в скорости, вызванное столкновением, обыкновенно достаточно, чтобы удалить нейтрон из полосы энергии, соответствующей данной группе (раздел 12).

Высокое значение альбедо группы *C* по сравнению с альбедо других групп обуславливает то обстоятельство, что внутри парафина часть активности, обязанная группе *C*, всегда много больше, чем вне парафина.

Подобно этому можно объяснить и опыты Тильмана¹⁶ относительно различного поведения положенных на блок парафина различных детекторов в зависимости от толщины второго наложенного сверху парафинового слоя. Сильное относительное возрастание активности нужно ожидать для детекторов, очень чувствительных к группе *C*; конечно, в интерпретации этих опытов необходимо также учесть и ζ детектора согласно соотношению (9).

7. РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ ОТДЕЛЬНЫХ ГРУПП

Из результатов предыдущего параграфа мы заключили, что *C*-нейтроны могут делать большое число свободных пробегов. Поэтому их движение в парафине аналогично диффузии, если только учесть, что нейтроны исчезают вследствие захвата их протонами. Пусть *N* будет среднее число свободных пробегов для нейтрона группы *C* и λ — средняя длина его свободного пробега; очевидно, среднее расстояние, на которое диффундирует этот нейтрон, будет порядка величины $\lambda\sqrt{N}$; таким образом опыты с диффузией позволяют нам измерить эту величину¹⁷. Мы назовем „длиной диффузии“ выражение

$$l = \lambda \left(\frac{N}{3} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (12)$$

Ее можно получить непосредственно из измерений, которые мы сейчас опишем.

Рассмотрим S -нейтрон внутри парафинового блока, ограниченного плоской поверхностью, и пусть x будет расстояние нейтрона от этой поверхности. На основании теории диффузии (F , раздел 3) может быть доказано, что вероятность $p(x)$ выхода нейтрона из парафина прежде, чем он будет поглощен, равна

$$p(x) = e^{-\frac{x}{D\tau}}, \quad (13)$$

где D — коэффициент диффузии для тепловых нейтронов в парафине, а τ — их средняя продолжительность жизни для процесса захвата. В случае тепловых нейтронов кинетическая энергия мала по сравнению с квантами упругих колебаний водорода в парафине. Поэтому мы сделаем предположение, что атомы водорода могут быть рассматриваемы как неподвижные центры изотропного рассеяния и что средняя длина свободного пробега λ не зависит от скорости (см. F , разделы 10, 11). В действительности эти предположения не совсем правильны, как это будет рассмотрено подробно в разделе 13.

В случае изотропной диффузии коэффициент диффузии D дается выражением

$$D = \frac{1}{3} \lambda v, \quad (14)$$

где v — средняя скорость нейтрона; сверх того мы имеем

$$N = \frac{v\tau}{\lambda}; \quad (15)$$

отсюда

$$D\tau = \frac{1}{3} \lambda^2 N. \quad (16)$$

Окончательно мы находим (см. F , формула 34)

$$p(x) = e^{-\frac{x}{\left(\lambda^2 \frac{N}{3}\right)^{\frac{1}{2}}}} = e^{-\frac{x}{l}}. \quad (17)$$

Определяя вероятность $p(x)$, мы будем в состоянии измерить l , а отсюда также $\lambda^2 N$.

Определение $p(x)$ основано на следующем принципе: пусть детектор группы S будет достаточно велик, чтобы покрыть всю плоскую поверхность парафинового блока, из которой выходят ней-

троны C . Мы предположим, что этот детектор поглощает все выходящие тепловые нейтроны в толщине, малой по сравнению с поглощением β -лучей. Активность этого детектора пропорциональна числу нейтронов, выходящих из парафина, и не зависит от их углового распределения. Если мы теперь уничтожим Q тепловых нейтронов на глубине x под поверхностью парафина, активность детектора уменьшится на величину, пропорциональную $Qp(x)$; для уничтожения Q -нейтронов мы можем поместить поглотитель тепловых нейтронов на глубине x и тогда мы будем в состоянии получить величину Q по активности, вызываемой в поглотителе.

Опыт был проделан таким образом, что детектор помещался в парафиновый цилиндр с диаметром в 24 см и высотой в 15 см. Источник находился на оси цилиндра на расстоянии 3,5 см под верхней плоскостью. Верхняя часть цилиндра была разрезана на слои для того, чтобы поглотитель можно было помещать на разных глубинах. В качестве детектора мы использовали пластину родия ($10 \text{ г}/28 \text{ см}^2$); так как эта пластинка покрывала только небольшую часть верхней пластинки парафина, мы делали измерения, помещая детектор последовательно в девяти различных положениях, и складывали результаты.

В качестве поглотителя тепловых нейтронов мы употребляли пластинку из сплава $\text{Cd} - \text{Sn}$, содержащую $0,019 \text{ г}/\text{см}^2$ кадмия. Так как небольшая толщина кадмия практически поглощает только нейтроны группы C , то уменьшение в активности детектора обязано только поглощению этих нейтронов, что может быть легко проверено. В силу того, что поглощение нейтронов в кадмии не активирует этот элемент, мы не могли непосредственно измерить число Q поглощенных нейтронов, поэтому мы измеряли активность, вызванную нейтронами C в родиевой пластинке, имеющей для C -группы то же поглощение, что и наш кадмиевый поглотитель. Мы измеряли активность обеих сторон этой родиевой пластинки и складывали результаты для того, чтобы учесть, что нейтроны входят с обеих сторон, как объяснено в разделе 11.

Поглотитель помещался на расстояниях $x = 0, 1, 2$ и 3 см . В табл. 8 приведены результаты измерений. В первом столбце даны

ТАБЛИЦА 8

Данные для определения вероятности $p(x)$

x в см	Уменьшение активности	Q	Отношение	Исправленное отношение
0	89	358	0,249	0,207
1	139	1135	0,123	0,123
2	128	1580	0,081	0,081
3	98	1950	0,050	0,050

глубины, на которых помещался поглотитель; во втором — уменьшение в активированности детектора, обязанное присутствию поглотителя; третий столбец дает сумму активированностей родиевой пластинки, эквивалентной поглотителю, измеренных с обеих сторон только для группы С; четвертый — дает отношение второго столбца к третьему. В пятом столбце значения этих отношений исправлены с учетом того обстоятельства, что наш детектор не удовлетворяет условию полного поглощения С-нейтронов в толщине, малой по сравнению с поглощением электронов (коэффициент поглощения для электронов $= 7,3 \text{ см}^2/\text{г}$ в родии; коэффициент поглощения для нейтронов $0,7 \text{ см}^2/\text{г}$; толщина $0,36 \text{ г}/\text{см}^2$). Из этого следует, что наш детектор более чувствителен к нейтронам, выходящим под большим углом. Поглотитель, когда он находится в положении $x = 0$, поглощает более интенсивно те нейтроны, которые выходят с большим наклоном; поэтому уменьшение в активности детектора в этом случае относительно больше, чем в случае, когда поглотитель помещен глубоко внутри парафина, так как в этом последнем случае вследствие столкновений не существует когерентности между направлением выходящих нейтронов и направлением, которое они имели при пересечении поглотителя. Для того чтобы учесть этот фактор, мы должны уменьшить значение отношения для $x = 0$, чтобы его можно было сравнить с другими отношениями.

Количественный подсчет показывает, что для этого исправления первое значение должно быть умножено на 0,832.

Значения исправленных отношений, данные в последнем столбце, пропорциональны $p(x)$; можно видеть что они с большим приближением зависят от x экспоненциально.

„Длина диффузии“ равна обратному значению коэффициента этой экспоненциальной функции; таким образом мы находим

$$l = 2,1 \text{ см.}$$

Из этого мы получаем согласно (12)

$$\lambda^2 N = 13 \text{ см}^2.$$

Мы сделали такие же опыты для групп D и A. В случае группы D источник находится на расстоянии 3,4 см ниже центра верхней плоскости парафинового цилиндра, подобного тому, который употреблялся в предшествующих опытах. В случае группы A расстояние было 2,4 см.

В качестве детекторов мы употребляли для группы D и A соответственно индий ($0,065 \text{ г}/\text{см}^2$) и серебро ($0,057 \text{ г}/\text{см}^2$), оба закрытые кадмиевыми фильтрами толщиной около $0,5 \text{ г}/\text{см}^2$. В качестве поглотителей мы использовали для группы D родий ($0,36 \text{ г}/\text{см}^2$) и для группы A — серебро ($0,057 \text{ г}/\text{см}^2$).

В табл. 9 собраны результаты этих измерений; в первом столбце мы даем глубину x , на которой помещался поглотитель; столбцы второй и пятый дают соответственно для групп D и A уменьше-

ТАБЛИЦА 9

Данные для D - и A -нейтронов. x — глубина, на которой находится поглотитель

x	Группа D			Группа A		
	уменьше- ние актив- ности	активн. поглотит.	активн. нижней стороны	уменьше- ние актив- ности	активн. поглотит.	активн. нижней стороны
0	12,0	102	68	15,3	27,3	17,4
0,16	9,6	105	71	11,6	31,2	(18)
0,34	6,4	124	75	8,3	34,6	(19)
0,87	2,7	173	93	3,8	51,5	(22)
1,87	0,5	244	101	0,5	61,5	23,1

ние активированности детекторов; столбец третий дает сумму активированностей, измеренных на разных глубинах на обеих сторонах родиевого поглотителя, закрытого кадмием для того, чтобы мерить активность, обязанную только группе D ; шестой столбец содержит соответствующие данные для серебряного поглотителя группы A . Столбцы четвертый и седьмой дают активированности поглотителя, измеренные на нижней стороне и обязанные только нейтронам группы D или группы A , которые входят в поглотитель с нижней стороны (относительно метода проведения этого измерения см. раздел 11). Числа в скобках в последнем столбце были интерполированы, принимая некоторые результаты, подобные упомянутым в разделе 11.

Из низкого значения альбедо для группы D и A мы уже в предыдущем параграфе сделали вывод, что нейтроны этих групп делают вообще только один свободный пробег. Поэтому мы не можем применять к этим группам теорию диффузии. Тем не менее все же полезно обработать данные измерений для групп D и A тем же способом, который мы употребляли для группы C . Для этого мы исследуем отношения второго столбца к третьему и отношения пятого к шестому в функции от x . При этом обнаруживается, что в обоих случаях отношения с хорошим приближением уменьшаются экспоненциально, и в обоих случаях обратная величина коэффициента экспоненциальной функции равна 0,42. Мы отмечаем аналогичное поведение этих двух групп в отличие от поведения группы C .

Однако более правильно обработать данные табл. 9 в предположении, что нейтроны групп D и A могут делать только один свободный пробег. Предполагая это, мы можем определить среднюю длину свободного пробега нейтронов этих двух групп. Если это предположение неверно, значения, которые мы получим, будут представлять только верхний предел для средней длины свободного пробега.

Сравним активности детектора группы D для случая, когда на глубине x находится поглотитель и когда его нет. Обе активности являются суммами двух частей: (а) активности, обязанной нейтронам группы D , которые не пересекли плоскость на глубине x , и (б) активности, обязанной D -нейтронам, которые пересекли эту плоскость.

Из нашего предположения, что нейтроны D -группы могут делать только один свободный пробег, следует, что все нейтроны, обуславливающие (б) часть активности, пересекли плоскость x снизу. Часть (а) не изменилась в присутствии поглотителя в плоскости x , в то время как часть (б) уменьшилась в присутствии поглотителя. Полное уменьшение активности отсюда равно уменьшению только части (б). Для простоты мы назовем в нашей дискуссии нейтроны группы D , которые приходят к плоскости x снизу, нейтронами класса b .

Уменьшение активности детектора, данное во втором столбце табл. 9, может быть, таким образом, вычислено, принимая во внимание только нейтроны класса b . Из нашего предположения следует, что слой парафина с толщиной x , который нейтроны класса b должны пересечь, чтобы достигнуть детектор, должен быть рассматриваем, как поглощающий (но не как рассеивающий) слой, имеющий коэффициент поглощения $\frac{1}{k_D}$.

Если нет поглотителя, активность детектора, обязанная только нейтронам класса b , будет пропорциональна

$$N_b c \left(\frac{x}{k_D} \right),$$

где N_b есть число нейтронов класса b , а c — функция, определяемая уравнением (6) (кривая поглощения при учете наклонного падения нейтронов).

Мы неявно сделали предположение, что угловое распределение нейтронов класса b не зависит от глубины x ; в действительности это предположение не совсем правильно, но мы думаем, что оно не внесет заметной ошибки.

Когда же поглотитель находится в плоскости x , активность детектора, обязанная только нейтронам класса b , пропорциональна

$$N_b c \left(\frac{x}{k_D} + K_D \delta \right),$$

где δ есть толщина поглотителя и K_D — его коэффициент поглощения для D -нейтронов.

Таким образом разность двух активностей пропорциональна

$$N_b \left[c \left(\frac{x}{k_D} \right) - c \left(\frac{x}{k_D} + K_D \delta \right) \right].$$

Это выражение соответствует данным второго столбца табл. 9,

В четвертом столбце дана активированность поглотителя, обязанная только нейтронам класса b ; она, очевидно, пропорциональна N_b (раздел 11).

Поэтому отношения соответствующих данных второго и четвертого столбцов будут пропорциональны

$$c\left(\frac{x}{\lambda_D}\right) = c\left(\frac{x}{\lambda_D} + K_D \delta\right). \quad (18)$$

Для нашего родиевого поглотителя $K_D = 1,8 \text{ см}^2/\text{г}$; $\delta = 0,36 \text{ г/см}^2$, так что $K_D \delta = 0,65$. Подобные рассуждения справедливы и для группы A ($K_A = 20 \text{ см}^2/\text{г}$ и $\delta = 0,057 \text{ г/см}^2$).

На рис. 6 нанесены кривые¹⁸ для групп A и D в предположении, что их значения при $x=0$ равны 100; точки представляют экспериментальные значения отношений чисел второго и четвертого

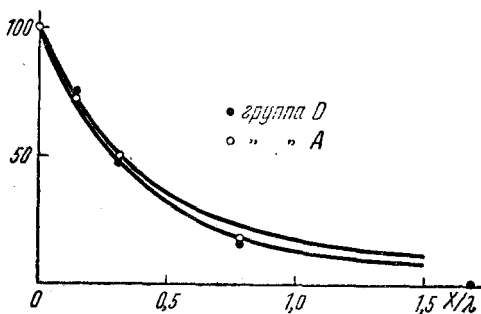


Рис. 6. Отношение активностей (уравнение 18). Точки представляют экспериментальные значения

столбцов табл. 9. Абсциссы вычислены в предположении, что $\lambda_D = \lambda_A = 1,1 \text{ см}$. Таким образом кажется, что нейтроны этих двух групп имеют одинаковую среднюю длину свободного пробега, которая немного больше чем 1 см . Мы уже отметили, что этот метод основан на предположении, что нейтроны групп D и A делают только один свободный пробег. Хотя это предположение вполне реально для группы A , оно более сомнительно для группы D (§ 12). Однако тот факт, что мы нашли приблизительно одинаковое значение для λ_D и λ_A , может служить аргументом в пользу справедливости этого предположения.

8. Средняя длина свободного пробега тепловых нейтронов

В предыдущем параграфе мы нашли значение средней длины свободного пробега для нейтронов групп D и A . Найденное значение зависит от предположения, что нейтроны этих групп делают только один свободный пробег (раздел 12).

Для того чтобы проверить это предположение, можно было бы непосредственно измерить среднюю длину свободного пробега этих групп. До сего времени мы не были в состоянии выполнить такое измерение ввиду слабой интенсивности. Однако мы могли непосредственно измерить среднюю длину свободного пробега λ тепловых нейтронов в парафине.

Этот результат совместно с измеренным значением $\lambda^2 N$ предыдущего параграфа позволяет вычислить среднее число свободных пробегов теплового нейтрона. Мы должны вспомнить, что измерения альбедо также позволяют вычислить значение N (раздел 6).

Измерение средней длины свободного пробега λ может быть выполнено, если помещать между источником и детектором различные толщины парафина, размеры которых должны быть таковы, чтобы как раз закрыть детектор от источника, и если источник и детектор тепловых нейтронов расположены на расстоянии, по возможности большом по сравнению с их размерами. В идеальных геометрических условиях, при которых телесные углы, под которыми виден детектор из источника и источник из детектора, были бы очень малы, активность была бы пропорциональна $e^{-\frac{x}{\lambda}}$, где x есть толщина парафинового рассеивателя.

Для того чтобы получить не слишком малую интенсивность, мы должны были работать в условиях, сильно отличных от идеальных, и поэтому нужно было исправить результаты, чтобы учесть несовершенство геометрии.

Установка, которой мы пользовались, была следующая.

Источник. Парафиновый цилиндр с диаметром в 12 и 13 см высоты содержал источник $\text{RaEm} + \text{Be}$ на расстоянии 2 см ниже центра верхнего основания. Этот цилиндр был совершенно закрыт слоем кадмия в 0,5 г/см²; в центре верхнего основания в кадмии было сделано окошко размером $5 \times 5,5$ см², которое могло открываться и закрываться. Если мы измеряем активность детектора медленных нейтронов, помещенного вне парафинового цилиндра один раз с открытым окошком, а другой — с закрытым, и берем разность двух так измеренных активностей, то мы получим часть активности, обязанную только нейтронам группы С, выходящим через окошко. Эта разность, таким образом, эквивалентна активности, которая была бы обязана источнику только С-нейтронов, имеющему то же положение и размеры, что и окошко. В этом смысле мы будем говорить в последующем о источнике С-нейтронов или просто об источнике С.

Детектор. Для того чтобы иметь достаточно хорошие геометрические условия и достаточную интенсивность, мы сконструировали несколько небольших цилиндрических ионизационных камер¹⁸ с внутренним диаметром 3,5 и 10 см длиной, наполненных кислородом под давлением в 75 ат. Элемент, который должен был быть облучен (Rh 0,125 г/см²), помещался внутри камеры в виде цилиндрического слоя в 5 см высотой и 3,5 см в диаметре и сам служил электродом с высоким потенциалом. Другим электродом,

соединенным с электрометром, являлся металлический стержень, помещенный на оси камеры. Стенки камеры были из стали толщиной в 4 мм и практически не поглощали медленных нейтронов, которые, проходя сквозь стенки камеры, могли попадать на детектор.

Эта установка имела то преимущество по сравнению с методами, которыми мы пользовались до сих пор, что благодаря высокому давлению почти вся энергия β -лучей расходовалась внутри камеры; наряду с этим электрод имел большую полезную поверхность и геометрические условия были очень хороши. В действительности с этой установкой возможно получить почти такую же чувствительность наблюдений, как со счетчиками, и, кроме того, она имеет преимущество большей стабильности, характерной для ионизационных камер.

Камера, соединенная с электрометром, облучалась в течение 2 мин. и 15 сек. спустя после того, как источник был удален, мы начинали отсчет, т. е. измеряли число делений шкалы, пройденное за 2 мин.

Мы сделали две серии измерений: в первой серии расстояние от источника *С* до оси ионизационной камеры было 20 см; во второй — 10 см; в обеих сериях парафиновые рассеиватели помещались на половине расстояния между источником *С* и детектором. Чтобы избежать случайного рассеяния, ионизационная камера и весь путь между источником *С* и детектором защищались слоем кадмия толщиной 0,5 г/см².

В таблице 10 даны в произвольных единицах результаты двух серий измерений (каждое значение есть среднее из трех отсчетов); ошибка составляет примерно единицу.

ТАБЛИЦА 10

Измерения активности для разных толщин (*x*) парафина с детектором на расстоянии 10 и 20 см от источника

<i>x</i>	20 см		10 см	
	без Cd	с Cd	без Cd	с Cd
0	45,1	23,6	175	92,5
0,047	40,5	22,1	162	89,5
0,099	36,8	21,7	158	90
0,203	29,9	19,3	140,5	87
0,38	24,8	17,8	127	86
0,68	21,2	16,7	116,5	87

В первом столбце даны толщины парафиновых рассеивателей (плотность 0,9) в сантиметрах. В столбцах втором и третьем даны активности на расстоянии в 20 см соответственно: с открытым и

закрытым кадмиевым окошком источника. Активность, обязанная только S -нейтронам, выходящим из окошка, как мы уже отмечали выше, есть разность между значениями этих двух столбцов. Четвертый и пятый столбцы аналогичны второму и третьему, но относятся к случаю, когда расстояние между источником и детектором равно 10 см.

Для получения из этих измерений значения средней длины свободного пробега тепловых нейтронов необходимо учесть поправки на несовершенство геометрии, которые особенно велики в измерениях на расстоянии в 10 см. Вычисление поправок для толстых рассеивателей довольно сомнительно, в то время как для тонких можно получить достаточно точную оценку поправок.

Для расстояния в 20 см и тонкого рассеивателя поправка была вычислена следующим образом: полезное поперечное сечение детектора составляло $17,5 \text{ см}^2$, а площадь рассеивателя $22,3 \text{ см}^2$; нейтроны, достигающие детектор, частью состояли из таких, которые не испытали столкновения в рассеивателе, и частью из таких, которые претерпели в нем одно столкновение (многократным рассеянием можно пренебречь, если толщина x рассеивателя мала).

Первое число нейтронов, очевидно, пропорционально площади $(17,5 \text{ см}^2)$ детектора и вероятности $e^{-\frac{x}{\lambda}}$ того, что нейтрон не испытал столкновения в рассеивателе. Для малых x число этих нейтронов пропорционально

$$17,5 \left(1 - \frac{x}{\lambda}\right).$$

Небольшим эффектом, происходящим от косых пробегов нейтронов в рассеивателе, мы пренебрегаем. С другой стороны, число нейтронов, которые попадают на рассеиватель, пропорционально уверенной его площади, потому что его расстояние от источника равно половине расстояния детектора от источника, т. е. это число пропорционально $4 \cdot 22,3 = 89,2$. Часть $\frac{x}{\lambda}$ этих нейтронов имеет столкновение в рассеивателе; предполагая, что S -нейтроны рассеиваются атомами водорода в парафине изотропно (раздел 13 и F , разделы 10 и 11), мы находим, что часть рассеянных нейтронов, которые падают на детектор, равна отношению площади детектора к поверхности сферы с радиусом, равным расстоянию между рассеивателем и детектором (10 см).

Полное число рассеянных нейтронов, которые ударяют детектор, будет поэтому пропорционально

$$89,2 \left(\frac{x}{\lambda}\right) \cdot \left(\frac{17,5}{4 \cdot 10^2}\right).$$

Прибавляя это число к числу нейтронов, которые ударяют детектор, не испытав столкновений в рассеивателе, мы получаем полное

число нейтронов, падающих на детектор в функции от x . Это число пропорционально

$$17,5 \left(1 - 0,929 \frac{x}{\lambda} + \dots \right).$$

Таким образом, принимая за единицу активность для $x=0$, мы находим, что активность детектора в функции толщины рассеивателя x (для тонкого рассеивателя) дается выражением

$$1 - 0,929 \frac{x}{\lambda} + \dots$$

Из этого соотношения мы получаем, что касательная к кривой диффузии в точке $x=0$ пересекает ось абсцисс в точке

$$x_1 = \frac{\lambda}{0,929} \text{ см.}$$

Из графика экспериментальных данных мы нашли касательную для $x=0$; она пересекает ось абсцисс в точке $x_1=0,29 \text{ см.}$ Таким образом мы находим

$$\lambda = 0,29 \cdot 0,929 = 0,27 \text{ см.}$$

Мы также убедились, что весь ход экспериментальной кривой диффузии мог бы быть приведен в совпадение с вычисленной кривой также и для толстых рассеивателей (вычисление, детали которого мы здесь не даем, выполнено с помощью методов, объясненных в F , раздел 5).

Немного более сложно вычисление поправок для опытов с расстоянием в 10 см. , потому что в этом случае нельзя пренебрегать тем обстоятельством, что нейтроны падают наклонно.

Вычисление было сделано с помощью численной процедуры, и из него мы нашли выражение для начальной формы кривой диффузии

$$1 - 0,84 \frac{x}{\lambda} + \dots$$

Из экспериментальной кривой, так же как и выше, мы нашли $x=0,84 \text{ см.}$, так что из этого измерения мы имеем

$$\lambda = 0,84 \cdot 0,4 = 0,34 \text{ см.}$$

Из совокупности этих двух измерений мы можем получить, как наиболее вероятное, значение длины свободного пробега тепловых нейтронов (раздел 13)

$$\lambda = 0,3 \text{ см.}$$

9. Группы нейтронов для различных расстояний от источника; соотношения энергий

В предыдущей работе¹⁰ мы измерили активность родиевого детектора в функции расстояния от источника в баке с водой. Приведенные там числа соответствуют смеси групп *C* и *D*, которые обе вызывают активность родия.

Очевидно, интересно изучить поведение каждой отдельной группы в зависимости от расстояния от источника. Измерения были произведены в цилиндрическом сосуде с водой (95 см глубиной и 90 см в диаметре); в качестве детекторов употреблялись: для групп *C* и *D* — Rh пластинка (0,36 г/см²) площадью 5·5,5 см². Этот детектор, защищенный 0,5 г/см² Cd, чувствителен только к *D*-нейтронам, разность между активностями, измеренными без Cd и с Cd, дает активность, обязанную только группе *C*. Серебряный детектор 0,057 г/см² с площадью 5·5 см², защищенный Cd, был использован в качестве детектора групп *A* + *B*, которые не изучались в отдельности. Наконец, для группы *J* мы употребляли детектор из PbJ = 0,068 г/см², защищенный Cd, площадью 5·5 см². Активности детекторов измерялись с обеих сторон для различных расстояний от источника; сумма обеих активностей пропорциональна числу нейтронов данной группы, которые входят в детектор (раздел 11).

Для того чтобы сделать как можно меньше ошибки, связанные с конечными размерами сосуда, измерения были произведены в таком расположении, что средняя точка между источником и детектором находилась в центре цилиндра с водой.

Размеры наших детекторов и так же ампулы, содержащей RaEm + Be, не были настолько малы, чтобы можно было рассматривать расстояние между центрами источника и детектора равным расстоянию между этими предметами, в особенности для малых расстояний. Поэтому мы брали средние расстояния. Экспериментальные результаты для групп *C*, *D*, *A* + *B* и *J* приведены в табл. 11, 12, 13, 14. Числа представляют сумму интенсивностей, измеренных на обеих сторонах детектора. Данные для групп *C*, *D* и *A* + *B* получены как средние значения из 3 серий измерений для каждой стороны. Для группы *J* мы делали только одну серию измерений для каждой стороны, так как период иода достаточно длинный, чтобы получить достаточно точные результаты.

ТАБЛИЦА 11

Группа *C* (разность в активности Rh-детектора)
без Cd и с Cd

<i>r</i> (см)	2,5	3,6	5,4	7,3	10,2	15,1	20,1	25	30	35	40
Актив- ность	2121	1898	1441	1006	523	167	58	23	9	3,3	1,7

ТАБЛИЦА 12

Группа D (Rh-детектор, защищенный кадмием)

r (см)	2,5	3,6	5,4	7,3	10,2	15,1	20,1
Активность .	306	252	166	96	40	10,6	3,8

ТАБЛИЦА 13

Группы $A+B$ (Ag-детектор, защищенный кадмием)

r (см) . . .	2,5	3,6	5,4	7,3	10,2	15,1
Активность	144	119	73	39,6	15,7	4,3

ТАБЛИЦА 14

Группа J (PbJ₂-детектор, защищенный кадмием)

r (см) . . .	2,62	3,36	5,1	7,0	9,79
Активность	24,9	19,7	12,0	6,28	2,46

На рис. 7 активности, умноженные на r^2 (r равно расстоянию от источника), нанесены в зависимости от r . Данные взяты из табл. 11, 12, 13, 14; единицы ординат были выбраны так, что каждая кривая заключала одинаковую площадь. Хотя различия между

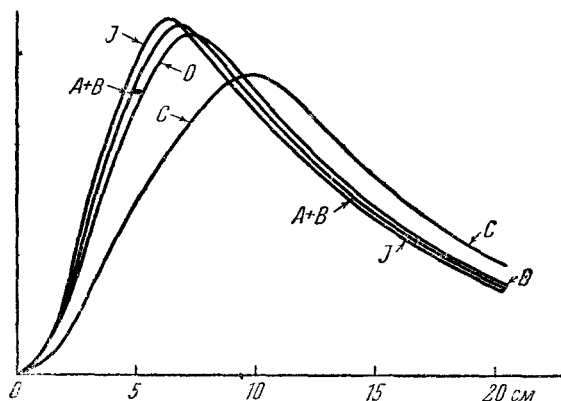


Рис. 7. Ординаты — активация $\times r$. Абсциссы — r . Единицы ординат выбраны так, что кривые ограничивают одинаковую площадь

кривыми D , $A+B$ и J малы, точность измерений достаточно высока, чтобы заметить их различие между собой. При изучении этих кривых можно видеть, что активность, обязанная различным

группам, уменьшается в зависимости от r по различным законам, активность убывает более быстро для групп в следующем порядке: C , D , $A + B$ и J . Этот факт позволяет нам расположить группы в порядке возрастания энергии. Заметим, что в среднем нейтроны, которые столкнулись большее число раз, потеряли большую энергию; с другой стороны, нейтроны, которые ударились большее число раз, в среднем продифундируют на большие расстояния от источника. Таким образом следует, что группы, для которых интенсивность убывает более быстро с расстоянием r , имеют большую энергию. Порядок возрастания энергии поэтому для исследованных нами групп следующий:

$$C, D, A + B, J.$$

Эти рассуждения могут быть сделаны количественными следующим образом: удобным параметром для характеристики быстроты спада различных групп в зависимости от расстояния является среднее значение квадрата расстояния от источника для нейтронов различных групп $(r^2)_{cp}$.

$(r^2)_{cp}$ было вычислено для каждой группы при помощи уравнения

$$\frac{\int_0^{\infty} f(r) r^2 dr}{\int_0^{\infty} f(r) dr},$$

где $f(r)$ — кривая, изображенная на рис. 7 и относящаяся к рассматриваемой группе. Значения $(r^2)_{cp}$ даны в табл. 15.

ТАБЛИЦА 15
Средние значения r^2

Группа	$(r^2)_{cp}$ (в см^2)
C	326,7
D	276,6
$A + B$	270,6
J	262,2

Хотя кривые активности в зависимости от расстояния были измерены очень точно, мы не могли определить интенсивность групп D , $A + B$ и J вплоть до больших расстояний. В вычислениях для $(r^2)_{cp}$ мы поэтому экстраполировали интенсивности этих

групп для больших расстояний. Эти экстраполяции относительно хороши, так как для больших расстояний закон уменьшения становится совершенно подобным для всех групп, и можно представить удовлетворительно конечную часть кривых на рис. 7 экспоненциальной кривой с коэффициентом $0,106 \text{ см}^{-1}$. Тем не менее значительная ошибка может быть обязана этой экстраполяции.

Можно доказать (F , раздел 2), что для групп с энергией, большей чем квант $h\nu$ упругих колебаний водорода в парафине (на практике для групп с энергией, большей чем 1 V), разность $(r'^2)_{cp} - (r''^2)_{cp}$ средних квадратов расстояний 2 групп связана с отношением $\frac{W''}{W'}$ соответствующих энергий уравнением

$$\lg \frac{W''}{W'} = \frac{(r'^2)_{cp} - (r''^2)_{cp}}{6 \lambda_g^2}, \quad (19)$$

где λ_g — средняя длина свободного пробега нейтронов обеих групп в парафине. Сделано предположение, что λ_g одинаково для обеих групп (раздел 7.)

Предыдущее уравнение можно легко понять качественно вплоть до численного множителя в знаменателе; левая часть представляет среднее число столкновений, необходимых для уменьшения энергии от W'' до W' . С другой стороны, среднее от квадрата перемещения нейтрона за время свободного пробега есть $2\lambda_g^2$ (множитель 2 обязан тому, что мы берем среднее от квадрата, но не квадрат от среднего). Если бы ориентации последовательных свободных пробегов были некогерентны*, $(r^2)_{cp}$ возросло бы на $2\lambda_g^2$ для каждого столкновения, и тогда $\lg \frac{W''}{W'}$ столкновений произвели бы увеличение на $2\lambda_g^2 \lg \frac{W''}{W'}$; это предположение дало бы тогда формулу, подобную (19), с множителем 2 вместо 6. Множитель 6 получен, принимая во внимание когерентность последовательных свободных пробегов и также флуктуации в числе столкновений, необходимых для уменьшения энергии от W'' до W' . Мы можем использовать (19) для определения соотношения энергий любых двух групп (исключая группу C , для которой эта формула несправедлива). Этот метод, однако, очень неточный, так как небольшие ошибки в λ_g и в $(r^2)_{cp}$ вызывают значительные изменения в отношении $\frac{W''}{W'}$.

Так как мы измеряли $(r^2)_{cp}$ в воде, а не в парафине, мы должны подставить для λ_g длину среднего свободного пробега в воде; мы можем получить ее из значения в парафине 1,1 см для тепловых нейтронов (раздел 7), предполагая, что длина среднего свободного пробега обратно пропорциональна концентрации водорода; таким образом мы находим $\lambda = 1,27 \text{ см}$.

* Это слово употребляется здесь для обозначения степени совпадения направлений движения первичного и рассеянного нейтронов.

Беря это значение, мы находим из (19), что разность $(r^2)_{cp}$, соответствующая отношению энергий e , равна $6\lambda_g^2 = 9,7 \text{ см}^2$.

Из табл. 15 мы получаем следующие соотношения энергий для групп J , $A \rightarrow B$ и D :

$$W_J : W_{A \rightarrow D} : W_D = 4,4 : 1,85 : 1.$$

Как мы уже говорили, ошибка в этих отношениях может быть очень велика.

Может быть лучше получить из (19) значения средней длины свободного пробега в воде, предполагая, что энергии групп обратно пропорциональны квадрату из коэффициента поглощения в боре 2^0 (см. также раздел 13).

Беря следующие коэффициенты поглощения в боре: $K_J = 1$; $K_B = 2,3$; $K_A = 3$; $K_D = 4,7$; $K_C = 38 \text{ см}^2/2$, мы получаем следующие соотношения между энергиями:

$$W_J : W_B : W_A : W_D : W_C = 1440 : 270 : 160 : 65 : 1$$

и отсюда, предполагая $^{21} W_C = kT = 0,025V$, мы будем иметь:

$$W_J = 36; W_B = 7; W_A = 4; W_D = 1,6V.$$

Из этих значений посредством уравнения (19) мы находим среднюю длину свободного пробега в воде $\lambda_g = 0,87 \text{ см}$ вместо $1,27 \text{ см}$. Разность между двумя значениями лежит в пределах экспериментальных ошибок.

Мы заметим далее, что $(r^2)_{cp}$ для группы C , данное в табл. 15, значительно отличается от значений $(r^2)_{cp}$ для других групп. Например:

$$(r_C^2)_{cp} - (r_D^2)_{cp} = 50 \text{ см}^2.$$

Эта разность частично обязана большому числу свободных пробегов нейтронов, когда их энергия уже достигла тепловой энергии; величина, обязанная этому процессу диффузии (раздел 7), будет

$$2\lambda^2 N = 26 \text{ см}^2.$$

Остающиеся 24 см^2 соответствуют процессу замедления нейтронов с энергией, соответствующей группе D до энергии теплового возбуждения. Этот процесс не может быть легко вычислен, так как он усложняется эффектом, обязанным химической связи водорода (F , раздел 19).

10. Переход нейтронов из одной группы в другую

В предыдущем разделе мы расположили группы в порядке убывания энергии. Очевидно, что нейтрон, принадлежащий к группе с высокой энергией, после нескольких столкновений будет иметь

меньшую энергию и может, таким образом, перейти в группу с низкой энергией. Мы должны поэтому ожидать, что нейтроны всех групп, после известного числа столкновений, становятся тепловыми нейтронами.

Поэтому мы пытались наблюдать преобразование D -нейтронов в C -нейтроны²².

Принцип, лежащий в основании этих опытов, может быть легко понят, если мы предположим, что имеем детектор R , активируемый только C -нейтронами, и поглотитель A , поглощающий только D -нейтроны. Мы помещаем детектор R в центре верхнего основания парафинового цилиндра, содержащего источник S ; если теперь между парафином и детектором поместить поглотитель, никакого уменьшения в активности детектора не произойдет, так как C -нейтроны, выходящие из парафина, не поглощаются поглотителем A . Если же мы поместим поглотитель A внутри парафина на 1 или 2 см ниже верхнего основания, может случиться, что он поглотит некоторые из D -нейтронов, которые могли бы преобразоваться в C -нейтроны вследствие столкновений в парафине, прежде чем попасть на детектор.

Если D -нейтроны действительно преобразуются в C -нейтроны, мы должны ожидать, что поглотитель A не произведет никакого эффекта, если он помещен между парафином и детектором, но что он уменьшит активность, если будет помещен внутрь парафина на 1 или 2 см ниже верхнего основания цилиндра.

В действительности опыт не может быть выполнен в таких идеальных условиях, потому что мы не имеем детектора только для группы C и поглотителя только для группы D . Поэтому мы поступили следующим образом. Мы использовали в качестве детектора родиевую пластинку $0,36 \text{ г/см}^2$ толщиной; около 70% ее активности обязаны группе C , а остаток — группе D . Для измерения активности, производимой только группой C , все измерения были сделаны с кадмиевым поглотителем в $0,54 \text{ г/см}^2$ толщиной, который помещался непосредственно под родиевой пластинкой и без него. Разность активностей без кадмия и с кадмием дает активность, производимую только группой C .

В качестве поглотителя для группы D мы использовали индиевую пластинку $1,83 \text{ г/28,5 см}^2$; коэффициент поглощения индия для группы D равен $3,4 \text{ см}^2/\text{г}$ и для группы C — $0,7 \text{ см}^2/\text{г}$. Отсюда следует, что поглощение C -нейтронов в нашей индиевой пластинке далеко от того, чтобы им можно было пренебречь, в особенности если мы примем во внимание большую численность и альбедо этой группы. Для введения на это поправки мы приготовили пластинку из сплава $\text{Sn} - \text{Cd}$, которая была эквивалентна индиевой пластинке в отношении поглощения группы C и практически не поглощала D -нейтроны. Беря разность в активностях, производимых группой C в детекторе один раз с индиевой пластинкой, другой с $\text{Sn} - \text{Cd}$ -пластинкой, мы получаем эффект, производимый поглощением группы D в индии.

В табл. 16 даны активности, полученные в родиевой пластинке

ТАБЛИЦА 16

Активности, вызванные в Rh-пластинке в различных установках. S — источник, P — парафин (см толщины), детектор

$SP (3,5) R$	$280,4 \pm 0,7$
$SP (3,5) \text{In}R$	$230,2 \pm 0,7$
$SP (3,5) \text{InCd}R$	$45,6 \pm 0,4$
$SP (3,5) \text{Cd}R$	$68,7 \pm 0,5$
$SP (3,5) \text{cd}R$	$254,8 \pm 0,7$
$SP (2,5) \text{cd}P(1) R$	$253,0 \pm 0,7$
$SP (2,5) \text{In}P(1) R$	$241,5 \pm 0,7$
$SP (2,5) \text{cd}P(1) \text{Cd}R$	$71,1 \pm 0,5$
$SP (2,5) \text{In}P(1) \text{Cd}R$	$64,9 \pm 0,5$
$SP (1,5) \text{cd}P(2) R$	$254,0 \pm 0,7$
$SP (1,5) \text{In}P(2) R$	$248,9 \pm 0,7$
$SP (1,5) \text{cd}P(2) \text{Cd}R$	$69,2 \pm 0,5$
$SP (1,5) \text{In}P(2) \text{Cd}R$	$68,1 \pm 0,5$

в различных опытах; различные установки обозначены так же, как в разделе 6; числа в скобках позади обозначения P для парафина дают в сантиметрах толщину парафиновых слоев; так как мы использовали два различных слоя кадмия — один толщиной в $0,54 \text{ г/см}^2$ для полного поглощения группы C и другой $0,0036 \text{ г/см}^2$, эквивалентный слою индия в отношении поглощения нейтронов группы C , мы обозначили эти два поглотителя соответственно через Cd и cd . Числа, данные в таблице, представляют средние из десяти измерений.

Первые пять измерений были сделаны для контроля идентичности тонкого слоя кадмия (Cd) и индия In в отношении поглощения C -нейтронов. Их результат показал, что поглощение в индиевой пластинке, вероятно, слегка больше, чем поглощение в кадмиевом слое; разность $280,4 - 68,7 - (230,2 - 45,6) = 27,1 \pm 1,2$ представляет активность родиевого детектора, обязанную той части группы C , которая поглощается индиевой пластинкой; разность $280,4 - 245,8 = 25,6 \pm 1$ — аналогичную активность для тонкого кадмиевого слоя.

Следующие четыре измерения были сделаны с поглотителем (Cd или In) на расстоянии 1 см внутри парафина. Разность $253,0 - 71,1 = 181,9 \pm 0,9$ представляет активность детектора, обязанную группе C , когда кадмиевый поглотитель (Cd) находится на расстоянии 1 см внутри парафина. Разность $241,5 - 64,9 = 176,6 \pm 0,9$ дает аналогичную активность с индиевым поглотителем. Разность между этими двумя активностями, равная $5,3 \pm 1,2$, значительно больше той, которую мы могли бы ожидать из небольшой разницы между двумя поглотителями, если они помещены вплотную к детектору.

Следующие за этими четыре измерения аналогичны предыдущим с той лишь разницей, что поглотитель помещался на расстоянии в 2 см под поверхностью парафина. Также и в этой серии измерений имеется разность, аналогичная наблюдаемой в предыдущей серии; эта разность теперь составляет $4,0 \pm 1,2$.

Рассматривая эти числа, можно заключить, что наблюдаемый эффект дает указание на преобразование нейтронов группы D в ней-

троны группы *C* и что он в 2,3 раза больше средней квадратичной ошибки.

Хотя мы имеем достаточную уверенность в реальности эффекта в этом смысле, мы не можем вывести из этого опыта окончательное заключение. Оценка эффекта, который нужно было ожидать в этом опыте, показывает, что он действительно того же порядка величины, как и наблюдаемый эффект; оценка была произведена следующим образом.

Мы измерили активности, индуцированные в индиевой пластинке из описанных выше опытов, помещенной внутри парафина на 2 см ниже верхнего основания, в отдельности для групп *C* и *D* и нашли соответственно 257 и 47,5. Эти числа пропорциональны числам нейтронов этих двух групп, поглощенных в нашем слое индия.

Пусть p_1 есть вероятность того, что нейтрон *C*, который находится в парафине в месте индиевого поглотителя, выйдет из верхней плоскости и поглотится родиевым детектором; аналогично пусть p_2 будет вероятность, что нейтрон *D*, который находится в месте индиевого поглотителя, выйдет из верхней плоскости уже преобразованный в нейтрон *C* и поглотится родием.

Уменьшение активностей родия, вызываемых группой *C* и обязанных соответственно поглощению *D*- и *C*-нейтронов в индиевом слое, будут в соотношении $\frac{47,5p_2}{257p_1}$. Принимая, что p_1 и p_2 равны или по меньшей мере того же порядка величины, мы находим, что эти уменьшения находятся в отношении $\frac{47,5}{257}$, и так как уменьшение, обязанное поглощению *C*-нейтронов, составляет 26,9 (табл. 16), то эффект, который мы должны ожидать в предыдущем опыте, равен 5, т. е. того же порядка величины, что и действительно наблюдаемый эффект.

Подобные же опыты были сделаны Прейсверком и Гальбаном²³, которые нашли подобное соотношение между группами *J* и *A*.

11. Поведение групп вблизи поверхности парафина

В разделе 9 мы изучали активность, производимую различными группами, внутри настолько большого бака с водой, что мы могли пренебречь воздействиями вследствие ограниченности размеров. Теперь мы будем изучать поведение активности, производимой различными группами, вблизи поверхности парафина.

Прежде всего мы рассмотрим поведение группы *C*. Из теории диффузии тепловых нейтронов следует, что независимо от положения источника плотность тепловых нейтронов вблизи поверхности, ограничивающей парафин, уменьшается по направлению к границе парафина (*F*, раздел 6, формула 57); можно, кроме того, показать, что если мы обозначим через x глубину под поверхностью пара-

фина, то плотность $n(x)$ для малых x приблизительно пропорциональна

$$x + \frac{\lambda}{\sqrt{3}};$$

так что, если мы экстраполируем кривую $n(x)$ в направлении к границе парафина ($x > 0$), то $n(x)$ будет равно нулю на расстоянии от поверхности парафина, равном

$$x_0 = -\frac{\lambda}{\sqrt{3}}.$$

Это есть как раз то распределение плотности тепловых нейтронов вблизи поверхности, которое определяет закон углового распределения (5) выходящих из парафина нейтронов группы C . Если бы плотность была постоянной вблизи поверхности парафина, то имел бы место закон косинуса.

Для измерения $n(x)$ необходимо использовать детектор группы C настолько тонкий, чтобы не нарушить распределения нейтронов. Его активность в таком случае будет пропорциональна плотности $n(x)$ тепловых нейтронов.

Мы использовали два детектора, которые были получены электролитическим нанесением родия на никелевые пластинки (последние служили только в качестве неактивируемых подкладок) площадью в 29 см^2 . Вес нанесенного родия в этих двух детекторах был соответственно 0,087 и 0,169 г с учетом коэффициента поглощения родия для группы C ($0,7 \text{ см}^2/\text{г}$). $K\delta$ для этих двух детекторов были соответственно равны 0,002 и 0,004; этим значениям соответствуют средние вероятности ζ поглощения теплового нейтрона, проходящего сквозь детектор около 0,004 и соответственно 0,008 (§ 6). Эти вероятности очень малы, и поэтому использованные детекторы можно считать очень тонкими.

Измерения были сделаны с парафиновым цилиндром с диаметром в 24 см и высотой в 10 см, содержащим источник на расстоянии 3,2 см ниже верхнего основания. Слой парафина в 3,2 см толщиной между источником и верхним основанием был разрезан на тонкие пластинки для того, чтобы можно было помещать детектор на разных глубинах.

Для нахождения активности, обязанной только группе C , мы всегда брали разность между активностями детектора, полученными без экранов и с двумя кадмиевыми экранами в $0,44 \text{ г/см}^2$ толщиной, между которыми мог быть помещен детектор.

На рис. 8 активность наших двух детекторов, обязанная только группе C , нанесена в зависимости от глубины x . Мы приводим также части кривых, экстраполированные в направлении отрицательных x . Пересечение их с осью абсцисс лежит вблизи точки

$$x_0 = -0,18 \text{ см.}$$

Из этого значения мы находим

$$\lambda = 0,31 \text{ см}$$

в хорошем согласии с значениями, полученными из непосредственных измерений (§ 8).

Мы уже заметили, что этот опыт имеет очень простое объяснение, если детектор очень тонкий. Напротив толстый детектор сильно нарушает плотность тепловых нейтронов, так что кривая зависимости активности от x весьма отличается от предыдущей.

Таким образом, используя родиевый детектор толщиной в $0,36 \text{ г/см}^2$ и складывая, для получения данных, сравнимых с таковыми из предыдущего опыта, активности вызванной группой C , мы нашли, что кривая активности, экстраполированная в направлении отрицательных x , пересекает ось x в точке $x_0 = -0,4 \text{ см}$, т. е. на расстоянии, более чем в два раза большем, чем в случае тонкого детектора.

В этом опыте мы складывали активности, измеренные на обеих сторонах детектора, так как эта сумма пропорциональна полному числу тепловых нейтронов, входящих в детектор. Пусть N_1 и N_2 — числа нейтронов, входящих в детектор соответственно со стороны 1 и 2; активности, измеренные на сторонах 1 и 2, даются выражениями:

$$\begin{aligned} A_1 &= N_1 a + N_2 b, \\ A_2 &= N_1 b + N_2 a, \end{aligned} \quad (20)$$

где a и b — постоянные, характеризующие детектор и зависящие от его коэффициентов поглощения для нейтронов и электронов и от его толщины. Отношение $\frac{a}{b}$ может быть получено путем измерения отношения $\frac{A_1}{A_2}$, когда детектор помещен вне парафина, так что $N_2 = 0$.

Для родиевого детектора толщиной в $0,35 \text{ г/см}^2$ $\frac{a}{b} = \frac{4}{3}$ для группы C и $\frac{2}{1}$ для группы D . Это различие зависит от большой величины коэффициента поглощения родия для нейтронов группы D ,

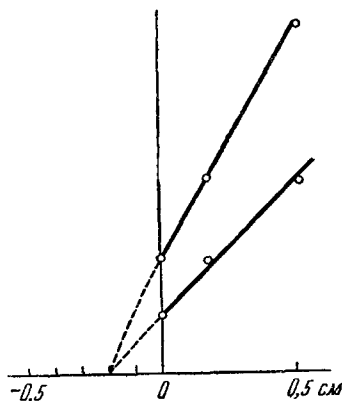


Рис. 8. Активность группы C , нанесенная в зависимости от глубины x в парафине

Для тонкого детектора было бы $a=b$. Суммируя оба уравнения (20), мы находим

$$A_1 + A_2 = (a + b)(N_1 + N_2),$$

и поэтому сумма активностей, измеренных на обеих сторонах детектора, всегда пропорциональна полному числу $(N_1 + N_2)$ нейтронов, пересекающих детектор. Из (20) мы находим

$$N_1 = \frac{aA_1 - bA_2}{a^2 - b^2}; \quad N_2 = \frac{aA_2 - bA_1}{a^2 - b^2}, \quad (21)$$

т. е., измеряя A_1 и A_2 и отношение $\frac{a}{b}$, мы можем найти значения, пропорциональные N_1 и N_2 (этот метод был использован в разделе 7 для измерения в отдельности N_1 и N_2). В табл. 17 даны

ТАБЛИЦА 17

Числа нейтронов, входящих
в детектор с (1) и (2) стороны;
 x — толщина парафина

x	Группа C		Группа D	
	N_1	N_2	N_1	N_2
0	1	0	1	0
0,16	1,10	0,28	1,07	0,07
0,34	1,15	0,63	1,17	0,14
0,53	1,28	0,91	1,25	0,28
0,87	1,60	1,19	1,31	0,45
1,87	2,19	2,00	1,35	1,00

значения N_1 и N_2 , измеренные с нашим родиевым детектором толщиной в $0,36 \text{ г/см}^2$ отдельно для групп C и D. Для того чтобы сравнить эти две серии чисел, мы приняли за единицу для обеих групп значение N_1 для $x=0$. Источник в этих опытах находился на расстоянии $x=2,4 \text{ см}$. Данные для группы C не допускают простой интерпретации, так как детектор нельзя рассматривать как очень тонкий.

Для группы же D детектор, хотя и толстый, не нарушает распределения D-нейтронов, так как эти нейтроны делают в среднем только один свободный пробег (разделы 6, 7, 12), и поэтому каждый из них ударяет детектор только один раз.

Экстраполируя кривую $N_1 + N_2$ для группы D в направлении отрицательных значений x , мы находим пересечение с осью x в точке $x_0 = -0,9$.

Тот факт, что это пересечение лежит значительно дальше от поверхности парафина, чем для группы C ($x_0 = 0,18 \text{ см}$ с тонким

детектором), происходит, с одной стороны, от большей длины среднего свободного пробега и, с другой стороны, от когерентности в ориентации последовательных свободных пробегов, которая очень значительна для нейтронов с энергией, большей чем квант упругой связи водорода в парафине.

Сравнивая столбцы второй и четвертый табл. 17, мы замечаем, что ход кривой N_1 вблизи поверхности для нашего детектора не очень различен для групп C и D , в то время как на больших глубинах группа C возрастает значительно более быстро, чем группа D . Это можно понять, принимая во внимание возрастание альbedo парафинового слоя, наложенного на детектор, в зависимости от толщины слоя.

12. ШИРИНА ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ПОЛОС, СООТВЕТСТВУЮЩИХ ГРУППАМ. ПОЛНОЕ ЧИСЛО НЕЙТРОНОВ

В этом параграфе мы рассмотрим способ определения ширины энергетических полос²⁴, которые соответствуют различным группам, или, более точно, отношения $\frac{W_{\max}}{W_{\min}}$ максимальной энергии к минимальной, которые ограничивают полосу. При вычислении сделано предположение, что полосы имеют острые границы. Было бы возможно также сделать подобные вычисления, предполагая, что полоса имеет резонансную форму; однако это едва ли стоит делать ввиду малой точности экспериментальных данных.

В последней части этого параграфа мы дадим оценку полного числа нейтронов, испускаемых источником $\text{RaEm} + \text{Be}$.

Способ определения ширины полосы, соответствующей группе с энергией, большей чем $1V$, основан на сравнении двух следующих величин: активируемости A_g -детектора, обязанной нейтронам рассматриваемой группы g , и активируемости B_C того же детектора, обязанной тепловым нейтронам. Эта последняя активность получена при экранировании детектора с одной стороны слоем кадмия достаточно толстым, чтобы полностью поглотить ударяющие в него тепловые нейтроны, B_C может быть получено, конечно, как разность активируемостей нашего детектора с кадмиевым слоем только с одной стороны или же с двух сторон.

Если бы распределение быстрых нейтронов внутри большого парафинового блока было равномерно, то ясно, что A_g и B_C имели бы значения, не зависящие от положения и ориентации детектора. Однако источник быстрых нейтронов мал, и поэтому мы должны сравнивать средние значения A_g и B_C , взятые для всех положений и ориентаций внутри парафина, т. е. мы должны сравнивать

$$\int \tilde{A}_g d\tau; \int \tilde{B}_C d\tau,$$

где $\tilde{A}_g$ и $\tilde{B}_c$ — средние значения активируемостей детектора, измеренные в двух противоположных ориентациях; эти средние значения практически идентичны со средними, взятыми по всем направлениям. При использовании указанных интегралов мы исключаем все сложности, возникающие от неравномерного распределения нейтронов.

Теперь мы предположим, что в парафине вокруг нашего детектора создаются в секунду в 1 см^3 q быстрых нейтронов. Эти нейтроны замедляются таким путем, что мы будем иметь вблизи нашего детектора нейтроны всевозможных скоростей.

Может быть показано (F , раздел I), что для энергий, больших чем 1 V , число нейтронов, имеющих скорости между v и $v + dv$, будет

$$\frac{2q\lambda(v)}{v^2} dv. \quad (22)$$

Из этого мы можем легко вычислить активность A_g как функцию от энергий $W_{\max}$ и $W_{\min}$, ограничивающих энергетическую полосу g , от длины среднего свободного пробега, от коэффициента поглощения детектора K_g для группы g и от поверхности s и толщины δ детектора. Мы находим (F , раздел 8)

$$A_g = \eta s q \lambda_g K_g \lg \frac{W_{\max}}{W_{\min}} \cdot \frac{1}{2} \left\{ \int_0^{\delta} b(K_g x) e^{-\mu x} dx + \right. \\ \left. + \int_0^{\delta} b(K_g x) e^{-\mu(\delta-x)} dx \right\}, \quad (23)$$

где μ — коэффициент поглощения для β -лучей детектора в самом детекторе; $b(K_g x)$ — функция (4) и η — эффективность ионизационной камеры для β -лучей детектора. Последний множитель в (23) представляет эффект поглощения нейтронов и β -лучей в детекторе; он равнялся бы δ для очень тонкого детектора.

Также и активность B_c , обязанная тепловым нейтронам, может быть вычислена в зависимости от коэффициента поглощения тепловых нейтронов в детекторе K_c и от „длины диффузии“

$$(D\tau)^{\frac{1}{2}} = \left(\frac{\lambda^2 N}{3} \right)^{\frac{1}{2}}.$$

Учитывая, что в этом случае угловое распределение нейтронов

ударяющих детектор, дается уравнением (5), мы находим

$$B_c = \eta s q \lambda (N)^{\frac{1}{2}} K_c \int_0^{\delta} c(K_c x) e^{-\mu x} dx, \quad (24)$$

где $c(K_c x)$ есть функция (6). Мы пренебрегли изменением коэффициента поглощения нашего детектора для тепловых нейтронов различных скоростей. Для очень тонкого детектора интеграл равен δ .

Мы должны теперь, как уже говорилось, проинтегрировать (23) и (24) и мы получаем

$$\left. \begin{aligned} \int A_g d\tau &= \eta s Q K_g \lambda_g \lg \frac{W_{\max}}{W_{\min}} \cdot \frac{1}{2} \left\{ \int_0^{\delta} b(K_g x) e^{-\mu x} dx + \right. \\ &\quad \left. + \int_0^{\delta} b(K_g x) e^{-\mu(\delta-x)} dx \right\} \\ \int B_c d\tau &= \eta s Q K_c \lambda (N)^{\frac{1}{2}} \int_0^{\delta} c(K_c x) e^{-\mu x} dx, \end{aligned} \right\} \quad (25)$$

где $Q = \int q d\tau$ есть полное число нейтронов, испускаемых источником в 1 сек. Из (25) мы находим

$$\begin{aligned} &\lg \frac{W_{\max}}{W_{\min}} = \\ &= \frac{K_c \lambda (N)^{\frac{1}{2}} \int A_g d\tau}{K_g \lambda_g \int B_c d\tau} = \frac{2 \int_0^{\delta} c(K_c x) e^{-\mu x} dx}{\int_0^{\delta} b(K_g x) e^{-\mu x} dx + \int_0^{\delta} b(K_g x) e^{-\mu(\delta-x)} dx}. \end{aligned} \quad (26)$$

Мы произвели опыты с группами D , A и J . Для группы D мы использовали родиевый детектор ($0,36 \text{ г/см}^2$); для группы A — серебряный детектор ($0,057 \text{ г/см}^2$) и для группы J — детектор из иодистого свинца ($0,76 \text{ г/см}^2$); так как небольшой коэффициент поглощения в иоде для группы C не очень хорошо известен, то мы использовали данные, полученные с родием, также и в вычислении B_c для группы J , принимая одинаковую эффективность камеры для β -лучей родия и иода. Для вычисления интегралов

$$\int \tilde{A}_y d\tau, \int \tilde{B}_c d\tau$$

мы определили $\tilde{A}_g$ и $\tilde{B}_c$ для одного определенного расстояния и получили значения для всех расстояний с помощью кривых рис. 7.

В последующих уравнениях численные значения написаны в том же порядке, в котором различные величины входят в формулу (26):
Группа D

$$\lg \frac{W_{\max}}{W_{\min}} = \frac{0,7 \sqrt{13 \cdot 4,58 \cdot 10^{-4} \cdot 2 \cdot 0,108}}{1,8 \cdot 1,1 \cdot 1,5 \cdot 10^{-6} \cdot 0,087 + 0,052} = 0,60$$

Группа A

$$\lg \frac{W_{\max}}{W_{\min}} = \frac{0,25 \sqrt{13 \cdot 7,8 \cdot 10^{-4} \cdot 2 \cdot 0,048}}{20 \cdot 1,1 \cdot 2,04 \cdot 10^5 \cdot 0,021 + 0,019} = 0,038,$$

Группа J

$$\lg \frac{W_{\max}}{W_{\min}} = \frac{0,7 \sqrt{13 \cdot 4,16 \cdot 10^{-4} \cdot 2 \cdot 0,108}}{0,38 \cdot 1,1 \cdot 1,5 \cdot 10^6 \cdot 0,005 + 0,049} = 0,27,$$

Из этих значений мы можем получить отношение $\frac{W_{\max}}{W_{\min}}$ для каждой группы; мы назовем величину $\lg \frac{W_{\max}}{W_{\min}}$ логарифмической шириной; эта величина имеет простой физический смысл, она представляет среднее число столкновений нейтрона, в то время пока он принадлежит к данной группе. Например, группа A, которая имеет логарифмическую ширину, равную 0,04, есть такая узкая полоса энергий, что только 4% нейтронов проходят через нее во время процесса замедления. В случае группы A использованный детектор нельзя рассматривать как тонкий в отношении поглощения нейтронов, и если бы принять во внимание резонансную форму полосы, то при простой численной оценке оказалось бы, что логарифмическая ширина группы A, вычисленная из (26), слишком велика (множитель около 2). Для других детекторов эта поправка значительно меньше.

Логарифмическая ширина группы J и в особенности группы D значительно больше, что следует также из большой численности (§ 5) этих групп. Все-таки даже для группы D вероятность, что нейтрон будет принадлежать к этой группе больше, чем один свободный пробег, относительно мала и равна 0,27. Эти факты объясняют наши результаты, что альбедо всех нетепловых групп практически равно нулю.

С другой стороны можно было бы ожидать небольшое различие в поведении групп D и A в диффузионных опытах, описанных в разделе 7. Тот факт, что нам не удалось найти такого различия, может быть, однако, объяснен неточностью наших измерений, так как ожидаемое различие довольно мало,

Если мы предположим, что энергии групп будут те, которые получены в разделе 9 из поглощения в боре, мы получаем для ширины групп D , A и J соответственно 1; 0,15 и 10 V.

Наконец, мы можем использовать второе уравнение (25) для вычисления полного числа нейтронов Q , испускаемых источником. В (25) B_c есть начальная активность использованного детектора. Для получения активированности (3) необходимо умножить B_c данное в (25) на $\frac{1000}{JU} = \frac{1000}{J \cdot 840 \eta_U}$, так что мы находим:

$$\frac{Q}{J} = 0,840 \frac{\eta_U}{\eta} \frac{\int_0^{\delta} B_c d\tau}{s \lambda(N)^{\frac{1}{2}} K_c \int_0^{\delta} c(K_c x) e^{-\mu x} dx}. \quad (27)$$

В эту формулу входят те самые величины, которыми мы пользовались при вычислении логарифмической ширины. Используя, например, данные активации родия, мы находим

$$\frac{Q}{J} = 160\,000 \left(\frac{\eta_U}{\eta} \right). \quad (28)$$

Предполагая $\eta = \eta_U$ мы имеем, что нашей нейтронной единице соответствует 160 000 нейтронов в 1 сек. Принимая в расчет, что 1 нейтронная единица соответствует примерно 6 mC RaEm + Be, мы имеем окончательно: 27 000 нейтронов в 1 сек. от 1 милликури.

Это значение много больше, чем значения, найденные другими методами (25). Это различие может быть только частично отнесено за счет неодинаковости η и η_U .

13. Резюме и дискуссия

Из приведенных нами результатов кажется возможным сделать заключение, что у элементов, чувствительных к медленным нейтронам, эффективное сечение для поглощения часто является неправильной функцией энергии медленных нейтронов, обладающей острыми максимумами, представляющими своего рода полосы поглощения.

Анализ кривых поглощения различных элементов с различными детекторами дает нам возможность установить существование нескольких отдельных полос поглощения (группы A , B , C , D и J). Имеются различные основания думать, что группа C (радиация, сильно поглощаемая кадмием) соответствует, по крайней мере в ее большей части, нейтронам, имеющим скорости теплового движения, в то время как другие группы соответствуют большим скоростям.

Наиболее прямое доказательство этого утверждения заключается в опыте с механическим селектором скоростей²⁶ (для наблюдения только группы *C*), позволяющим непосредственное измерение скорости *C*-нейтронов, которая была найдена равной тепловой скорости.

Тот же самый результат может быть извлечен из опытов Прейсверка и Гальбана и других,²⁷ которые нашли, что радиация, отфильтрованная кадмием, нечувствительна к изменениям температуры; это показывает, что нейтроны, не принадлежащие к группе *C*, имеют энергию, большую, чем энергия теплового движения.

Наконец, наши измерения альbedo (раздел 6) показывают, что только нейтроны группы *C* могут делать несколько свободных пробегов в то время, пока они принадлежат к этой группе. Этот факт легко может быть понят, если предположить, что группа *C* состоит из нейтронов, находящихся в тепловом равновесии, так как тогда последовательные столкновения не изменяют их среднюю энергию; напротив, нейтрон, принадлежащий к полосе энергий, много больших kT , имеет большую вероятность выйти из этой полосы после одного столкновения.

Во всех нами исследованных случаях большая часть активности (в большинстве случаев более чем 50%) обязана тепловым нейтронам; однако это не означает, что коэффициент поглощения для тепловых нейтронов, как правило, больше, чем коэффициент поглощения для нейтронов, имеющих энергию в несколько вольт. До известной степени это объясняется большим числом тепловых нейтронов, выходящих из парафинового блока, содержащего источник (табл. 6).

Задача определения энергетических полос, соответствующих известным нетепловым группам, может быть решена следующим методом, впервые использованным Фришем, и Плачеком, и Викисом, и Ливингстоном и Бете. Они предположили, что эффективное сечение для поглощения в боре для медленного нейтрона обратно пропорционально скорости нейтрона v . Предполагая это, мы получили из наших измерений следующие энергии:

Группа	<i>C</i>	<i>D</i>	<i>A</i>	<i>B</i>	<i>J</i>
Вольты	0,037	1,6	4	7	36

Однако ошибка в измерениях такого рода может быть довольно велика.

Проверку предположения, положенного в основу этого определения, можно бы сделать, сравнивая коэффициенты поглощения в литии для различных групп с коэффициентом поглощения для этих же групп в боре; при этом соотношения должны быть одинаковы ввиду того, что механизм поглощения медленных нейтронов в обоих элементах один и тот же. Из измерений Гальбана и Прейсверка²⁸ можно сделать вывод, что такого совпадения не существует, хотя получающиеся различия, возможно, обуславливаются вторичными причинами.

Независимое определение энергетической последовательности групп и также определение отношения энергий (это последнее только для нетепловых групп) было нами дано в разделе 9 и основано на рассмотрении изменения интенсивности различных групп в зависимости от расстояния от источника. Найденный нами порядок энергий согласуется с полученным из поглощения в боре, и найденные нами значения отношения энергий, хотя меньше, чем полученные с поглощением в боре, однако, не являются несовместимыми с последними ввиду довольно больших ошибок, входящих в эти определения.

Наш метод, хотя и очень неточный, имеет то преимущество, что является непосредственным. Мы также могли определить аналогичными методами ширину энергетических полос (точнее, относительную ширину $\frac{\Delta W}{W}$) для нетепловых групп; мы нашли, что самая узкая полоса отвечает группе А (излучение, сильно поглощаемое серебром), для которой $\frac{\Delta W}{W} = 0,04$. Другие группы (§ 12) несколько шире; тем не менее вероятность, что нейтрон останется в той же самой группе после одного свободного пробега, довольно мала.

С шириной полос поглощения связана численность различных групп, которая по существу соответствует числу нейтронов, выходящих в 1 сек. из поверхности парафинового блока, содержащего источник (раздел 5). Наиболее многочисленная из всех групп — это тепловая группа (численность 40), в то время как самая малочисленная есть группа А (численность 0,5), которая, как мы видели, является и самой узкой. Эти факты находятся качественно в согласии с представлениями Бора, Брайта и Вигнера.

Некоторые дальнейшие данные о свойствах этих полос поглощения могут быть получены при сравнении поведения двух периодов одного и того же элемента, чувствительных к медленным нейтронам. Мы могли в этом направлении исследовать только серебро, родий, индий и бром. Только в случае серебра мы нашли различное поведение двух периодов этого элемента. Во всех других случаях мы не нашли никакого различия в пределах нашей точности. Нужно заметить, что родий, индий и бром представляют три случая, для которых число наблюдаемых периодов, произведенных медленными нейтронами, больше, чем число известных изотопов.

Разделы с 6 до 11 посвящены изучению свойств диффузии медленных нейтронов в веществах, содержащих водород. Процесс диффузии может быть разделен на две последовательных фазы: сначала (фаза замедления) нейтрон теряет энергию вследствие последовательных столкновений, пока он не достигнет энергии теплового движения; затем (фаза диффузии) энергия в среднем больше не уменьшается, и нейтрон отражается до тех пор, пока не будет поглощен протонами или другими ядрами.

Во время фазы замедления средняя длина свободного пробега уменьшается очень быстро до значения порядка 1 см, затем

остается приблизительно постоянной до тех пор, пока энергия нейтрона не станет сравнимой с квантом $h\nu$ упругих колебаний атома водорода в парафине.

Мы можем сказать, что все изученные группы, исключая тепловую, принадлежат к интервалам энергий, где средняя длина свободного пробега в парафине λ_g около 1 см.

Из теории столкновения медленных нейтронов с атомами водорода, учитывая химическую связь этих последних (F, разделы 10 и 11), следует, что если энергия медленных нейтронов переходит от значений, больших $h\nu$, к значениям, меньшим, то средняя длина свободного пробега уменьшается и стремится к пределу равному $\frac{\lambda_g}{4}$. Это изменение средней длины свободного пробега также связано с другим угловым распределением нейтронов после столкновений; если $W \gg h\nu$, то угол между направлением движения нейтрона до и после столкновения всегда острый, в то время как для $W \ll h\nu$ угловое распределение после столкновений стремится стать изотропным.

В согласии с этим теоретическим результатом наблюдается действительно заметное уменьшение средней длины свободного пробега при переходе от нетепловых групп к тепловой. Для этой последней можно положить $\frac{W}{h\nu}$ равным примерно 0,1; хотя это значение довольно мало, но все же нельзя рассматривать тепловые нейтроны как нейтроны с энергией, практически равной нулю. Таким образом получается (F, формула 102), что для $\frac{W}{h\nu} = 0$, средняя длина свободного пробега λ равна $\frac{\lambda_g}{3,3}$, в то время как в пределе при $W = 0$ было бы $\lambda = \frac{\lambda_g}{4}$.

Мы можем также оценить, насколько сохраняется когерентности между направлениями движения теплового нейтрона до и после столкновения. Как количественное выражение когерентности мы возьмем $(\cos \theta)_{cp}$ т. е. среднее значение косинуса угла рассеяния нейтронов после столкновения; $(\cos \theta)_{cp} = 1$ означает полную когерентность, в то время как для изотропного рассеяния $(\cos \theta)_{cp} = 0$. Для нейтронов с энергией, большей чем 1 V, мы находим $(\cos \theta)_{cp} = \frac{2}{3} = 0,67$; для тепловых нейтронов, предполагая $\frac{W}{h\nu} = \frac{1}{10}$, мы получаем (F, формула 103) $(\cos \theta)_{cp} = 0,067$, т. е. одна десятая предыдущего значения.

Эти результаты оправдывают приближения, которые делались иногда в этой работе при рассмотрении диффузии тепловых нейтронов как диффузии изотропной. Однако нужно заметить, что, таким путем мы ввели небольшую ошибку в том отношении, что „длина диффузии“, даваемая уравнением (12), получилась слишком малой, в то время как альбеда, даваемое уравнением (11), — слишком большим. Было бы легко вычислить эти поправки, если бы

знать значение $(\cos \theta)_{cp}$; однако для этого мы должны знать $\frac{W}{h\nu}$, для которого мы можем дать только порядок величины.

В разделах 6—11 были измерены пять различных величин, которые могут быть выражены как функции только двух из них, при использовании соотношений, полученных из теории диффузии нейтронов.

Эти пять величин следующие: средние длины свободных пробегов λ и λ_g тепловых нейтронов (раздел 8) и нейтронов групп D и A (раздел 7), альбеда β для тепловых нейтронов (раздел 6); „длина диффузии“ тепловых нейтронов l (раздел 7) и длина $|x_0|$, относящаяся к тепловым нейтронам и рассмотренная в разделе 11, которая связана с λ соотношением:

$$x_0 = \frac{\lambda}{\sqrt{3}}. \quad (29)$$

Посредством (28), (11), (12) и (29) пять вышеупомянутых величин могут быть выражены в функции от λ_g и N (число свободных пробегов, делаемых в среднем тепловым нейтроном). В табл. 18 мы сравниваем измеренные значения этих пяти величин со значениями, вычисленными с помощью упомянутых выше формул, предполагая, что $\lambda_g = 1,0$ см и $N = 140$.

ТАБЛИЦА 18

Сравнение измеренных и вычисленных значений: λ и λ_g — средние длины свободных пробегов тепловых нейтронов и нейтронов групп D и A, β — альбеда для тепловых нейтронов, l — длина диффузии, $|x_0| = \frac{\lambda}{\sqrt{3}}$

Величины:	измеренные	вычисленные
λ	0,3	0,30
λ_g	1,1	1,0
β	0,82	0,83
l	2,1	2,05
$ x_0 $	0,18	0,174

Как мы видим, совпадение очень хорошее. Из этих значений λ и N мы находим следующие значения для тепловых нейтронов в парафине: эффективное сечение для упругого столкновения с водородом $\sigma_e = 43 \cdot 10^{-24}$ см², эффективное сечение для поглощения $\sigma_c = 0,31 \cdot 10^{-24}$ см², средняя продолжительность жизни $\tau = 1,7 \cdot 10^{-4}$ сек. Это последнее значение находится в очень хорошем согласии с измерением τ , сделанным с механической установкой²⁹ и с теоретическим значением, полученным из теории (раз-

дел 12) и основанной на предположении, что поглощение медленных нейтронов протонами обязано испусканию γ -кванта радиацией магнитного диполя¹⁰. Там показано, что независимо от того, будет ли принято состояние 1S дейтона ($\pm 120\,000$ V) реальным или виртуальным, теоретическое значение τ будет равно $6,5 \cdot 10^{-4}$ или $2,6 \cdot 10^{-4}$. Удовлетворительное согласие этого последнего значения с экспериментальным результатом, кажется, указывает на то, что состояние 1S виртуальное.

ЛИТЕРАТУРА

1. E. Amaldi a. E. Fermi, Ric. Scient. VI—II, 334, 443, 1935; VII—I, 56, 223, 310, 393, 454, 1936; E. Fermi, E. Amaldi, O. D'Agostino, F. Rasetti a. E. Segrè Proc. Roy. Soc., A 146, 483, 1934; E. Amaldi, O. D'Agostino, E. Fermi, B. Pontecorvo, F. Rasetti a. E. Segrè, Proc. Roy. Soc., A. 149, 522, 1935.
2. E. Amaldi, O. D'Agostino, E. Fermi, B. Pontecorvo, F. Rasetti a. E. Segrè, Proc. Roy. Soc., A 149, 522, 1935; H. A. Bethe, Phys. Rev., 47, 747, 1935; F. Perrin et W. M. Elsasser, C. R. 200, 450, 1935.
3. P. B. Moon a. J. R. Tillman, Nature, 135, 904; 136, 136, 1935; T. Bjerger a. C. H. Westcott, Proc. Roy. Soc., A 150, 709, 1935; L. Arsimovitch, I. Kourtshatow, L. Missowski et P. Palibin, C. R., 200, 2159, 1935; B. Pontecorvo, Ric. Scient. VI—II, 145, 1935; L. N. Ridenour a. Don M. Yost, Phys. Rev., 48, 383, 1935.
4. P. B. Moon a. J. R. Tillman, Nature, 135, 904, 1935; Dunning, Pegram, Fink a. Mitchell, Phys. Rev., 48, 265, 1935; P. B. Moon a. J. R. Tillman, Proc. Roy. Soc., A 153, 476, 1936.
5. F. Rasetti, E. Segrè, G. A. Fink, J. R. Dunning a. S. B. Pegram, Phys. Rev., 49, 104, 1930; Rend. Linc., 23, 343, 1936.
6. E. Amaldi, E. Fermi, Ric. Scient., VI—II, 344, 1935.
7. L. Szilard, Nature, 135, 950, 1935.
8. E. Fermi a. E. Amaldi, Ric. Scient., VI—II, 443, 1935.
9. E. Fermi, „Sul moto dei neutroni nelle sostanze idrogenate“, Ric. Scient. VII—II, 13, 1936.
10. P. B. Moon a. J. R. Tillman, Nature, 136, 66, 1935; B. Pontecorvo, Ric. Scient. VII—II, 145, 1935; E. Amaldi a. E. Fermi, Ric. Scient. VI—II, 344, 1935.
11. E. Amaldi a. E. Fermi, Ric. Scient. VI—II, 344, 1935; L. Szilard, Nature, 136, 950, 1935.
12. N. Bohr, Nature, 137, 344, 1936; G. Breit a. E. Wigner, Phys. Rev., 49, 519, 1936.
13. O. R. Frisch, G. Hevesy a. H. A. C. McKay, Nature, 137, 149, 1936.
14. E. Fermi a. E. Amaldi, Ric. Scient. VI—II, 443, 1935; E. Segrè, Ric. Scient. VII—I, 389, 1936.
15. E. Fermi a. E. Amaldi, Ric. Scient. VI—II, 443, 1935.
16. J. R. Tillman, Nature, 137, 107, 1936.
17. T. Bjerger a. C. H. Westcott, Proc. Roy. Soc., A 150, 709, 1935; E. Fermi a. E. Amaldi, Ric. Scient. VI—II, 443, 1935; VII—I, 56, 1936.
18. E. Amaldi a. E. Fermi, Ric. Scient., VII—I, 393, 1936.
19. E. Amaldi, O. D'Agostino, E. Fermi, B. Pontecorvo, F. Rasetti a. E. Segrè, Proc. Roy. Soc., A 149, 522, 1935.
20. O. R. Frisch a. G. Placzek, Nature, 137, 357, 1936; D. F. Weekes, M. S. Livingston a. H. A. Bethe, Phys. Rev., 49, 471, 1936.

21. H. H. Goldsmith a. F. Rasetti, Phys. Rev., **50**, 328, 1936
показали, что более правильно брать в этом вычислении как тепловую
энергию kT вместо $\frac{3kT}{2}$.

22. E. Amaldi a. E. Fermi, Ric. Scient. VII—I, 56, 1936.

23. Preiswerk et von Halban, C. R. **202**, 840, 1936.

24. E. Amaldi a. E. Fermi, Ric. Scient. VII—I, 310, 1936.

25. Ср., например, R. Jaeckel, Z. Physik, **91**, 493, 1934; F. A. Paneth
a. H. Lohleit, Nature, **136**, 950, 1935.

26. J. R. Dunning, G. B. Pegram, G. A. Fink, D. P. Mitchell a.
E. Segrè, Phys. Rev., **48**, 704, 1935; Lincei Rend., **23**, 340, 1936.

27. P. Preiswerk a. H. von Halban, Nature, **136**, 1027, 1935;
F. Rasetti a. G. Fink, Phys. Rev., **49**, 642, 1936.

28. H. von Halban a. P. Preiswerk, Nature, **137**, 905, 1936.

29. E. Amaldi, O. D'Agostino, E. Fermi, B. Pontecorvo
a. E. Segrè, Ric. Scient., VI—I, 581, 1935.

30. Предварительное сообщение этой теории дано E. Fermi, Phys.,
Rev., **48**, 570, 1935.
