

1949 г. Апрель

т. XXXVII, вып. 4

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ АТОМНЫМИ ЯДРАМИ

Т. А. Голобородько

На том этапе развития, которого достигла в настоящее время наука об атомном ядре, становится важной задача систематического изложения огромного экспериментального материала и многочисленных теоретических работ, рассеянных по страницам научных журналов. Такое изложение является тем более необходимым, что физика ядра уже сделалась учебной дисциплиной.

Для ясного изложения всякой науки необходима систематизация её, разделение на отделы, объединённые общей идеей. Такой твёрдой систематизации физика атомного ядра ещё не имеет, и это затрудняет её изложение. Нам кажется, что наиболее естественным, по крайней мере в настоящее время, будет такое разделение, в основу которого положено взаимодействие разных частиц с атомными ядрами (α -частиц, дейтеронов, протонов, нейтронов и фотонов). Приблизительно такое разделение проводится в известной монографии Ливингстона и Бете¹.

Другим серьёзным затруднением для изложения является неполная достоверность излагаемых фактов. Не существует строгой общепризнанной теории, и многие выводы из экспериментальных данных могут в дальнейшем оказаться ошибочными. Однако такое положение неизбежно.

Наука о ядре не является законченной системой, как, например, статистическая теория газов. На этом этапе развития наибольшей достоверностью обладают результаты экспериментов, если эти эксперименты выполнены с максимальной возможной точностью. Систематическому изложению наиболее достоверных экспериментальных фактов и необходимо в настоящее время уделить максимум внимания, объединяя их для облегчения усвоения некоторым общим признаком или связующей идеей.

Упругое рассеяние нейтронов атомными ядрами в настоящее время, как нам кажется, можно уже выделить в такой отдел ядерной физики. В упомянутой монографии, опубликованной в 1937 г., ему отведено мало места, так как и экспериментального материала

было тогда весьма немного. Но в течение 10 с лишним лет, прошедших с тех пор, в этой области было сделано большое количество работ, которые привели к весьма интересным и неожиданным результатам.

1. НЕКОТОРЫЕ ОБЩИЕ СООБРАЖЕНИЯ И ПРЕДПОСЫЛКИ

Как хорошо известно, проблема многих тел не может быть решена строго как в классической, так и в квантовой механике. До сих пор эту проблему удавалось все же разрешать более или менее удачно: в астрономии и системе атома — с помощью теории возмущений, в механике газов — с помощью введения статистических законов. В теории атомного ядра эти испытанные методы оказались мало пригодными.

Для успешного применения статистических законов необходимо иметь дело с системой, состоящей из весьма большого числа частиц. Но в самых сложных ядрах содержится только 200 с лишним частиц. Это число безусловно слишком мало для успешного применения законов статистической физики, если же число частиц, как в легких ядрах, будет 10—20, то даже приближенное их применение совершенно невозможно. Если еще принять во внимание, что, применяя статистические законы, мы должны с самого начала игнорировать в системе ядра всякую структуру, то станет очевидным, что с помощью статистической теории мы можем надеяться лишь в некоторых случаях получить грубо приближенные решения.

Но, с другой стороны, и метод малых возмущений неприменим в полной мере, так как любая частица, присоединяясь к ядру, взаимодействует со всеми ядерными частицами с такой же силой, с какой они связаны между собой.

Таким образом, создается довольно безотрадная картина. Для успешного решения проблемы ядра нужно изобрести какие-то совершенно новые методы математического анализа, или, создавая различные модели ядра, проверять их затем экспериментами. Возможно, что в будущем такие методы и будут найдены, но пока их нет, остается единственный путь применения методов известных. Они и применяются в современной теории ядра. На основании сказанного, нужно всегда относиться с большой осторожностью к выводам этой теории, так как они могут быть или совершенно неверны, или только грубо приближенны. Принимая во внимание эти трудности, можно думать, что эмпирический путь окажется даже более плодотворным, чем выводы теории, основанной на сомнительных предпосылках.

После указаний Н. Бора на необходимость, при любом взаимодействии частиц с ядром, иметь дело с проблемой многих тел, Брэйтом², Вигнером³, Бете и Плячеком⁴ и другими теоретиками была создана «дисперсионная теория» рассеяния, пытающаяся все же

применить метод возмущений. Эта теория имела мало успеха. Приложение основного уравнения к различным частным случаям оказалось весьма затруднительным из-за упомянутых уже принципиальных и математических трудностей.

Тогда Бором⁵, Френкелем⁶, Вейскопфом⁷ и другими была построена статистическая теория ядра, трактуемого в виде испаряющейся жидкой капли. Переход начального ядра, после присоединения внешней частицы, в сложное компаунд-ядро мыслится как нагревание капли; испускание частицы — как испарение. Эта теория математически проста, вследствие чего получила большее развитие, чем дисперсионная теория, но, как уже было сказано, она с самого начала отказывается от учёта всякой структуры ядра и совершенно неприложима к лёгким ядрам. С помощью этой теории удовлетворительно объясняются те явления, которые происходят при взаимодействии тяжёлых ядер с частицами, имеющими большую энергию, т. е. когда внутренняя структура ядра играет значительно меньшую роль, чем при взаимодействии с частицами, обладающими малой энергией*).

Нетрудно видеть, что к случаю упругого рассеяния нейтронов с малой энергией (приблизительно от 0,03 eV до 3 MeV), с которыми преимущественно были выполнены многочисленные эксперименты, описываемые в этой статье, применение теории испаряющейся жидкой капли является весьма сомнительным. В этом почти единственном случае с некоторым успехом была применена дисперсионная теория. Мы дадим здесь краткое изложение её выводов, чтобы затем сравнить их с экспериментальными данными.

2. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ

В соответствии с идеей Н. Бора**) всякий ядерный процесс может быть описан следующим образом. Частица P падает на ядро A , находящееся в состоянии p . Образуется компаунд-ядро C , имеющее некоторое число возбуждённых энергетических уровней W_r . Затем испускается некоторая частица Q , оставляющая ядро B в состоянии q .

*.) Совершенно неудовлетворительное положение в современной теории ядра весьма ярко характеризуется словами одного из виднейших знатоков этой теории — Бете. В начале одной из последних своих статей он пишет⁸: «В настоящей статье мы хотим попытаться развить теорию вероятности прилипания частиц к ядру. Для этой цели мы рассмотрим случай плотных уровней и попытаемся развить теорию компаунд-ядра, пренебрегая всеми эффектами индивидуальных уровней. Эта теория будет относиться к дисперсионной теории, как классическая теория твёрдого тела, описывающая его феноменологическими константами, подобно проводимости или упругости, относится к квантовой теории, которая учитывает каждое (электронное и вибрационное) квантовое состояние кристалла».

**) Две оригинальные статьи Бора можно найти в УФН^{9, 10}. Весьма полно эта теория изложена также в статье Бете¹¹.

Если частицы P и Q идентичны, мы имеем случай рассеяния. Вероятность любого ядерного процесса вычисляется затем методами теории возмущений. Ввиду того, что всегда имеет место двойной переход, необходимо вычисление возмущения второго порядка. Основная формула будет иметь вид *):

$$\sigma = 4\pi^3 \lambda^2 \left| \sum_r \frac{H_{C_r}^{AP} H_{BQ_q}^{C_r}}{W_{A_p} + W_p + E_p - W_{C_r} + \frac{1}{2}\gamma_r} \right|^2, \quad (1)$$

σ — поперечное сечение данного процесса, характеризующее его вероятность. Для упругого рассеяния σ определяется как отношение числа частиц, рассеянных в данном телесном угле, к числу падающих частиц. Если этот угол равен 4π , то σ представляет собой полный поперечник упругого рассеяния. λ — длина волны падающей частицы, делённая на 2π ($\lambda = \frac{\hbar}{\sqrt{2M}E_p}$), $H_{C_r}^{AP}$ — матричный элемент перехода к компаунд-ядру и $H_{BQ_q}^{C_r}$ — матричный элемент перехода от компаунд-ядра к остаточному ядру (H — гамильтониан взаимодействия частицы с ядром). W_{A_p} — потенциальная энергия ядра A в состоянии p ; W_p и E_p — потенциальная и кинетическая энергия падающей частицы, W_{C_r} — потенциальная энергия компаунд-ядра в состоянии r и γ_r — полная эффективная ширина любого уровня r в компаунд-ядре (она является суммой ширин, соответствующих эмиссии частиц разных родов). Для γ_Q , соответствующей испусканию частицы Q , имеет место соотношение

$$\gamma_Q = 2\pi \left| H_{BQ_q}^{C_r} \right|^2. \quad (2)$$

При энергии частицы P , близкой к одному из резонансных уровней компаунд-ядра, влиянием всех остальных уровней можно пренебречь, и общая формула (1) превращается в более простую:

$$\sigma_Q^P = \pi \lambda^2 \frac{\gamma_r \gamma_Q}{(E_p - E_r)^2 + \frac{1}{4}\gamma_r^2}. \quad (3)$$

Приложение этой формулы к конкретным случаям хорошо оправдывается результатами экспериментов.

В случае упругого рассеяния нейтронов (или других частиц) общая формула (1) будет иметь вид

$$\sigma = \pi \lambda^2 \left| \sum_r \frac{\gamma_p}{E_p - E_r + \frac{1}{2}\gamma_r} \right|^2. \quad (4)$$

*) Наиболее простой вывод этой формулы приведён в статье Капура и Пайерлса¹². Для нашей цели — сравнения экспериментальных данных с теоретическими в случае упругого рассеяния — мы считали излишним приводить её полный вывод.

Здесь, как и в формуле (3), $W_{C_r} - W_{A_p} - W_p$ заменено резонансной энергией данного уровня E_r .

При применении этих формул к различным конкретным случаям (например резонансный захват нейтронов) наибольшее значение имеет «одноуровневая формула» (3). При вычислении σ упругого рассеяния мы всё же попытаемся, следуя Бете¹¹, применить общую формулу (4), так как в этом случае нам необходимо учесть, кроме резонансного эффекта, ещё и рассеяние, когда энергия падающей частицы P далека от энергий резонансных уровней r . В процессе этих вычислений станут ясными и те математические трудности, которые не позволяют успешно применять общую формулу (1) к различным конкретным случаям.

Первая трудность возникает при вычислении матричного элемента $H_r^{P_p}$, определяемого соотношением

$$H_r^{P_p} = \int \psi_{C_r}^* H \psi_{A_p} \psi_{P_p} d\tau. \quad (5)$$

Здесь ψ_{A_p} , ψ_{P_p} и ψ_{C_r} — волновые функции начального ядра, падающей частицы и компаунд-ядра, ψ_{A_p} и ψ_{C_r} мы можем считать известными, по крайней мере принципиально; что же касается ψ_{P_p} , то здесь нам приходится делать выбор из трёх возможностей:

1. ψ_{P_p} является решением уравнения Шредингера для одной частицы, при потенциале притяжения.
2. То же при потенциале отталкивания.
3. ψ_{P_p} является плоской волной.

Эта неоднозначность возникает благодаря тому обстоятельству, что мы не можем, как уже отмечалось, строго решить задачу для полной системы: ядро + частица. Конечно, эта неоднозначность относится только к нашему способу приближённого решения задачи, а не к самой проблеме взаимодействия. При неудачном выборе потенциала нулевого порядка и волновой функции нулевого порядка нам придётся вычислить большое число приближений, прежде чем мы придём кциальному результату.

Совершенно очевидно, что сходимости в пертурбационной теории должны сильно различаться при этих трёх потенциалах частицы. Если мы выберем потенциал притяжения, то (5) будет иметь значение большее, чем при плоской волне, так как при этом резонанс может получиться уже при волновой функции одной частицы. Репульсивный потенциал, наоборот, будет уменьшать (5) больше, чем нулевой потенциал плоской волны, так как при этом потенциале ψ_{P_p} будет уменьшаться экспоненциально от поверхности ядра внутрь его и будет меньше функции плоской волны даже на самой поверхности ядра. Из этих соображений следует, что наилучшим выбором будет репульсивный потенциал. При этом выборе выполняется основное требование, предъявляемое к функции нулевого порядка, чтобы она

приводила к высшему приближению, малому по сравнению с первым приближением.

Выбор репульсивного потенциала можно обосновать логически тем, что входящая частица должна отдавать свою энергию ядерным частицам непосредственно после соприкосновения с поверхностью ядра. При быстрой потере энергии на пути частицы внутрь ядра ее волновая функция будет уменьшаться так быстро, что мы уже не сможем представлять свободную частицу внутри ядра. На основании этих соображений, кажется довольно логичным выбрать такую волновую функцию падающей частицы, которая как бы действовала изнутри наружу внутри ядра.

Выберем величину потенциала V_0 порядка ядерного взаимодействия (около 10 MeV), а радиус его действия равным радиусу ядра. Для исследования влияния высшего приближения пертурбационной теории вычислим упругое рассеяние частиц с длиной волны, большей ядерного радиуса R . Рассеяние можно разделить на три части.

1. Рассеяние нулевого порядка, содержащее и функции нулевого порядка. Так как частица медленная *), то репульсивный потенциал является для неё практически непроницаемым. Ядро действует подобно твёрдой сфере радиуса R . Следовательно, для рассеяния нулевого порядка будет

$$\sigma_0 = 4\pi R^2. \quad (6)$$

2. Рассеяние второго порядка, создаваемое энергетическими уровнями, близкими к энергии этой частицы. Это — резонансное рассеяние. Будем в дальнейшем обозначать поперечник этого рассеяния $\sigma_{\text{рез}}$.

3. Рассеяние, создаваемое расстояниями между энергетическими уровнями компаунд-ядра. Это рассеяние мало зависит от энергии частицы, падающей на ядро, и может быть включено в рассеяние нулевого порядка.

Для данных состояний начального ядра и падающей частицы матричные элементы γ'_{P_p} в среднем не будут зависеть от энергии компаунд-ядра. Это даёт нам возможность упростить вычисления, рассматривая, наряду с медленными, и быстрые частицы. Сумма по r в (4) главным образом будет создаваться энергетической областью с многими уровнями, т. е. при больших энергиях частиц. Так как для больших энергий γ выпадают (промежутки между уровнями исчезают), то главная часть суммы будет создана энергетической областью, непосредственно граничащей с областью выпадания γ . Обозначим энергию частицы, при которой начинается уменьшение γ ,

*) Теоретическое понятие «медленная частица» основано на сравнении длины волны этой частицы со средним ядерным радиусом. Область «медленных нейтронов», например, при этом определении может простираться приблизительно до 1 MeV. Экспериментально, как известно, медленными нейтрами называются нейтроны с энергией приблизительно до 100 eV.

E_{kp} (критическая энергия). Тогда в (4) мы сможем заменить резонансный знаменатель на постоянную величину E_{kp} для всех членов суммы.

Подставляя (5) в (4), получим:

$$\frac{-\sum \gamma_p}{E_{kp}} = -\frac{2\pi}{E_{kp}} \sum_r \left| \int \psi_{Cr}^* H \psi_{Ap} \psi_{Pp} d\tau \right|^2. \quad (7)$$

Объёмный элемент $d\tau$ может быть выражен в виде произведения $d\tau_A d\tau_P$, где $d\tau_A$ — объёмный элемент в фазовом пространстве всех частиц начального ядра, а $d\tau_P$ — падающей частицы. Сумма по r может быть представлена в виде

$$\sum_r \left| \int \psi_{Cr}^* H \psi_{Ap} \psi_{Pp} d\tau \right|^2 = \int |H \psi_{Pp} \psi_{Pp}|^2 d\tau. \quad (8)$$

Интегрируя (8) по $d\tau_A$ и используя нормировку по ψ_{Ap} , мы сможем написать:

$$\int |H(r_A, r_P)|^2 |\psi_{Ap}(r_A)|^2 d\tau_A = U^2(r_P), \quad (9)$$

где U — некоторая нерегулярная функция координат частицы r_P , имеющая величину порядка энергии связи частиц в ядре. Введя в (4) значение (9) и E_{kp} , получим:

$$\sigma_{рез} = \frac{4\pi^3 \lambda^2}{E_{kp}^2} \left[\int U^2 \psi_{Pp}^2 d\tau_P \right]^2. \quad (10)$$

Волновая функция ψ_P , нормированная к единице энергии, при кинетической энергии частицы E_P и нулевом угловом моменте, является решением уравнения Шредингера для одной частицы с потенциалом V_0 . При $r < R$ она будет иметь вид:

$$\psi_P = \frac{1}{\pi (2\hbar v)^{1/2} r} \left[\frac{E}{V_0} \right]^{1/2} e^{-k(r-R)}, \quad (11)$$

где $k = (2MV_0)^{1/2}/\hbar$, M — масса частицы (нейтрона). Подставляя (11) в (10), при $d\tau_P = 4\pi r^2 dr$, мы получим:

$$\sigma_{рез} = \frac{\pi \hbar^2}{2M} \frac{(U^2)_{cp}^2}{E_{kp}^2 V_0^3}. \quad (12)$$

Заменяя U , E_{kp} и V_0 подходящими численными значениями, мы сможем оценить $\sigma_{рез}$. V_0 мы приняли уже ~ 10 MeV, E_{kp} положим ~ 8 MeV и $U \sim 15$ MeV (U должно быть больше V_0 , так как содержит в себе V_0 и ядерный потенциал энергии связи частиц в ядре). Подставляя эти значения в (12), найдём

$$1,03 \cdot 0,79 \cdot 10^{-30} \frac{\varrho r^2 \text{ см}^2}{\text{с.МэВ}} = 1,03 \cdot 0,79 \cdot 0,63 \cdot 10^{-21} \text{ см}^2 = \\ = 0,51 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2. \quad (12a)$$

Эта величина, как мы увидим из экспериментальных работ, в среднем в 10 раз меньше σ_0 . Это указывает, что выбор репульсивного потенциала был сделан правильно. При плоской волне мы получили бы¹¹

$$\sigma_{\text{рез}} = \frac{16\pi}{9\hbar^4} \frac{(U^2)_{\text{ср}} M^2 R^6}{E_{\text{кр}}^2}. \quad (13)$$

Аналогичные выкладки при несколько изменённых значениях U , V_0 , $E_{\text{кр}}$ приводят к значению $\sigma_{\text{рез}} \approx 80\sigma_0$. При потенциале притяжения мы получим:

$$\sigma_{\text{рез}} = \frac{\pi R^2}{2} \frac{(U^2)_{\text{ср}}^2}{E_{\text{кр}}^2 V_0^{1/4} E_P^{3/4}}. \quad (14)$$

Так как в этом случае в знаменатель входит энергия частицы P , $\sigma_{\text{рез}}$ быстро увеличивается при уменьшении энергии нейтронов.

Изложенный метод решения проблемы кажется в значительной мере искусственной подгонкой для объяснения экспериментальных данных. Что эта искусственность имеет место, не отрицает и сам автор этого вывода¹²), однако лучшего пути, повидимому, нет. Репульсивный потенциал является, конечно, только математической функцией, вводимой для успешности вычисления. Эксперименты по рассеянию нейтронов указывают, что упругое рассеяние в большинстве случаев наиболее вероятно, тогда как с точки зрения образования компаунд-ядра с предварительным распределением энергии между всеми частицами ядра, а затем концентрации её на одной частице, следует, что процесс этот должен обладать ничтожной вероятностью. Для согласования теории с экспериментом остаётся только два пути: 1) исключить упругое рассеяние из общей схемы образования промежуточного компаунд-ядра и 2) формально сохраняя прежние представления, создать подходящее математическое оформление. Этот последний путь и избран в данном выводе. В дальнейшем будут приведены примеры попытки решения проблемы и первым путём.

3. РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ АТОМНЫМИ ЯДРАМИ. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

A. Зависимость $\sigma = f(A)$

Систематическое изучение взаимодействия нейтронов с атомными ядрами начинается обширной работой Даннинга и его сотрудников по измерению σ «поглощения» нейтронов, имеющих тепловую энергию¹³.

¹¹) «В нашей проблеме,—говорит Бете,—мы должны использовать некую хитрую уловку для получения быстрой сходимости, вопреки большому взаимодействию. Является, конечно, неясным, будет ли наша волновая функция наиболее подходящей в конце вычисления, но во всяком случае она будет более подходящей, чем другие функции»¹¹.

Для получения медленных нейтронов источник быстрых нейтронов (Rn, Be) помещался в центре парафиновой сферы, а «поглотитель» располагался непосредственно перед ионизационной камерой. Совершенно очевидно, что при такой постановке эксперимента невозможно отделить эффекты рассеяния и поглощения. Если в каком-нибудь элементе нейтроны сильно поглощаются, так что эффектом рассеяния можно пренебречь, то вычисленный поперечник поглощения будет правильным, но при обратном процессе — сильном рассеянии и слабом поглощении или при приблизительном равенстве этих процессов — найденное значение σ не даст нам понятия о каждом процессе в отдельности. Кроме того, благодаря близкому расположению рассеивателя к камере, большое число рассеянных нейтронов будет попадать в камеру и систематически уменьшать поперечники. Эта систематическая ошибка, допущенная Даннингом, является тем более непонятной, что автору из предыдущих работ, которые он сам же цитирует, уже было известно, что у большинства элементов упругое рассеяние играет главную роль.

Из приведённых в таблице I (2-я колонка) результатов мы видим, что у отдельных элементов измеренные σ весьма велики, и их без сомнения нужно приписать поглощению, но у большинства элементов σ колеблются возле некоторого среднего значения, и какой процесс они характеризуют, является неизвестным. Тщательным сравнением с более поздними точными данными можно установить, что в тех случаях, когда поглощением можно пренебречь, найденные σ характеризуют упругое рассеяние, а для исключения упомянутой ошибки их нужно увеличить приблизительно на 20%, как, например, у Be , C , O , F , Mg . Однако при значительном, но не аномально большом поглощении, даже приблизительно нельзя отделить поглощения от рассеяния, хотя очевидно, что последнее преобладает у большинства элементов.

Для разделения этих процессов необходимо было измерить чистое упругое рассеяние тепловых нейтронов, т. е. измерить не число проходящих сквозь рассеиватель нейтронов, а число нейтронов, рассеянных в стороны. Наиболее удобным методом для этого является регистрация нейтронов, рассеянных назад, под углом $\geq 90^\circ$ по отношению к направлению движения падающих нейтронов. Совершенно очевидно, что в этом случае поглощение будет полностью исключено. Такие измерения были проведены в ряде работ Митчеллом и др.¹⁴. В этих экспериментах тот же источник нейтронов (Rn, Be) был помещён внутри парафинового параллелепипеда на глубине 6 см. Непосредственно на поверхности этого парафинового блока помещался серебряный детектор и после облучения медленными нейтронами, выходившими из парафина, активность его измерялась на счётчике Гейгера-Мюллера. После этого аналогичное измерение повторялось с исследуемым рассеивателем, расположенным непосредственно на детекторе. Площади рассеивателя и детектора были равны

Таблица I

Поперечники упругого рассеяния медленных нейтронов атомными ядрами

Элемент	$\sigma \cdot 10^{24} \text{ см}^2$			
	Данинг и др. ¹³	Митчелл и Мэрфи ¹⁴	Гольдгабер и Бриггс ¹⁵	Разные исследователи ²⁰⁻²⁴
D	4,0		7,0	3,3
Li	45,0			
Be	5,3		6,9	6,10
B	360			
C	4,1	3,4	4,8 (4,8) [*]	4,9
N	11,3		8,2	~ 3
O	3,3		4,2	
F	2,5		4,1	3,7
Na	4,2		3,6	$\sim 4,7$
Mg	3,5	3,0	4,2	$\sim 8,8$
Al	1,5	1,0	1,6	1,5
Si	2,5		1,7	4,2
P	14,7		10,4 (13,6)	9,1
S	1,4	0,9	1,1	1,3
Cl	39		10	
K	8,2		1,5	
Ca	11,0		9,5	
Ti	11,9		6,2	
V	10		4,0	
Cr	4,9	1,4	3,6	
Mn	14,3	2,2	2,1	
Fe	12,0	10,6	10,3 (13,6)	11,1
Co	35		~ 5	3,7
Ni	15,4	18,0	12,4 (19,7)	16,1
Cu	7,5	8,3	8,6 (11,9)	8,3
Zn	4,7	3,7	5,2	4,2
Ga			<4	
Ge	75			
As	8,6		7,1	7,3
Se	19,8		12,7 (20,4)	12,0
Br	11,8		7	
St	9,0		9,5	
Y			14	
Zr	16,7		16	
Nb	14		5	
Mo	7,1		6,7	
Ru	12,5		5,9	
Rh	115			
Pd	10,0			
Ag	55	6,3	(6,3)	9,5

^{*}) Числа, поставленные в скобки в 4 колонке, обозначают полные σ , измеренные Гольдгабером и Бриггсом методом проходящих через рассеиватель нейтронов.

Продолжение табл. I

Элемент	$\sigma \cdot 10^{24} \text{ см}^2$			
	Джиннинг и др. ¹³	Митчелл и Мерфи ¹⁴	Гольдгабер и Бриггс ¹⁵	Разные исследователи ²⁰⁻²⁴
Cd	3300	1,2		3,7
Sn	4,0	4,1	4,9	5,7
Sb	8,1		6,5	3,0
Te	8,2		5,3	
J	94			2,7
Ba			8,2	
La	80			
Ce	25			
Pr	25			
Nd	220			
Sm	4700			
Eu	1000			
Gd	30000			
Ta	27		~ 10	
W	23		7,8	9,3
Re	89			
Os	27		10,8	
Ir	285			
Pt	25		8,3 (21,5)	
Au	88			
Hg	380	4,7		
Tl	11		14,2	
Pb	8,6	7,7	12,9 (12,5)	9,6
Bi	8,2	10,2	8,9 (8,9)	8,7

Измеряя рассеяние нейтронов при разных толщинах рассеивателя, можно было построить график $\sigma = f(\delta)$, где δ — толщина рассеивателя, и отсюда найти σ . Линейная часть кривой указывала, до каких толщин исследуемого вещества можно считать рассеяние однократным.

Анализируя эту экспериментальную установку, мы замечаем, что и она не свободна от некоторой систематической ошибки. Легко видеть, что при этих условиях нейтроны могут отражаться много раз от рассеивателя и парафина до поглощения их детектором. Этот эффект будет систематически уменьшать σ . Из колонки 3 таблицы I, где приведены данные Митчелла и др., можно видеть при сравнении их с более точными данными колонки 4, что это предположение оправдывается.

Проблема упругого рассеяния тепловых нейтронов была, наконец, решена в 1937 г. Гольдгабером и Бриггсом¹⁵, которые поместили источник на расстоянии 25 см от ионизационной камеры, и весь путь нейтрона от источника до рассеивателя и от рассеивателя до камеры защитили бором. Нейтроны падали на рассеиватель под

углом 45° , и поток отражённых нейтронов регистрировался борной камерой под таким же углом. Благодаря такой методике камера была защищена от прямого потока тепловых нейтронов, и увеличение ионизации в ней происходило только от нейтронов, упруго рассеянных данным элементом. В 4-й колонке таблицы I приведены результаты этих измерений.

Из описания методики этой последней работы можно видеть, что авторы учли как будто бы все систематические ошибки, допускавшиеся предыдущими исследователями, и их результаты нужно считать правильными. Таковыми они и считались до 1940 г., когда появились работы, указавшие на зависимость поперечников рассеяния тепловых нейтронов от агрегатного состояния рассеивателя^{16–19}. При рассеянии нейтронов с такой большой длиной волны уже начинают проявляться интерференционные эффекты от различных кристаллических решёток рассеивателей. Это обстоятельство не учитывалось Гольдгабером и Бриггсом и могло повести к значительным ошибкам в найденных σ . Чтобы избавиться от этого влияния строения вещества рассеивателей, проще всего было бы повторить работу Гольдгабера и Бриггса с нейтронами немного большей энергии, например 1–3 eV (групповые нейтроны). Такое малое изменение энергии нейтронов не скажется на величинах измеряемых σ , влияние же агрегатного состояния вещества рассеивателей при таких энергиях нейтронов полностью аннулируется.

Эти измерения, однако, представляют значительные трудности благодаря тому, что в общем потоке медленных нейтронов часть групповых нейтронов составляет не более 2–3%. Для успешного выполнения всех измерений потребовалась бы длительная работа с мощными нейтронными источниками. До сих пор такой систематической работы не было сделано, но разными исследователями были произведены отдельные измерения^{20–24}. Ввиду того, что часть этих измерений была выполнена методом проходящих сквозь рассеиватель нейтронов, а другая — методом отражённых нейтронов, результаты их, приведённые в последней колонке таблицы I, довольно трудно интерпретировать, но общий вывод всё же, повидимому, будет тот, что фундаментальные измерения Гольдгабера и Бриггса мало отклоняются от истины, и только у некоторых элементов, как, например, у Si, можно подозревать, что расхождение обязано искомой причине.

Рассеяние быстрых нейтронов было также впервые изучено Даннингом²⁵. Используя нейтроны (Rn, Be) и помещая рассеиватель между ионизационной камерой и источником, Даннинг исследовал 14 элементов от H до Pb и нашёл монотонное возрастание σ при увеличении атомного номера элемента. При вычислениях он также не учитывал тех нейтронов, которые после рассеяния всё же попадают в камеру. Однако благодаря малому радиусу камеры и значительному расстоянию до рассеивателя, эта ошибка в данном случае изменяет σ не более чем на 3%. Ввиду того, что газовая ионизационная камера

в этих измерениях была мало чувствительной к нейtronам с энергией, меньшей 0,5 MeV, которые существуют в начальной части нейтронного спектра (Rn , Be), нейtronов же с энергией, большей 3—5 MeV, в этом спектре, как показал сам Даннинг, весьма мало; автор считал, что найденные σ характеризуют рассеяние нейtronов с энергией от 3 до 5 MeV, которые в спектре нейtronов, образующихся при этой реакции, повидимому, преобладают. Результаты этих измерений приведены в таблице II и на рис. 1.

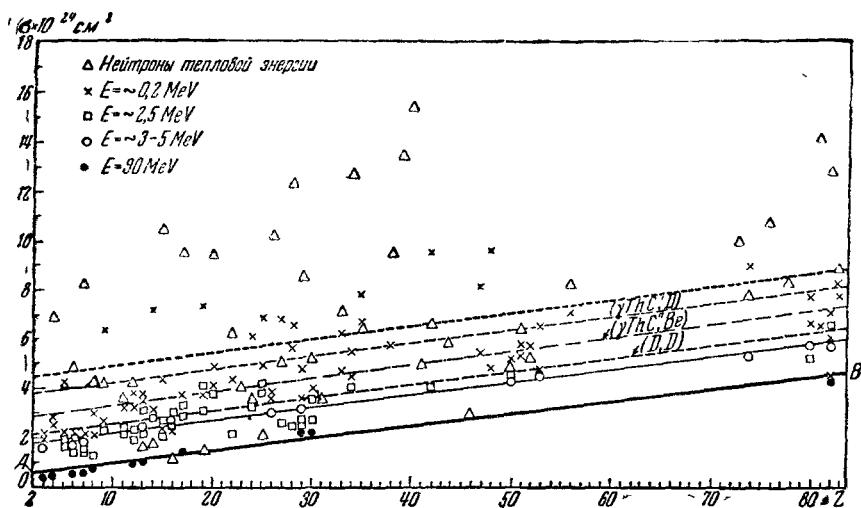


Рис. 1. Рассеяние нейtronов разной энергии ядрами атомов различных элементов. Зависимость $\sigma = f(Z)$.

Монотонное повышение σ легко объяснить, как это и сделал Даннинг, простым увеличением объема рассеивающего ядра. Следовательно, нейtronы с энергией 3—5 MeV как будто бы рассеиваются по простому закону (6). Резонансные колебания, если они и существуют, не выходят за пределы статистических ошибок измерений.

Для полной уверенности в таком выводе, имеющем большое значение для теории ядра, конечно, необходимы были более тщательные проверки с энергетически однородными нейтронами. После подробного исследования многими экспериментаторами нейтронов из реакции (D, D), показавшего их энергетическую однородность^{26—30}, первые такие проверки были выполнены в 1939 г. в двух работах^{31—32}. В обеих этих работах, так же как и во всех последующих, метод измерений оставался неизменным: рассеиватель помещался посередине между источником нейтронов и детектором (газовая камера). Благодаря большой мощности источников расстояние между мишенью, облучаемой дейтеронами, рассеивателем и детектором можно было зна-

чительно увеличить. В первой работе мишень из тяжёлого льда, бомбардируемого дейтеронами при потенциале разрядной трубы 300 KeV, находилась на расстоянии 40 см от ионизационной камеры малых размеров, во второй — на расстоянии 30 см. Все поправки на непараллельность пучка нейtronов, изменение энергии нейtronов в толще мишени, на флуктуации потенциала разрядной трубы и состав дейтеронного пучка были тщательно учтены, и статистические ошибки измерений не превосходили 5 %. (В предыдущих работах они были 10—15 %.) В первой работе энергия нейtronов была $2,4 \pm 0,12$ MeV, во второй $2,88 \pm 0,04$ MeV и $2,46 \pm 0,04$ MeV.

Результаты этих работ приведены в таблице II и на рис. 1. С совершенной очевидностью наблюдается тот же беспорядочный разброс σ от элемента к элементу, какой был найден с тепловыми нейtronами, но амплитуда колебаний значительно меньше. Таким образом, первые проверки показали, что с уменьшением энергии нейtronов появляются колебания σ , но общая тенденция монотонного возрастания сохраняется. Из этих экспериментальных результатов, следовательно, начинает обрисовываться некая эмпирическая закономерность в функциональной зависимости $\sigma = f(A)$. Для подтверждения этой закономерности являлось чрезвычайно важным с возможной полнотой исследовать рассеяние нейtronов промежуточной энергии, скажем, от 0,1 до 0,5 MeV. Эти исследования были выполнены, главным образом, советскими физиками^{33—8}.

В данном энергетическом промежутке наиболее подходящими источниками однородных нейtronов являются ядерные реакции: (C, D), ($\gamma ThC''$, D), ($\gamma ThC''$, Be) и (γRaC , Be). Последние три имеют весьма малую интенсивность по сравнению с первым источником, однако фотонейтроны, получаемые из них, обладают важным достоинством. У них энергетическая размытость, создаваемая различным направлением выхода по отношению к направлению γ -кванта, достигает в среднем только 15 %, тогда как у нейtronов, получаемых при бомбардировке дейтеронами разных мишеней в разрядных трубках, энергетическая размытость, создаваемая многими причинами, достигает 0,1 MeV и больше.

Следовательно, фотонейтроны являются наиболее подходящими для таких измерений *). Первая проверка была произведена с нейтронами из реакции ($\gamma ThC''$, D). Энергия связи дейтерона, на основании многих исследований^{39—43}, принимается в настоящее время равной 2,18 MeV. С другой стороны, установлено, что в γ -спектре ThC'' выше 2,18 MeV имеется только одна линия с энергией 2,623 MeV (присутствие линии с энергией ~ 3 MeV в количестве $\sim 2—3\%$ является спорным^{44—46}). Отсюда легко найти, что фотонейтроны, кото-

*). По какому-то странному недоразумению, В. Н. Кондратьев в своей статье⁴⁷ утверждает, что фотонейтроны имеют наибольшую энергетическую неопределенность. Это утверждение является совершенно ошибочным.

рые мы будем в дальнейшем называть второй группой, имеют энергию—0,22 MeV. При измерениях источником нейтронов служил шарик с тяжёлой водой диаметром 5 см, в центре которого помещался RaTh в количестве приблизительно 100 мС. Детектором служил искусственно радиоактивный элемент (Dy, Rh или Ag). Для максимальной активации он помещался в центре парафиновой сферы диаметром 13 см. Активность детектора измерялась на счётчике Гейгера-Мюллера с рассеивателем, помещённым между источником и детектором, и без него, и по этим данным, из общей формулы с поправкой на непараллельность нейтронов, вычислялся попречник. Результаты измерений приведены в таблице II и на рис. 1.

Статистические ошибки измерений, благодаря слабому источнику, в среднем составляют 10—15 %. Из рис. 1 мы можем видеть, что предложенная эмпирическая закономерность вполне подтверждается этими измерениями. Общая тенденция к монотонному возрастанию сохраняется, и величины колебаний σ занимают промежуточное положение между колебаниями σ , полученными с тепловыми нейтронами и нейtronами (D, D).

Вторая проверка с фотонейтронами (γ TlC", Be), выполненная методом, аналогичным принятому в предыдущей работе, указывает на ту же закономерность. Энергия этих фотонейтронов принята равной 0,4 MeV. Энергия связи нейтрона в ядре бериллия, так же как и энергия связи дейтерона, является в настоящее время твёрдо установленной величиной. На основании многих определений^{39—43} она считается равной 1,63 MeV. Таким образом, фотонейтроны этой реакции должны иметь 0,88 MeV $\left[(2,623 - 1,63) \frac{8}{9} \right]$, однако в специальной работе автора⁴⁴

показано, что эта энергия не превышает 0,4 MeV. Уменьшение, и, видимому, обязано существованию в ядре бериллия возбуждённого уровня с энергией порядка 0,45 MeV, ещё неизвестного в настоящем время. В дальнейшем эти фотонейтроны мы будем называть 4-й группой. Амплитуды колебаний σ , измеренных с этими фотонейтронами, как видно из рис. 1, заметно меньше, чем наблюдаемые при рассеянии фотонейтронов с энергией 0,22 MeV, но они всё же остаются большими, чем с нейтронами (D, D).

Были ещё сделаны проверки с фотонейтронами (γ RaC, Be), однако в данном случае, при изучении зависимости $\sigma = f(A)$, эти измерения мало изменяют общую картину. Более ясно их значение обнаружится, когда мы перейдём к изучению функциональной зависимости $\sigma = f(E)$, где E — энергия рассеиваемых нейтронов. Найденные значения σ приведены в таблице II.

С нейтронами (C, D) Амальди и др.⁴⁹ была сделана весьма обширная и точная работа. Подробно о ней будет сказано при изложении результатов по рассеянию нейтронов протонами. В работе был применён общий метод проходящих нейтронов. Полученные значения σ приведены в таблице II и на рис. 1 вместе с фотонейтронными измерениями.

Заканчивая обзор экспериментальных работ по изучению зависимости $\sigma = f(A)$, мы можем сделать некоторые выводы. Прежде всего, при анализе этих данных мы замечаем вполне огчтливое «затухание» колебаний σ , о которых уже упоминалось. Поперечники, измеренные Даннингом, уже в пределах статистических ошибок измерений хорошо укладываются на прямую. В этом случае, однако, необходимо иметь в виду, что нейтроны (Rn , Be) неоднородны, и вполне возможно допустить, что измеренные σ представляют некоторые средние значения. Если бы можно было выделить однородные группы этого нейтронного спектра и измерить σ рассеяния каждой группы, то, вероятно, получились бы такие же колебания, как и с нейtronами (D , D').

Можно легко заметить, что число значений σ , измеренных с этими нейtronами и располагающими по одну и по другую сторону прямой Даннинга, приблизительно одинаково. Полагая, что такое соотношение будет справедливо и для σ , измеренных с однородными нейtronами с энергией в интервале 3—5 MeV, и амплитуды колебаний будут такого же порядка, мы приходим к выводу, что поперечники, измеренные при рассеянии любой энергии от 0 до ~ 5 MeV, будут иметь границу, отмеченную на рис. 1 линией AB .

Мы не знаем истинной причины наблюдаемых резких колебаний σ , но наиболее вероятной причиной их будет резонансное взаимодействие нейтрана с ядром. При этом предположении нужно считать, что в рассеянии, характеризуемом поперечниками располагающимися в пределах ошибок измерений на прямой AB , совершенно отсутствует резонансное взаимодействие. Это соответствует выводам теории, указывающей, что при достаточно большой энергии нейtronов ширинны энергетических уровней начинают перекрывать промежутки между ними (см. раздел 2, а также статью Вайскопфа и др.⁵⁰). При этих условиях зависимость σ от радиуса ядра имеет простой вид: $\sigma = \pi R^2$. Вычисляя отсюда R_1 для начала границы AB и R_2 для её конца, мы получим: $R_1 = 4,7 \cdot 10^{-13}$ см, $R_2 = 12 \cdot 10^{-13}$ см. Эти значения хорошо совпадают с радиусами ядер, вычисленными на основании иных данных.

Таким образом, линия AB указывает геометрическую границу ядер. В действительности эта граница, вероятно, должна иметь вид кривой, слабо выпуклой в средней части к оси абсцисс, так как наиболее плотные ядра занимают среднюю область.

В последнее время были измерены σ рассеяния нейtronов с энергией 90 MeV. К сожалению, эти измерения заканчиваются σ_{Cu} . Из тяжёлых элементов измерено только σ_{Br} . Как видно из рис. 1, эти σ в области лёгких элементов имеют значения, лежащие ниже границы AB , у Cu и Zn они несколько выше. Эти колебания уже нельзя объяснить резонансными эффектами, но совершенно очевидно, что при таких огромных энергиях нейтроны могут свободно проходить поверхностный слой и проникать в глубину ядер. Наиболее подходящими для определения границы ядра были бы, вероятно, систематические измерения σ рассеяния нейtronов с энергией $\sim 8-10$ MeV.

Таблица II

Поперечники упругого рассеяния быстрых нейтронов атомными ядрами,
зависимость $\sigma = f(A)$

Элемент	$\sigma \cdot 10^{24} \text{ см}^2$									
	3—5 MeV	2,4 MeV	2,88 MeV	0,1—0,18 MeV	0,22 MeV	0,4 MeV	0,1 MeV	0,3 MeV	90 MeV	
D			2,17							0,117
Li	1,6	2,10		2,0	2,3	2,5	0,9	1,0	0,314	
Be			2,6	2,8	1,7	2,8	2,8	2,8	0,431	
B		1,67	1,98	2,1	4,2	2,9	4,7	6,5		
C	1,7	1,47	1,97	2,1	4,7	3,3	3,6	4,0	0,550	
N	1,8	1,62	1,38	2,1				1,6	0,656	
O		1,25	1,25	2,1	3,0	2,2		1,8	0,765	
F		2,20		2,7	6,4	3,7		6,3		
Na		2,24	2,37	3,4	3,2	3,3		3,5		
Mg		1,85	2,25	3,3	3,5	3,7	6,5	8,5	1,03	
Al	2,4	3,17	2,34	3,7	4,0	3,5	4,4	3,7	1,12	
Si		2,90	2,77	3,2	7,2	4,4	3,8	2,3		
P		2,18		4,4	2,4	1,8				
S	2,7	2,40	3,12	2,6	2,3	2,5	1,1	1,0		
Cl		2,80	3,42	2,7	3,8	4,6		3,5	1,38	
K		4,18	3,13	3,8	7,4	4,3				
Ca		3,83		4,9	4,1	5,2				
Ti		2,08		4,4						
Cr		3,27		3,5	5,7	4,2	2,5	3,3		
Mn		4,18	3,82	4,9	7,2	1,6	5,2	5,8		
Fe	3,0	3,10	3,15	3,7	3,6	3,1	3,4	2,8		
Co		2,60		5,2	6,8	4,5		6,5		
Ni		2,52		6,6	5,9	3,6	5,7	6,9		
Cu	3,2	2,61	2,82	3,6	4,8	2,5	3,4	4,2	2,22	
Zn	3,3	2,65	3,28	3,6	4,0	2,8	5,1	5,7	2,21	
As				4,7	6,3	5,8	8,2	7,1		
Se			4,05	4,5	5,8	5,0	6,9	8,3		
Br				6,6	7,8	7,3				
Sr				5,8				5,1		
Mo			4,05		9,6	7,9	9,8	9,8		
Ag				5,5	8,1	6,6		5,6		
Cd				4,9	10,0	7,1	7,0	5,5		
Sn	4,3		4,39	5,2	4,9	4,9		4,1		
Sb				5,4	5,8	4,3	5,4	1,7		
Te					5,7	5,3				
J	4,6			6,6	4,7	7,8				
Ba					7,1	5,1		8,1		
W	5,3				9,4	6,3	7,2	10,4		
Hg	5,8		5,34	6,8	7,8	6,4		9,7		
Tl					7,0	7,2	11,3	10,0		
Pb	5,7		6,74	7,2	5,7	4,8	8,8	9,0	4,53	
Bi				7,7	8,4	5,4		8,1		
Th				7,3						
U				17,0					5,03	

На рис. 1 параллельно линии AB пунктиром нанесены линии, характеризующие средние значения σ для нейtronов каждой энергии, с которыми были произведены измерения. По разные стороны этих линий число значений σ , измеренных с нейtronами данной энергии, приблизительно одинаково. Постепенное понижение этих линий с увеличением энергии нейtronов с несомненностью указывает, что резонансные колебания регулярно уменьшаются при увеличении энергии рассеиваемых нейtronов, и значения σ приближаются к AB . Любопытно отметить, что линия, характеризующая средние значения σ , измеренные с нейtronами (C, D), точно совпадает с линией для фотонейtronов ($\gamma\text{ThC}''$, Be), энергия которых $0,4 \text{ MeV}$. Это заставляет подозревать, что энергия нейtronов (C, D), с которыми работали Амальди и др., больше указанного ими значения $0,1 - 0,18 \text{ MeV}$.

Неизменное увеличение колебаний σ с уменьшением энергии рассеиваемых нейtronов совершенно не соответствует выводам теории рассеяния. Как мы видели в разделе 2, теория предсказывает для медленных нейtronов монотонное увеличение σ , согласно формуле (6). Эта зависимость должна быть справедлива ещё для нейtronов с энергией до 1 MeV . Резонансные колебания допускаются теорией, но они, как было показано при выводе $\sigma_{\text{рез}}$, могут составлять не более 10% полной величины поперечника.

Наблюдаемая эмпирическая закономерность увеличения резонансных взаимодействий при уменьшении энергии рассеиваемых нейtronов явно противоречит грубой модели ядра, как бесструктурной жидкой капли. Нет сомнения, что она тесно связана с неизвестной ещё нам структурой атомного ядра. Ниже мы рассмотрим несколько таких структурных моделей, теперь же, заканчивая наши выводы, мы можем сказать, что усилия многих исследователей, измерявших поперечники упругого рассеяния, не пропали даром, но привели к интересной закономерности, которая при дальнейших исследованиях без сомнения будет полностью разгадана *).

В. Зависимость $\sigma = f(E)$

Эта функциональная зависимость определилась наиболее отчётливо после измерения поперечников рассеяния фотонейtronов (γRaC , Be), которые удалось разделить на две группы.

Известно, что в γ -спектре RaC выше $1,63 \text{ MeV}$ имеется 6 линий разной интенсивности (табл. III). Используя значительное различие энергий самой мощной второй линии от пятой и шестой линий, разделение нейtronов на группу, создаваемую второй γ -линией

*) В последнее время были найдены новые явления резонансного рассеяния $^{51-53}$. У некоторых элементов, имеющих большие поперечники захвата (Ag , Rh , Co , Mn) резонансного характера, наблюдались такие же большие поперечники резонансного рассеяния. Возможно, что это явление окажется тесно связанным с указанной закономерностью.

Таблица III

№ линии	1	2	3	4	5	6
$E \text{ MeV} . . .$	1,69	1,75	1,82	2,09	2,20	2,42
Относительная интенсивность	0,40	2,42	0,41	0,37	1,00	0,50

(I группа), и группу, создаваемую γ -линиями 5 и 6, можно выполнить, окружая детектор (Ag , Rh , Dy или борную камеру) слоями парафина разной толщины. Экспериментально было найдено⁴⁸, что при парафиновой сфере диаметром 6 см уже наблюдается максимальная активность детектора, помещённого в центре этой сферы, от нейтронов I группы. При сфере диаметром 10 см нейтроны I группы преимущественно поглощаются в парафине на пути к детектору и активация создаётся главным образом нейtronами, создаваемыми 5 и 6 γ -линиями. Разделить эти две близкие группы таким же способом уже не представляется возможным. Легко найти, что энергия нейтронов I группы будет почти в точности равна 0,1 MeV $\left[(1,75 - 1,63) \frac{8}{9} = 0,107 \right]$. Вычисление энергий нейтронов следующей, смешанной группы даёт значения 0,51 и 0,71 MeV, но экспериментально, сравнением с однородными фотонейтронами ($\gamma \text{ThC}'', \text{D}$) было найдено, что средняя энергия нейтронов этой группы не превышает 0,3 MeV. Это уменьшение энергии, как и у нейтронов ($\gamma \text{ThC}'', \text{Be}$), объясняется существованием у Be^8 возбуждённого уровня с энергией, близкой к 0,45 MeV.

Такое разделение привело к возможности измерить σ с нейтронами четырёх групп, соответствующих энергиям $\sim 0,1, 0,2, 0,3$ и $0,4$ MeV, и у многих элементов получить по 4 точки на кривой $\sigma = f(E)$. Методика эксперимента принципиально не отличалась от принятой при прежних измерениях. Полные результаты измерений приведены в таблице II, типичные же кривые для некоторых элементов — на рис. 2.

Кроме этих данных с фотонейтронами, менее обширные исследования по изучению зависимости $\sigma = f(E)$ были выполнены с нейтронами (D, D) Аоки⁵⁵ и Макфеллом⁵⁶. Результаты для Si и Mg приведены на рис. 2, а полные данные в таблице IV. Изменение энергии нейтронов (D, D) в этих работах достигалось изменением угла φ между направлением дейтеронов и нейтронов. Таким способом, как видно из таблицы IV, можно исследовать энергетический интервал 0,63 MeV. Энергетическая размытость, по данным Аоки, достигала в его измерениях 120 KeV, у Макфелла же она была значительно меньше, ~ 40 KeV.

Изучение кривых рис. 2 приводит нас к выводу, что в отличие от беспорядочного изменения σ в зависимости от A , здесь мы имеем вполне закономерные изменения, указывающие на расположение резонансных уровней в ядрах.

Однако сразу же делается очевидным, что эти резонансные процессы совершенно не укладываются в рамки существующих ядерных теорий. Хорошо известно из вычислений Бете⁵⁷ и других авторов, что промежутки (D) между резонансными уровнями и ширины этих уровней (Γ) у тяжёлых ядер весьма малы. Величины D изменяются

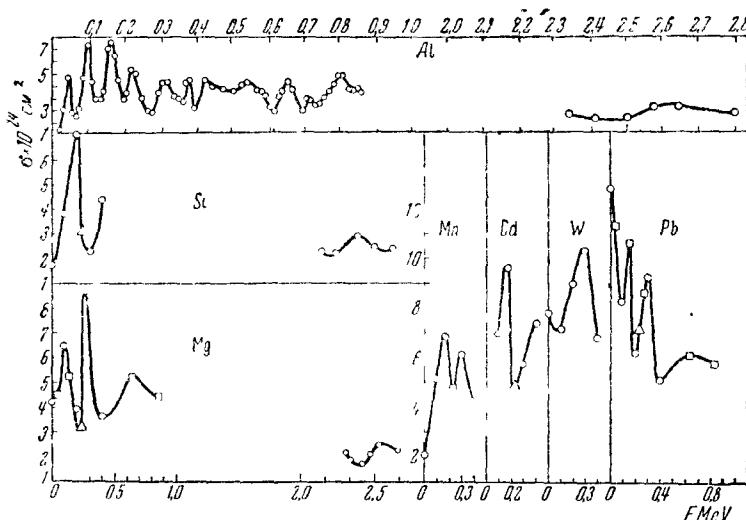


Рис. 2. Зависимость $\sigma = f(E)$ при рассеянии нейтронов различными элементами.

по экспоненциальному закону в зависимости от атомного веса элемента и энергии рассеиваемых нейтронов. У тяжёлых элементов D не превышают долей вольта, а Γ имеет порядок 0,001 eV.

Совершенно очевидно, что при рассеянии нейтронов, отличающихся по энергии на 0,1 MeV и имеющих энергетическую размытость около 20 KeV, невозможно ожидать резонансных явлений при таких тесных уровнях. Вероятность при этих условиях попасть на отдельный уровень равна вероятности попасть футбольным мячом между штрихами дифракционной решётки или получить дисперсию в этой решётке радиоволн длиной в несколько метров. Ввиду перекрывания энергетической размытостью рассеиваемых нейтронов огромного числа уровней, мы можем ожидать только монотонного спадания значений σ при увеличении E . На кривых же рис. 2 мы наблюдаем, что интервалы колебаний и амплитуды их по существу ничем не отличают область лёгких ядер, где возможны энергетические про ме-

жутки $D \simeq 150$ KeV и больше, от области тяжёлых ядер, и единственным объяснением этого явления может быть только предположение, что у всех ядер без исключения могут существовать резонансные уровни, разделённые промежутками в сотни тысяч электрон-вольт.

Другой характерной чертой наблюдаемых явлений, на которую мы уже не раз обращали внимание, является сохранение общей монотонности увеличения σ при переходе от лёгких к более тяжёлым элементам. Минимумы у тяжёлых элементов не опускаются ниже некоторой границы, определённой на рис. 1 линией AB . В конце предыдущего раздела мы предположили, что эта линия является близкой к границе ядер. Если это предположение соответствует действительности, то теперь нужно допустить, что у всех элементов внешние оболочки атомных ядер имеют приблизительно одинаковое строение лёгких ядер.

До сих пор наши выводы являлись только наиболее вероятными объяснениями открытых явлений «аномального» рассеяния. Теперь мы введём гипотезу, которая хотя имеет несколько меньшую достоверность, чем высказанные выше предположения, всё же кажется весьма вероятной. Если считать возможным, как это предполагается многими авторами, что лёгкие ядра состоят из α -частиц, то нужно допустить, что и оболочки тяжёлых ядер также состоят из α -частиц. Эта гипотеза, таким образом, автоматически делит тяжёлое ядро на внутреннюю часть, суб-ядро, состоящее преимущественно из избыточных нейтронов, и оболочку, состоящую из α -частиц. При возбуждении ядра в целом система уровней может быть близка к предсказываемой из статистических теорий, но возможны и такие взаимодействия ядер с нейтронами (и другими частицами), когда внутреннее субядро почти не участвует в этом процессе. С точки зрения теории испаряющейся капли такое взаимодействие можно назвать местным нагреванием поверхности ядра. Не исключена также возможность, что при упругом рассеянии нейtron взаимодействует с отдельной ядерной частицей (α -частица, протон), почему-либо связанной в ядре слабее остальных частиц.

Как уже было отмечено при вычислениях σ , все исследователи предполагали, что главным процессом при прохождении нейтронов сквозь исследуемые элементы является чисто упругое рассеяние без потери энергии^{*)}). Для нейтронов с энергией до 0,5 MeV это предположение оказывается вполне справедливым. Оно проверено экспериментально³³. Но при рассеянии нейтронов (D, D) с энергией $\sim 2,5$ MeV, как показал Нонака³⁴, наблюдается жёсткое γ -излучение, исходящее из рассеивателя. Появление этой радиации можно приписать только возбуждению атомных ядер, а не поглощению, так как измеренные σ по величине оказались такими же, какие нашёл Аоки. При этом

^{*)} Потерей энергии при упругом столкновении нейтронов с большими массами атомных ядер можно пренебречь.

наблюдаются и колебания σ , аналогичные колебаниям, найденным в работах Аоки и Макфелла.

Угловое распределение при рассеянии нейтронов (D, D), принявшиеся при вычислениях σ сферически симметричным в лабораторной системе координат, также, по крайней мере у некоторых элементов, оказалось резко асимметричным. Аоки ещё в 1939 г. нашёл, что у свинца рассеяние вперёд почти в 10 раз больше, чем рассеяние назад. Это было подтверждено в работе Кикучи и др.⁵⁹, и, наконец, в последнее время Баршалл и Ладенбург⁶⁰, используя кольцевые рассеиватели, смогли показать со значительной точностью существование у Al, Fe, Cu, Zn и Pb как неупругого рассеяния, так и асимметрии распределения нейтронов, причём для каждого процесса в отдельности угловое распределение оказалось разным.

Эти дайные не искажают сильно закономерностей $\sigma = f(A)$ и $\sigma = f(E)$. Изменения, которые должны быть введены в найденные σ , малы и, возможно, существуют не у всех элементов (повидимому, преимущественно у тяжёлых). Ввиду того, что общее монотонное повышение σ остаётся, это указывает нам, что не только процессы упругого, но и неупругого рассеяния разыгрываются главным образом, а может быть и исключительно, только на поверхности атомных ядер.

Как известно, Нильс Бор для иллюстрации своей мысли об образовании при каждом ядерном процессе компаунд-ядра предложил наглядную модель в виде мелкой чашки, наполненной гладкими шарами. Посторонний шар, влетая в это скопление шаров в чашке, отдаёт свою кинетическую энергию, которая распределяется поровну между всеми шарами. Затем один шар, получивший случайно энергию, достаточную для поднятия его на край чашки, вылетает из неё. Эта модель, до сих пор приводимая во всех изложениях теории атомного ядра, повидимому, весьма далека от действительных процессов, разыгрывающихся при присоединении к ядру внешней частицы. При упругом и неупругом рассеянии вероятнее всего совсем не образуется компаунд-ядра в том смысле, что присоединённая частица остаётся в ядре весьма длительное время (порядка 10^{-13} сек.). Она взаимодействует с небольшим количеством частиц на поверхности ядра за время, вероятно, порядка 10^{-21} сек. Только при амальгамации, ведущей к поглощению с образованием радиоактивного или высоковозбуждённого ядра, возможен переход всех частиц в возбуждённое состояние, но сама присоединённая частица, наверное, и в этом случае остается на поверхности ядра. Вероятно, только при огромной энергии порядка $100 MeV$ частица сможет проникнуть вглубь ядра.

К мыслям, аналогичным высказанным здесь, приходят Грагам⁶¹ и Вильсон⁶². Первый автор, приводя экспериментальные факты по упругому рассеянию, изложенные в этой статье, и некоторые другие, предполагает, что для их объяснения необходимо ввести представление о «местном возбуждении» или «местном нагревании» поверхности

ядра. Поскольку первое взаимодействие происходит с малым количеством частиц, уровни будут широкими и разделены большими промежутками. Локально-возбуждённые ядра могут в дальнейшем или вновь испустить нейтрон, или образовать компаунд-ядро обычного типа.

В первом случае уходящий нейтрон будет иметь большую часть своей первоначальной энергии, поскольку она ещё не успела распределиться между всеми частицами ядра. Это будет случай неупругого рассеяния с малой потерей энергии.

Таким образом, автор вводит новое понятие о рассеянии нейтронов с малой потерей энергии. До сих пор предполагалось, как это вытекает из теории испаряющегося ядра, что при неупругом рассеянии нейтроны должны терять до 90% своей первоначальной энергии. Экспериментальное подтверждение гипотезы о малой потере энергии было бы весьма ценным.

Любопытно заметить, что Грагам высказывает твёрдое предположение о существовании у тяжёлых ядер резонансных колебаний такого же вида, какой был найден в области лёгких элементов. Результаты работы с фотонейtronами, изложенные в этом разделе, ему, повидимому, совершенно неизвестны.

Вильсон, основываясь на своих теоретических соображениях, высказанных им ещё в 1933 г.⁶², и данных разных авторов (при этом он также не цитирует работ с фотонейtronами, повидимому, совершенно не зная их), утверждает, что у всех ядер могут существовать промежутки между уровнями порядка 0,4 MeV. Затем он приводит расчёт такой модели ядра, которая допускает существование этих промежутков. Модель эту он представляет в виде тонкого гибкого сферического слоя (вместо сферы), заряженного положительно. Образование такого слоя он объясняет насыщением ядерных сил. Если нуклон не может быть сильно связан более чем с 4 соседними нуклонами, то электростатические силы должны превратить сферу в слой. Эта модель ядра, как видим, близка к предложенной нами, но у Вильсона не остаётся места для добавочных нейтронов, и радиусы тяжёлых ядер, вычисленные из этой модели, оказываются слишком большими: $\sim 15 \cdot 10^{-13}$ см.

Изучение функциональной зависимости $\sigma = f(E)$, как видно из таблицы II, было наиболее подробно произведено только в области энергий 0,1 — 0,4 MeV. В области 2 — 3 MeV измерений у тяжёлых элементов почти нет и, кроме того, после работ Нонака и Баршалла результаты этих измерений должны быть исправлены на неупругое рассеяние и асимметрию углового распределения. Области от 0 до 0,1 MeV и от 0,4 до 2 MeV долгое время оставались пустыми. Только в самое последнее время в литературе появились 2 работы, расширявшие немного область 0,1 — 0,4 MeV в обе стороны.

В работе Рессела и др.⁶³ были использованы фотонейтроны, получаемые из искусственно радиоактивных элементов: Na, Sb, Ga, Mn, La.

Таблица IV

Зависимость $\sigma = f(E)$ по данным разных авторов
(σ в единицах 10^{-24} см^2)

Элемент \ Энергия в MeV	2,14	2,28	2,40	2,60	2,77		Примечания, цитированная литература
D	2,27		2,20		2,11		
C	1,58	1,53	1,64	1,67	1,95		
O	1,22		1,16		1,25		
Si	2,27	2,24	2,87	2,50	2,43		
Sn	4,18	4,00	3,90	2,60	2,76		
Pb	4,95	5,40	5,20	5,18	5,43		
Bi	5,28	5,50	5,61	5,80	6,00		⁵⁵ $\Delta\sigma \sim 5\%$
Элемент \ Энергия в MeV	2,34	2,41	2,49	2,57	2,65	2,80	
C	1,41	1,39	1,38	1,38	1,45	1,57	
N	1,33	1,22	1,27	1,39	1,28	1,25	
Na	2,74	2,69	2,69	2,60	2,50	2,38	
Mg	2,19	1,94	1,76	2,14	2,54	2,34	
Al	2,49	2,19	2,18	2,94	2,94	2,48	⁵⁶ $\Delta\sigma \sim 5\%$
Элемент \ Энергия в MeV	0,35	0,72	0,97	2,0	4,0	5,5	
D	3,53	3,46	2,27	2,60	1,70	1,52	
O	4,80	2,01	5,06	0,89	2,90	0,96	⁵⁸ $\Delta\sigma \sim 5\%$
Элемент \ Энергия в MeV	10,6	12,9	16,5	18,0	19,6	21,1	
C	1,43	1,18	1,29	1,13	1,31	1,17	¹⁰⁴ $\Delta\sigma \sim 3\%$

Продолжение табл. IV

Элемент \ Энергия в MeV	Примечания, цитированная литература					
	0,024	0,13	0,14	0,22	0,62	0,83
B	5,0	4,3	4,3	4,2	3,3	3,1
B	5,5	4,9	4,7	4,3	—	2,3
C	4,6	4,3	4,3	4,1	3,3	2,9
O	3,6	3,5	4,1	3,0	3,5	4,9
F	3,5	5,7	—	6,9	4,6	4,1
Na	5,1	3,9	4,2	3,8	5,9	4,6
Mg	4,4	4,9	5,7	8,7	4,2	3,4
Al	0,8	5,3	3,2	3,2	4,1	3,5
P	3,8	3,1	3,1	3,2	3,1	3,5
S	1,0	4,2	4,5	2,9	—	2,2
K	1,2	1,6	1,9	1,7	2,3	2,7
Fe	2,2	4,1	3,9	3,3	—	2,7
Ni	23,0	6,4	4,2	5,8	3,7	3,5
Cu	8,0	6,2	5,9	5,3	—	3,8
Zn	9,9	6,6	5,4	5,1	4,7	4,3
Ag	8,0	8,1	8,1	7,8	7,3	7,2
Cd	6,9	7,6	7,3	7,3	—	7,1
Sn	5,9	6,4	6,4	6,3	6,8	6,7
Sb	6,3	6,9	6,4	6,1	6,7	6,4
J	7,0	6,6	6,5	6,1	6,8	6,7
W	13,8	10,0	9,4	8,0	7,8	7,7
Pb	11,4	10,6	10,6	8,6	6,1	5,8
Bi	12,1	10,2	9,7	8,0	—	5,9

⁷⁷ $\Delta\sigma \sim 10\%$

С помощью мощных нейтронных потоков в установках для добывания плутония (котлах) можно было получить источники γ -лучей, по интенсивности эквивалентные от 100 до 5000 мС эманации радия. Облучая этими γ -лучами D и Be, авторы смогли получать фотонейтроны с энергией от 0,024 до 0,83 MeV. В таблице V приведены полные данные по определению энергии γ -лучей у этих источников разными авторами, а также энергии получаемых нейронов.

Рессел и др. считают, что в самом источнике нейтроны уменьшают свою энергию благодаря столкновениям с ядрами атомов этого вещества. Поэтому они приводят разные данные для тонких и толстых мишений. Насколько верен этот расчёт, трудно судить, но, по-видимому, уменьшение энергии всех фотонейtronов на 5000 eV является мало обоснованным, так как большинство нейтронов выходит из мишени, не испытывая рассеяния. Изменение энергии некоторой части нейтронов, благодаря этому эффекту, будет только увеличивать энергетическую размытость, а не уменьшать полную энергию всех нейтронов на одну и ту же величину.

Измерения производились обычным методом проходящих нейтронов. Детектором служила ионизационная камера, наполненная фтори-

Таблица V
Энергия фотонейтронов и γ -лучей

Реакции	E_γ MeV $\pi\pi$	E_n MeV $\pi\pi$	E_n MeV среднее $\pi\pi$	E_n MeV максим. $\pi\pi$	E_n MeV среднее 105	E_n MeV максим. 105
Na + Be	2,75	{ 0,80 0,86	0,83	1,00	0,800	1,020
Na + D	2,72	{ 0,200 0,245	0,22	0,27	0,220	0,320
Mn + Be	1,83	{ 1,45 1,57	0,15	0,18	{ 0,300 <0,150	{ 0,375 <0,150
Mn + D	2,7	0,22	0,22	0,26		
Ga + Be	1,99	0,27	0,27	0,32		
Ga + D	2,50	0,13	0,13	0,16		
Sb + Be	1,67	0,024	0,024	0,029	0,035	0,068
La + Be	2,47	0,66	0,62	0,75		
La + D	2,50	{ 0,135 0,126	0,13	0,16		

стым бором (BF_3) и помещённая в парафиновый блок размером $7,5 \times 10 \times 15 \text{ см}^3$. Камера была цилиндрическая, диаметром $2,5 \text{ см}$ и длиной $12,5 \text{ см}$. Она находилась на расстоянии 50 см от источника. Радиоактивные источники в форме цилиндров диаметра $1,25 \text{ см}$ и длиной 5 см помещались в цилиндры из D_2O весом $34,5 \text{ г}$ и Be весом $69,7 \text{ г}$. Измеренные σ приведены в таблице IV, совместно с данными Аоки и Макфелла. В таблице IV приведены значения σ , полученные при соответственных энергиях фотонейтронов. Некоторые из них значительно отличаются от σ , найденных другими исследователями. Этую разницу авторы объясняют неточностями в определении энергии нейтронов. Такое объяснение, повидимому правильное, указывает, что значительные изменения σ могут происходить уже в небольших энергетических интервалах порядка $10-15 \text{ KeV}$.

В работе Баршалла и др.⁶⁴ использовались нейтроны из реакции (Li, p). Спектр нейтронов этого источника имеет максимум в направлении потока протонов. Меняя энергию протонов и используя тонкую литиевую мишень, эквивалентную задерживающей силе в 10 KeV , авторы исследовали область от 10 до 1000 KeV . Они нашли в этой области 10 резонансных максимумов у Al, изображённых на рис. 2. Детектором служил пропорциональный счётчик Гейгера-Мюллера, наполненный BF_3 . В дальнейших работах авторы надеются таким же способом исследовать более тяжёлые элементы, где они, согласно теоретическим предсказаниям, полагают найти монотонное уменьшение σ с увеличением энергии нейтронов, не подозревая, очевидно, что у этих элементов уже найдены аналогичные резонансные явления.

4. РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ ПРОТОНАМИ

A. Теоретические предпосылки

Теория дейтерона, как известно, была создана Бете и Пайерлсом⁶⁵ на основе единственного постулата о малом радиусе действия ядерных сил⁶⁶). Формула, выражающая функциональную зависимость $\sigma = f(E)$, вначале резко разошлась с экспериментальными данными и была исправлена введением сил взаимодействия, зависящих только от направления спинов нейтрона и протона. После этого исправления формула получила окончательный вид:

$$\sigma = \frac{\pi \hbar^2}{M} \left\{ \frac{3(1 + \alpha_1 r_0)}{\varepsilon_t + E_0/2} + \frac{1 - \alpha_2 r_0}{\varepsilon_s + E_0/2} \right\}, \quad (15)$$

где M означает приведённую массу системы нейtron—протон, r_0 — радиус действия ядерных сил, E_0 — энергию рассеиваемых нейтронов в лабораторной системе координат (протон неподвижен), ε_t — энергию связи основного уровня дейтерона (2,18 MeV), ε_s — энергию связи второго (виртуального) уровня ($\ll 100$ KeV), α_1 и α_2 — некоторые постоянные, зависящие от M , ε_t , ε_s и \hbar ^{**}).

На основе постулата о малом радиусе действия ядерных сил ($r_0 \ll 2 \cdot 10^{-13}$ см) зависимость (15) должна выполняться автоматически при рассеянии нейтронов всех энергий вплоть до ~ 15 MeV. Таким образом, при всяком резком расхождении результата эксперимента с (15) могут быть только два вывода: 1) экспериментальные результаты неверны и 2) неверна теория в её основном постулате.

Многие экспериментальные результаты, которые будут изложены в дальнейшем, резко противоречат теории дейтерона Бете-Пайерлса, и для согласования их теоретиками вводились различные изменения. Мы остановимся кратко на двух из них.

Морзе и др.⁶⁷ ввели специальную потенциальную функцию вида

$$V = -2V_0 e^{\frac{2}{r_0}(r_1-r)} + V_0 e^{\frac{4}{r_0}(r_1-r)}. \quad (17)$$

⁶⁵) Ввиду того, что прекрасное изложение этой теории имеется в монографии Бете и Бечер «Физика ядра» (ОНГИ, 1938, Харьков), мы не считаем необходимым излагать её здесь полностью.

⁶⁶) В 1943 г. появилась интересная статья Смородинского⁶⁸, который, указывая, что в виде (15) формула фактически противоречит основному постулату теории, так как σ оказывается зависимым от r_0 , которому можно давать различные значения, видоизменяет её в следующую:

$$\sigma = \frac{\pi \hbar^2}{M} \left\{ \frac{3}{(A_1 - B_1 E_0)^2 + E_0/2} + \frac{1}{(A_2 + B_2 E_0)^2 + E_0/2} \right\}. \quad (16)$$

Постоянные A и B он определяет из экспериментальных данных по рассеянию нейтронов. В таком виде формула (16) напоминает общую дисперсионную формулу (3). Нам кажется, что, имея в виду те резкие противоречия теории с экспериментом, которые будут изложены в дальнейшем и которые Смородинский совершенно игнорирует, правильного описания зависимости $\sigma = f(E)$ нельзя ожидать и от формулы (16).

При $r_1=0$ на всех расстояниях r будет иметь место притяжение, при r_1 отличном от 0 на малых расстояниях будет наблюдаться отталкивание, имеющее минимум при $r_1=r$. Авторы решают основное уравнение Шредингера для дейтерона с этой функцией V и приходят к зависимости $\sigma=f(E)$, отличной от (15). Результаты их вычислений σ приведены на рис. 3. При взаимодействии нейтрона с протоном типа Майорана⁶⁸ заметной разницы от (15) нет, но при необменных силах для различных r_1 наблюдаются максимумы и минимумы и даже разрывы кривой.

Шар и Штейн⁶⁹ указали, что (17) эквивалентно узкой и глубокой потенциальной яме в центре с широкой и мелкой закраиной. В своей статье они, главным образом, разбирают возможные отклонения от симметрии углового распределения нейтронов при рассеянии их протонами. В теории Бете-Пайерлса, как легко видеть, это распределение должно быть сферически-симметричным в центральной системе координат, благодаря тому, что длина волны рассеивающегося нейтрона всегда значительно больше радиуса

действия ядерных сил. При этих условиях заметно рассеивается только S -волна с угловым моментом $l=0$. Рассеяние волн с $l \neq 0$ начинает играть заметную роль только при энергиях нейтронов порядка 15 MeV и выше.

Совсем иной механизм взаимодействия возможен при формах потенциальной ямы с мелкой закраиной. Фаза волны δ_l , при $l > 0$, главным образом влияет на эту закраину. Авторы находят, что закраина глубиною от 0,5 до 1 MeV, простирающаяся до расстояний $r=(8,4-11,2) 10^{-13}$ см, достаточна для объяснения резкой асимметрии углового распределения нейтронов, наблюдавшихся Кюри и Гаркинсом (см. ниже). Ввиду того, что эти данные, как видно из дальнейшего, с гораздо большей точностью подтверждены в позднейших исследованиях, теоретические концепции, вводящие понятие о большом радиусе действия ядерных сил, приобретают важное значение как в теории дейтерона, так, повидимому, и в общей теории атомных ядер.

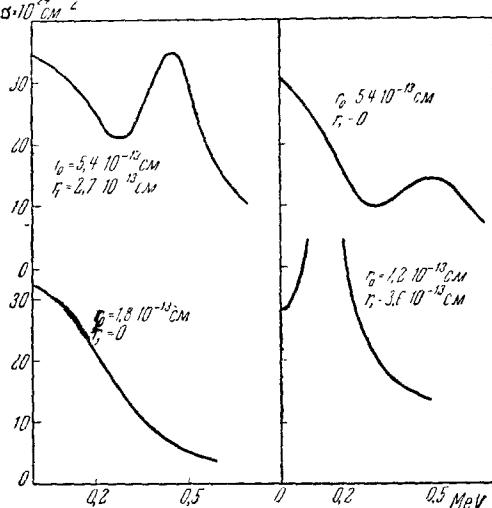


Рис. 3. Рассеяние нейтронов протонами. Зависимость $\sigma=f(E)$ при потенциале Морзе.

Теория Бете-Пайерлса, а также и современные мезотронные теории дейтерона, приводящие к силам с малым радиусом действия, по всей вероятности, являются только частным случаем будущей более общей теории, которая учитывает найденную экспериментально возможность действия ядерных сил на значительно большие расстояния.

В. Экспериментальные данные

После введения второго (сингулетного) уровня у дейтерона экспериментаторами было сделано много работ по проверке формулы (15). Первый же экспериментальный результат М. Гольдгабера⁷⁰ резко разошёлся с этой формулой.

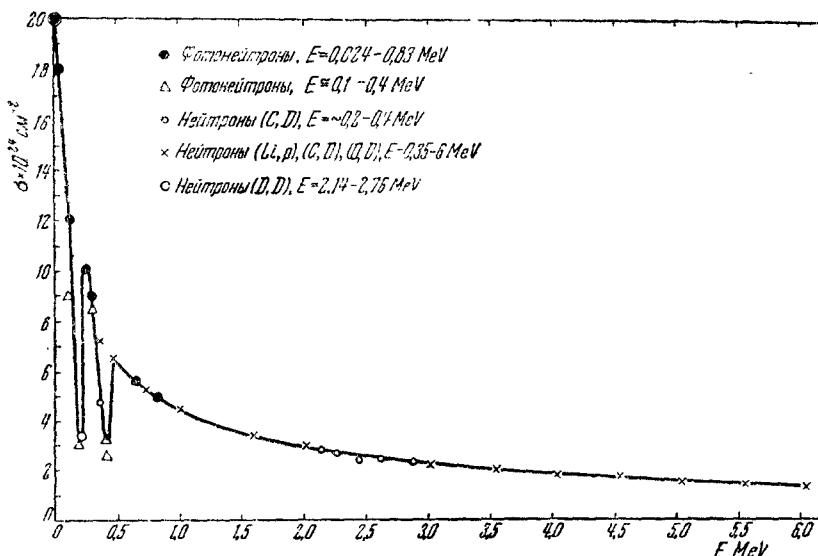


Рис. 4. Зависимость $\sigma = f(E)$ при рассеянии нейтронов на протонах. Теоретическая кривая, за исключением области $0,1 - 0,4 \text{ MeV}$, построена по данным Бема и Ричмена¹⁰⁶.

Гольдгабер работал с фотоненинейtronами ($\gamma\text{ThC}''$, D). Детектором служила борная камера, окружённая парафином. Измерения производились обычным методом проходящего нейтронного пучка. Рассеивателем служил парафиновый диск. Для длины свободного пробега нейтронов в парафинах было получено значение

$$\lambda = 4,5 \pm 1,5 \text{ см},$$

что соответствует $\sigma = 3 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$, теоретическое же значение, как это видно из рис. 4, должно быть $10 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$.

Такое огромное расхождение совершенно невозможно объяснить какой-то систематической ошибкой опыта, так как метод измерений чрезвычайно прост. Любопытно отметить, что впоследствии никто из экспериментаторов, получивших противоположные данные, не пытался критически анализировать условия эксперимента Гольдгабера. Сам автор также в дальнейшем не опубликовал ни экспериментальных проверок, ни критического анализа своей работы.

Во второй работе Тюв и др.⁷¹ использовали нейтроны (C, D) и нашли значение $\lambda = 2,7 \text{ см}$, что соответствует значению $\sigma = 4,7 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$. Принимая, что энергия нейтронов, с которыми они работали, заключена в интервале 0,6—1,2 MeV, авторы приходят к выводу, что в пределах статистических ошибок измерений найденный результат не противоречит теоретическому значению. Однако, как впоследствии было показано весьма точными исследованиями⁷², при потенциале на разрядной трубке 0,9 MeV, который был использован в работе Тюва, энергия нейтронов (C, D) не превышает 0,35 MeV. При такой энергии нейтронов найденное значение σ почти вдвое меньше теоретического.

Третья работа, Лейпунского и др.⁷³, была выполнена также с фотонейтронами, но только не из реакции (γ Th C", D), а из реакции (γ RaC, Be). Нейтроны, получаемые из этого последнего источника, как мы видели из предыдущего, энергетически неоднородны. Детектором служило серебро, помещаемое в центре водяной сферы диаметром 13 см. Авторы приняли, что нейтроны имели среднюю энергию 0,15 MeV. Они нашли, используя парафиновый рассеиватель, значение $\lambda = 1,5 \pm 0,6 \text{ см}$, что соответствовало значению $\sigma = 8,5 \cdot 10^{-21} \text{ см}^2$. Это значение хотя и ниже теоретического, но в пределах ошибки эксперимента совпадает с ним.

Сравнивая эти два результата, мы можем притти только к двум выводам: 1) в измерениях Гольдгабера допущена какая-то систематическая ошибка, которую трудно найти; 2) оба результата (а также и третий — Тюва и др.) являются верными, разница же между ними объясняется разной энергией нейтронов, т. е. неверна формула (15). Все специалисты, повидимому, предпочли первое объяснение, так как в течение трёх лет проверок этих важных расхождений не появлялось.

В 1939 г. Амальди и др.⁴⁹ в работе, уже цитированной раньше, совместно с измерениями σ у 38 разных элементов, тщательно измерили и σ_H и получили значение $3,3 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$ в превосходном совпадении с результатом Гольдгабера.

Ввиду большой важности этого вопроса для теории дейтерона и всей теории атомного ядра и весьма странных дальнейших последствий этой работы, мы проанализируем её несколько подробней.

Желая, повидимому, приблизить энергию нейтронов (C, D) к энергии фотонейтронов, авторы понизили потенциал разрядной трубки до 0,6 MeV и использовали нейтроны, идущие под углом $\varphi = 90^\circ$ по отношению к направлению дейтеронов. Основываясь на данных

Ливингстона и Бете¹ и прежних своих измерениях кривой выхода нейтронов, они считают, что энергия нейтронов заключалась в интервале 0,1—0,18 MeV^{74 *}).

Вся работа была проведена весьма тщательно. Режим трубки сохранялся в пределах $\sim 0,1\%$. Детектировались нейтроны ионизационной камерой, наполненной водородом при давлении 20 atm. Ионизационный ток измерялся электрометром Эдельмана с чувствительностью 200 делений/вольт. Нейтронный фон не превышал 1% общей интенсивности. Расстояние между камерой и мишенью из графита было 30 см, диаметр камеры 3 см и диаметр рассеивателя 4 см. Поправка на непараллельность нейтронов составляла не более 3%. Учёт влияния двух нейтронных групп с большей энергией, которая при потенциале 0,6 MeV составляла 5,3 и 1,5 MeV, показал, что они могли ввести ошибки не более 5% и 2% в найденное значение σ .

Анализируя возможные ошибки измерений, авторы приходят к совершенно правильному выводу, что они могут изменить результат лишь на несколько процентов. Только одна причина могла повести к значительному понижению σ — примесь нейтронов (D, D), накапляющихся в углеродной мишени, однако, как показал Беннер, эти нейтроны всегда присутствуют лишь в ничтожном количестве. Авторы со своей стороны отмечают, что для этого пришлось бы допустить огромную абсорбцию дейтеронов в мишени, нагретой в вакууме до красного каления, что является совершенно невероятным.

И вот, после тщательно проведённой работы и подробного разбора её, в котором нельзя найти никакой разумной причины, могущей так сильно исказить результат, авторы, спустя несколько месяцев, напечатали небольшую заметку, в которой сообщили, что при всех прежних условиях они нашли $\sigma \approx 7,5 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$.

Обычно считается, что если сами авторы, после проверки прежних результатов, отказываются от них, то более правильным нужно признать их последний результат. Так, конечно, случается наиболее часто, хотя могут быть и исключения из общего правила. Мы полагаем, что в настоящем случае имеется как раз такое исключение. Результаты этих двух работ показывают, что не первое, а второе заключение, приведённое в объяснение противоречивых данных Гольдгабера и Лейпунского и др., является более соответствующим действительности. σ в этом энергетическом интервале сильно зависит от энергии нейтронов. В данном случае разница в двух полученных результатах обозначена, повидимому, неопределённости в энергии нейтронов, доходившей до 100 KeV. В первом измерении Амальди и др. случайно измеряли рассеяние нейтронов, весьма близких по энергии к 0,22 MeV (или к 0,4 MeV), и получили результат, совпадающий с данными Гольд-

*.) Можно думать, как это уже было показано при анализе рис. 1, что энергия этих нейтронов была ближе к значению 0,4 MeV. При этой энергии нейтронов σ также имеет значение $3 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$.

габера, во втором измерении энергия рассеиваемых нейтронов по какой-то причине отклонилась от этого значения и результат получился сильно отличающийся от прежнего.

Чтобы окончательно выяснить путаницу, создавшуюся в приведённых работах, необходимо было, в первую очередь, с возможно большей точностью повторить измерения М. Гольдгабера. Такая проверка была выполнена автором этой статьи⁷⁵. В таблице II приведено σ_{H} , найденное с рассеивателем из H_2O . Значение $\sigma = (5,0 \pm 1,0) \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$ находится в лучшем согласии со значением Гольдгабера, чем с теоретическим. Однако результат этот является ненадёжным, так как измерения были сделаны с довольно плохой геометрией экспериментальной установки. После разделения фотонейтронов ($\gamma\text{RaC}, \text{Be}$) на две группы, описанного в предыдущем разделе, и измерения многих перечников с четырьмя группами фотонейтронов, были выполнены и измерения четырёх значений σ у водорода. Выполнение такой работы естественно являлось проверкой не только результата Гольдгабера, но и всех других в этой области $0,1-0,4 \text{ MeV}$.

Главным условием, поставленным в этой работе, было максимально достижимое уменьшение телесного угла из рассеивателя на детектор. При рассеянии нейтронов тяжёлыми ядрами вычисления можно вести, допуская их сферически-симметричное распределение, и поправка, вводимая на нейтроны, попавшие на детектор после их рассеяния, невелика. При рассеянии же протонами эта поправка сильно возрастает, так как нейтроны после рассеяния идут преимущественно вперёд. Поэтому в данной работе расстояние между источником фотонейтронов и детектором было доведено до предельно возможного — 40 см . При количестве $\text{RaTh} \approx 100 \text{ мС}$, с которым проводилась работа, для уменьшения статистических ошибок было необходимо много раз повторять измерения с рассеивателем и без него. Измерения, сделанные при толщине парафинового рассеивателя $0,5 \text{ см}$ и 1 см , практически не отличались, и окончательный подсчёт привёл к значению $\sigma = 3,0 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$, в хорошем совпадении с данными Гольдгабера, Амальди и др. и прежним результатом.

Такие же измерения с нейtronами I группы, как и ожидалось, совпали с измерениями Лейпунского и др. Проверка с III группой привела почти к такому же результату, каковой был получен с I группой. Это указало, что так долго отыскиваемый минимум на кривой Брейта-Вигнера, повидимому, весьма узок и отклонение в одну и другую сторону от него приводит к значениям σ , весьма близким к теоретическим. Это обстоятельство подтверждает нашу догадку о причине расхождения двух значений σ у Амальди и др.

Измерение с фотонейтронами IV группы снова привело к малому значению $\sigma = 3,2 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$. Результат этот, найденный впервые для нейтронов с такой энергией, был подтверждён в работе Гуда и Гольдгабера⁷⁶, которые нашли $\sigma = 2,6 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$. Результаты этих измерений приведены в таблице VI и на рис. 4.

Таблица VI
Поперечники рассеяния нейтронов на протонами

Энергия нейтронов в MeV	$\sigma \cdot 10^{24} \text{ см}^2$	Примечания, ссылки на литературу
0,024—0,029	18,2	
	17,5	
0,13—0,16	11,8	
	12,0	
(0,15—0,18)*)	11,4	
	11,1	
	10,9	
0,22—0,27	10,0	
	9,2	
0,27—0,32	8,7	
	9,1	
0,62—0,75	5,6	
	6,1	
0,83—1,00	5,1	
	4,9	$\Delta\sigma \sim 10\% \pi$
0,35	7,15	
0,46	6,52	
0,72	5,22	
0,97	4,45	
1,00	4,16	
1,6	3,36	
2,0	2,96	
2,6	2,60	
3,0	2,33	
3,5	2,09	
4,0	1,85	
4,5	1,83	
5,0	1,63	
5,5	1,48	
6,0	1,32	$\Delta\sigma \sim 3\% \pi$
0,1	9,0	(6,95) **)
0,2	3,0	(4,10)
0,3	8,5	(6,78)
0,4	3,2	(3,74) $\Delta\sigma \sim 10\% \pi$
0,1—0,18	3,3	$\Delta\sigma \sim 5\% \pi$
0,2	3,0	70
0,15	$\sim 8,0$	$\Delta\sigma \sim 30\% \pi$
~0,4	2,63	$\Delta\sigma \sim 10\% \pi$
0,35	4,7	71
0,2	5,0	36

*) Энергия сомнительна, ввиду присутствия в источнике второй линии (см. табл. V).
**) Теоретические значения, полученные при предположении существования у дейтерона виртуального P -уровня.

Продолжение табл. VI

Энергия нейтронов в MeV	$\sigma \cdot 10^{24} \text{ см}^2$	Примечания, ссылки на литературу
2,14	2,78	
2,27	2,70	
2,43	2,51	
2,60	2,51	$\Delta\sigma \sim 5\%$
2,76	2,40	55
2,88	2,32	32
2,4	2,40	31
3-5	1,6	15
25	0,39	97
6,5	1,40	
9,3	0,92	
10,6	0,78	
12,8	0,83	
14,8	0,61	
16,5	0,66	
18,1	0,55	
19,6	0,52	$\Delta\sigma \sim 3\%$
21,1	0,41	104
90	0,083	103
4,1	1,73	
12,5	0,69	
13,5	0,69	96
15	0,61	90
14	0,70	
15	0,66	101
1 eV	$20 \pm 1,0$	102

В течение примерно шести лет эта проверка формулы (15) была последней. В 1947 г. появились две работы, из которых одна сделана с фотонейтронами⁷⁷, получаемыми из реакций (Na, Be, D), (Mn, Be, D) (Ga, Be, D) и (La, Be, D). Применявшиеся методы измерений были аналогичны принятым в уже цитированной работе Рессела и др. Измерения σ с парафиновым рассеивателем, как видно из рис. 4, не отклоняются заметно от теоретической кривой.

Во второй работе Беннет и др.⁷⁸ для получения подходящих нейтронов пользовались реакциями: (Li, p), (C, D) и (D, D). При бомбардировке тонкой литиевой мишени протонами разных энергий можно было получить нейтроны с энергией от 0,35 до 0,97 MeV. При использовании второй реакции были получены нейтроны с энергиями от 1 до 2 MeV и третьей — от 2,6 до 6 MeV. Результаты измерений, проведённых с ионизационной камерой, помещены в таблице VI и нанесены на рис. 4.

При анализе всех данных по измерениям σ_n , начиная с первой работы Гольдгабера и кончая двумя последними, можно сделать два

вывода: 1) аномальные выпадения точек из кривой, выражающей зависимость (15), существуют, повидимому, только в области малых энергий приблизительно до 0,5 MeV; 2) последние данные с фотонейтронами ставят вновь под сомнение реальность этих аномальных выпадений.

Разберём сначала второй вывод. Энергии фотонейтронов (Na , D) и (ThC'' , D) почти равны, — 0,27 и 0,22 MeV соответственно—или, принимая во внимание возможность уменьшения энергии нейтронов в самом источнике, как это делают авторы, 0,22 и 0,17 MeV. Если бы мы имели дело в прошлом только с одной работой (например, первой работой Гольдгабера), то вряд ли у нас хватило бы смелости утверждать, что разница в 5000 eV приводит к такой резкой аномалии в значении σ . Но, как мы видели из подробного разбора всех предыдущих работ, это аномальное значение σ упорно появлялось в четырёх работах, и при последней проверке автором этой статьи оно было измерено более 10 раз, причём среднее значение не отличалось в пределах 20% от каждого отдельного измерения σ . Совершенно очевидно, что такие поразительные совпадения не могут быть случайными. На основании последних данных Уаттенберга⁷⁷ можно сделать только заключение, что пределы области, где происходит это выпадение σ , весьма узки, порядка 10—15 KeV.

Источники (Ga , D) и (Ga , Be) дают нейтроны с энергиями 0,16 и 0,32 MeV (или 0,13 и 0,27 MeV). И первая и вторая энергии близки к энергиям I и II групп фотонейтронов (RaC , Be). Значения σ , как видно из соответственных таблиц и рис. 4, здесь хорошо совпадают, и о них нам больше сказать нечего. К сожалению, между фотонейтронами, полученными с искусственно-радиоактивными источниками, нет таких, которые были бы близки к 0,4 MeV, т. е. к IV группе фотонейтронов (ThC'' , Be), но зато в следующей работе мы находим энергию нейтронов (Li , p) 0,35 и 0,46 MeV, и два поперечника, измеренные с этими нейтронами, не отклоняются от теоретической кривой. Таким образом, в этом месте при энергии нейтронов, весьма близкой к 0,4 MeV, повидимому, повторяется такая же аномалия, как и при энергии 0,17 или $\sim 0,2$ MeV.

Следовательно, подробный анализ результатов всех работ приводит нас к заключению, что на кривой, иллюстрирующей зависимость $\sigma = f(E)$, наблюдаются два резких минимума в областях $\sim 0,2$ и 0,4 MeV и максимум между ними. Теоретического объяснения этого явления в литературе ещё нет, однако автором этой статьи было получено частное сообщение М. Бэнджа, который, при ближайшем участии Г. Бека, сделал попытку объяснения его введением третьего уровня P (виртуального). Четыре значения поперечников, вычисленные им, приведены в табл. VI.

Что касается первого вывода, то здесь можно только сказать, что он весьма вероятен, но ручаться с достоверностью, что при дальнейших исследованиях в других областях не появятся аналогичные выпадения σ , вряд ли возможно.

Мы не берёмся в настоящее время делать окончательный вывод о реальности описанной аномалии. Многие специалисты придерживаются той точки зрения, что этой аномалии не существует. Окончательное решение этой проблемы должны дать только дальнейшие более точные исследования.

5. УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ НЕЙТРОНОВ ПРИ РАССЕЯНИИ ИХ ПРОТОНАМИ

Для проверки правильности наших представлений о природе ядерных сил и законе их действия наиболее прямым методом является изучение взаимодействия нейтрона с протоном, как двух элементарных частиц. Изучение же это заключается, во-первых, в исследовании функциональной зависимости $\sigma = f(E)$, во-вторых, в исследовании углового распределения нейтронов при рассеянии их протонами. Угловое распределение является наиболее чувствительным указателем на детали формы потенциальной ямы, т. е. на детали взаимодействия нейтрона с протоном. Если ядерные силы могут быть представлены в форме узкой и глубокой потенциальной ямы, то рассеяние практически всех нейтронов будет сферически симметричным в центральной системе координат.

Всякое отклонение от сферически симметричного распределения, зафиксированное экспериментом, будет являться весьма важным фактом, так как объяснить его можно только предположением, что действие ядерных сил простирается на расстояния, значительно большие $(1-2) \cdot 10^{-13}$ см.

Из этого можно видеть, какую огромную важность приобретает, наряду с изучением зависимости (15), изучение углового распределения. Оно и изучалось многими экспериментаторами на протяжении всего периода времени, прошедшего после открытия нейтрона, однако, как будет видно из дальнейшего, удача до самого последнего времени не сопутствовала экспериментаторам.

В одной из первых работ Мейтнер и Филипп с источником нейтронов (Rn , Be) измерили в камере Вильсона 100 треков отдачи протонов. Они разделили эти треки на 5 групп по угловым интервалам и нашли сферически симметричное распределение.

Оже и Моно-Герцен⁷⁹, помещая (Po , Be), так же как Мейтнер и Филипп, вне камеры Вильсона, измерили 180 треков и разделили их на две группы — «длинных» и «коротких». Для первой группы длинных треков они получили сферически симметричное распределение, для вторых максимум в лабораторной системе координат был заметно смещён в сторону больших углов. Это указывает, что более медленные нейтроны рассеивались преимущественно вперёд в центральной системе координат.

К противоположным результатам пришёл Ф. Кюри⁸⁰ в двух работах. У этого исследователя (Po , Be) окружался тонким слоем

парафина, из которого нейтроны, выходящие из источника, выбивали протоны. Этот источник помещался в центре камеры Вильсона, наполненной водородом. Все треки отдачи были разделены по угловым интервалам по 10° . В этих условиях, при сферически симметричном распределении в центральной системе координат, максимум числа треков должен был наблюдаться при 45° . Кюри нашёл отчётливый максимум при 25° . Это означало, что в центральной системе координат нейтроны рассеиваются преимущественно назад.

Даннинг, также, в двух работах^{81, 82} изучал непосредственно распределение нейтронов с помощью кольцевых рассеивателей из парафина и ионизационной камеры, соединённой с пропорциональным усилителем. Источником нейтронов служила всё та же реакция (Rn , Be). Изменение угла рассеяния достигалось перемещением рассеивателя между источником и камерой. К сожалению, Даннинг не измерил распределения в интервале 0 — 45° , но так как от 45° в сторону больших углов наблюдается постепенное уменьшение рассеяния, то можно считать, что его результаты указывают на симметричное распределение.

Более обширные и точные измерения в камере Вильсона выполнили Гаркинс и др.⁸³. Так же, как и Кюри, они помещали источник нейтронов ($MsTh$, Be) в центре камеры, наполненной в одном цикле измерений (*A*) этиленом, в другом (*B*) водородом. Всего было измерено 1000 треков, и их данные, обработанные по методу Кюри, привели к тому же результату. Основываясь на энергетической кривой выхода, снятой в одной из предыдущих работ, авторы считают, что наибольшее число нейтронов имело энергию около 6 MeV. В камере не наблюдалось треков короче 1 см, что соответствует энергии $\sim 0,04$ MeV, однако авторы отмечают, и это, как мы видим в дальнейшем, чрезвычайно важно, что по длинам различных треков около 25% всех нейтронов имели энергию, заключённую в интервале 0,1—1,0 MeV.

Все эти работы можно объединить в одну группу. Характерной чертой здесь является использование источников, дающих энергетически неоднородные нейтроны. Наряду с начальной частью нейтронного спектра, содержащей нейтроны с энергией в среднем 0,2—0,4 MeV, существует центральная часть с энергией порядка 3—5 MeV и конец спектра, содержащий незначительное количество нейтронов большой энергии. Пренебрегая этой последней частью, мы видим, что во всех работах, за исключением работ Даннинга, измерялось угловое распределение нейтронов из двух областей, налагавшейся одно на другое.

Ко второй группе принадлежат весьма точные исследования в камере Вильсона углового распределения энергетически однородных нейтронов (*D*, *D*). Наиболее обширная и точная из этих работ принадлежит Ди и Джильберту⁸⁴. Мишень из тяжёлой гидроокиси алюминия диаметром 1,2 см помещалась на расстоянии 17 см от

стенки камеры диаметром 25 см. Камера наполнялась смесью метана и аргона при давлении 3,5 atm. При этом режиме камеры пробег протонов под углом $\varphi = 0^\circ$ по отношению к направлению нейтрона был 3,5 см. Энергия нейтронов принималась равной 2,4 MeV. Всего было измерено 2000 треков, и совершенно отчётливо максимум их был фиксирован под $\varphi = 45^\circ$, т. е. распределение найдено сферически симметричным.

Во второй работе Боннер⁸⁵ использовал мишень из $P_2O_5 + D_2O$, помещённую на расстоянии 18,5 см от стенки камеры диаметром 17 см и глубиной 4,5 см. Он измерил 1000 треков. Из этого числа он отобрал 303 трека, удовлетворявших поставленным им условиям: измерение длины с точностью до 1 мм и угла φ до 5° . Распределение этих выбранных треков, как и в предыдущей работе, удовлетворяло сферически симметричному распределению и в пределах статистических ошибок измерений не отличалось от распределения всех треков. Энергия нейтронов была 2,6 MeV.

В третьей работе Крюгер и др.⁸⁶ использовали циклотрон. Большая мощность источника позволила поместить камеру на расстоянии 41 см от мишени из тяжёлого льда, облучаемой дейтеронами с энергией 1 MeV. Диаметр камеры, наполненной в одном цикле измерений водородом, а в другой метаном, был 13 см и глубина 3,2 см. Из распределения 1163 треков авторы нашли сферически симметричное распределение.

В четвёртой работе Лампсон и др.⁸⁷ выбрали метод фотографической эмульсии. При энергии нейтронов 2,55 MeV они нашли, что максимальное число треков было смещено к $\varphi = 25^\circ$. Можно думать, что результат этот обязан какой-то систематической ошибке, которую легко допустить при этом методе измерений.

Этой работой, опубликованной, как и все работы по угловому распределению нейтронов (D, \bar{D}), в 1937 г., повидимому, заканчивается проверка законов углового распределения в пользу сферически симметричного. Только в 1940 г. была ещё опубликована работа Баршалла и Кэннера⁸⁸ и в 1946 г. автора этой статьи⁸⁹. Изложение этой последней работы мы сделаем после критического анализа результатов описанных работ, который и явился стимулом для её постановки. Что касается работы Баршалла и Кэннера, то, как они сами указывают, их исследование было предпринято не для проверки углового распределения, которое они считают не вызывающим сомнения, а для проверки предложенного ими метода определения этого распределения с помощью ионизационной камеры.

В таблице VII приведена полная сводка всех работ по годам. При первом взгляде на эту таблицу становится ясным, что наиболее точные измерения неизменно приводят к сферически симметричному распределению и, следовательно, для всех энергий нейтронов, вплоть до 15—20 MeV, нужно считать этот закон рассеяния справедливым.

Таблица VII

Угловое распределение нейтронов при рассеянии их протонами

Исследователь	Метод исследования	Энергия нейтронов в MeV	Результаты исследования. Данные приведены в центральной системе координат	Год опубликования работы
Ф. Н. Д. Кюри	Камера Вильсона	2,5—14,0	Больше нейтронов идёт назад	1933
Оже и Моно-Герцен	То же	0,5—14,0	Сферически симметричное	1934
Мейтнер и Филипп	» »	<0,5	Больше вперёд	1934
Данинг	Кольцевой рассеиватель	0,2—14,0	Сферически симметричное	1934
Гаркинс и др.	Камера Вильсона	0,1—15,0	Сферически симметричное	1936
Ди и Джильберт	То же	2,4	Больше назад	1937
Боннер	» »	2,6	Сферически симметричное	1937
Крюгер и др.	» »	2,5	То же	1937
Лампсон и др.	Фотографическая эмульсия	2,55	» »	1937
Баршалл и Кеннер	Ионизационная камера	2,5	Больше назад	1940
Амальди и др.	Камера Вильсона	14,0	Сферически симметричное	1944
Голобородько	Кольцевой рассеиватель	0,2	Больше вперёд	1947
			Распределение асимметричное; максимумы под углами 45° и 135° и минимумы под углами 90° и 180°	

И всё же при более тщательном анализе возникает сомнение в абсолютной достоверности такого вывода. Тот факт, что наиболее резкие отклонения от симметрии наблюдаются почти исключительно в работах первой группы, где использовались неоднородные нейтроны, можно объяснить, как это и было сделано всеми экспериментаторами, теми систематическими ошибками, которые создаёт эта неоднородность, однако можно думать, что асимметрия является реальной. Она может существовать при распределении нейтронов малой энергии порядка 0,2—0,4 MeV и исчезать для нейтронов с большей энергией. Такая мысль является при исследовании результатов Моно-Герцена, Кюри и Гаркинса. В этих работах аномальное рассеяние, как будто, создаётся нейtronами малой энергии. Оно накладывается на мощный фон быстрых нейтронов, имеющих сим-

метрическое распределение, и доля его настолько мала, что в общем распределении отклонения лежат на границе ошибок измерений.

Естественно, что для экспериментальной проверки этого предположения самым лучшим методом был бы тот, при котором можно было бы ослабить влияние быстрых нейтронов и, выделив более медленные, изучить их распределение.

Такой метод, как мы видели при изучении работ по измерению σ , был осуществлён фильтрацией нейтронов слоями парафина разной толщины. Там он был использован довольно успешно. В случае изучения углового распределения его применение, как можно ожидать, будет ещё более эффективным, так как разделить нужно нейтроны, отличающиеся по энергии на несколько миллионов электрон-вольт.

На основании этих соображений и были поставлены опыты по угловому распределению нейтронов начальной части спектра (Re , Be).

В специальном исследовании было найдено, что эта часть состоит из однородной группы с энергией $\sim 0,2 \text{ MeV}$. Для измерений был выбран метод кольцевых рассеивателей. Детектором служил Rh , помещённый в центре парафинового шарика диаметром 5 см. Совершенно очевидно, что для быстрых нейтронов этот парафиновый шарик является только рассеивателем, нейтроны же с энергией порядка $0,2 \text{ MeV}$, попадая на него, в значительной части замедляются до тепловых скоростей или близких к ним и активируют детектор. Для изучения рассеяния под данным углом использовался всегда отдельный кольцевой рассеиватель определённого диаметра, помещавшийся посередине между источником и детектором. Такая методика обеспечивала большую точность измерений, чем при передвижении рассеивателя от источника к детектору, или наоборот, так как нейтроны в этом случае проходят одинаковые пути до и после рассеяния. При измерениях под $\varphi = 25^\circ$, 45° и 68° расстояние между источником и детектором было 20 см, при измерении под большими углами оно уменьшалось до 10 и 6 см. Измерения углового распределения нейтронов при рассеянии их углеродом проводились отдельно, и найденные значения вычитались из общего эффекта с парафиновым рассеивателем. Рассеяние углеродом, как и ожидалось, было весьма малым, $\sim 10\%$ общего эффекта. Результаты этих измерений приведены в таблице VIII, а также на рис. 5, сов-

Таблица VIII

Угловое распределение нейтронов с энергией $\sim 0,2 \text{ MeV}$ в лабораторной системе координат

Угол рассея- ния φ	Отношение интенсив- ностей: I / I_0	
	с рассеивателем	без рассеивателя
$25^\circ \pm 12^\circ$	$1,55 \pm 0,06$	
$45^\circ \pm 12^\circ$	$1,05 \pm 0,05$	
$68^\circ \pm 12^\circ$	$1,46 \pm 0,06$	
$90^\circ \pm 13^\circ$	$1,11 \pm 0,05$	
$113^\circ \pm 3^\circ$	$1,46 \pm 0,05$	
$135^\circ \pm 13^\circ$	$1,02 \pm 0,03$	
$155^\circ \pm 13^\circ$	$1,45 \pm 0,04$	

местно с данными Моно-Герцена и Гаркинса. Как видно из этого рисунка, наши предположения о существовании асимметрии рассеяния в области малых энергий полностью оправдываются. Результаты вполне согласуются с данными этих исследователей, но асимметрия, затушеванная в их измерениях большим количеством быстрых нейтронов, в наших измерениях выступает значительно резче.

Как видно из таблицы VIII, регулярные колебания рассеяния нейтронов неожиданно наблюдаются и под углами $\varphi > 90^\circ$. Этот эффект исчезает при распределении нейтронов с большей энергией (что достигается увеличением размеров парафинового шара, окружающего детектор) и снова появляется при распределении нейтронов меньшей энергии. Это рассеяние назад в лабораторной системе координат совершенно несовместимо с обычным представлением упругого взаимодействия двух тел одинаковой массы, и для подтверждения его реальности необходимы дальнейшие исследования.

Общий вывод, получаемый из критического анализа всех экспериментов по угловому распределению, кажется вполне ясным. В энергетической области 0,2—0,4 MeV существует резкая асимметрия рассеяния нейтронов протонами. В области 2—3 MeV рассеяние не отклоняется от сферически симметричного в центральной системе координат.

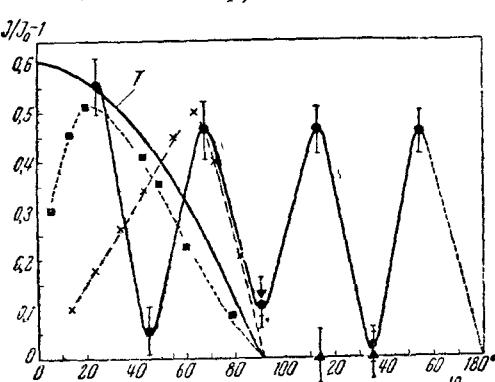


Рис. 5. Угловое распределение нейтронов при рассеянии их протонами. Точками ● обозначается распределение нейтронов с энергией $\sim 0.2 \text{ MeV}$; ▲ — с энергией $> 0.2 \text{ MeV}$; ■ — обозначают данные Моно-Герцена; × — данные Кюри и Гаркинса. Линия T соответствует сферически симметричному распределению в центральной системе координат.

системе координат. Закон действия ядерных сил, вероятно, близок к предложенному Шаром и Штейном. Ядерные силы вблизи центра велики и быстро спадают с расстоянием, но затем это спадание делается значительно меньшим и действие слабых сил распространяется на расстояния, вероятно, в 10—20 раз большие ширины центральной ямы.

6. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НЕЙТРОНОВ БОЛЬШОЙ ЭНЕРГИИ С ПРОТОНАМИ

При рассеянии нейтронов с энергией порядка 15 MeV и больше, длина волны которых сравнима с шириной центральной потенциальной ямы, должны наблюдаться отклонения от сферической симметрии углового распределения и от зависимости $\sigma = f(E)$, вы-

ражаемой формулой (15). Первые измерения σ с нейтронами (Li, D), имеющими энергию около 15 MeV , выполненные Робертсом и др.⁹⁰, привели к значению $\sigma = 0,61 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$. В качестве детектора использовалась медь, у которой порог возбуждения находится между $12 - 13 \text{ MeV}$. Мишень из Li бомбардировалась дейтеронами с энергией $0,9 \text{ MeV}$. Нейтроны рассеивались парафином. σ углерода при этой энергии нейтронов оказалось равным $1,13 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$. Авторы отмечают, что найденное значение σ у водорода, при энергии связи дейтерона $2,17 \text{ MeV}$ и пределе ядерных сил $r_0 = 2,81 \cdot 10^{-13} \text{ см}$, хорошо совпадает с теоретическим значением.

Амальди и др.⁹¹, пользуясь реакциями (Li, D) и (B, D), измерили угловое распределение нейтронов. Они считают, что в условиях их эксперимента энергия нейтронов первого источника была $13,5 \text{ MeV}$ и второго $12,5 \text{ MeV}$. Измеряя интенсивность рассеяния под углом $\varphi = \pi/2$ и $\varphi = \pi$ в центральной системе координат, они нашли при $E_n = 12,5 \text{ MeV}$ отношение интенсивностей $R = \frac{I(\pi)}{I(\frac{\pi}{2})} = 0,71$ и при $E_n = 13,5 \text{ MeV}$ $R = 0,52$.

Изучение асимметрии углового распределения нейтронов и отклонения σ от зависимости (15) приобретает весьма важное значение в связи с мезотронной теорией дейтерона и вообще ядерных сил, разработанной многими теоретиками. Как известно, для получения правильного порядка величины связи нуклонов в ядре необходимо ввести новую частицу с массой порядка 200 электронных масс (m). Эта частица без заряда получила название «нейтретто». Теория ядерных сил, использующая для обменной силы между нуклонами только нейтретто, была развита Бете⁹². Она получила название «нейтральной» теории. После открытия мезотрона в космических лучах были созданы теории, учитывающие обмен между нуклонами частиц трёх родов с массой порядка $200 m$. Две из них заряжены положительно и отрицательно, третья нейтральная. Эти теории были названы «симметричными».

Как показали Рарита и Швингер⁹³, симметричная и нейтральная теории должны приводить к разным значениям R . Симметричная теория, созданная Меллером и Розенфельдом⁹⁴, для 14 MeV нейтронов приводит к значению $R = 1,63$ ⁹⁵. Это значение резко противоречит данным Амальди и др. Сравнивая свои результаты с теоретическими, эти авторы приходят к выводу, что они довольно хорошо согласуются с данными Феретти⁹⁶, полученными из нейтральной теории Бете⁹². Такой вывод, исключающий из механизма взаимодействия ядерных частиц известные наблюдаемые заряженные мезотроны, естественно, не мог удовлетворить физиков и вызвал новые экспериментальные и теоретические работы.

Шер⁹⁷, бомбардируя Li 10 MeV дейтеронами, получил нейтроны с энергией 25 MeV. Он нашёл значение $\sigma = (0,39 \pm 0,03) \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$. Теоретическое значение σ , вычисленное из данных симметричной теории Рарита и Швингером⁹⁸ при такой энергии нейтронов, равно $0,395 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$, из нейтральной теории $\sigma = 0,89 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$. Таким образом, найденное значение σ лучше согласуется с симметричной теорией.

Ажено и др.⁹⁸ повторили измерения Амальди и др. с нейтронами трёх энергий: $E_1 = 4,1 \text{ MeV}$, реакция (Be,D); $E_2 = 12,5 \text{ MeV}$, реакция (B, D) и $E_3 = 13,5 \text{ MeV}$, реакция (Li, D). Тщательно измеряя изменение интенсивности нейтронов с помощью сложной установки из трёх счётчиков Гейгера-Мюллера, установленных на совпадения, они нашли соответственные значения: $\sigma_1 = (1,73 \pm 0,06) \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$, $\sigma_2 = (0,69 \pm 0,11) \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$ и $\sigma_3 = (0,69 \pm 0,019) \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$. Анализируя предыдущие теоретические и экспериментальные данные, они снова приходят к заключению, что их результаты лучше совпадают с данными нейтральной теории.

Последние теоретические изыскания^{99,100} указывают, что для более полного выяснения проблемы необходимы дальнейшие исследования рассеяния нейтронов с энергией порядка 100—200 MeV. Повидимому, такие измерения, вполне осуществимые в настоящее время, помогут полностью решить эту интересную и запутанную проблему.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Livingston and Bethe, Rev. Mod. Phys. **9**, 245 (1937).
2. Breit, Phys. Rev. **55**, 506 (1940).
3. Breit and Wigner, Phys. Rev. **49**, 519 (1936).
4. Bethe and Platzek, Phys. Rev. **51**, 450 (1937).
5. Bohr and Kalckar, Kgl. Dansk. Akad. (1937); УФН **20**, 317 (1938).
6. Френкель, Phys. Zeits. der Sowjetunion **9**, 533 (1936).
7. Weisskopf, Phys. Rev. **52**, 295 (1937).
8. Bethe, Phys. Rev. **57**, 1125 (1940).
9. Н. Бор, УФН **17**, 1 (1936), № 4.
10. Н. Бор, УФН **18**, 337 (1937), № 3.
11. Bethe, Rev. Mod. Phys. **9**, 69 (1937).
12. Kapur and Peierls, Proc. Roy. Soc. A **166**, 227 (1938).
13. Dunning, Pegram, Fink and Mitchell, Phys. Rev. **48**, 265 (1935).
14. Mitchell and Murphy, Phys. Rev. **47**, 881 (1935); **48**, 653 (1935).
15. M. Goldhaber and Briggs, Proc. Roy. Soc. A **162**, 127 (1937).
16. Nix, Beyer and Dunning, Phys. Rev. **58**, 1031 (1940).
17. Whitaker, Bright and Murphy, Phys. Rev. **57**, 551 (1940).
18. Nix and Clement, Phys. Rev. **68**, 159 (1945).
19. Beyer and Whitaker, Phys. Rev. **57**, 976 (1940).
20. Rasetti, Phys. Rev. **58**, 869 (1940).
21. Manley, Haworth and Luebke, Phys. Rev. **59**, 109 (1941).
22. Coltman, Phys. Rev. **59**, 917 (1941).
23. Kimura, Proc. Phys. Math. Soc. Japan **22**, 391 (1940).
24. Hanstein, Phys. Rev. **59**, 489 (1941).

25. Dunning, Phys. Rev. **45**, 586 (1934).
 26. Oliphant, Kempton and Rutherford, Proc. Roy. Soc. A **149**, 406 (1935).
 27. Bonner and Vibbaker, Phys. Rev. **49**, 19 (1936).
 28. Bonner, Phys. Rev. **52**, 685 (1937).
 29. Staub and Stephens, Phys. Rev. **55**, 131 (1939).
 30. Bonner and Hudspeth, Phys. Rev. **57**, 1187 (1940).
 31. Kikuchi and Aoki, Phys. Rev. **55**, 108 (1939).
 32. Zinn, Seely and Cohen, Phys. Rev. **56**, 260 (1939).
 33. Лейпунский, Розенкевич и Тимошук, ЖЭТФ **7**, 33 (1937).
 34. Федоров и Перфильева, ЖЭТФ **7**, 691 (1937).
 35. Голобородько и Лейпунский, ДАН **25**, 7 (1939); **26**, 41 (1940); **30**, 703 (1941).
 36. Голобородько и Лейпунский, ЖЭТФ **9**, 1027 (1939).
 37. Голобородько, ЖЭТФ **10**, 376 (1940).
 38. Голобородько, ДАН **30**, 307 (1941).
 39. Chadwick, Feather and Bretcher, Proc. Roy. Soc. A **163**, 366 (1938).
 40. Bethe, Phys. Rev. **53**, 313 (1938).
 41. Richardson and Emo, Phys. Rev. **53**, 234 (1938).
 42. F. Rogers and M. Rogers, Phys. Rev. **55**, 106 (1939).
 43. Wiedenbeck and Margoefer, Phys. Rev. **67**, 54 (1945).
 44. Ellis and Aston, Proc. Roy. Soc. A **129**, 180 (1930).
 45. Латышев, Rev. Mod. Phys. **19**, 132 (1947).
 46. Алиханов и Джелепов, ДАН **20**, 113 (1938).
 47. Кондратьев, УФН **34**, 169 (1948), № 2.
 48. Голобородько, ЖЭТФ **11**, 615 (1941).
 49. Amaldi, Bocciarelli, Rasetti and Trabacchi, Phys. Rev. **56**, 881, (1939).
 50. Feshbach, Peaslee and Weisskopf, Phys. Rev. **71**, 145 (1947).
 51. M. Goldhaber, Phys. Rev. **71**, 141 (1947).
 52. Seide, Harris and Langsdorf, Phys. Rev. **72**, 168 (1947).
 53. Langsdorf and Arnold, Phys. Rev. **72**, 167 (1947).
 54. Harris, Langsdorf and Seide, Phys. Rev. **72**, 866 (1947).
 55. Aoki, Phys. Rev. **55**, 795 (1939).
 56. MacFarll, Phys. Rev. **57**, 669 (1940).
 57. Bethe, Phys. Rev. **50**, 382 (1936).
 58. Nonaka, Phys. Rev. **59**, 681 (1941).
 59. Kikuchi, Aoki and Wakatuki, Phys. Rev. **55**, 1264 (1939).
 60. Barschall and Ladenburg, Phys. Rev. **61**, 129 (1942).
 61. Grahame, Phys. Rev. **69**, 369 (1946).
 62. Wilson, Phys. Rev. **69**, 338 (1946); **44**, 858 (1933).
 63. Russell, Fields, Sachs and Wattenberg, Phys. Rev. **71**, 508 (1947).
 64. Barschall and Seagondollar, Phys. Rev. **72**, 439 (1947).
 65. Bethe and Peterls, Proc. Roy. Soc., A **148**, 146 (1935).
 66. Смородинский, ЖЭТФ **15**, 89 (1945).
 67. Morse and Fisk, Phys. Rev. **51**, 54 (1937); Morse, Fisk and Schiff, Phys. Rev. **50**, 748 (1936).
 68. Majorana, Zeits f. Phys. **82**, 137 (1933).
 69. Share and Stehn, Phys. Rev. **52**, 48 (1937).
 70. M. Goldhaber, Nature **137**, 824 (1936).
 71. Tuve, Heidenburg and Hafstad, Phys. Rev. **50**, 806 (1936).
 72. Bonner, Phys. Rev. **53**, 497 (1938).
 73. Лейпунский, Розенкевич и Тимошук, ЖЭТФ **6**, 1025 (1936).
 74. Amaldi, Hafstad and Tuve, Phys. Rev. **51**, 896 (1937).
 75. Голобородько, ЖЭТФ **14**, 247 (1944).

76. Good and Scharff—Goldhaber, Phys. Rev. **59**, 917 (1941).
 77. Wattenberg, Phys. Rev. **71**, 497 (1947).
 78. Bailey, Bennett, Bergstrahl, Nuckolls, Richards and Williams, Phys. Rev. **70**, 583, 805 (1946).
 79. Auger and Monod-Herzen, C. R. **196**, 1102 (1933).
 80. Kurie, Phys. Rev. **43**, 672, 1036 (1933); **44**, 463 (1933).
 81. Dunning and Pegram, Phys. Rev. **43**, 497 (1933).
 82. Dunning, Phys. Rev. **45**, 586 (1934).
 83. Harkins, Gans, Kamen and Newson, Phys. Rev. **47**, 511 (1935).
 84. Dee and Gilbert, Proc. Roy. Soc. A **163**, 265 (1937).
 85. Bonner, Phys. Rev. **52**, 685 (1937).
 86. Kruger, Shoupp and Stallmann, Phys. Rev. **52**, 678 (1937).
 87. Lampson, Mueller and Barton, Phys. Rev. **51**, 1021 (1937).
 88. Barschall and Капнер, Phys. Rev. **58**, 590 (1940).
 89. Голобородько, ЖЭТФ **17**, 945 (1947).
 90. Roberts, Salant and Wang, Phys. Rev. **55**, 984 (1939).
 91. Amaldi, Bocciarelli, Ferretti and Trabacchi, Naturwiss. **30**, 582 (1942).
 92. Bethe, Phys. Rev. **57**, 261; 390 (1940).
 93. Rarita, Schwinger and Nye, Phys. Rev. **59**, 209 (1941).
 94. Meller and Rosenfeld, Dansc. Viden. Selsc. Math. fys. Medd. **17**, № 8 (1940).
 95. Hulten, Phys. Rev. **63**, 383 (1943).
 96. Ferretti, Ric. Scient. **12**, 843, 993 (1941).
 97. Sherr, Phys. Rev. **64**, 240 (1945).
 98. Ageno, Amaldi, Bocciarelli and Trabacchi, Phys. Rev. **71**, 20 (1947).
 99. Jauch, Phys. Rev. **67**, 60, 125 (1945).
 100. Lopes, Phys. Rev. **72**, 355 (1947).
 101. Salant and Ramsey, Phys. Rev. **57**, 1075 (1940).
 102. Hanstein, Phys. Rev. **57**, 1045 (1940).
 103. Cook, McMillan, Petersen and Sewell, Phys. Rev. **72**, 1264 (1947).
 104. Sleator, Phys. Rev. **72**, 207 (1947).
 105. Hughes and Eggler, Phys. Rev. **72**, 902 (1947).
 106. Bohm and Richman, Phys. Rev. **71**, 567 (1948).
-