

ПРОБЛЕМЫ НОВЕЙШЕЙ ФИЗИКИ

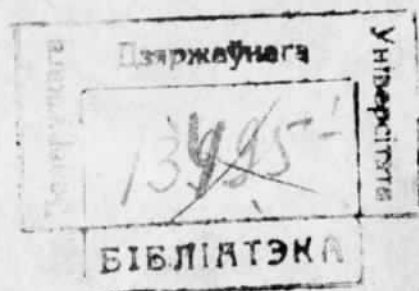
ПОД ОБЩЕЙ РЕДАКЦИЕЙ

АКАД. А. Ф. ИОФФЕ, АКАД. С. И. ВАВИЛОВА, АКАД. Д. С. РОЖДЕ-
СТВЕНСКОГО, АКАД. А. И. ЛЕЙПУНСКОГО и ПРОФ. И. В. ОБРЕИМОВА

539
К69

М. И. КОРСУНСКИЙ

НЕЙТРОН



О Н Т И • 1935



ПРОБЛЕМЫ НОВЕЙШЕЙ ФИЗИКИ

ПОД ОБЩЕЙ РЕДАКЦИЕЙ

акад. А. Ф. Иоффе, акад. С. И. Вавилова,
акад. Д. С. Рождественского, акад. А. И. Лейпунского
и проф. И. В. Обреимова

ВЫПУСК XXX

*

ОНТИ

ГЛАВНАЯ РЕДАКЦИЯ ОБЩЕТЕХНИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

53
К69

М. И. КОРСУНСКИЙ

НЕЙТРОН

Проз. 1965

Погашено
1999

Дзяржаўнага
Універсітэту
13485-1

ПРОВЕРЕНО

1999

РЕСПУБЛИКАНСКАЯ

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКАЯ
БИБЛИОТЕКА

БІБЛІАТЭКА

714093867

ПРЕДИСЛОВИЕ.

„Рождение“ нейтрона относится к 1932 году.

В журнале „Nature“ от 27 февраля появилась статья Чадвика, где впервые были указаны несомненные признаки существования нейтронов. И хотя прошло всего лишь два с небольшим года, открытие нейтронов привело к таким глубоким последствиям, что нам представляется желательным и возможным подведение первых итогов.

Многое еще неясно, многое—противоречиво, многое еще не установлено, многое—впереди. Но некоторые контуры уже вырисовываются. Очертить их, просистематизировать результаты горячей работы двух последних лет и является задачей этой книги.

М. И. Корсунский

ОГЛАВЛЕНИЕ.

Предисловие	5
Введение	7
Глава I. Возникновение нейтронов	11
§ 1. Открытие нейтронов	11
§ 2. Методы обнаружения нейтронов	19
§ 3. Возбуждение нейтронов	30
§ 4. Выход нейтронов	37
§ 5. Распределение нейтронов по углу	48
§ 6. γ -лучи, возникающие при возбуждении нейтронов	50
§ 7. Скоростной спектр нейтронов	53
§ 8. Схемы ядерных превращений, приводящих к образованию нейтронов, и масса нейтрона	68
Глава II. Взаимодействие нейтронов с веществом	89
§ 1. Общие явления, происходящие при прохождении тяжелых частиц через вещество	89
§ 2. Взаимодействие нейтронов с электронами	90
§ 3. Взаимодействие нейтронов с протонами	93
§ 4. Поглощение нейтронов различными веществами	103
§ 5. Захват нейтрона ядром	110
§ 6. Рассеяние нейтронов	126
§ 7. Зависимость поглощения нейтронов от их скорости	130
§ 8. Теория прохождения нейтронов через вещество	142
Глава III. Нейтрон в атомном ядре	154
§ 1. Атомное ядро до открытия нейтронов	154
§ 2. Дефект массы ядер, построенных из нейтронов и протонов	158
§ 3. Силы взаимодействия между протоном и нейтроном	163
§ 4. Устойчивость атомных ядер	170
§ 5. Строение атомных ядер	181
§ 6. Магнитный и механический моменты ядер	186
Глава IV. Природа нейтрона	197
Литература	214

ВВЕДЕНИЕ.

Открытие существования нейтронов замечательнейшим образом завершает одно из удивительных творений человечества — периодическую систему элементов. Построенная Менделеевым путем некоторых обобщений и сопоставлений свойств известных в то время элементов и их атомных весов, периодическая система в действительности располагает все элементы в порядке возрастания величины заряда их атомных ядер. Сейчас, по прошествии почти 70 лет со времени построения этой системы, мы не знаем ни одного пропуска в этом последовательном ряде элементов. Все, чего не хватало в свое время Менделееву, найдено. Установлено существование и двух, остававшихся „неизвестными“ до последнего времени, элементов 85 и 87 — „вирджиния“ и „аллабамия“.

Менделеевская система выглядит законченной, и если в отношении этой системы и встают какие-нибудь вопросы, то это вопросы, относящиеся либо к началу ее, либо к ее концу. Заканчивается ли система Менделеева на уране? Правильно ли мы поступаем, начиная эту систему с водорода — элемента, заряд ядра которого равен единице?

Что касается верхней границы периодической системы, то представляется несомненным ее существование, хотя быть уверенным в том, что последним элементом является именно уран, у нас конечно нет никаких оснований. Возможность существования некоторого числа еще не открытых элементов за ураном допускается многими исследователями. Можно указать здесь на открытие (пока

еще не подтвержденное дальнейшими исследованиями) 93-го элемента—родоначальника актиния.

Иначе несколько стоит вопрос в отношении начала периодической системы. Казалось, что здесь мы можем быть более уверенными и определенными.

В самом деле, сейчас мы рассматриваем атомы всех элементов построенными из положительно заряженного ядра и электронов, число которых определяется величиной заряда ядра. Заряды ядра и электронов полностью компенсируют друг друга, и атом нам представляется как нейтральная система электрических зарядов. А priori кажется несомненным, что простейшей такой системой является система, состоящая из ядра, обладающего зарядом равным единице, и одного электрона, а такую систему, как мы знаем, и представляет атом водорода, первый из элементов таблицы Менделеева. Более простой может быть только система, не содержащая вовсе электрических зарядов. Действительное существование такой системы казалось маловероятным, по крайней мере, непривычным. Электрическая природа вещества представлялась несомненной. Электрические силы взаимодействия являлись единственным типом сил, действующих в микроскопическом мире (гравитационные силы не играют в атомной физике никакой роли, так как сравнительно с электрическими они малы). Поэтому естественным было начинать таблицу Менделеева с водорода.

Однако в 1920 г. Резерфордом²⁾ и, независимо от него, Гаркинсом¹⁾ была высказана мысль, что возможно существование элемента, долженствующего стоять в таблице Менделеева ранее водорода—элемента с зарядом ядра, равным нулю. Ядро этого „нулевого элемента“, представляющее вместе с тем и атом его, мыслилось Резерфордом в виде тесной комбинации ядра атома водорода с электроном. Атом водорода, сжатый до линей-

ных размеров 10^{-12} — 10^{-13} см, — вот грубая модель ядра нулевого элемента.

Если бы „нулевой элемент“ действительно существовал, то он обладал бы весьма удивительными свойствами. Эти свойства во многом схожи со свойствами „невидимки“—обнаружить существование нулевого элемента трудно. Нулевой элемент—прототип благородных газов. В химическом отношении он должен быть инертен. Оказать на него воздействие имеющимися в нашем распоряжении электрическими и магнитными силами мы не сможем, так как электрическое поле нулевого элемента было бы сконцентрировано в небольшом пространстве размером 10^{-12} — 10^{-13} см. Взаимодействие ядер нулевого элемента с электронами и ядрами обычных атомов происходило бы лишь только при очень тесном их сближении. „Непроницаемость“ атомов, обусловленная взаимным отталкиванием их электронных оболочек, здесь не имела бы места. Ядрам нулевого элемента атом „представлялся“ бы не сплошным, а в виде решета с очень большими ячейками, через которые они (ядра нулевого элемента) могли бы проникать свободно. Собранный в какой-нибудь сосуд, нулевой элемент в течение короткого времени покинул бы его, пройдя через его стенки.

Единственно наблюдаемым действием нулевого элемента было бы прямое столкновение его ядер с ядрами обычных элементов.

В 1921 г. Глассоном³⁾ была предпринята попытка обнаружить образование ядер нулевого элемента. Казалоcь, что если таковые существуют, то их образование может иметь место во время разряда в атмосфере водорода. Здесь в довольно большом количестве имеются свободные протоны и электроны, и могло происходить их соединение в ядра нулевого элемента.

Однако результат опытов Глассона оказался отрица-

тельным. Заметить образование ядер нулевого элемента не удалось.

Если к этому прибавить, что как квантовая теория, так и волновая механика не допускают возможности состояния для электрона, предположенного Резерфордом, то представлялось несомненным, что атом водорода есть простейшая система и что таблица Менделеева должна начинаться с водорода.

Поэтому открытие Чадвиком частиц, названных им „нейтронами“ и по своим свойствам, тождественным ядрам нулевого элемента, оказалось весьма неожиданным.

ГЛАВА I.

ВОЗНИКНОВЕНИЕ НЕЙТРОНОВ.

1. Открытие нейтронов.

Открытию нейтронов предшествовало обнаружение проникающего излучения, возникающего при бомбардировке α -частицами некоторых легких элементов. Существование такого излучения было впервые установлено Ботэ и Беккером ⁴⁾. Особенно интенсивное излучение возникает при бомбардировке бериллия.

Опыты Ботэ и Беккера производились в следующих условиях: источник S (рис. 1), представляющий собой серебряную пластинку с осажденным на нее полонием, помещался вблизи пластинки M из исследуемого вещества.

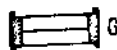
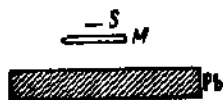


Рис. 1. Схема опыта Ботэ и Беккера.

Серебро в качестве подкладки для полония было выбрано благодаря тому, что освещение серебра α -лучами полония, как показали предварительные опыты, не давало никакого заметного эффекта. Появление жесткого излучения регистрировалось с помощью счетчика Гейгера-Мюллера G . Для изучения поглощения радиации, возникающей при освещении α -лучами полония, между исследуемым веществом M и счетчиком G помещался фильтр из свинца, толщиной в несколько сантиметров.

Результаты этих простых, но весьма важных опытов представлены в табл. 1.

ТАБЛИЦА 1.

Вещество	Число допол- нит. отбросов	Относительное число отбросов
Li_2CO_3 . .	$3,7 \pm 1,1$	$1,0 \pm 0,3$
Li	$17,2 \pm 1,4$	$4,7 \pm 0,4$
Be	$125 \pm 2,5$	$34 \pm 0,7$
B	$15,3 \pm 1,0$	$4,2 \pm 0,3$
C	$0,54 \pm 0,74$	$0,15 \pm 0,20$
(CN) ₂	$0,78 \pm 0,82$	$0,21 \pm 0,22$
сахар	$-0,12 \pm 0,92$	$-0,03 \pm 0,20$
CaF_2	$7,5 \pm 1,6$	$1,9 \pm 0,4$
Ne	$0,1 \pm 1,6$	$0,03 \pm 0,42$
Na_2CO_3 . .	$1,8 \pm 1,5$	$0,45 \pm 0,4$
Mg	$3,6 \pm 0,7$	$1,0 \pm 0,2$
Al	$4,7 \pm 0,8$	$1,3 \pm 0,2$
Ca	$0,37 \pm 1,7$	$0,1 \pm 0,48$
Ag	$0,11 \pm 1,0$	$0,03 \pm 0,27$

В первой колонке этой таблицы указаны вещества, подвергавшиеся бомбардировке α -частиц, во второй колонке — число дополнительных отбросов в счетчике за 5 мин., отнесенное к источнику силой в 1 милликюри. Из данных этой таблицы следует, что при освещении некоторых элементов—Be, Li, B, α -лучами полония возникает излучение, свободно проходящее через несколько сантиметров свинца. Исследование поглощаемости излучения от бериллия показало, что при прохождении через 2 см свинца оно теряет только 13% своей интенсивности.

Из известных нам различных типов лучей свойством проходить через значительные толщи свинца обладают γ -лучи. Поэтому естественно было предположить, что излучение, зарегистрированное в работах Ботэ и Беккера, представляет γ -лучи. В третьей колонке табл. 1 указано относительное число γ -квант. По величине коэффициента ослабления (поглощения) можно определить энергию этих лучей. Тщательное измерение коэффициента поглощения с учетом всех поправок было произведено Вебстером⁷⁾. Величина кванта лучей, испускаемых берил-

лием, оказалась, по данным Вебстера, равной 7×10^6 eV. Образование такого жесткого излучения могло явиться результатом захвата α -частицы ядром бериллия. Избыток энергии, возникающий в результате этого захвата, и выделяется полностью или частично в форме γ -лучей.

Проверить однако правильность этого предположения нельзя было, так как атомный вес бериллия не был точно известен. Все же это предположение казалось весьма правдоподобным, ибо достаточно надежно было известно, что при освещении бериллия α -лучами возникновения протонов не наблюдается. Энергия же γ -лучей, хотя и значительная, соответствовала в общем по порядку величины значениям энергии γ -излучения радиоактивных элементов.

Однако детальное исследование свойств этого излучения привело к обнаружению поразительных фактов. Именно Кюри и Жолио ^{5,6)} установили, что если в ионизационную камеру, с помощью которой производилось измерение энергии этого излучения, ввести парафин или другие вещества, содержащие водород, то наблюдается резкое увеличение ионизационного тока, достигающее почти двухкратного значения. Это увеличение ионизационного тока было истолковано Кюри и Жолио как результат дополнительной ионизации, возникающей благодаря появлению в ионизационной камере протонов с сравнительно большой кинетической энергией. В дальнейшем возникновение быстрых протонов было подтверждено и прямыми опытами. Пробег этих протонов в направлении действующих лучей в воздухе, при нормальных условиях, достигает 25 см. Появление таких протонов было приписано Комптон-эффекту исследуемой радиации на ядрах водорода. Именно вследствие взаимодействия кванта с протоном последний приходил в движение, забирая часть энергии кванта. Так как ионизирующая способность протонов много больше, чем иони-

зующая способность жестких γ -лучей, то их появление в камере, даже в небольшом числе, создавало заметный эффект по сравнению с первичным действием самих γ -лучей.

Таким образом быстрые протоны суть атомы отдачи. Измерив их пробег, мы сможем определить их скорость. Зная скорость протонов, летящих в каком-нибудь известном по отношению к γ -лучам направлении, например в направлении γ -лучей, мы можем, пользуясь соответ-

ственной формулой Комптона-эффекта $E = \frac{2}{2 + \frac{mc^2}{h\nu}} h\nu$, оп-

ределять энергию γ -лучей. Согласно измерениям Кюри и Жолио^{21,22}, пробег протонов, возникающих при действии „бериллиевого“ излучения, равен 26 см воздуха, что соответствует скорости $3 \cdot 10^9$ см/сек. Подсчет энергии γ -излучения на основе этих данных привел к неожиданной цифре. Энергия γ -излучения, испускаемого бериллием при освещении его α -лучами полония, оказывается равной 55×10^6 эВ. Это значение энергии кванта находится в решительном противоречии с результатами опытов Вебстера и кроме того делает затруднительным понимание механизма возникновения такого излучения, так как невозможно предположить какое-либо ядерное превращение бериллия происходящим с захватом или без захвата α -частицы, которое привело бы к освобождению из ядра такого огромного количества энергии.

Дальнейшее исследование этого эффекта было произведено Чадвиком^{18,21} в азоте и аргоне. Результаты опытов получились еще более странными. Оказалось что и в азоте, и в аргоне при прохождении через них радиации от бериллия наблюдается появление частиц с большой кинетической энергией. Трактую их так же, как атомы отдачи, мы можем по их скорости вновь определить энергию γ -лучей. Пробег атомов отдачи

азота в направлении кванта равен по измерениям Чадвика 3 мм воздуха, что соответствует энергии $1,5 \times 10^6 \text{ eV}$. Энергия кванта γ -излучения, способного сообщить ядрам азота в результате Комpton-эффекта столь большую энергию, должна быть равна $90 \times 10^6 \text{ eV}$, т. е. примерно в два раза большей, чем то значение энергии, которое необходимо было приписать γ -лучам для объяснения появления быстрых протонов в водороде. Что же касается энергии частиц, возникающих в аргоне, то она оказалось таковой, что пришлось приписать γ -лучам энергию в $150 \times 10^6 \text{ eV}$.

Итак, допущение, что жесткое излучение, возникающее при бомбардировке бериллия α -частицами, представляет собой γ -лучи, приводит к противоречивому результату относительно величины энергии этих лучей, именно:

- | | |
|--|---|
| 1. Из опытов по поглощению имеем | $h\nu = 7 \cdot 10^6 \text{ eV}$. |
| 2. Из измерения пробега атомов отдачи водорода | $h\nu = 55 \cdot 10^6 \text{ eV}$. |
| 3. " " " " | в азоте $h\nu = 90 \cdot 10^6 \text{ eV}$. |
| 4. " " " " | в аргоне $h\nu = 150 \cdot 10^6 \text{ eV}$. |

Эти результаты в отношении одной и той же величины разнятся настолько, что возникло сомнение в правильности сделанного допущения.

Это сомнение было тем более законным, что источник столь больших значений энергии оставался совершенно загадочным и неясным.

Разрешить возникающие сомнения, устранить противоречие в полученных результатах можно только путем изменения представления о природе „бериллиевого“ излучения. Такая новая трактовка природы этого излучения и была сделана Чадвиком.

Чадвик предположил, что излучение, испускаемое Be и другими легкими элементами в результате бомбардировки их α -частицами, представляет собой поток частиц,

имеющих размеры атомных ядер и обладающих массой примерно такой же, как масса протона, но не несущих никакого заряда. Отсутствие заряда у этих частиц дало Чадвику повод назвать их нейтронами.

Высказанная Чадвиком гипотеза довольно удовлетворительно объяснила все наблюдаемые особенности жесткого излучения от легких элементов.

В самом деле, во введении мы уже отмечали, что ядра (атомы) нулевого номера, не несущие заряда, должны обладать большой проникающей способностью. Можно грубо оценить величину проникающей способности нейтрона по отношению к свинцу. Обозначим через r эффективный радиус ядра. Под этой величиной мы будем подразумевать то расстояние, на котором должен пролететь нейтрон от центра ядра, чтобы его взаимодействие с ядром имело бы место. Если A — атомный вес свинца, ρ — его плотность, L — число Авогадро, то вероятность отклонения нейтрона от его первоначального направления при прохождении им пути в 1 см будет равна

$$\eta = \pi r^2 \frac{L}{A} \rho. \quad (1)$$

Для свинца $\rho = 11,5$, $A = 207$, r в первом приближении можно принять равным радиусу ядра свинца, который согласно Гамову имеет значение $7,5 \times 10^{-12}$ см.

Если подставить эти числа в выражение для η , то получим

$$\eta \cong 0,059.$$

Таким образом грубая оценка величины коэффициента поглощения нейтронов в свинце показывает, что нейтроны должны терять 6% своей интенсивности при прохождении через 1 см свинца. Это довольно хорошо согласуется с наблюдаемым Ботэ и Беккером ослаблением

интенсивности жесткого излучения от Ве на 13% при прохождении через фильтр в 2,5 см свинца.

Посмотрим теперь, как на основе гипотезы Чадвика разрешается вопрос о пробеге атомов отдачи азота и водорода. Рассмотрим для этого общие условия столкновения двух частиц с массами M и m и относительной скоростью u (рис. 2). Эти условия — закон сохранения энергии и количества движения — дают нам возможность оценить массу и энергию одного из участников столкновения, если известны эти данные для другого. В самом деле:

$$Mu = Mv_1 \cos \varphi + mv_2 \cos \psi;$$

$$0 = Mv_1 \sin \varphi + mv_2 \sin \psi;$$

$$Mu^2 = Mv_1^2 + mv_2^2.$$

Из этих трех условий имеем:

$$v_2 = \frac{2M}{m+M} u \cos \psi. \quad (2)$$

Рис. 2. Столкновение нейтрона с ядром.

Если под M мы будем понимать массу нейтрона, а под m массу того атома, в столкновение с которым входит нейтрон, то максимальная скорость атома отдачи будет

$$v_m = \frac{2M}{M+m} u. \quad (3)$$

Если бы величина M была известна, то измерив максимальную скорость, которую приобретает ядро при столкновении с ним нейтрона, можно было бы определить скорость, а следовательно и энергию нейтрона. Или наоборот, можно было бы определить массу нейтрона, если бы была известна его начальная энергия. Таким образом одного условия (3) недостаточно для определения как массы, так и энергии нейтрона. Необходимы два условия. Эти условия мы можем иметь, рассматривая

столкновение нейтронов с двумя различными атомами, например атомами водорода и азота. В этом случае мы будем иметь:

$$v_m' = \frac{2M}{m_H + M}u;$$

$$v_m'' = \frac{2M}{m_N + M}u,$$

где v_m' — максимальная скорость атома отдачи водорода, а v_m'' — максимальная скорость атома отдачи азота, m_H и m_N — масса соответственно атомов водорода и азота. Из обоих равенств можно исключить u , и мы будем иметь

$$\frac{v_m'}{v_m''} = \frac{m_N + M}{m_H + M}. \quad (4)$$

Согласно измерениям Чадвика максимальный пробег быстрых протонов, возникающих в водороде под действием жесткого излучения от бериллия, равен 26 см, что соответствует скорости протонов $3,3 \times 10^8$ см/сек. Максимальный пробег атомов отдачи азота в воздухе 3 мм, что соответствует скорости $4,4 \times 10^8$ см/сек. Если подставим в выражение (4) численное значение v_m' и v_m'' , то для определения массы M получаем равенство

$$\frac{14 + M}{1 + M} = \frac{3,3 \times 10^8}{4,4 \times 10^8} = 7,5,$$

т. е. $M \approx 1$ (масса протона здесь принята за единицу).

Итак, изучение столкновения нейтронов с атомами (вернее, ядрами) водорода и азота приводит нас к выводу, что масса нейтрона такого же порядка (в первом приближении — равна), как и масса протона.

Знание массы нейтрона позволяет нам вычислить его начальную энергию, пользуясь значением максимальной скорости атомов отдачи азота или водорода.

Определение скорости нейтронов по пробегу быстрых протонов может быть произведено с гораздо большей точностью, чем из данных пробега атомов отдачи азота или другого газа, так как, во-первых, нейтрон при лобовом столкновении с ядром азота передает ему не всю всю энергию, а только часть ее (примерно $\frac{1}{3}$), в то время как протону передается вся энергия, во-вторых, пробег протона при одинаковой энергии значительно больше, чем пробег атома азота.

Поэтому определение скорости нейтронов производится путем измерения пробега протонов. Результаты измерений будут приведены ниже.

§ 2. Методы обнаружения нейтронов.

Вслед за установлением факта испускания нейтронов при бомбардировке бериллия α -частицами, было предпринято исследование различных ядерных превращений с целью обнаружения нейтронов и изучения условий их возникновения. При этом оказалось, что появление нейтронов при ядерных превращениях представляет событие далеко не редкое. Во многих ядерных превращениях (о них ниже) удалось зарегистрировать участие нейтронов. Дело оказалось (как это часто и бывает) не в редкости процесса, а в умении его регистрировать—в методе, с помощью которого можно было бы надежно отмечать появление нейтронов и отличать их действие от действия других лучей.

Основным отличительным свойством нейтрона является малая величина коэффициента поглощения. Способность нейтронов проходить значительные толщи вещества без большого поглощения позволяет нам легко отличить пучок нейтронов от α -частиц, протонов, β -частиц, мягкого рентгеновского излучения. Все эти лучи почти полностью

поглощаются уже незначительными слоями вещества. Во всяком случае нескольких миллиметров свинца в качестве экрана достаточно для того, чтобы быть уверенным в том, что никакое действие всех этих лучей уже иметь место не будет.

Совсем иначе обстоит дело с γ -лучами. Их коэффициент поглощения представляется величиной, сравнимой с коэффициентом поглощения нейтрона. Подобно нейтронам γ -лучи (особенно жесткие γ -лучи) могут проходить через значительные толщи вещества, различить их этим путем нельзя. Вспомним, что Ботэ и Беккер спутали γ -лучи с нейтронами, а между тем во многих превращениях испускание нейтронов, как мы увидим далее, сопровождается испусканием γ -лучей. Поэтому является весьма важным установление надежных критериев для обнаружения нейтронов среди пучка γ -лучей. В настоящее время представляется возможным указать несколько методов, позволяющих устанавливать присутствие нейтронов.

а) Регистрация нейтронов камерой Вильсона. Применение камеры Вильсона для регистрации нейтронов возможно благодаря различному способу взаимодействия нейтронов и γ -лучей с электронами и ядрами. Как известно, взаимодействие γ -лучей с электронами носит двойкий характер. С одной стороны, имеет место фотоэффект, при котором электрон забирает полностью энергию кванта, следствием чего оказывается появление электронов большой скорости. (Кинетическая энергия фотоэлектрона мало отличается от энергии кванта.)

С другой стороны имеет место Комптон-эффект. В случае жестких γ -лучей кинетическая энергия комптоновских электронов также весьма велика и по своему значению близка к энергии падающего кванта. Следовательно в обоих случаях (Комптон-и фотоэффект) возникают быстрые электроны.

Если при взаимодействии с электронами γ -лучи оказываются весьма эффективными, то действие их на ядра невелико. Энергия, передаваемая γ -лучами ядру, порядка всего лишь 0,01—0,001 от энергии кванта. Быстрые электроны и медленно движущиеся ядра, — такова картина действия квантов. Если это действие γ -лучей исследовать с помощью камеры Вильсона, то мы обнаружим на снимках только тонкие следы — трэки электронов. Движение ядер по причине их малой энергии не будет видимо вовсе.

Какое же действие будут оказывать нейтроны? Ответ на этот вопрос дает формула (2), представляющая результат общих условий столкновения двух частиц. Допустим, что одна из этих частиц нейтрон, а другая ядро, для определенности предположим — протон; тогда максимальная энергия, которую сможет в процессе столкновения приобрести протон, будет равна энергии нейтрона.

Если мы теперь будем рассматривать взаимодействие нейтрона с электроном, т. е. принимать массу m , стоящую в формуле (2), за массу электрона, а M — за массу нейтрона, то мы увидим, что в этом случае действие нейтрона будет мало эффективным. Нейтрон может передать электрону в лучшем случае лишь тысячную долю своей энергии.

В случае нейтронов следовательно мы имеем картину, противоположную той, что дают γ -лучи. Здесь возникают быстрые ядра (протоны) и сравнительно медленные электроны. Поэтому прохождение нейтронов через камеру Вильсона обусловит появление в последней следов быстрых ядер отдачи (протонов, ядер азота). Обладая большой ионизирующей способностью, последние будут производить в камере интенсивную ионизацию, что и приведет к образованию густого тумана — „жирных трэков“. Появление этих трэков в камере Вильсона и является надежным признаком наличия нейтронов в составе исследу-

дуемого излучения. В свою очередь появление быстрых электронов является атрибутом γ -излучения. Таким образом камера Вильсона позволяет произвести разделение обоих типов проникающего излучения.

Следует здесь отметить, что по фотографии, снятой в камере Вильсона, мы имеем возможность не только зарегистрировать присутствие нейтронов, но и найти их

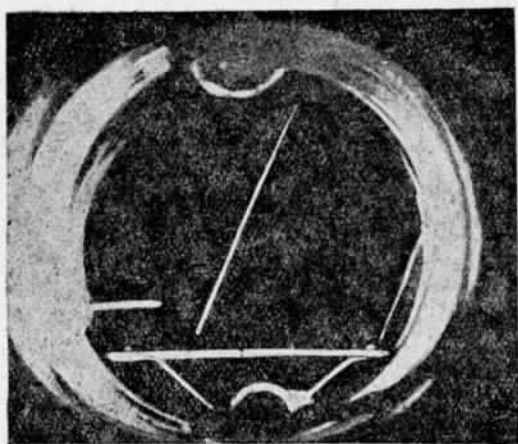


Рис. 3. Протон, выбитый из парафина нейтроном из $\text{Po} + \text{Be}$. Источник находится внизу снаружи камеры.

скорость. Последняя определяется по величине пробега (длине трэка) протонов, вылетевших в направлении нейтрона. Для иллюстрации действия нейтронов ниже приведены три фотографии вильсоновских снимков, полученные Жолио и Кюри.

На первой из них (рис. 3) виден след протона, выбитого из парафина ударом нейтрона. Источник нейтронов находится внизу вне камеры. След протона начинается на парафине и обрывается (кончается) внутри камеры,

На второй фотографии (рис. 4) ⁷виден след протона, образовавшегося благодаря столкновению нейтрона с водородом, входящим в состав молекулы воды. В этом случае путь приведенного в движение протона начинается в объеме камеры.

Наконец, третья фотография (рис. 5) представляет вильсоновский снимок, на котором зарегистрирован след ядра гелия (искусственная α -частица), ускоренного нейтроном.

б) Метод ионизационной камеры. Ионизирующее действие нейтрона, как мы увидим впоследствии, целиком обусловлено появлением ядер отдачи. Естественно, конечно, что наиболее интенсивная ионизация будет иметь место в том веществе, ядра отдачи которого будут обладать наибольшим значением энергии. Во введении было показано, что наибольшую энергию при столкновении с нейтроном будут приобретать протоны, имеющие одинаковую массу с нейтроном.

Наполнение ионизационной камеры веществами с большим атомным весом, ядра отдачи которых обладают малой энергией, приведет к уменьшению ионизационного тока, так как, в дальнейшем это будет доказано, число ядер отдачи, образующихся на единице пути нейтрона, мало меняется с веществом.



Рис. 4. Протон, выброшенный из молекулы воды нейтроном из $\text{Po} + \text{Be}$.

Таким образом ход ионизирующего действия нейтронов с веществом противоположен γ -лучам. В случае γ -лучей ионизацию производят быстрые электроны, вероятность появления таких электронов растет с возрастанием атомного номера. Поэтому, для получения большего ионизирующего действия γ -лучей, ионизационную камеру следует наполнять тяжелым газом, для получения же большего

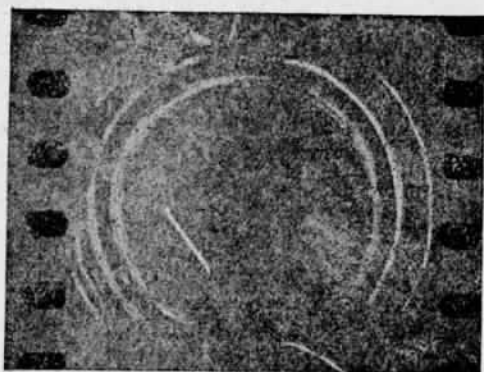


Рис. 5. Ядро гелия, укоренное нейтроном из $\text{Po} + \text{Be}$.

ионизирующего действия нейтронов следует, наоборот, пользоваться водородом. Практически удобнее всего регистрировать присутствие нейтронов введением в обычную ионизационную камеру парафина. (Эти опыты и привели к открытию нейтронов.) При наличии сильного по сравнению с γ -лучами источника нейтронов мы получим резкое увеличение ионизационного тока.

По сравнению с камерой Вильсона этот метод обладает двумя недостатками: 1) применение его ограничено интенсивными пучками нейтронов, 2) качественным характером получаемых данных. Измерить скорости нейтронов, число нейтронов в пучке этим методом нельзя.

с) Регистрация отдельных импульсов в ионизационной камере. Указанные выше несовершенства регистрации нейтронов в ионизационной камере могут быть устранены изменением метода счета. Можно вместо определения общего тока, получающегося в ионизационной камере при прохождении через нее пучка нейтронов, производить отсчеты появления в ионизационной камере отдельных атомов отдачи. Так как число ионов, возникающих при этом в ионизационной камере, очень мало, то ток, образованный ими, может быть наблюден только с помощью мощного усилителя. Схема такого усилителя представлена на рис. 6. Конечный импульс,

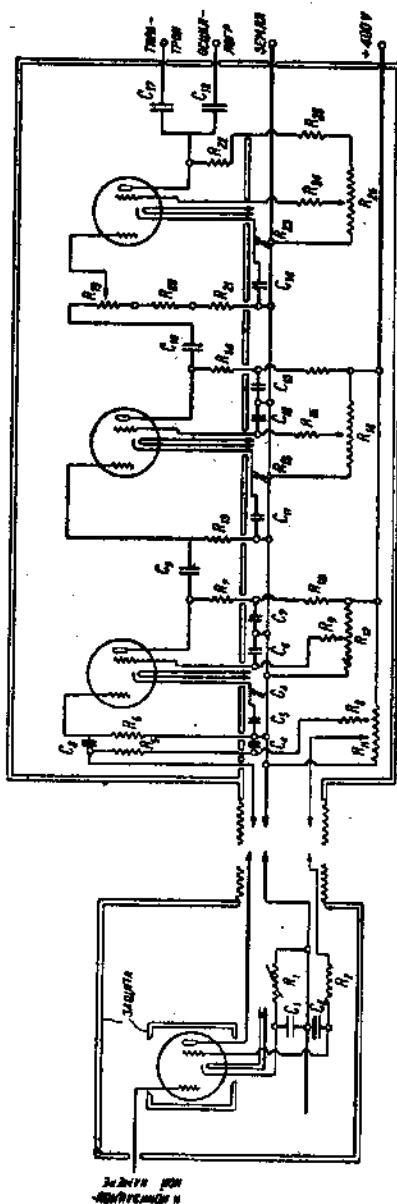


Рис. 6. Схема четырехкаскадного усилителя (по Деннингу).

получаемый в усилителе, доводится до мощности, необходимой для приведения в движение реле какого-нибудь счетного механизма, или для записи на осциллографе. При хорошо налаженной работе усилителя получаются прекрасные осциллограммы. Счетная способность такой установки относительно велика. Она дает

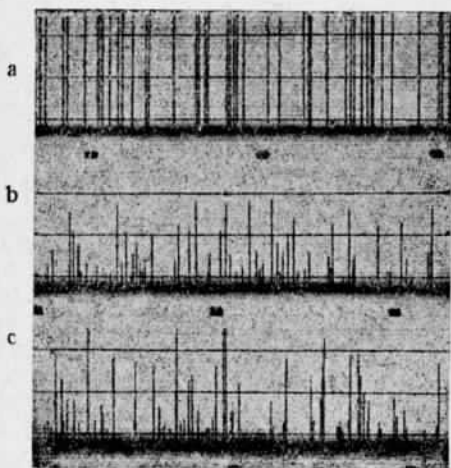


Рис. 7. Типичные осциллограммы, получаемые с малой ионизационной камерой. а) α -частицы полония, б) Al—Po-про-тоны, в) Be—Rn-нейтроны.

возможность отсчитывать по несколько тысяч отдельных атомов отдачи в минуту. На рис. 7 приведены осциллограммы, полученные Деннингом. Каждый отдельный импульс представлен здесь вертикальной линией. Длина этой линии служит мерой числа ионов, образованных при прохождении через ионизационную камеру ядра отдачи. При соответственной настройке

ламп (работе на линейной части характеристик) усилитель увеличивает каждый импульс в одно и то же число раз, поэтому эту установку часто называют пропорциональным счетчиком. Зная коэффициент усиления, мы можем по значению тока в усилителе определить начальный ток, т. е. число пар ионов, образованных в ионизационной камере. Это свойство усилителя является весьма существенным его достоинством.

Наряду с этим рассматриваемый метод наблюдения имеет еще и другие ценные качества.

1. Ионизационная камера может быть взята неболь-

ших размеров 5—10 м. Ионов, образованных на этом пути α -частицей, протонами или другим быстрым ядром отдачи вполне достаточно, чтобы создать заметный импульс в усилителе. Каждая такая частица и будет им зарегистрирована. Иначе будет обстоять дело с электронами. Импульс, возникающий в результате прохождения через камеры отдельного электрона, будет мал и усилителем не будет отмечен. Отдельные электроны, а следовательно и γ -лучи линейным счетчиком не считаются. Точно также не будет отмечено счетчиком и наличие сильного источника γ -лучей. В последнем случае в ионизационной камере будет создаваться постоянное число ионов. Через ионизационную камеру будет идти постоянный ток, который отфильтровывается блокировочным конденсатором и потому не будет усилен. Это позволяет обнаруживать с помощью такого счетчика и мало интенсивное, по сравнению с γ -лучами, нейтронное излучение.

2. Применение малой ионизационной камеры позволяет произвести измерения пробега атомов отдачи. Для этого между источником атомов отдачи, обычно пластиной парафина, и ионизационной камерой помещают слюдяной алюминиевый фильтр различной толщины. Величина пробега может быть измерена с точностью до размеров камеры.

Следует отметить еще одно обстоятельство, позволяющее увеличить точность измерений пробега атомов отдачи. Как известно, в конце пробега ионизирующая способность частицы возрастает весьма сильно. На осциллограммах это обнаруживается появлением черточек относительно большой длины. Это и дает возможность более тонко отметить наступление конца пробега.

д) Сопоставление поглощения излучения в свинце и в парафине. Весьма простой способ регистрации нейтронов в смешанном излучении предложен Жолио. Способ заключается в сопоставлении поглоще-

ния (вернее, ослабления интенсивности) γ -лучей и нейтронов в различных веществах, в частности свинце и парафине.

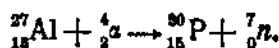
Как известно, ослабление γ -лучей каким-нибудь веществом будет тем больше, чем больше номер вещества, входящего в состав поглощающего фильтра. При переходе от парафина к свинцу должно происходить весьма сильное увеличение поглощения γ -лучей. Для нейтронов соотношение иное. Там ослабление пучка нейтронов вызывается столкновениями с ядрами. Чем тяжелее вещество, тем меньшую часть своей энергии передает нейтрон ядру, тем, следовательно, меньшее ослабление интенсивности должно иметь место. В действительности, как мы увидим далее, взаимодействие нейтронов с веществом носит более сложный характер, поглощение определяется несколькими причинами. Однако в итоге оказывается, что все же парафин поглощает нейтроны сильнее свинца. Благодаря этому обстоятельству и может быть произведено обнаружение нейтронов в смешанном излучении. Если исследуемые лучи поглощаются парафином сильнее свинца, значит в составе этого излучения имеются нейтроны.

е) Метод искусственной радиоактивности. Все описанные выше методы регистрации нейтронов основаны, в том или ином виде, на способности нейтронов образовывать ядра отдачи. Однако, изучение поведения нейтронов привело нас к открытию новых явлений, которые дают возможность создать новый метод регистрации нейтронов на принципиально иной основе. Мы имеем в виду здесь возбуждение нейтронами так называемой искусственной радиоактивности. В дальнейшем мы подробно рассмотрим процессы, имеющие место при этом. Сейчас достаточно будет отметить, что ряд веществ под действием нейтронов приобретает свойство испускать электроны, которое не пропадает и после прекращения

действия нейтронов. Процесс испускания электронов происходит в этом случае так же, как и в случае обычных радиоактивных веществ. Появление такой радиоактивности, регистрируемое счетчиком Гейгера с тонкими стенками или иным приемом, может служить индикатором возникновения нейтронов, а интенсивность этой радиации будет служить мерой их числа.

г) Метод химического анализа. Кроме этих прямых методов регистрации нейтронов, можно привести здесь и еще один способ, являющийся по существу косвенным, но вполне достоверным признаком испускания нейтронов при ядерном превращении. Именно, в ряде случаев оказывается, что ядро, подвергнувшееся бомбардировке α -частицами или дейтонами, после испускания нейтронов остается в неустойчивом состоянии, т. е. процесс испускания нейтронов приводит к образованию искусственной радиоактивности. Пользуясь химическими методами анализа радиоактивных веществ, можно установить природу носителя радиоактивности, а вместе с тем решить вопрос и об испускании нейтронов в процессе ядерного превращения.

В качестве иллюстрации можно привести следующий пример. Опытами Кюри и Жолио было установлено, что в результате бомбардировки алюминия α -частицами возбуждается искусственная радиоактивность, т. е. в результате происшедшего ядерного превращения возникает новое неустойчивое ядро. Химическим анализом (о характере анализа см. гл. „Действие нейтронов на вещество“) установлено, что радиоактивным веществом в этом случае является фосфор. Образование фосфора может иметь место только в результате следующей ядерной реакции:



Таким образом, произведя анализ радиоактивных продуктов превращения, мы получаем иногда возможность установить этим путем и образование нейтронов.

§ 3. Возбуждение нейтронов.

В настоящее время найдено большое число способов возбуждения нейтронов. Нейтроны возникают в целом ряде превращений, совершающихся при бомбардировке различных ядер α -частицами, протонами, дейтонами, космическими и γ -лучами.

Большое количество явлений, участником которых являются нейтроны, является само по себе убедительным доказательством не только реального существования их, но и того огромного значения, которое нейтроны имеют. С другой стороны, внимательное изучение условий их возникновения может дать многое как в понимании природы самого нейтрона, так и строения атомных ядер. Поэтому мы позволяем себе привести здесь полный список известных в настоящее время превращений, результатом которых является возникновение нейтронов.

Ве- α -частица. Возникновение нейтронов при столкновении α -частиц с ядрами бериллия наблюдалось многими исследователями и притом самыми разнообразными методами. Так, Чадвик ²⁴⁾, Деннинг ⁶²⁾ наблюдали появление ядер отдачи с помощью маленькой ионизационной камеры в соединении с пропорциональным счетчиком, Боннер ⁶⁸⁾, Жолио и Кюри ^{21, 22)}, Мейтнер ²⁷⁾ и др. наблюдали нейтроны от бериллия с помощью камеры Вильсона. Боннер и Мотт-Смис ⁶⁸⁾ наблюдали нейтроны от бериллия путем измерения тока в ионизационной камере, наполненной метаном и водородом. И наконец Блау ⁶⁶⁾ регистрировал протоны отдачи от нейтронов бериллия в эмульсии фотопластинок. Интенсивность нейтронного излучения у бериллия наибольшая из всех

известных до настоящего времени ядерных превращений.

F- α -частица. Выход нейтронов у фтора наблюден Боннером и Мотт-Смисом ⁵⁴⁾ и Жолио и Кюри с помощью камеры Вильсона.

B- α -частица. Наблюдение нейтронов у В под влиянием бомбардировки его α -частицами произведено Чадвиком ¹⁸⁾ с помощью маленькой ионизационной камеры; Жолио и Кюри ²²⁾, Боннером и Мотт-Смисом ⁵⁵⁾ с помощью камеры Вильсона.

Li- α -частица. Возникновение нейтронов у лития обнаружено Жолио и Кюри ²²⁾ при бомбардировке его α -лучами полония. Наблюдение производилось сравнением поглощения жесткой радиации в свинце и парафине.

Na- α -частица. Исследование произведено Жолио и Кюри. Наличие нейтронов установлено сопоставлением поглощения излучения в парафине и свинце.

Mg- α -частица. Магний также исследован Жолио и Кюри. Метод наблюдения сравнения поглощения в свинце и в парафине. В последнее время возникновение нейтронов у Mg подтверждено путем химического анализа радиоактивных продуктов превращения.

Al- α -частица. Наблюдение нейтронов произведено Жолио и Кюри сопоставлением поглощения излучения в свинце и парафине. Кроме того ими же произведено наблюдение атомов отдачи от нейтронов в камере Вильсона. Возникновение нейтронов подтверждено также химическим анализом радиоактивных продуктов превращения.

Li-дейтон. Возбуждение нейтронов бомбардировкой лития дейтонами произведено Лаурицином, Крейном и Солтаном ⁴²⁾. В этих опытах источником дейтонов являлась разрядная трубка, содержащая некоторое количество тяжелого изотопа водорода. Ускорение дейтонов совершалось в трубке, напряжение на электродах которой

создавалось электростатическим генератором Ван-де-Графа. В качестве мишени в этих опытах брался LiCl , причем контрольными опытами устанавливалось, что испускание нейтронов обязано своим происхождением именно литию, а не хлору.

Наблюдение нейтронов производилось с помощью чувствительного электроскопа, внутренние стенки которого покрывались парафином. Для защиты от действия рентгеновых лучей, возникающих в трубке, в которой производилось ускорение дейтонов, электроскоп окружался слоем свинца толщиной в 5 см. Наличие нейтронов устанавливалось сравнением скорости разрядки электроскопа в присутствии парафина и без него. Опыт показывает, что скорость разрядки электроскопа в присутствии парафина значительно больше, что и свидетельствует о наличии нейтронов. Косвенные признаки возникновения нейтронов при бомбардировке лития дейтонами получены Резерфордом и Кинзеом. Как оказалось, в этом случае наряду с нейтронами происходит и возникновение α -частиц. Анализ скоростей α -частиц показал, что последние обладают непрерывным спектром скоростей. Это обстоятельство является признаком возникновения в результате ядерного превращения трех частиц, а именно двух α -частиц и одного нейтрона.

Бериллий-дейтон. Возникновение нейтронов у бериллия при бомбардировке его дейтонами наблюдало Лаурицином и Крейном⁴⁵⁾. Условия возникновения нейтронов и метод их наблюдения аналогичны тем, что были применены названными исследователями в случае лития. Появление нейтронов у бериллия при бомбардировке его дейтонами установлено также и Лоренсом, Ливингстоном и Люисом.

Дейтон-дейтон. Честь обнаружения нейтронного излучения при столкновении двух дейтонов принадлежит Резерфорду, Олифанту и Гартеку⁴⁷⁾. Указанным авторам

удалось установить наличие жесткой радиации, возникающей при этом столкновении, путем исследования числа отбросов в счетчике Гейгера-Мюллера. Последующими измерениями атомов отдачи в маленькой ионизационной камере с пропорциональным усилителем было показано, что это жесткое излучение представляет собой нейтроны.

Возбуждение нейтронов при столкновении дейтонов замечательно огромным выходом. Нейтроны наблюдаются уже при энергии дейтонов в 20 kV, при энергии же в 100 kV, один нейтрон возникает на каждые 10^6 дейтонов.

В-дейтоны. Появление нейтронов при бомбардировке бора дейтонами установлено Крейном и Лаурицином⁵¹⁾. Нейтроны испускаются как B_{10} , так и B_{11} . Интенсивность излучения от B_{11} в триста раз больше, чем у B_{10} . Наблюдение нейтронов у B_{11} производилось методом, аналогичным примененному в случае Li и Be. Испускание нейтронов у B_{10} установлено по наличию искусственной радиоактивности.

Углерод-дейтон. Возникновение нейтронов при бомбардировке углерода дейтонами установлено Лаурицином⁵¹⁾ по появлению искусственной радиоактивности.

Азот-дейтоны. В этом случае появление нейтронов установлено Ф. Кюри при помощи обнаружения искусственной радиоактивности.

Возбуждение нейтронов протонами. В то время, как известно много случаев образования нейтронов при взаимодействии дейтонов и α -частиц с ядрами различных веществ, можно указать всего лишь один случай, когда в результате воздействия протонов возникали нейтроны. Это бомбардировка протонами лития. Пользуясь методом, который был применен при наблюдении нейтронов от лития и бериллия при бомбардировке их дейтонами, Лаурицин обнаружил возникновение нейтронов и при бомбардировке лития протонами. Так как выход нейтронов в этом случае невелик, то возникло сомнение,

не обязаны ли наблюдаемые Лаурицином нейтроны своим появлением дейтонам, примешанным в небольшом количестве к пучку прогонов. Для решения этого вопроса были произведены сравнительные измерения числа нейтронов у лития и бериллия. Если, как это предполагалось, нейтроны обязаны своим присутствием дейтонам, то эффект в случае бериллия был бы больше (абсолютный выход нейтронов у бериллия больше, чем у лития). Однако опыт показал, что при бомбардировке протонами бериллия нейтроны не наблюдаются вовсе, в то время как при бомбардировке лития они возникают в заметном количестве. Результат этих опытов заставляет приписать появление нейтронов у лития взаимодействию его с протонами.

Возбуждение нейтронов γ -лучами. До сих пор мы рассматривали возбуждение нейтронов корпускулярными частицами. В последнее время появились данные, позволяющие предполагать возможность возникновения нейтронов и под влиянием γ -лучей (фотонейтронный эффект). Таких случаев сейчас зарегистрировано два:

Возбуждение γ -лучами нейтронов у бериллия. Сцилярд и Чальмерс⁸⁰⁾ подвергли бериллий действию γ -излучения эманации радия. Последняя помещалась в платиновую ампулку, толщина стенок которой была взята такова, чтобы α -частицы при прохождении через стенки полностью поглощались бы. Этим самым исключалось бы действие на бериллий α -частиц, возбуждающих в последнем (как это было установлено выше) большое число нейтронов. Оставалось возможным только действие γ -лучей. Тем не менее Сцилярд и Чальмерс и в этих условиях обнаружили появление нейтронов и притом с весьма большим выходом.

Действие γ -лучей на дейтоны. Подвергая дейтоны действию γ -лучей, Чадвик⁷⁾ и Гольдгабер⁷⁹⁾ обнару-

жили появление быстрых протонов. Предполагая, что протоны возникают благодаря распаду дейтонов, Чадвик приходит к выводу о неизбежности возникновения в этом случае и нейтронов. Последние при условии сохранения количества движения должны обладать такой же энергией, как и протоны.

Самый опыт Чадвика производился следующим образом. Ионизационная камера наполнялась тяжелым водородом и освещалась γ -лучами от радиотория (ThC'') и эманации радия. Первый давал лучи с энергией в $2,6 \times 10^6 \text{eV}$, во втором случае имелось большое количество лучей с энергией $1,8 \times 10^6 \text{eV}$. При освещении лучами ThC'' в ионизационной камере



Рис. 8. Следы атомов отдачи, возбужденные нейтронами от космических лучей (по Лочеру).

возникали ядра отдачи с энергией порядка 250 kV, которые регистрировались осциллографом, соединенным с линейным усилителем. При освещении же лучами эманации радия подобного эффекта обнаружено не было.

Возникновение нейтронов под действием космических лучей. Производя исследование трэков, возникающих в камере Вильсона при прохождении через последнюю „ливней“, создаваемых космическим излучением, Лочер⁴⁷⁾ обнаружил трэки, подобные тем, которые дают ядра, приведенные в движение нейтроном. Одна из фотографий Лочера приведена на рис. 8. Буквами N_1 , N_2 , N_3 отмечены трэки ядер, приведенных

в движение столкновением с нейтроном. На рис. 9 сопоставлены фотографии трэков от ливней с фотографиями трэков, возникающих в аргоне при действии нейтронов от бериллия. Оба рода трэков совершенно идентичны. Если этот вывод верен, то это значит, что часть частиц, представляющих ливень, состоит из нейтро-

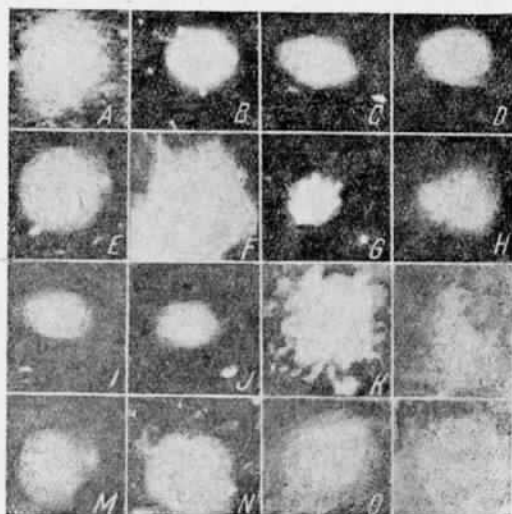


Рис. 9. От А до I фотографии трэков от ливней, возбужденных космическими лучами, в камере Вильсона, наполненной аргоном; от I до Р фотографии трэков, полученных в тех же условиях от нейтронов, испускаемых бериллием.

нов и что нейтроны могут возникать в результате действия космических лучей.

Исследование различных способов возбуждения нейтронов проводится сейчас весьма интенсивно. Некоторые из указанных выше наблюдений произведены совсем недавно, когда настоящая рукопись была уже почти готова. Вряд ли можно сомневаться в том, что представ-

ленный выше список случаев возникновения нейтронов не является исчерпывающим, что в дальнейшем ходе развития физики атомного ядра он будет значительно расширен; но и того, что здесь было приведено, является совершенно достаточным, чтобы убедиться, какую значительную роль играют нейтроны в атомных ядрах.

§ 4. Выход нейтронов.

Перейдем теперь к рассмотрению количественной стороны явления. Здесь нас прежде всего будут интересовать кривые возбуждения, т. е. данные, относящиеся к выходу нейтронов при различной энергии возбуждающих частиц. Интерес к этой стороне вопроса обусловлен теми сведениями об атомных ядрах, которые могут быть получены при тщательном проведении исследования.

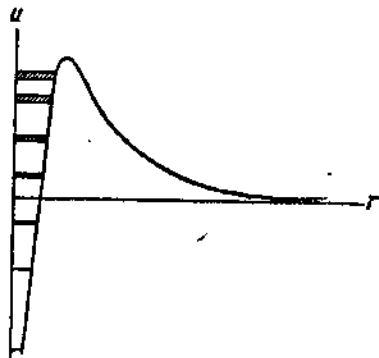


Рис. 10. Потенциальная функция ядра (по Гамову).

Согласно Гамову, потенциальная функция ядра представляется кривой, изображенной на рис. 10 (потенциальный барьер). Для того, чтобы ядерное превращение произошло, необходимо, чтобы α -частица (или другая частица) проникла через потенциальный барьер внутрь ядра. Последнее имеет место не только в том случае, когда кинетическая энергия α -частицы превосходит высоту потенциального барьера, но и тогда, когда ее энергия меньше этого значения. Согласно расчету, произведенному Гамовым на основе уравнений волновой меха-

ники, вероятность η проникновения частицы через потенциальный барьер определяется формулой:

$$\eta = Ae^{-\frac{2\sqrt{2m}}{\hbar} \int_{r_1}^r \sqrt{U(r) - E} dr}, \quad (5)$$

где m — масса частицы, E — ее кинетическая энергия, $U(r)$ — потенциальная энергия. Формула Гамова показывает, что с уменьшением кинетической энергии частицы вероятность проникновения в ядро падает по экспоненциальному закону и для частиц с малым значением энергии эта вероятность делается практически равной нулю. Так будет обстоять дело, если мы будем рассматривать частицы с произвольным значением энергии. Особый случай будет представлять так называемое резонансное проникновение. Дело в том, что каждая частица, находящаяся внутри ядра, может обладать вполне определенными (квантованными) значениями энергии. На рис. 10 они указаны заштрихованными полосками. Оказывается (как это показал впервые Герней), что в случае, если энергия бомбардирующей частицы совпадает по своей величине с возможным уровнем энергии в ядре, то вероятность проникновения этой частицы в ядро возрастает, приближаясь по своему значению к единице.

Хотя абсолютное значение выхода нейтронов зависит не только от вероятности проникновения бомбардирующей частицы в ядро, но и от вероятности вылета нейтрона из образовавшейся новой ядерной системы, тем не менее кривая выхода, т. е. зависимость числа нейтронов от энергии бомбардирующих частиц будет определяться только вероятностью проникновения в ядро. Таким образом анализ кривой выхода нейтронов (так же как и исследование выхода других частиц) дает нам сведения, касающиеся двух проблем строения атомного ядра — потенциальной функции ядра для бомбардирующей частицы и значение уровней энергии в ядрах,

К сожалению следует отметить, что количественные измерения выхода нейтронов весьма трудны и не обладают еще необходимой степенью совершенства и точности. Ввиду этого мы вынуждены будем привести здесь в отношении некоторых элементов противоречащие друг другу данные.

Бериллий. Кривая возбуждения бериллия промерена многими исследователями. В качестве основных мы

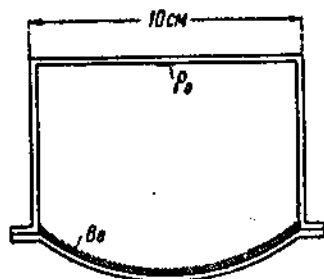


Рис. 11. Схема прибора Жолио для определения кривой возбуждения нейтронов.

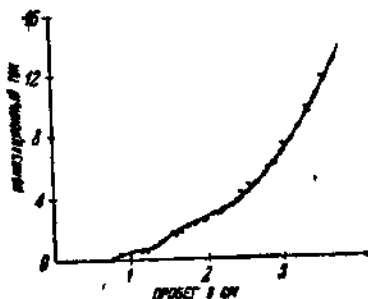


Рис. 12. Кривая возбуждения бериллия (по Жолио и Кюри).

выберем измерения Кюри и Жолио, произведенные довольно тщательно.

Кривая выхода нейтронов определялась Кюри и Жолио следующим образом:

Внутри коробки, схематически изображенной на рис. 11, помещался источник α -частиц, представляющий препарат полония, нанесенный на диск диаметром в 1 см. Одна сторона коробки (на рисунке нижняя) представляла собой часть сферической поверхности, покрытой порошком бериллия (препарат помещался в центре этой поверхности). Энергия α -частиц, бомбардирующих бериллий, варьировалась изменением давления в приборе. Геометрические условия опыта подбирались таким образом, чтобы

неравенство в энергии α -частиц, вылетающих из различных частей препарата, не сказывалось бы заметным образом на форме получаемых кривых. Регистрация нейтронов производилась путем измерения ионизационного тока в камере, наполненной метаном и снабженной парафиновыми крышками. В этих условиях доля γ -лучей в ионизационном токе невелика.

Результат измерений Жолио и Кюри представлен кривой, изображенной на рис. 12, где по оси ординат отложена величина ионизационного тока, а по оси абсцисс — соответствующее значение энергии, которой обладают α -частицы при столкновении с бериллием, выраженное в числах пробега. Возбуждение нейтронов у бериллия, как это видно из рис. 12, представляется быстро растущей, с увеличением энергии α -частиц, кривой с отчетливо намеченной ступенькой.

Однако, больший интерес для нас должна представлять не сама кривая возбуждения, а ее производная по пробегу (энергии) α -частиц. Дело в том, что наблюдаемый Жолио и Кюри выход нейтронов представляет интегральный эффект, так как в их опытах порошок бериллия брался в достаточно толстом слое. В этом слое α -частицы полностью поглощались, следовательно фактически действовали α -частицы самых разнообразных энергий — от нуля до некоторой предельной величины. Эта последняя представляла энергию α -частиц, падающих на слой бериллия. Поэтому, чтобы определить сравнительное действие, производимое α -частицами различных энергий, необходимо продифференцировать кривую, изображенную на рис. 12. Результат дифференцирования дает кривую, вид который показан на рис. 13. Намечавшаяся на кривой возбуждения ступенька превращается на дифференциальной кривой в отчетливый максимум, приходящийся на α -частицы с энергией $2,6 \times 10^6 \text{ eV}$.

Из других особенностей кривой возбуждения бериллия нам представляется необходимым отметить следующее.

1. Кривая возбуждения не имеет нижнего предела. Это значит, что нейтроны могут (в соответственном количестве) возбуждаться α -частицами весьма малых скоростей.

В последнее время Лаурицину удалось показать, что возникновение нейтронов имеет место при бомбардировке бериллия ионами гелия с энергией в 600 kV.

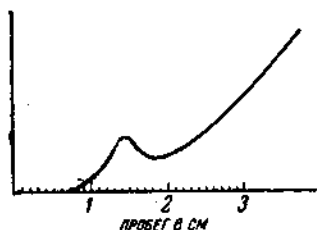


Рис. 13. Дифференциальная кривая возбуждения бериллия α -частицами.

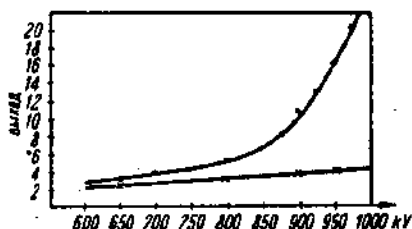


Рис. 14. Зависимость выхода нейтронов от энергии ионов гелия (по Лаурицину).

Кривая выхода нейтронов в области до миллиона вольт представлена на рис. 14.

2. Дифференциальная кривая непрерывно поднимается вплоть до значения полной энергии α -частиц полония ($5,25 \times 10^6 \text{ eV}$).

Если рассматривать данные Жолио и Кюри в соответствии с Гамовской теорией проникновения α -частиц через потенциальный барьер, то отмеченные нами обстоятельства означают:

1. Выход нейтронов у бериллия определяется исключительно вероятностью проникновения α -частицы в ядро бериллия.

2. Высота потенциального барьера у Be больше $5,25 \times 10^6 \text{ eV}$.

3. В ядре бериллия возможен уровень энергии для α -частицы $2,6 \times 10^6 \text{ eV}$. Горб на дифференциальной кривой есть результат резонансного проникновения α -частицы в ядро бериллия.

Данные Жоллио и Кюри, приведенные выше, хорошо согласуются с результатами работы Разетти и Боннера.

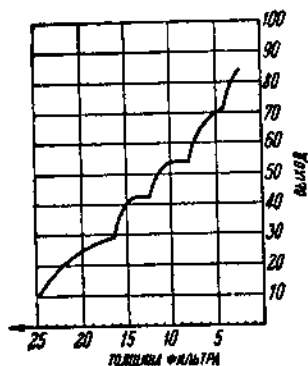


Рис. 15. Зависимость выхода нейтронов у бериллия от энергии α -частиц (по Киршу и Слопеку).

Последний приводит кривую возбуждения, совпадающую с кривой Жоллио и Кюри. Чадвик получил результаты, также в общем сходные с результатами Кюри и Жоллио, но дающие указание на существование еще одного резонансного максимума при энергии α -частиц $1,4 \times 10^6 \text{ eV}$.

Большее число резонансных уровней найдено Киршем и его сотрудниками. Измерения были произведены с камерой Вильсона (Риддер)¹⁹⁾ и счетчиком Гейгера с парафиновыми пробками (Слопек)²⁰⁾. Кривая возбуждения, полученная Киршем и Слопек, изображена на рис. 15.

По оси ординат здесь отложено, как обычно, число атомов отдачи, а по оси абсцисс толщина экрана в миллиметрах. Кривая рис. 15 показывает существование пяти групп нейтронов, четыре из которых появляются в результате резонансного проникновения α -частиц в ядро бериллия. Эти группы соответствуют следующим пробегам α -частиц: 33; 29,5; 25; 22 мм воздуха. Соответственные им значения энергии будут: $4,8$; $4,4$; $4,1$ и $3,7 \times 10^6 \text{ eV}$.

Все данные относительно резонансных уровней бериллия, полученные из исследования кривой выхода, сведены в табл. 2.

ТАБЛИЦА 2.

Энергия резонансного уравнения в электроно- вольтах $\times 10^{-6}$.	Кем установлен
1,4 2,6	Чадвик Жолио и Кюри, Чадвик, Бернардини, Боннер, Разетти
3,7 } 4,1 } 4,4 } 4,8 }	Кирш и Слодек

Различие в данных Кирша и Слодека и других исследователей повидимому является результатом различия в экспериментальной установке. Повидимому измерения, производимые с α -частицами, идущими в относительно широком телесном углу, не обладают достаточной чувствительностью, чтобы разделить столь близкие уровни, как найденные Киршем и Слодеком.

Бор. В тех же условиях, в которых было произведено исследование кривой возбуждения у бериллия, Жолио и Кюри произвели изучение кривой возбуждения у бора. Для этого на сферическую поверхность прибора (рис. 11) вместо бериллия был нанесен бор. Кривая возбуждения бора оказалось в общем подобной кривой возбуждения бериллия, хотя и в некотором отношении от нее отличающейся.

На рис. 16 представлены как сама кривая возбуждения бора (I), так и ее дифференциальная кривая (II). Как и в случае бериллия, наблюдается резкое увеличение выхода нейтронов с увеличением энергии α -частиц и

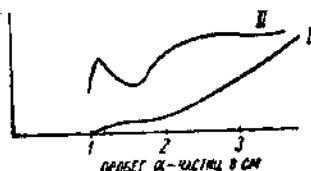


Рис. 16. I. Кривая возбуждения бора α -частицами. II. Дифференциальная кривая (по Кюри и Жолио).

и образование ступеньки в ходе кривой возбуждения. Последняя на дифференциальной кривой превращается в горб. На этом сходство кривых кончается; так как конец и начало дифференциальной кривой и кривой возбуждения у бора и у бериллия различны. Конец дифференциальной кривой у бора представляет собой прямую, параллельную оси абсцисс, т. е. действие α -частиц

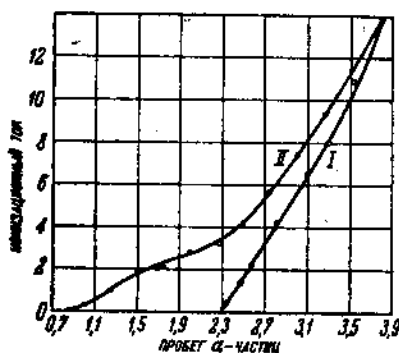


Рис. 17. Кривые возбуждения фтора (I) и бериллия (II) (по Боннеру).

с энергией выше $3,5 \times 10^6 \text{eV}$ одинаково. Сточки зрения Гамовской теории это означает, что $3,5 \times 10^6 \text{eV}$ представляет величину потенциального барьера бора. Для α -частиц, обладающих энергией, равной или превосходящей эту величину, вероятность проникновения в ядро равна единице.

Начало кривой возбуждения показывает, что для возникновения нейтронов у бора существует порог возбуждения. Оказывается, что α -частицы с пробегом, меньшим одного сантиметра (значение энергии $2 \cdot 10^6 \text{eV}$), не в состоянии произвести возбуждение нейтронов у бора. Это обстоятельство обусловлено конечно не вероятностью проникновения α -частицы через барьер, ибо последний в случае бора не выше, чем у бериллия, а условиями испускания нейтронов. Значение этого обстоятельства будет рассмотрено ниже.

Фтор. Кривая возбуждения фтора снята Боннером методом, аналогичным примененному Жолио и Кюри к бериллию и бору. В отличие от кривых возбуждения бериллия и бора, кривая возбуждения нейтронов у фтора идет монотонно, не образуя ни ступенек, ни изломов

(рис. 17). Со стороны малых пробегов α -частиц, кривая возбуждения фтора резко ограничена. Нижняя граница энергии α -частиц для возбуждения нейтронов равна $3,1 \times 10^6 \text{eV}$ (пробег 2,3 см).

Литий. Условия испускания нейтронов литием известны нам значительно хуже, чем бериллием, бором и фтором. Исследование нейтронов у лития было произведено Жолио и Кюри в приборе, аналогичном изображенному на рис. 11, но позволяющему использовать излучение полония в большем телесном углу. Удалось измерить только самый начальный участок кривой возбуждения, причем оказалось, что эта кривая имеет резко выраженную нижнюю границу, соответствующую пробегу α -частиц и равному 34 мм воздуха.

Кривые возбуждения нейтронов дейтонами. Помимо указанных выше кривых возбуждения измерены еще и кривые возбуждения некоторых элементов при бомбардировке дейтонами. Так, Крейн, Лаурицин и Солтан измерили выход нейтронов у лития и у бериллия. Полученные ими кривые изображены на рис. 18, где по оси ординат отложено число нейтронов в условных единицах, а по оси абсцисс энергия дейтонов. Цифрой I обозначена кривая возбуждения бериллия, а II — кривая возбуждения лития. Обе кривые монотонные и не имеют нижней границы.

Точно также не имеет границы и кривая возбуждения бора дейтонами (рис. 19), полученная Лаурицином и Крейном.

Нам кажется необходимым отметить, что кривая выхода нейтронов, возникающих вследствие бомбардировки дейтонами, не дает никаких указаний на наличие резонансных уровней. Этот результат может быть обусловлен несовершенством опытов, которые, повидимому, не достигли еще точности, необходимой для обнаружения этих уровней, но не исключено однако, что монотонный

ход кривой возбуждения дейтонами представляется следствием невозможности существования этих частиц (как целого образования) внутри ядра.

Сопоставление выхода нейтронов у различных элементов. Выше было уже установлено, что выход нейтронов является функцией скорости ча-

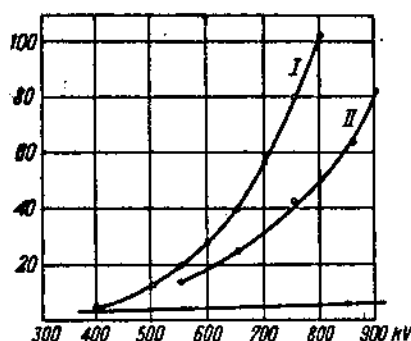


Рис. 18. Выход нейтронов у бериллия и у лития при бомбардировке дейтонами (по Крейну, Лаурицину и Солтану). I—бериллий, II—хлористый литий.

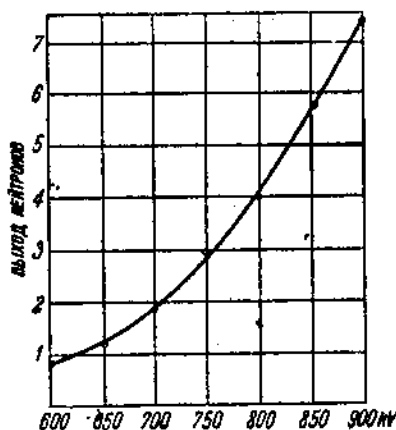


Рис. 19. Выход нейтронов у бора при бомбардировке его дейтонами.

стиц, возбуждающих данное превращение. Поэтому изучение сравнительного выхода нейтронов должно быть произведено для частиц с одной и той же энергией.

В таблицах 3 и 4 приведены относительные числа выхода нейтронов при бомбардировке различных элементов α -частицами полония (3) и дейтонами (4), кинетическая энергия которых 900 kV.

В обеих таблицах выход у Ве принят за 100.

Материал, представленный в обеих таблицах, явно недостаточен, чтобы можно было искать какую-либо закономерность в отношении выхода нейтронов от атом-

ТАБЛИЦА 3.

Относительный выход нейтронов под действием α -частиц полония.

Элемент	Li	Be	B	P	Na	Mg	Al
Выход	10	100	10	2	1	1	2

ТАБЛИЦА 4.

Относительный выход нейтронов при бомбардировке дейтонами и ионами гелия с энергией $0,9 \times 10^6$ е. В.

Бомбардирующая частица	Дейтон	Дейтон	Дейтон	Ион гелия
Элемент	Li Cl	Бериллий	B	Be
Выход	50	100	30	0,22

ного номера. Все же в отношении возбуждения α -частицами следует, что выход нейтронов падает с увеличением атомного номера.

Говоря о выходе нейтронов, мы сознательно пользовались все время относительными цифрами, не указывая нигде абсолютного значения выхода нейтронов. Это значение (абсолютный выход) не определено еще ни в одном случае. Причина этого лежит в сущности того метода, которым мы пользуемся для регистрации нейтронов. В самом деле, ведь мы определяем присутствие нейтронов по появлению ядер отдачи, в частности по появлению протонов отдачи. При столкновении нейтронов с протонами возможно различное перераспределение энергии между движущимися частицами, в частности возможно появление и медленных протонов. Между тем во всех опытах

мы регистрируем протоны, обладающие энергией выше определенного предела. Следовательно часть нейтронов нами не будет зарегистрирована. Число таких неотсчитываемых нейтронов будет, вообще говоря, зависеть от энергии нейтронов. Для различных случаев возбуждения нейтронов это соотношение (между регистрируемыми и нерегистрируемыми нейтронами) будет различно, поскольку различен энергетический спектр нейтронов. К этому надо прибавить, что в настоящий момент недостаточно изучен вопрос о зависимости выхода нейтронов от направления вылета, а также неизвестно изменение величины эффективного сечения для столкновения нейтронов с протоном, в зависимости от энергии нейтрона.

Перечисленные здесь обстоятельства и делают невозможным полный учет числа нейтронов, возникающих при различных ядерных превращениях. Соответственно этому и все приведенные выше числа, касающиеся выхода нейтронов, следует рассматривать как весьма приближенные. Наиболее сильными источниками нейтронов являются в настоящее время следующие.

1. Be под действием полония испускает примерно 30 нейтронов на 10^6 α -частиц.
2. Be под действием дейтронов испускает 3 нейтрона на 10^7 дейтронов с энергией в 900 kV.
3. Дейтроны испускают 1 нейтрон на 10^6 дейтронов при энергии последних всего в 100 kV.

§ 5. Распределение нейтронов по углу.

Исследованию пространственного распределения нейтронов уделено до сих пор сравнительно малое внимание. Чрезвычайно важный вопрос об энергии нейтронов, вылетающих в различные, по отношению к возбужденным α -частицам, направления, затронут всего лишь мало. Имеются лишь первоначальные грубые измерения атом-

Чадвика²⁸⁾, который установил, что энергия нейтронов, вылетающих вперед по направлению α -частицы, больше, чем энергия нейтронов, вылетающих в обратном направлении. Несколько более подробно произведено исследование числа нейтронов, вылетающих под различными углами, по отношению к направлению полета α -частиц. На рис. 20 приведены две кривые, полученные Деннингом⁶²⁾, представляющие угловое распределение нейтронов, возникающих при бомбардировке бериллия совместно α -частицами эманации радия, радия А и радия С. В этих опытах источником нейтронов служила бериллиевая пластинка диаметром 1 мм, укрепленная на конце цилиндрической ампулки с эманацией радия. В процессе всего цикла измерений положение бериллия и счетчика нейтронов не изменялось. Различные углы вылета нейтронов осуществлялись путем вращения источника α -частиц вокруг бериллия. Измерения производились при наличии свинцового экрана между бериллием и счетчиком. В одной серии измерений толщина экрана равнялась 5 см (кривая I), а в другой серии измерений толщина экрана была равна 8 см (кривая II).

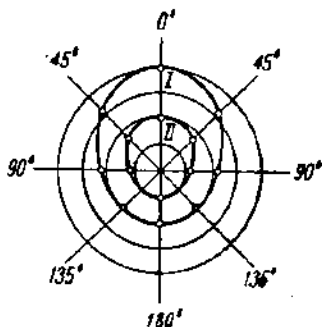


Рис. 20. Угловое распределение нейтронов (по Деннингу).

I — 5 см Pb, II — 8 см Pb

Обе кривые рис. 20 изображены в полярных координатах, т. е. длине радиуса вектора, проведенного в каком-нибудь направлении, пропорционально числу нейтронов. Как видно из приведенных кривых, количество нейтронов, вылетающих в направлении движения α -частиц, в два раза больше, чем в обратном направлении. Это соотношение одинаково в обоих случаях (экран 5 и 8 см).

Несколько отличные результаты получены Жоллио и Кюри. Измерения, произведенные ими, показали, что ионизация, производимая нейтронами, летящими в направлении бомбардирующих частиц, оказалась в 1,13 раза больше, чем ионизация, производимая нейтронами, вылетевшими в обратном направлении. Это соотношение не остается постоянным. Так, если пропустить излучение через фильтр в 3 см свинца, то это соотношение увеличивается до 1,4 раза. В камере, наполненной гелием, соотношение ионизации „спереди“ и „сзади“ изменяется при тех же условиях с 1,4 до 1,8.

Данные Жоллио и Кюри не находятся в противоречии с данными Деннинга, поскольку в опытах последнего применялись более толстые экраны из свинца.

§ 6. γ -лучи, возникающие при возбуждении нейтронов.

Выше мы уже отмечали, что возникновение нейтронов часто сопровождается появлением γ -лучей. Так, при возбуждении нейтронов α -лучами обнаружено появление γ -лучей почти во всех случаях. В табл. 5 произведено сопоставление интенсивности γ -лучей и нейтронов при бомбардировке различных ядер α -частицами.

ТАБЛИЦА 5.

Элементы	Li	Be	B	F	Na	Mg	Al
Относит. интенс. γ -лучей	1,5	10	1	0,4	0,6	0,3	0,3
Относит. интенс. нейтронов	1	10	1	0,2	0,2	0,1	0,1

Сразу же бросается в глаза параллелизм в выходе нейтронов и γ -лучей у различных элементов. Такой же

параллелизм имеет место, как покажет дальнейшее, и в отношении зависимости выхода от энергии α-частиц.

Большой интерес представляет определение энергии γ-излучения. Однако, ввиду слабой интенсивности γ-радиации, возникающей при ядерных превращениях, исследование их продвинуто очень недалеко. Лишь в очень редких случаях произведена грубая оценка величины энергии γ-лучей.

Зависимость выхода γ-лучей от энергии α-частиц также известна лишь в очень ограниченном числе случаев, именно у бериллия и бора, отчасти у лития.

Исследование выхода γ-лучей у бериллия произведено Ботэ и Беккером. Найденная ими зависимость выхода γ-лучей от энергии α-частиц изображена на

рис. 21 кривой I. На этом же рисунке для сравнения приведена кривая выхода нейтронов по Жоллио и Кюри (II). Обе кривые идут параллельно. Выход γ-лучей, так же как и выход нейтронов, резко повышается с увеличением энергии α-частиц. На соответственном месте у обеих кривых видна ступенька. Однако, кривая возбуждения γ-лучей повидимому имеет нижнюю границу, отвечающую энергии α-частиц в $2,3 \times 10^6$ eV.

Весьма существенным является решить вопрос, представляет ли возникновение γ-лучей процесс, идущий параллельно возникновению нейтронов, или оба рода лучей (γ-лучи и нейтроны) возникают при одновременном превращении ядра. К сожалению параллелизм в ходе кривых возбуждения не позволяет решить этот вопрос, так как оба процесса имеют место в результате проникновения

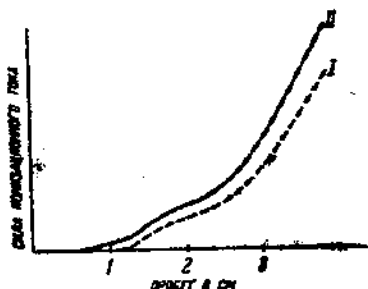


Рис. 21. Кривые возбуждения нейтронов (Жоллио и Кюри) и γ-лучей (Ботэ и Беккер) у бериллия.

α -частицы в ядро бериллия. Ход кривых возбуждения как в том, так и в другом случае характеризует лишь вероятность проникновения α -частицы через барьер. Могут быть приведены лишь два косвенных указания.

1. Прямой захват α -частицы никогда еще не наблюдался, следовательно появление γ -лучей, как результат захвата α -частицы ядром бериллия, представляется маловероятным.

2. Кривые возбуждения γ -лучей имеют нижнюю границу (правда, нельзя считать это вполне установленным), между тем как при захвате α -частицы должны были бы образовываться γ -лучи и притом большой энергии при любых скоростях α -частицы. Если сопоставить невозможность прямого захвата частицы с тем, что при бомбардировке бериллия α -частицами возникновение протонов не было обнаружено, то представляется почти несомненным, что γ -лучи у бериллия — спутник возбуждения нейтронов. Повидимому можно предполагать, что возникающая в результате взаимодействия ядра бериллия и α -частицы новая ядерная система может находиться в возбужденном состоянии (одном или нескольких). В дальнейшем при исследовании энергии нейтронов мы найдем подтверждение сделанному предположению.

Величина энергии γ -излучения от Be измерялась многими исследованиями, однако результаты этих исследований нельзя еще признать согласными. Так, Жолио и Кюри определяют эту границу в $4,8 \times 10^6 \text{ eV}$, Ботэ и Беккер в $5 \times 10^6 \text{ eV}$, Чадвик в $7 \times 10^6 \text{ eV}$ *).

Исследование излучения бора приводит нас в общем к таким же выводам. Параллелизм выхода γ -лучей и нейтронов проявляется и в этом случае. Однако дело ослож-

*) Следует указать, что получение точных чисел наблюдением в камере Вильсона затруднено малой интенсивностью γ -лучей. Метод же определения энергии по поглощению требует введения существенной поправки на поглощение вследствие образования пар.

няется тем, что при бомбардировке бора зарегистрировано появление быстрых протонов. γ -лучи могут быть следствием возбуждения ядра как при возникновении нейтронов, так и при возникновении протонов.

Несколько отлично поведение γ -лучей, возникающих при бомбардировке лития α -частицами. Особенным здесь является то, что γ -лучи появляются и при таких скоростях α -частиц, при которых нейтроны еще не возбуждаются. Согласно Жолио и Кюри, граница возбуждения нейтронов находится при $5 \times 10^8 \text{ eV}$, а для γ -лучей только при $3 \times 10^8 \text{ eV}$. Повидимому у лития γ -лучи возникают независимо от вылета нейтронов.

§ 7. Скоростной спектр нейтронов.

• Обратимся теперь к анализу скоростей нейтронов, возникающих при ядерных превращениях. Анализ этот продвинул еще очень недалеко. Сколько-нибудь точные данные получены совсем недавно и еще не подтверждены в нужной мере результатами других исследований. Несомненным представляется однако, что нейтроны, возникающие при различных ядерных превращениях, обладают различными скоростями. В этом смысле мы можем говорить о спектре нейтронов.

Б е р и л л и й. Уже первые измерения энергии нейтронов, возникающих при бомбардировке бериллия α -частицами, произведенные Жолио и Кюри, затем Чадвиком²⁵⁾, Мейтнер²⁷⁾, показали, что в спектре нейтронов существуют отдельные группы с определенными скоростями. Более точный анализ был произведен Деннингом⁶²⁾.

Экспериментальные условия, в которых протекали опыты Деннинга, были следующие: возбуждение нейтронов производилось бомбардировкой бериллия α -частицами. Источником α -частиц служила толстостенная ампулка, содержащая 1800 милликюри эманации радия

Снаружи ампулка окружалась бериллиевым порошком. Такие условия обеспечивают возникновение $2-3 \times 10^6$ нейтронов в секунду. Столь мощный источник нейтронов (по крайней мере в 20 раз больше, чем во всех других опытах с нейтронами) дал возможность Деннингу добиться относительно высокой степени точности измерений. Регистрация нейтронов и измерение пробегов протонов, приведенных в движение ударом нейтрона, производилось путем осциллографной записи импульсов, возбуждаемых протонами в маленькой ионизационной камере (образцы именно этих осциллограмм и представлены на рис. 7). Подробная схема опытов Деннинга представлена на рис. 22.

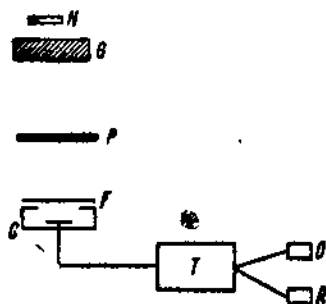


Рис. 22. Схема опыта Деннинга.

Здесь N — источник нейтронов, G — свинцовый экран 6 см толщины, уничтожающий (сильно ослабляющий) излучение от бериллия, P — диск из парафина, излучающий быстрые протоны, F — слюдяной фильтр переменной толщины для анализа пробегов протонов, C — ионизационная камера, T — четырехкаскадный усилитель, O — осциллограф, записывающий импульсы тока в ионизационной камере, R — механический счетчик импульсов, применяемый для контроля измерений. Большая интенсивность источника позволила Деннингу поставить парафиновый диск на значительном расстоянии как от источника нейтронов, так и от ионизационной камеры, сделав тем самым более ограниченным угол между нейтронами, попадающими на парафиновый диск, и протонами, попадающими в ионизационную камеру.

Расстояние между диском P и ионизационной камерой

было 21 см, а между диском *P* и источником нейтронов 17 см.

Результаты измерений Деннинга выражены кривыми, изображенными на рис. 23 и 24, представляющими зависимость числа импульсов в минуту от толщины слюдяного фильтра. Каждая точка на кривой рис. 23 представляет итог 1000—3000 импульсов. Величина черточек представляет границы возможной ошибки измерения. Приведенные кривые отчетливо показывают наличие



Рис. 23. Спектр нейтронов у Ве (по Деннингу).

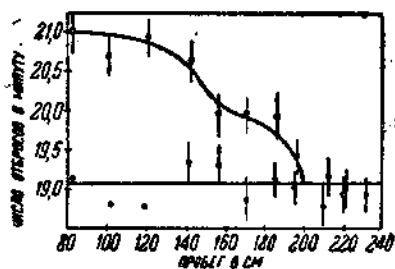


Рис. 24. Конец спектра нейтронов у Ве (по Деннингу).

в спектре нейтронов нескольких (по крайней мере, шести) групп. (Для большей ясности участок спектра, отвечающий пробегам протонов свыше 100 см, изображен в увеличенном масштабе на отдельной кривой, рис. 24.) Численное значение энергии нейтронов этих групп дано в табл. 6.

Большой интерес представляет верхнее значение энергии нейтрона. Жолио и Кюри приписывают нейтронам (α -лучи полония) верхнюю границу $7,8 \times 10^6$ eV, Чадвик 12×10^6 eV. Деннинг нашел нейтроны с энергией $14,2 \times 10^6$ eV. Более того, Деннинг поставил специальные опыты для того, чтобы установить, существуют ли в спектре нейтронов от бериллия нейтроны, обладающие энергией, еще большей, чем $14,2 \times 10^6$ eV. Обнаружить таковые ему не

ТАБЛИЦА 6.

Энергия различных групп нейтронов у Be по Деннингу.

№ группы	Пробег протонов в см	Энергия нейтронов $\times 10^{-6} \text{eV}$
1	6—8	0,5—1,5
2	30	4,8
3	50	6,5
4	70—75	8
5	160	12,5
6	203	14,2

удалось, и по всей видимости нужно принять, что $14,2 \times 10^6 \text{eV}$ и есть верхняя граница энергии нейтронов от бериллия при бомбардировке α -частицами от эманации.

Наличие нескольких групп нейтронов в спектре бериллия могло быть следствием следующих причин:

1. Наличие в источнике α -частиц различных групп. Так α -частицы, возникающие при распаде самой эманации, имеют энергию $5,44 \times 10^6 \text{eV}$, α -частицы, возникающие при распаде радия A, имеют энергию $5,97 \times 10^6 \text{eV}$ и наконец α -частицы, возникающие при распаде RaC' имеют энергию $7,68 \times 10^6 \text{eV}$. Всего три группы α -частиц.

2. Кривая возбуждения бериллия показывает возможность резонансного проникновения α -частицы в ядро бериллия, следствием чего будет ядерное превращение, обусловленное α -частицами с энергией, отличной от указанных выше.

3. Появление γ -излучения при бомбардировке бериллия α -частицами было нами истолковано как результат того, что образующееся в результате превращения новое ядро находится в возбужденном состоянии. Соответственно этому мы должны иметь в скоростном спектре различные группы нейтронов.

Учитывая все перечисленные факторы, Деннинг предложил схему образования нейтронов различных групп, представленную на рис. 25. Схема содержит две части — левую, изображающую возбуждение ядра бериллия (захват α -частицы) и правую — переход ядра из возбужденного состояния в устойчивое с испусканием нейтронов. Горизонтальные линии, проведенные через обе части схемы, представляют значение кинетической энергии (уровень энергии) α -частиц, совершающих превращение (проникающих в ядро). Соответственные им числа поставлены слева. Буквами $s-s'$ обозначен потенциальный барьер бериллия. При захвате α -частицы уровень энергии ядра бериллия изменяется на величину кинетической энергии α -частицы. Таким образом в зависимости от того, какая α -частица проникла в бериллий, будем иметь различные состояния ядра, обозначенные соответственно концами стрелок. Всего, оказывается, возможны четыре состояния, из которых одно соответствует резонансному проникновению и представляет „монокроматическую“ группу, а три других представляют участок непрерывного спектра, нижняя граница которого обусловлена высотой потенциального барьера, а верхняя — кинетической энергией α -частицы.

При испускании нейтронов ядро с представленных в левой части рис. 25 уровней переходит на новый уровень, соответствующий нормальному состоянию конечного продукта (ядра) превращения. Этот уровень обозначен нами через O, O' . Далее, оказывается возможным существование нового ядра в возбужденном состоянии. Этому состоянию соответствует уровень энергии, обозначенный нами через I, I' . Переход ядра с уровня I, I' на уровень O, O' сопровождается γ -лучами. Для характеристики значений энергии нейтронов и γ -лучей нами поставлены с правой стороны рис. 25 числа, представляющие высоту каждого уровня над нормальным уровнем нового ядра.

Из приведенной схемы следует, что в спектре нейтронов бериллия мы должны ожидать восемь групп. Деннингом наблюдаены только шесть. По предположению Деннинга это есть результат недостаточной разрешающей способности его опытов. Повидимому уровни $5,97 \times 10^6 \text{eV}$ и $5,44 \times 10^6 \text{eV}$ не были разрешены.

В нижеследующей табл. 7 сопоставлены максимальные значения энергии нейтронов различных групп,

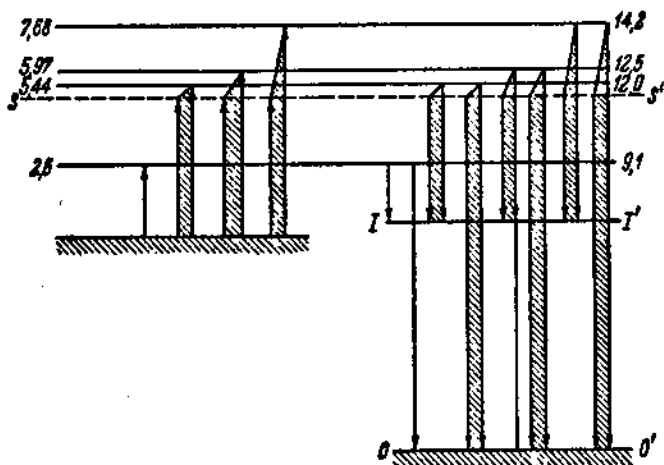


Рис. 25. Схема превращения ядра бериллия (по Деннингу).

наблюдаемых Деннингом на опыте, с теми, что должны бы иметь место согласно его схеме. Удовлетворительное согласие получается в предположении, что разница между возбужденным уровнем I, I' и нормальным $00'$ равна $7,5 \times 10^6 \text{eV}$, причем группы 2 и 5 представляют двойные неразделенные группы.

К иным, отличным от Деннинга результатам пришли Боннер и Мотт-Смис. В своих опытах Боннер и Мотт-Смис пользовались в качестве источника α -лучей полонием и регистрировали нейтроны с помощью камеры Вильсона. Энергия нейтронов измерялась по пробегу

ТАБЛИЦА 7.

№	Наблюден- ные	Вычисленные согласно схеме	Механизм перехода
1	14,2	14,2	RaC' — норм. уровень
2	12,5	12,5	RaA — норм. уровень
3	8	9	резон. уровень — норм. уровень
4	6,5	6,7	RaC' — возб. уровень
5	4,8	5,0	RaA — возб. уровень
6	0,5—1,5	1,5	резон. уровень — возб. уровень

протонов. Для большей чувствительности камера наполнялась метаном или водородом при давлении в 13 ат. Всего в опытах с бериллием получено 8000 стереоскопических снимков, 5000 с метаном и 3000 с водородом, на них зарегистрировано 755 атомов отдачи (180 в водо-

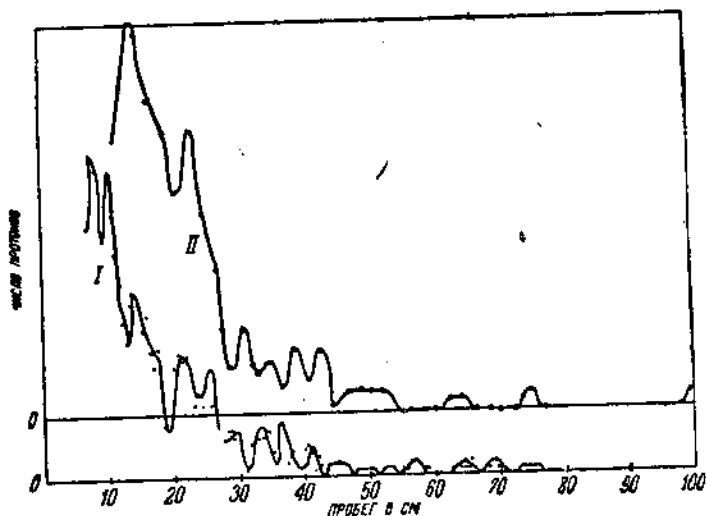


Рис. 26. I кривая — спектр нейтронов (по Бокперу и Мотт-Смису).

II кривая — спектр нейтронов (по Бло).

роде и 575 в метане). Пробег всех зарегистрированных атомов отдачи был измерен и пересчитан согласно формуле (2) к тому значению пробега, которым протон обладал бы, если бы он был приведен в движение в направлении полета нейтрона. Соответственно пересчитанные числа и образовали кривую I на рис. 26. Здесь по оси абсцисс отложено значение пробегов, а по оси ординат число атомов отдачи (пересчитанное), обладающее таким значением пробега. Из вида этой кривой Боннер и Мотт-Смис заключили, что нейтронное излучение бериллия содержит гораздо большее число групп, чем это было установлено Деннингом. Численное значение энергии нейтронов различных групп приведено в табл. 8.

ТАБЛИЦА 8.

Энергия нейтронов от бериллия по Мотт-Смису и Боннеру.

Пробег протонов в см	Энергия нейтронов в мегавольтах	Пробег протонов	Энергия нейтронов в мегавольтах
0,3	0,58	31,8	4,87
2,7	1,07	36,0 ?	5,26 ?
3,5	1,31	39,7	5,57
5,4 ?	1,68 ?	43,5 ?	5,85 ?
7,5 ??	2,06 ??	47,3 ??	6,13 ??
9,75	2,42	51,5 ??	6,42 ??
13,5	2,94	54,5 ??	6,64 ??
16,5 ??	3,32 ??	60,0 ?	7,06 ?
19,5	3,65	61,3 ??	7,49 ??
24,3	4,20	71,5 ??	7,76 ??
28,0 ?	4,56 ?	77,5 ??	8,70 ??

В этой таблице возле цифр, внушающих меньшее доверие, поставлен знак вопроса. Там же, где наличие группы кажется сомнительным, поставлено два вопроса. Эти знаки вопроса относятся ко всем длинно-пробежным группам, число нейтронов у которых невелико и где статистика счета явно недостаточна.

Схема преобразования ядра бериллия по данным Боннера и Мотт-Смиса рисуется более сложной, чем это представлялось по данным Деннинга. Для объяснения всего спектра нейтронов Боннер и Мотт-Смис допускают существование 11 резонансных уровней у Be и двух возбужденных уровней в ядре, образующемся в результате превращения. Численное значение этих уровней приведено в табл. 9.

ТАБЛИЦА 9.

Схема резонансных уровней в ядре Be по Мотт-Смису и Боннеру.

Энергия резонанс. уравниения в мегавольтах	Энергия нейтронов в мегавольтах					
	вычисл.	набл.	вычисл.	набл.	вычисл.	набл.
5,8	11,3	11,7	7,1	7,06	4,2	4,20
4,8	10,8	—	6,6	6,64	3,7	3,65
4,4	10,4	—	6,2	6,13	3,3	3,32
4,1	10,1	—	5,9	5,85	3,0	2,94
3,7	9,8	—	5,5	5,57	2,7	—
3,4 ?	9,5	95	5,2	5,26	2,4	2,42
3,0 ?	9,1	—	4,9	4,87	2,1	2,06
2,6	8,7	—	4,5	4,56	1,7	1,68
2,2 ?	8,3	8,10	4,1	4,20	1,3	1,31
1,8 ?	7,9	7,76	3,7	3,65	1,0	1,07
1,4	7,5	7,49	3,3	3,32	0,6	0,58
E_{γ_1}	4,1	MeV	$Q_0 = 6,2$		MeV	
E_{γ_2}	6,8	MeV	$Q_1 = 2,1$		MeV	
			$Q_2 = -0,6$		MeV	

В табл. 9 приведены также и численные значения энергии, выделяемой при превращении ядра бериллия. Соответственно трем возможным случаям превращения (нормальное состояние, I и II возбужденные уровни) мы имеем три значения этой энергии, обозначенные Q_0 , Q_1 и Q_2 .

Нужно заметить, что схема уровней, предложенная

Боннером и Мотт-Смисом включает в себя все резонансные уровни, которые различными исследователями наблюдались. Так, четыре из первых пяти уровней были найдены Киршем и Слонеком. Уровень $2,6 \cdot 10^6 \text{ eV}$ был найден Жоллио и Кюри, а также Чадвиком. Уровень $1,4 \cdot 10^6 \text{ eV}$ также был замечен Чадвиком. Остальные уровни, возле которых подставлены знаки вопроса, отмечаются в этой работе впервые.

Сложный спектр нейтронов у бериллия был также зарегистрирован и Блау. Спектр нейтронов, по Блау, полученный им путем измерения пробега протонов в фотографической пластинке, представлен для сопоставления с кривой Мотт-Смиса и Деннинга на том же рис. 26. Обе кривые по своему типу схожи и в начальной части, представляющей наибольшее число нейтронов, показывают в общем согласный ход. В некоторых же местах данные обеих кривых расходятся. Происходит это повидимому в результате недостаточного числа измерений в этой области спектра.

Данные Деннинга с одной стороны, Боннера и Мотт-Смиса и Блау с другой расходятся очень сильно в отношении числа уровней. Это расхождение может быть объяснено особенностями методов, примененных обоими авторами. В опытах Деннинга в ионизационную камеру наряду с протонами, идущими в направлении оси камеры, попадают и протоны, движущиеся под углом к оси камеры. Эти протоны проходят больший путь в воздухе и в веществе фильтра. Таким образом Деннинг, производя подсчет числа протонов при заданной толщине фильтра, в действительности регистрирует протоны, прошедшие и несколько большие толщины. Это обстоятельство естественно размывает получаемую Деннингом картину. В силу этого Деннинг не смог разделить нейтроны, возникающие от α -частиц эманации и радия А, энергия которых отличается на $0,5 \cdot 10^6 \text{ eV}$. Естественно, конечно, что Деннинг

не смог разделить всех тех уровней, которые найдены Мотт-Смисом и Боннером и Блау.

С другой стороны, построение кривой распределения нейтронов по скоростям путем измерения с помощью камеры Вильсона при малом числе измерений неизбежно будет давать максимумы и минимумы. Поэтому возможно, что часть из найденных Боннером и Мотт-Смисом уровней есть результат ошибок измерения. Для окончательного установления спектра нейтронов бериллия необходимы еще дополнительные тщательные измерения.

Несмотря на резкое различие данных Деннинга и Боннера и Мотт-Смиса, есть и нечто их объединяющее.

1) Верхняя граница энергии нейтронов $11,7 \times 10^6 \text{ eV}$, найденная Боннером и Мотт-Смисом при возбуждении лучами полония, совпадает с верхней границей энергии нейтронов, установленной Деннингом $14,2 \times 10^6 \text{ eV}$ (разница в энергии α -частиц радия C' и полония равна $2,43 \times 10^6 \text{ eV}$).

2) Число нейтронов с большой энергией мало по отношению к общему числу нейтронов.

Бор. Исследование спектра нейтронов у бора произведено Мотт-Смисом и Боннером. Наблюдение производилось с помощью камеры Вильсона, энергия нейтронов определялась по длине трэков протонов. Для получения трэков, оканчивающихся внутри камеры, последняя наполнялась водородом (в части опытов с метаном) под давлением в 12 ат.

Источником α -частиц в этих опытах служила пластинка с осажденными на ней 10 милликури полония. Всего было заснято 4000 фотографий (стереоскопические), на которых было промерено 372 трэка (210 в метане, 162 в водороде).

Результат измерений изображен на рис. 27 в виде двух кривых, одна из которых представляет серию измерений в метане (I), другая в водороде (II). На оси абсцисс этих кривых отложены пробеги протонов, а на оси орди-

нат — число протонов, обладающих этим значением пробега. В случае метана каждая точка на кривой соответствует интервалу пробегов в 1 см, а для водорода 6 мм. Кривые, полученные в водороде и в метане, дают согласные данные — ряд максимумов и минимумов, приходящихся в обеих кривых на одни и те же места, что свидетельствует о наличии нескольких групп в нейтронном излучении бора. Форма этих максимумов — острые максимумы, а не плоские участки — показывает, что мы имеем здесь повидимому группы нейтронов с дискретными скоростями, а не участки непрерывного спектра.

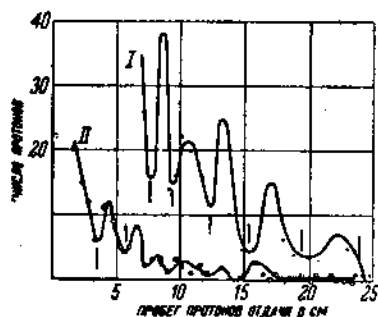


Рис. 27. Спектр нейтронов от бора (по Мотт-Смису и Боннеру).

Некоторое различие обеих кривых, относящееся к очень большим и очень малым пробегам, обусловлено тем, что пробег протонов и метана меньше, чем

в водороде. Благодаря этому обстоятельству в метане удается обнаружить протоны с большими пробегами. С другой стороны протоны, обладающие малым пробегом, регистрируются в водороде лучше. Численные значения скорости и энергии нейтронов различных групп приведены в табл. 10.

ТАБЛИЦА 10.

Энергия нейтронов от бора по Мотт-Смису и Боннеру.

Пробег протона в см. . . .	23,8	19,3	15,2	12,2	9,3	7,5	5,8	3,5
Скорость нейтрона $\times 10^{-9}$.	2,82	2,64	2,46	2,29	2,12	1,98	1,84	1,57
Энергия $\times 10^{-6}$	4,16	3,65	3,17	2,75	2,35	2,05	1,77	1,29

Общее число наблюдаемых групп восемь. Возможно, что столь большое число групп получается благодаря малому числу наблюдений. Возможно, что 370 трэков слишком мало, чтобы навести необходимую статистику, но может быть это обусловлено и существом дела.

Бор состоит из двух изотопов B_{10} и B_{11} , каждый из них, как мы знаем, испускает нейтроны, так что мы имеем здесь дело с двумя спектрами. Это обстоятельство

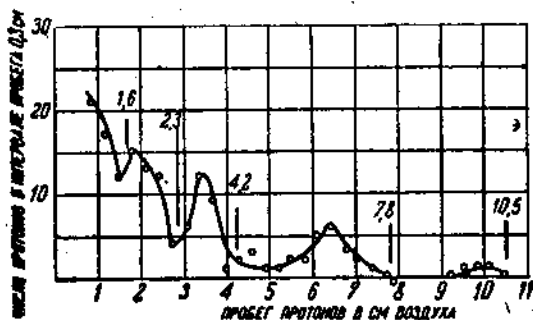


Рис. 28. Спектр нейтронов от фтора (по Боннеру и Мотт-Смису).

не позволяет в настоящий момент указать схему образования различных групп нейтронов у бора.

Фтор. Спектр нейтронов, испускаемых фтором, исследован также Боннером и Мотт-Смисом в условиях совершенно аналогичных тем, в которых производилось исследование у бора. Было снято в общем 9000 стереоскопических вильсоновских фотографий, на которых были промерены 205 трэков протонов. Для этих трэков Боннер и Мотт-Смис построили кривую распределения, изображенную на рис. 28. Здесь по оси абсцисс отложены величины пробега протонов, а по оси ординат число их. Каждая точка представляет интервал пробегов, равный 0,3 см.

На этой кривой, так же как и на соответственных

кривых от бора и бериллия, мы находим ряд максимумов и минимумов, отвечающих различным группам нейтронов. Таких групп в спектре нейтронов у фтора мы находим пять. Точно так же, как это мы имели в случае *b*, характер максимумов заставляет предполагать о дискретном значении скоростей нейтронов. Вертикальные прямые указывают величину пробега протонов, отвечающих различным группам нейтронов. Числа у этих прямых дают значение пробега протонов в сантиметрах. Соответственные этим пробегам значения энергии и скорости отдельных групп нейтронов даны в табл. 11.

ТАБЛИЦА 11.

Энергия нейтронов, испускаемых фтором.

№ группы	1	2	3	4	5
Пробег протонов в см	10,6	7,8	4,9	2,8	1,6
Скорость нейтрона в 10^8 см . . .	2,20	2,01	1,74	1,45	1,24
Энергия нейтронов в мегавольтах.	2,54	2,12	1,45	1,09	0,68

Так как фтор принадлежит к числу простых элементов, не содержащих изотопов, то все наблюдаемые группы нейтронов представляют собой результат различных превращений одного ядра ^{19}F . Это дает возможность построить схему превращений фтора, аналогично тому, как было сделано у бериллия.

Такая схема превращения была предложена Та-Ю-Ву. Согласно этой схеме, изображенной на рис. 29, у ядра фтора существуют три резонансных уровня. Через потенциальный барьер проникают только α -частицы, энергия которых совпадает с значением энергии одного из резонансных уровней *). В соответствии с этим имеет место

*) Так как согласно Чадвику и Констейблу ²⁰⁾ высота потенциального барьера у фтора больше, нежели энергия α -частиц полония.

образование групп с определенными значениями скоростей нейтронов. Возникающее в результате превращения новое ядро (повидимому $^{22}_{11}\text{Na}$) может находиться в возбужденном состоянии. Значение энергии резонансных уровней указано цифрами с левой стороны рис. 29. Сама схема разделена на две части — левая, представляющая захват α -частицы, и правая — образование нового ядра с выбрасыванием нейтрона.

Согласно этой схеме, мы должны ожидать появления шести групп нейтронов. Боннер и Мотт-Смис наблюдали

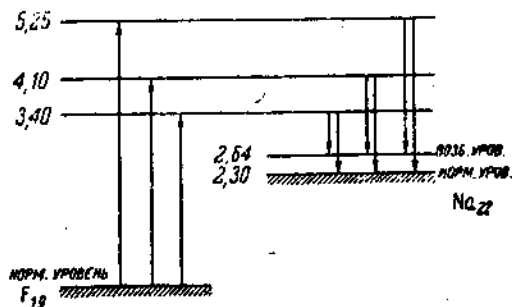


Рис. 29. Схема образования различных групп нейтронов у фтора.

только пять. Шестая группа, долженствующая (согласно схеме) иметь энергию $0,37 \times 10^6 \text{eV}$, не смогла быть наблюдена вследствие малого значения энергии. Сопоставление численного значения энергии нейтронов, наблюдаемой на опыте и вычисленной согласно схеме Та-Ю-Бу, произведено в табл. 12.

Из приведенной таблицы следует, что среднее значение энергии, выделяемой при превращении фтора $Q_0 = -2,64 \times 10^6 \text{eV}$ (переход на основной уровень) и $Q_1 = -2,30 \times 10^6 \text{eV}$ (переход на возбужденный уровень). Таким образом мы должны ожидать появления γ -лучей с энергией $0,34 \times 10^6 \text{eV}$.

ТАБЛИЦА 12.

№ группы	1	2	3	4	5	6
Энергия нейтронов в 10^6eV измеренная	2,54	2,12	1,45	1,09	0,68	—
Энергия нейтронов в 10^6eV вычисленная	2,54	2,18	1,43	1,06	0,72	0,37
Энергия α -частиц в 10^6eV , образующая группы	5,25	5,25	4,1	4,1	3,4	3,4
Энергия в 10^6eV , выделяющаяся при превращении .	—2,30	—2,68	—2,28	—2,60	—2,34	—

Правильность измерений Боннера и Мотт-Смиса может быть проконтролирована исследованием скоростей протонов, также возникающих при освещении фтора α -лучами. Эти исследования привели Чадвика и Констейбла (в полном согласии с данными Боннера и Мотт-Смиса) к выводу о существовании у фтора трех резонансных уровней $5,25 \times 10^6\text{eV}$, $4,1 \times 10^6\text{eV}$ и $3,4 \times 10^6\text{eV}$.

§ 8. Схемы ядерных превращений, приводящих к образованию нейтронов, и масса нейтрона.

В предыдущих параграфах мы рассматривали условия возникновения нейтронов при взаимодействии различных ядер с α -частицами, дейтонами, протонами и др. Знание этих условий позволяет нам решить вопрос об энергетическом балансе соответствующей ядерной реакции и установить саму формулу реакции. До сих пор мы эти вопросы оставляли в тени, здесь мы их разберем подробно.

При определении формулы ядерного превращения мы должны ответить на два вопроса: а) какой из изотопов исследуемого элемента (если этот элемент состоит из

нескольких изотопов) участвует в превращении, б) происходит ли выбрасывание нейтронов в результате захвата бомбардирующей частицы или в результате взаимодействия ядра и частицы, не сопровождающегося захватом последней.

Самый надежный ответ на поставленные вопросы мог бы дать химический анализ продуктов превращения, однако количественный выход этих превращений столь мал, что за исключением некоторых случаев (искусственная радиоактивность) мы не имеем возможности произвести этот анализ. Поэтому о характере происшедшего ядерного превращения приходится судить по целому ряду косвенных признаков, из которых самым существенным является энергетический баланс реакции. Считая закон сохранения энергии выполняющимся и при ядерных превращениях, мы можем применить его в качестве метода, контролирующего правильность той или иной гипотезы. На этом пути встают однако другие затруднения.

1. Атомные веса многих элементов не известны с точностью, необходимой для подсчета энергетического баланса.

2. Условия испускания нейтронов, энергия α -лучей, энергия отдельных групп нейтронов, максимальная энергия нейтронов в большинстве случаев изучены еще недостаточно полно (в некоторых случаях не изучены вовсе).

3. Для составления правильного баланса энергии ядерной реакции нужно знать еще, и притом с достаточной точностью, массу самого нейтрона. Во введении нами указывалось, что сопоставление пробегов ядер отдачи азота и водорода показало, что масса нейтрона близка по своему значению к массе протона. Однако определение массы нейтрона таким способом может быть сделано лишь очень грубо. Более точное значение массы нейтрона мы смогли бы получить, воспользовавшись

энергетическим балансом какого-нибудь ядерного превращения.

Таким образом получается как бы порочный круг, из которого мы можем выйти, только приняв определенную схему для какого-нибудь из ядерных превращений, и, уже пользуясь этой схемой, определить массу нейтрона.

В связи с тем, какого рода превращение было положено в основу для определения массы нейтрона, пришлось иметь дело с различными значениями этой величины. Вначале конкурировали три значения массы нейтрона:

1. $m_n = 1,0067$,
2. $m_n = 1,012$,
3. $m_n = 1,0006$.

Первое из этих чисел было предложено Чадвиком. При определении этого числа Чадвик воспользовался ядерной реакцией, происходящей с бором при бомбардировке его α -частицами. Исходя из правила Астона, что атомный вес всякого элемента больше или равен удвоенному значению заряда ядра, Чадвик предположил, что из двух изотопов бора испускает нейтроны изотоп с массой 11. В самом деле, элемент с атомным весом A и зарядом Z в результате захвата α -частицы с последующим (или одновременным) испусканием нейтрона превращается в новый элемент с атомным весом $A+3$ и зарядом $Z+2$. Если применить и к этому элементу правила Астона, то получим условие:

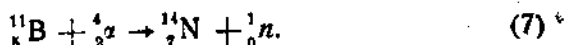
$$A+3 \geq 2(Z+2),$$

которое приводит к другому условию, относящемуся уже к исходному элементу, именно

$$A \geq 2Z+1. \quad (6)$$

Из двух изотопов бора (^{10}B и ^{11}B) этому условию

удовлетворяет лишь ${}^{11}_5\text{B}$. В соответствии с этим Чадвик предложил схему превращения бора:



В этой формуле цифры, стоящие у символа элемента, означают: верхнее — массовое число, нижнее — заряд ядра.

Энергетический баланс реакции, протекающей по этой схеме, должен быть записан следующим образом:

$$m_{\text{B}_{11}} + m_{\alpha} + W_{\alpha} = m_{\text{N}_{14}} + m_{\text{n}} + W_{\text{N}} + W_{\text{n}}, \quad (8)$$

где m с соответственным значком внизу представляет численное значение массы ядра, а W_{α} , W_{N} и W_{n} — кинетическая энергия (выраженная в единицах массы) соответственно α -частицы образующегося ядра азота и нейтрона.

Численное значение, принятое Чадвиком для величин, входящих в равенство (8), следующее:

$$m_{\text{B}_{11}} = 11,0110 \pm 0,00055;$$

$$m_{\text{N}_{14}} = 14,008 \pm 0,0014;$$

$$m_{\alpha} = 4,00216 \pm 0,0002.$$

Кинетическая энергия α -частиц полония $5,25 \times 10^6 \text{eV}$ в единицах массы равна 0,0056, кинетическая энергия нейтрона $3,3 \times 10^6 \text{eV}$ в единицах массы будет равна 0,0035 и наконец кинетическая энергия N_{14} , вычисляемая из соотношения $m_{\alpha} v_{\alpha} \cong m_{\text{N}} v_{\text{N}}$, была взята равной 0,0002.

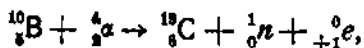
При подстановке всех этих чисел в равенство (8) мы получаем для массы нейтрона значение $m_{\text{n}} = 1,0067$.

Нижнюю границу значения массы нейтрона Чадвик оценил другим путем — исходя из предположения об устойчивости тяжелого изотопа водорода. Согласно измерениям Бейнбриджа атомный вес тяжелого изотопа водорода равен 2,0136. Предполагая дейтрон составленным из

протона и нейтрона, мы получим наименьшее возможное значение для массы нейтрона $m_n = 1,0058$. Энергия связи дейтона при таком значении массы нейтрона будет равна нулю.

Однако можно сделать и иное допущение относительно схемы превращения бора.

Наблюдая в камере Вильсона продукты превращения, возникающие при бомбардировке бора, Жолио и Кюри²⁴⁾ обнаружили появление позитронов. Предположение о возникновении позитронов в результате какого-либо самостоятельного ядерного превращения встречает ряд затруднений (в частности оно приводит к возникновению неизвестных изотопов $^{18}_6\text{C}$ или $^{11}_4\text{Be}$). Поэтому Кюри и Жолио считали вероятным возникновение позитрона как спутника другой частицы. Так как кроме нейтронов и позитронов бор при бомбардировке его α -частицами испускает еще и протоны, то естественно было думать, что возможны два варианта ядерных превращений, один из них совершается с выходом протона, другой с выходом позитрона и нейтрона. Однако, как это было установлено исследованиями Чадвика, Констейбла и Полярда, испускание протонов связано с $^{10}_5\text{B}$, поэтому Жолио и Кюри предлагают считать $^{10}_5\text{B}$ также источником нейтронов и позитронов и схему реакции пишут в следующем виде:



т. е. в конечном счете превращение приводит к устойчивому ядру $^{13}_6\text{C}$. Нетрудно видеть, что правило Астона оказывается соблюденным и в этом случае.

Так как энергия нейтронов и позитронов, возникающих при этом превращении, измерена, то пользуясь этой

схемой можно определить массу нейтрона из соотношения:

$$m_{\text{Be}} + m_{\alpha} + W_{\alpha} = m_{\text{C}_{12}} + m_n + m_{+e} + W_{\text{C}_{12}} + W_n + W_{+e}, \quad (9)$$

представляющего энергетический баланс реакции по схеме Кюри и Жолио. Если принять $m_{\text{Be}} = 10,0135$, $m_{\text{C}_{12}} = 13,0039$ (спектроскопические данные), то для массы нейтрона получается значение $m_n = 1,012$.

В качестве аргумента, подтверждающего правильность столь большого значения массы нейтрона, Жолио указывает на возможность объяснения устойчивости ядра бериллия. Согласно измерениям Бейнбриджа, атомный вес бериллия (состоящего из одного только изотопа ${}^9\text{Be}$) равен 9,0155. Предполагая ядро бериллия образованным двумя α -частицами и одним нейтроном, мы получаем, как нижнее значение массы нейтрона (предполагая ${}^9\text{Be}$ устойчивым), число 1,011. Таким образом значение массы нейтрона, предложенное Чадвиком, приводит к выводу о радиоактивности бериллия. Однако специальные опыты, поставленные Гендерсоном и Эвансом, Лэнджер и Рэйт и др., доказали отсутствие радиоактивности бериллия. Последнее обстоятельство, согласно Жолио, является доказательством большого значения массы нейтрона.

Третье значение для массы нейтрона было предложено на основе других ядерных превращений. Именно, при исследовании бомбардировки ряда элементов дейтонами Лоренс, Ливингстон и др. ⁴⁸⁾ обнаружили появление протонов с пробегом 18 см у всех исследованных элементов.

Появление определенной группы протонов у всех элементов естественно нельзя было истолковать как превращение, происходящее у исследуемых ядер под влиянием дейтонов, так как а priori здесь следовало ожидать различных результатов. Поэтому указанные исследова-

дователи предположили, что наблюдаемые ими протоны возникают в результате расщепления дейтона на протон и нейтрон. Так как энергия дейтонов, употреблявшихся в этих опытах, была равна $3 \cdot 10^6 \text{eV}$, а энергия протонов, обладающих пробегом в 18 см, равна $3,9 \cdot 10^6 \text{eV}$ и масса дейтона равна 2,0136, то нетрудно из этих данных вычислить массу нейтрона, предполагая, что скорость нейтрона в силу сохранения количества движения должна быть равна скорости протона.

Этот подсчет приводит к значению массы нейтрона $m_n = 1,0006$.

Итак, рассмотрение различных схем ядерных превращений приводит к трем различным значениям для масс нейтрона:

Чадвик $m_n = 1,0067$;

Жолио и Кюри $m_n = 1,011$;

Лоренс с сотрудниками $m_n = 1,0006$.

Разница в полученном значении массы нейтрона, как видим, весьма существенна, настолько существенна, что она перестает носить количественный характер.

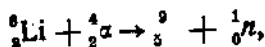
В самом деле, значение массы нейтрона, предложенное Чадвиком 1,0067 и Лоренсом, Ливингстоном и Льюисом 1,0006, численно меньше суммы масс протона и электрона, что позволяет трактовать нейтрон как сложную частицу, состоящую из протона и электрона.

Значение же 1,0012, предложенное Жолио для массы нейтрона, исключает возможность такой трактовки.

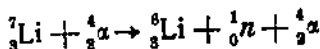
Для того чтобы решить, какое же из этих чисел, предложенных для массы нейтрона (и эти ли числа?), дает правильное значение, мы рассмотрим подробно энергетический баланс и схему всех ядерных превращений, участником которых являются нейтроны.

а) Li- α -частицы. При бомбардировке лития α -частицами возникают только нейтроны. Опытами Жолио и Кюри показано, что в этом случае появления позитронов

не наблюдается. Не наблюдается также и испускание протонов. Повидимому схему превращения лития можно установить однозначно, так как ни превращение

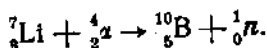


ни превращение



не могут происходить в силу закона сохранения энергии.

Единственно возможной схемой образования нейтронов у лития является



Так как для испускания нейтронов литием установлена граница возбуждения, то численное значение массы ${}^7_3\text{Li}$ и α -частицы должно быть меньше, чем численное значение массы ${}^{10}_5\text{B}$ и нейтрона, т. е.

$$m_n \geq m_{\text{Li}} + m_\alpha - m_{\text{B}_{10}} = 1,0033,$$

где для массы ${}^7_3\text{Li}$ принято 7,0046, для массы α -частицы 4,0022, и $m_{\text{B}_{10}} = 10,0135$.

Если был бы измерен спектр нейтронов у лития и определена верхняя граница этого спектра, то можно было бы вычислить массу нейтрона из уравнения для баланса энергии:

$$m_{\text{Li}} + m_\alpha + W_\alpha = m_{\text{B}_{10}} + m_n + W_{\text{B}} + W_n. \quad (10)$$

Можно однако вычислить массу нейтрона и из значения границы возбуждения. В этом случае:

$$m_{\text{Li}} + m_\alpha + W_\alpha = m_{\text{B}_{10}} + m_n + I_0, \quad (11)$$

где W_α значение энергии α -частицы, при котором вылет нейтронов только начинается (граница возбуждения), а I_0 соответствующие этому случаю значения кинетической энергии бора и нейтрона.

Исходя из закона сохранения количества движения, легко показать, что между величинами I_0 и W_0 существует соотношение

$$I_0 = \frac{m_\alpha}{m_n + m_B} W_\alpha, \quad (12)$$

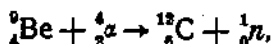
которое позволяет нам определить величину I_0 . Согласно измерениям Жоллио и Кюри, граница возбуждения лития W_α равна $5 \times 10^6 \text{ eV}$. Подставив это значение в формулу (12), находим $I_0 = 1,8 \times 10^6 \text{ eV}$.

Определив I_0 и зная W_α , мы можем вычислить и массу нейтрона:

$$m_n = m_{Li} + m_\alpha - m_B - W_\alpha - I_0 = 1,0067.$$

б) Бериллий — α -частицы. Это ядерное превращение является довольно удобным для определения массы нейтрона. Атомный вес бериллия определен в последнее время Бейнбриджем с высокой степенью точности — $9,0155 \pm 0,0006$; с другой стороны, спектр нейтронов у бериллия изучен наиболее тщательно, и в отношении верхней границы этого спектра различные исследователи дают согласные данные.

Толкование результатов, полученных при превращении бериллия, упрощается тем, что у бериллия нет изотопов. Превращение происходит с ядром ${}^9_4\text{Be}$. Кроме того, так как энергия нейтронов, испускаемых бериллием, значительно больше ($14 \times 10^6 \text{ eV}$) энергии α -частиц, возбуждающих превращение, то испускание нейтронов должно обязательно иметь место в результате захвата α -частицы. Таким образом испускание нейтронов у бериллия идет по схеме:



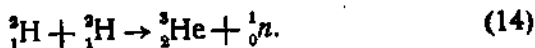
и следовательно баланс энергии может быть записан так:

$$m_{Be} + m_\alpha + W_\alpha = m_{C_{13}} + m_n + W_C + W_n. \quad (13)$$

Так как масса $m_{\text{He}} = 9,0155$, $m_{\alpha} = 4,00216$, $W_{\alpha} = 0,0082$, $m_{\text{C}} = 12,0036$, $W_n = 0,0155$, то для массы нейтрона находим

$$m_n = 1,0068.$$

с) Дейтон — дейтон. Возникновение нейтронов при бомбардировке дейтона дейтоном можно считать совершающимся по схеме:



Наиболее прямым доказательством правильности указанной схемы явилось бы непосредственное обнаружение ${}_2^3\text{He}$ как продукта превращения. С этой целью из разрядной трубки, в которой происходила бомбардировка дейтонов, была взята проба газа и помещена в масс-спектрограф для анализа. Исследование, произведенное Блинкеем и его сотрудниками, показало наличие в составе этого газа ионов, обладающих массой три. Однако такого рода частицами могли быть не только ${}_2^3\text{He}^+$, но и ионы молекулы водорода (${}_1^1\text{H}$, ${}_1^2\text{H}^+$). Для отделения обеих частиц друг от друга была исследована зависимость тока в масс-спектрографе от величины поля, ускоряющего электроны (в масс-спектрографе Бликнея ⁶²⁾ ионы создаются ударом электрона).

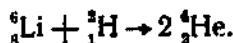
Так как ионизационный потенциал He и H₂ различен, то можно было легко различить ионы обоего сорта. Пользуясь этим методом, удалось показать, что при бомбардировке дейтонов дейтонами действительно образуются ядра ${}_2^3\text{He}$.

Для определения массы нейтрона недостаточно однако установления механизма превращения. Необходимо знать еще массу ${}_2^3\text{He}$ и его энергию W_{He} .

Энергия W_{He} может быть вычислена из закона сохранения количества движения, так как известна энергия нейтронов, возникающих при этом превращении. Что же касается массы ${}^3_2\text{He}$, то для ее определения можно воспользоваться реакцией, установленной Резерфордом:



Численное значение массы ${}^3_2\text{He}$, полученное из этой схемы превращения, зависит однако от того, какое значение для m_{Li} будет нами принято. Дело в том, что данные Бейнбриджа для ${}^6_3\text{Li} = 6,0145$ — отличаются от значения массы Li_6 , вычисленной из реакции



Последнее дает 6,0157.

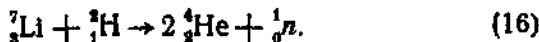
Соответственно этим обоим значениям масса m_{He} , определяемая из превращения (15), будет 3,0155 и 3,0167.

Если подставить эти значения в уравнение, выражающее баланс энергии превращения, в результате которого возникают нейтроны, то, принимая для $W_{\text{H}} = 2 \times 10^6 \text{eV}$ (измерения Ди), $W_{\text{He}} = 0,7 \times 10^6 \text{eV}$ (вычислено) и $W_{\text{H}} = 0,1 \times 10^6 \text{eV}$, получим:

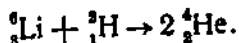
$$m_n = 1,0079 \quad ({}^6_3\text{Li} \text{ по Бейнбриджу});$$

$$m_n = 1,0067 \quad ({}^6_3\text{Li} \text{ по Резерфорду}).$$

д) Литий—дейтрон. Для определения массы нейтрона из этого превращения необходимо прежде всего решить, какой изотоп лития участвует в образовании нейтронов. Резерфорд, Олифант и Кинзей⁸⁰⁾ образование нейтронов связывают с изотопом ${}^7_3\text{Li}$. Соответственная схема превращения будет:



Правильность этой схемы может быть подтверждена косвенными соображениями. При бомбардировке лития дейтонами образуются α -частицы двух групп, из которых одна соответствует α -частицам определенной скорости, величина которой находится в превосходном согласии со значением энергии α -частиц, образующихся по схеме:



Другая группа α -частиц содержит частицы различного пробега. Образование α -частиц различных скоростей может быть только в случае возникновения, в результате превращения трех частиц. Далее, кинетическая энергия дейтонов много меньше, чем энергия нейтронов, возник-



Рис. 30. Расщепление ядра лития дейтоном, приводящее к выходу α -частицы максимальной энергии.

кающих при превращении, следовательно, превращение идет с захватом бомбардирующей частицы. Захват дейтона и последующее образование трех частиц возможно только по схеме (16).

Подсчитаем теперь массу нейтрона, исходя из этой схемы. Так как точное значение энергии нейтрона неизвестно, то приходится прибегнуть к косвенному подсчету количества энергии, выделяемой при этом превращении. Определим максимальную энергию α -частиц, возможную при этом превращении.

Если мы пренебрежем количеством движения ${}^2_1\text{H}$ (что можно сделать, так как энергия дейтонов в опытах Резерфорда невелика), то максимум энергии для α -частицы, как это следует из закона сохранения количества движения и энергии, будет соответствовать случаю, указанному на рис. 30.

В этом случае

$$\left. \begin{aligned} m_n v_n &= m_\alpha (v_\alpha' - v_\alpha''), \\ Q &= \frac{1}{2} (m_n v_n^2 + m_\alpha v_\alpha'^2 + m_\alpha v_\alpha''^2), \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

где Q — энергия, выделяемая при ядерном превращении, m_n и m_α — масса нейтрона и α -частицы, v_α' , v_α'' и v_n — соответственно скорости α -частиц и нейтрона. Для определения этих трех величин мы имеем только два уравнения (17), а это и соответствует непрерывному спектру скоростей. Максимальная скорость α -частицы может быть определена из дополнительного условия:

$$\frac{\partial v_\alpha'}{\partial n} = 0. \quad (18)$$

Из условий уравнений (17) и (18) находим:

$$(v_\alpha')_{\max} = \frac{5}{4} v_\alpha''$$

и

$$\frac{1}{2} m_\alpha v_\alpha' = \frac{5}{9} Q. \quad (19)$$

Согласно измерениям Резерфорда, Олифанта и Кинзея, максимальная скорость α -частиц при ядерном превращении литий — дейтон равна $8,3 \times 10^8 \text{ eV}$ (пробег 7,8 см) или в единицах массы 0,0089. Сумма же кинетических энергий всех трех частиц будет очевидно равна $0,0089 \times \frac{9}{5} = 0,016$. Если подставить теперь это значение в уравнение, выражающее энергетический баланс реакции литий — дейтон, то для массы нейтрона мы получим значение:

$$m_n = m_{\text{Li}} + m_{\text{H}} - 2m_\alpha + 0,016 = 0,0002,$$

что дает

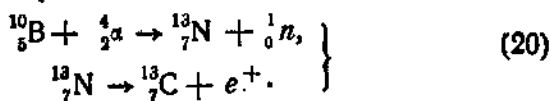
$$m_n = 1,0069,$$

принимая при этом $m_{Li} = 7,0146$, $m_H = 2,0136$ и $m_e = 4,00216$.

е) Масса нейтрона из превращений В, Mg, Al. Перечисленные под заголовками а), б), в) и д) превращения дали согласный результат в отношении численного значения массы нейтрона. Участниками этих превращений являются самые легкие элементы — ${}^3_1\text{H}$, Li, Be, атомные веса которых известны с наибольшей точностью. Тем не менее, именно точность, с которой известны эти атомные веса, лимитирует действительность определенного из этих превращений значения массы нейтрона. Поэтому весьма существенным было бы нахождение такого метода, который позволил бы определить массу нейтрона, минуя вычисления, связанные с атомным весом элементов — участников ядерной реакции. Такой метод был предложен Кюри и Жолио. Сущность его заключается в следующем.

Установлено, что при бомбардировке некоторых элементов, наряду с испусканием протонов и нейтронов, имеет место в результате превращения и появление позитронов. Можно предполагать, что происходят два параллельных процесса — один с испусканием протонов, другой с испусканием нейтронов и позитронов. Оба процесса приводят к одному и тому же конечному продукту. Рассмотрим в качестве примера превращения, происходящие у бора при бомбардировке его α -частицами.

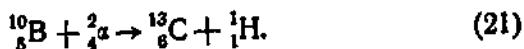
Как указывалось ранее, Жолио и Кюри предположили, что нейтрон и позитрон возникают в результате проникновения α -частицы в ядро ${}^{10}_5\text{B}$. Дальнейшее исследование показало, что процесс идет по схеме:



Образующийся при превращении (20) изотоп азота

оказался радиоактивным элементом. $^{13}_7\text{N}$ превращается в изотоп углерода $^{13}_6\text{C}$ с испусканием положительного электрона. Образование радиоактивного азота подтверждено химическими исследованиями (радиоактивное вещество осаждается вместе с азотом).

С другой стороны Чадвик, Констейбл и Полярд из рассмотрения баланса энергии показали, что превращения бора, происходящие с испусканием протонов, также совершаются с ядром изотопа $^{10}_5\text{B}$. Превращение в этом случае идет по схеме



Таким образом оба превращения (20) и (21) совершаются с одинаковыми ядрами и приводят в конце концов к одинаковому продукту $^{13}_6\text{C}$.

Поэтому уравнения, выражающие энергетический баланс обоих превращений, будут содержать одинаковые члены, которые мы и сможем исключить. В случае бора энергетический баланс обоих превращений будет выражаться следующим образом:

$$m_{\text{B}} + m_{\alpha} + W_{\alpha} = m_{\text{C}} + m_{\text{n}} + m_{\text{e}} + W_{\text{n}} + W_{\text{e}+} + W_{\text{C}}; \quad (22)$$

$$m_{\text{B}} + m_{\alpha} + W_{\alpha} = m_{\text{C}} + m_{\text{H}} + W_{\text{C}'} + W_{\text{H}}, \quad (23)$$

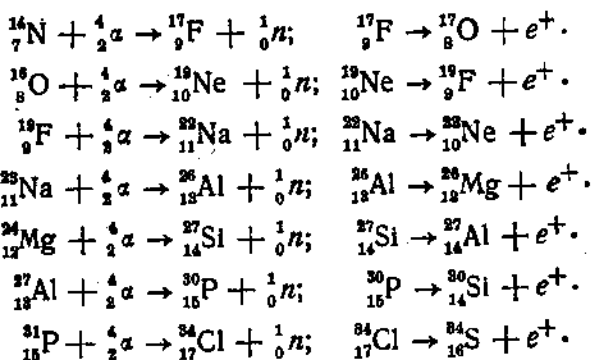
где буквами m со знаками обозначены массы соответствующих ядер, а буквами W — значение кинетической энергии их; причем W_{C} — кинетическая энергия ядра $^{13}_6\text{C}$, образующегося при распаде $^{13}_7\text{N}$, а $W_{\text{C}'}$ кинетическая энергия ядра $^{13}_6\text{C}$, образующегося при испускании протонов. Вычтя (23) из (22), мы получим численное значение разности массы нейтрона и протона:

$$m_{\text{n}} - m_{\text{H}} = m_{\text{e}+} + W_{\text{H}} + W_{\text{C}'} - W_{\text{n}} - W_{\text{C}} - W_{\text{e}+}. \quad (24)$$

В это уравнение входят только значения массы позитрона и значения кинетической энергии всех участников превращения. Величины W_n , W_p и W_{e^+} измеряются непосредственно на опыте, W_c и W_c' вычисляются на основе закона сохранения количества движения. Массу же позитрона мы можем принять равной массе электрона.

Приведенный выше метод определения массы нейтрона (точнее говоря, разности массы протона и электрона) можно применить не только к бору, но и ко всем другим превращениям, идущим аналогичным путем.

Так, испускание позитронов и нейтронов установлено в случае бомбардировки α -частицами азота, кислорода, фтора, натрия, магния, алюминия, фосфора. Во всех этих случаях можно предполагать однотипные (20) схемы ядерных реакций (в некоторых случаях правильность схемы показана химическим путем).



Все перечисленные элементы при бомбардировке α -частицами испускают также и протоны. К сожалению однако не всеми этими превращениями можно воспользоваться для наших целей, так как не во всех случаях произведено достаточное измерение кинетической энергии образующихся частиц. Жоллио и Кюри указывают только три реакции, пригодные для вычисления массы нейтрона.

Необходимые для этого вычисления данные приведены в табл. 13, где через W'_R обозначена кинетическая энергия конечного ядра, образующегося при испускании протонов, через W_R — кинетическая энергия того же ядра, но образующегося путем испускания нейтрона и позитрона, а через Q выражение

$$Q = W_H + W'_R - W_R - W_n - W_{e+}. \quad (25)$$

В последнем столбце табл. 13 приведено значение разности $m_n - m_H$, вычисленное Жолио и Кюри.

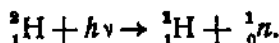
ТАБЛИЦА 13.

Элемент	W_H в MV	W'_R в MV	W_n в MV	W_{e+} в MV	W в MV	Q в MV	В единицах массы	
							Q	$m_n - m_H$
B	8,05	0,23	3,3	1,5	0,59	2,89	0,00302	0,0025
Mg	7,56	0,11	2	3	0,33	2,34	0,0025	0,0020
Al	4,82	0,21	1	1,5	0,48	2,05	0,0022	0,0017

Во всех случаях разность $m_n - m_H$ оказалась большей нуля. Среднее значение массы нейтрона на основе этих измерений равно 1,0093.

Фотонейтронный эффект. В самое последнее время (сентябрь 1934 г.) Чадвиком предложено новое значение для массы нейтрона, определенное им из исследования фотонейтронного эффекта.

Существование этого эффекта у дейтонов, как отмечалось выше, было установлено путем наблюдения быстрых протонов, при освещении дейтонов γ -лучами. Схема превращения:



В силу закона сохранения количества движения, значения кинетической энергии протона и нейтрона должны

быть одинаковы, и мы можем определить массу нейтрона из уравнения:

$$m_n = m_{H_1} + h\nu - m_{H_2} - 2W_H. \quad (26)$$

Освещая дейтоны γ -лучами ThC' , энергия которых $2,6 \times 10^6 \text{eV}$, Чадвик зарегистрировал появление протонов с энергией около $2 \times 10^5 \text{eV}$. Считая массу $m_{H_1} = 2,0036$, мы получаем

$$m_n = 1,0080.$$

Более точное значение могло бы быть получено определением границы фотонейтронного эффекта. Такая граница еще не найдена, но установлено уже, что излучение, получаемое от эманации радия, содержащего в спектре интенсивную γ -линию с энергией в $1,8 \times 10^5 \text{eV}$, фотонейтронного эффекта не вызывает. Из этого Чадвик заключает, что $m_n > 1,0076$.

Итоги. Для решения вопроса о том, какое же из трех предложенных значений для массы нейтрона — 1,0067, 1,0006 и 1,012 — правильно, мы рассмотрели различные ядерные превращения, сведения о которых позволяли произвести вычисления массы нейтрона. Результат этих вычислений сопоставлен в табл. 14.

Данные, представленные в табл. 14, позволяют нам отбросить два крайних из ранее предлагавшихся значения — 1,012 и 1,0006.

Резерфорд, Олифант и Гартек привели неоспоримые доказательства того, что появляющиеся при столкновении двух дейтонов протоны и нейтроны возникают при различных ядерных превращениях:

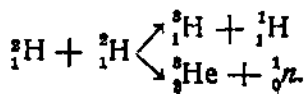
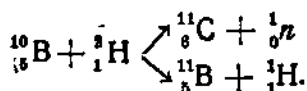


ТАБЛИЦА 14.

Масса нейтрона	Способ определения
1,0067	Из границы кривой возбуждения Li α -частицами
1,0068	Из превращения Be под действием α -лучей
1,0067 } 1,0079 }	Из превращения ${}^2_1\text{H}$ под действием дейтронов
1,0069	Из превращения Li под действием дейтронов
1,0098 } 1,0092 } 1,0089 }	Из сопоставления энергий протона, нейтрона и позитрона у бора, магния и алюминия
1,0080	Из фотонейтронного эффекта у дейтронов

Точно также протоны и нейтроны, возникающие при бомбардировке некоторых элементов дейтронами (например у бора), происходят в результате различных ядерных превращений:



Наконец, Резерфорд, Олифант и Гартек показали, что утверждение Лоренса, Ливингстона, Льюиса и Гендерсона, что почти все элементы при бомбардировке их дейтронами (с энергией $3 \times 10^6 \text{eV}$) испускают протоны с пробегом 18 см, представляет результат экспериментальной ошибки. Эти протоны испускаются в действительности ядрами азота, и тщательное обезгаживание исследуемых веществ полностью предохраняет от появления протонов указанного пробега. Совокупность этих данных оказалось настолько убедительной, что сами авторы гипотезы распада дейтона отказались от нее.

Почти также надежно можно считать отброшенным и число 1,012. Это число не подтверждается никакими другими данными и не может быть никоим образом согласовано с результатами первых четырех чисел табл. 14. Различие между ними лежит вне возможных ошибок опыта.

Однако, отбросом чисел 1,0006 и 1,012 вопрос о массе нейтрона не разрешился. Появились два новых числа, и мы попрежнему имеем три числа, между которыми и надлежит сделать выбор:

$$m_n = 1,0067;$$

$$m_n = 1,0093;$$

$$m_n = 1,0080.$$

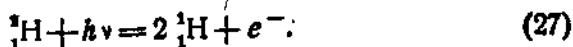
В отношении этих чисел мы позволим себе сделать следующие замечания:

1. В энергетический баланс ядерных превращений, на основе которых даны первые четыре числа табл. 14, входят значения атомных весов двух элементов, точность измерения которых не более 0,001. Это определяет возможную ошибку всех этих чисел в 0,002.

2. Три следующих числа этой таблицы определены с помощью данных, выражающих значение кинетической энергии нейтрона, протона и положительного электрона. Точность этих данных оценить трудно. Можно утверждать, что энергия нейтрона и позитрона является скорее пониженной (в случае бора уже найдены нейтроны с энергией $4,2 \times 10^6$ eV против предполагаемых $3,3 \times 10^6$ eV). Это создает тенденцию снизить второе из рассматриваемых (1,0093) значений массы нейтрона.

3. Число 1,0080 определено повидимому с наибольшей точностью. Пределы возможной ошибки $\pm 0,0005$. Однако наличие самого фотонейтронного эффекта у дейтонов нельзя считать надежно установленным. Появление нейтронов регистрировалось здесь косвенным путем — по

появлению протонов. Между тем этот факт, а также и численные данные Чадвика могут быть истолкованы другим путем. Нам представляется возможным распад дейтона под влиянием γ -излучения по схеме:



Сравнение массы ${}^3_1\text{H}$ и ${}^1_1\text{H}$ показывает, что такой распад дейтона будет совершаться с поглощением энергии в $2 \times 10^6 \text{eV}$. Очевидно, что гамма-лучи с энергией, меньшей этого значения, не смогут возбудить указанного в схеме превращения. При освещении γ -лучами ThC'' будут согласно схеме (27) возникать протоны с энергией в $3 \times 10^6 \text{eV}$, что не находится в противоречии с установленным Чадвиком числом $2 \times 10^6 \text{eV}$.

Сделанные нами замечания показывают, что большой и сложный вопрос о массе нейтрона еще не решен. Необходимы еще тщательные исследования. Тем не менее чувствуется, что мы далеко продвинулись на этом пути и окончательное решение близко.

ГЛАВА II.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НЕЙТРОНОВ С ВЕЩЕСТВОМ.

§ 1. Общие явления, происходящие при прохождении тяжелых частиц через вещество.

При прохождении α -частиц или протонов через вещество имеют место как потеря скорости частицы без изменения направления ее движения, так и изменение направления движения (изменение числа частиц в пучке). Первое происходит в результате взаимодействия частицы (протон, α -частица) с электроном и приводит к ионизации атомов, мимо которых, или вернее через которые, частица проходит. Второе происходит при взаимодействии с атомными ядрами и является результатом либо упругого столкновения с ядром (рассеяние), либо захвата частицы ядром (поглощение). Последнее имеет своим результатом ядерное превращение.

Относительная роль всех этих процессов различна. Доля α -частиц (или протонов), вызывающая ядерные превращения, невелика — порядка 10^{-6} . Несколько больше число частиц, претерпевающих упругое столкновение с ядром. В основном же имеет место взаимодействие с электронами.

Совершенно аналогичные явления должны происходить и при прохождении нейтронов через вещество. Существование прямого захвата нейтрона (поглощение), вызывающего ядерные превращения, а также упругого столкновения нейтронов с ядрами, можно считать доказан-

ным. Последним явлением мы уже пользовались в качестве метода обнаружения нейтронов.

Представляет существенный интерес определить характер этих явлений и относительную роль их.

§ 2. Взаимодействие нейтронов с электронами.

Экспериментальное исследование взаимодействия нейтронов с электронами представляет довольно серьезную и трудную задачу. Согласно формуле (2), максимальная энергия, которую может приобрести электрон при столкновении с нейтроном, равна $\frac{1}{460}$ энергии нейтрона. Если мы вспомним, что самые быстрые нейтроны, возникающие при бомбардировке бериллия α -частицами, имеют энергию порядка 10 миллионов вольт, то очевидно, что энергия электрона, приведенного в движение нейтроном, не будет превосходить 20000 eV. Необходимость наблюдения столь медленных электронов накладывает известное ограничение на источник нейтронов. Последний необходимо выбрать так, чтобы сделать минимальным γ -излучение.

Само наблюдение таких электронов может быть произведено лишь с помощью камеры Вильсона. При нормальных условиях пробег электронов (обладающих кинетической энергией в 20000 eV) порядка 6—7 мм. Обнаружение электронов столь малого пробега требует создания специального режима работы камеры (давления внутри камеры, степени пересыщения, расширения и др.). Далее необходимо иметь в виду, что примерно такой же скорости электроны будут возникать под влиянием быстрых протонов. Последние будут выбиваться нейтронами из желатины, находящейся на поверхности камеры, из молекул воды в камере. Необходимо всякий раз устанавливать, что обнаруженный на Вильсоновской фотографии

электрон малого пробега действительно создан нейтроном.

Исследованию взаимодействия нейтрона с электроном посвящена весьма обстоятельная работа Ди. Результаты этой работы следующие.

Был заснят 351 снимок прохождения нейтронов от бериллия через камеру Вильсона. На этих снимках было зафиксировано всего два электрона, появление которых могло быть приписано нейтронам. Пробеги этих электронов оказались значительно меньше возможного максимального значения, а именно 0,47 мм и 0,30 мм. Возбуждение этих электронов вероятно следует приписать относительно медленным нейтронам с энергией примерно в $2 \times 10^6 \text{ eV}$. Такого рода нейтроны преобладают в спектре бериллия, и при малом числе соударений их действие следовало бы ожидать прежде всего.

Наряду с указанными выше электронами на снимках были наблюдаемы и трэки атомов отдачи азота (расширение производилось в атмосфере азота) общим числом 29. Сопоставление этого числа с числом электронов характеризует относительную вероятность взаимодействия нейтрона с ядром и электроном. Обозначим это отношение через η .

Так как в атоме азота содержится 7 электронов, то

$$\eta = \frac{2}{29 \times 7} = 0,01,$$

т. е. вероятность „тесного“ взаимодействия нейтрона с электроном по крайней мере в сто раз меньше, чем с атомным ядром.

Помимо электронов, обладающих энергией близкой к максимальной („лобовое столкновение“), нейтроны будут образовывать на своем пути и более медленные электроны. По измерениям Ди общее число ионов, образующихся в камере в процессе одного расширения, равно 15. Если сопоставить это число с числом ядер

отдачи, то мы будем иметь возможность определить число пар ионов, создаваемых одним нейтроном на единице пути. В самом деле, пусть N — число нейтронов, проходящих через камеру при одном расширении, r — эффективный радиус взаимодействия нейтрона с ядром азота, x — средняя длина пути нейтрона в камере, тогда p — вероятность появления трэка ядра отдачи на Вильсоновской фотографии — будет равна:

$$p = N\pi r^2 \times 2 \times 2,7 \times 10^{19} \times x. \quad (28)$$

Далее, пусть I — число пар ионов, создаваемых нейтроном на единице пути. Общее число ионов, созданных в камере в процессе одного расширения, будет тогда равно $2 \cdot I \cdot N \cdot x$. По измерениям Ди это число равно 15. Следовательно

$$I = \frac{15}{2} \frac{1}{Nx}.$$

Величина $N \cdot x$ может быть вычислена из вероятности появления трэка ядра отдачи (28). Численное значение p будет равно:

$$p = \frac{29}{351} \sim \frac{1}{12},$$

что даст

$$I = 4,81 \times 10^{21} \times \pi r^2.$$

Принимая эффективный радиус взаимодействия нейтрона и ядра азота равным 5×10^{-18} , мы получим:

$$I = 4 \times 10^{-9}.$$

Полученное Ди значение величины I представляет верхний предел числа ионов, образуемых нейтроном на единице пути, ибо возникновение некоторой части медленных ионов могло быть обусловлено иными, нежели столкновение с нейтроном, причинами. Поэтому мы вправе считать первичное взаимодействие нейтронов с электро-

нами малым. Для образования одной пары ионов нейтрон должен в среднем пройти путь не меньший 2,5 м.

3. Взаимодействие нейтронов с протонами.

Итак, взаимодействие нейтронов с веществом — это в основном взаимодействие с атомными ядрами. Случай водорода представляет особый интерес. Протоны и нейтроны являются повидимому теми элементарными частицами, из которых строятся атомные ядра всех элементов. Поэтому исследование взаимодействия нейтрона и протона, могущее пролить свет на характер сил между этими частицами, должно быть предметом самого тщательного исследования. К сожалению, имеющийся опытный материал весьма невелик.

Исследование столкновений между нейтроном и протоном явилось предметом самых первых работ. Само открытие нейтрона базируется на наблюдении протонов отдачи. Скорости этих протонов, как мы установили выше, являются функцией скорости нейтронов. Данные, касающиеся этих скоростей, нами приведены выше. Существенными с точки зрения взаимодействия протона и нейтрона являются частота столкновений, приводящих к появлению протонов отдачи, т. е. эффективное сечение протон—нейтрон, и распределение протонов отдачи по углам.

а) Угловое распределение протонов отдачи. Измерение углового распределения протонов отдачи произведено рядом исследователей.

Оже и Моно-Герцен^{22,23)} наблюдали угловое распределение протонов с помощью камеры Вильсона, наполненной водородом. Источником нейтронов служила ампула с $\text{Po} + \text{Be}$, помещенная вне камеры.

Ввиду редкости появления протонов отдачи приходится производить огромное число фотографических снимков, что делает эти опыты весьма длительными.

Так, Моно-Герцен произвел 6 миллионов снимков, на которых было зарегистрировано всего 180 трэков протонов.

Наблюдаемые трэки были подразделены на две категории — длинные и короткие, соответствующие быстрым и „медленным“ протонам. Распределение по углу обоих типов трэков оказалось различным. Это различие отчет-

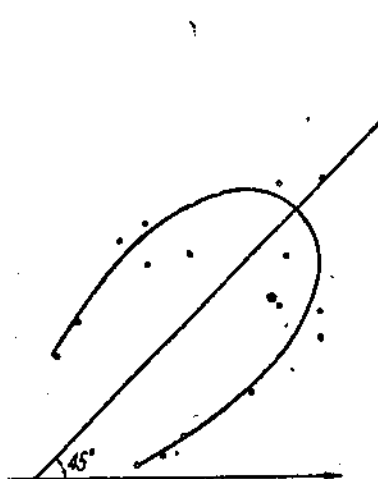


Рис. 31. Кривая распределения по углу быстрых протонов отдачи (Моно-Герцен).

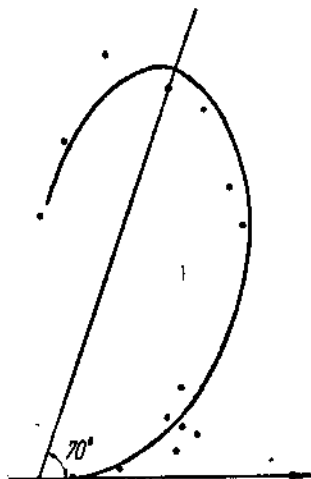


Рис. 32. Кривая распределения по углу медленных протонов отдачи (Моно-Герцен).

ливо проявляется на кривых, полученных Моно-Герценом и приведенных на рис. 31 и 32. Кривые изображают в полярных координатах зависимость числа протонов отдачи от направления их вылета.

В то время как кривая рис. 31, относящаяся к быстрым протонам и построенная в результате измерения трэков, симметрична и показывает максимум в направлении 45° к начальному направлению нейтронов, кривая, относящаяся к медленным нейтронам (короткие трэки) асимметрична; наибольшее число протонов отдачи вылетает под углом 70° .

Различие в обеих кривых может быть результатом различного углового распределения протонов, возникающих при столкновении с нейтронами разных скоростей. Однако будет более правдоподобным приписать это различие несовершенству эксперимента. Деление трэков на длинные и короткие является весьма условным: протоны отдачи, выброшенные при столкновении с медленным нейтроном в направлении его движения, могут иметь более длинный трэк, чем протоны отдачи, образованные при столкновении с быстрым нейтроном, но приведенные им в движение в направлении близком к 90° . Таким образом в группу медленных протонов будут попадать и такие, которые образуются и при столкновении с быстрыми нейтронами. Это может быть и является причиной асимметрии кривой, полученной Моно-Герценом для коротких трэков. Симметричная кривая с максимумом 45° означает, что распределение протонов отдачи по углу в системе, отнесенной к центру тяжести, равномерное.

Согласные с Моно-Герцен результаты получены Мейтнер и Филипп⁵⁰⁾. Они получили Вильсоновские фотографии, содержащие 100 трэков отдачи. Для каждого трэка был определен угол, образованный протоном отдачи с начальным направлением нейтрона, и вычислена скорость нейтрона, образовавшего данный протон отдачи.

Так как при равномерном распределении протонов отдачи и системе, в которой центр тяжести покоится, число протонов будет пропорционально $\cos 2\theta$, то все протоны отдачи Мейтнер и Филипп распределили на пять частей, соответственно интервалам значения $\cos 2\theta$, и сопоставили в табл. 15.

Данные, приведенные в табл. 15, показывают, что на равный интервал значений $\cos 2\theta$ приходится примерно одно и то же число трэков. Поэтому Мейтнер и Филипп делают вывод, что распределение трэков протонов отдачи по углу в системе, отнесенной к центру тяжести, равномерное.

ТАБЛИЦА 15.

Угловое распределение протонов отдачи по Мейтнер и Филипп.

Соз 28	$1,0^+ - 0,6^+$	$0,6^+ - 0,2^+$	$0,2^+ - 0,2^-$	$0,2^- - 0,6^-$	$0,6^- - 1^-$
θ	$0 - 26,5^\circ$	$26,5^\circ - 39,2^\circ$	$39,2^\circ - 50,8^\circ$	$50,8^\circ - 63,5^\circ$	$63,5^\circ - 90^\circ$
Скорость протонов отдачи в 10^9 см/сек	0,72	0,69	0,74	0,63	1,46
	0,84	0,92	1,12	0,83	1,79
	0,88	1,43	1,53	0,85	2,40
	1,02	0,63	1,75	1,11	1,1
	1,33	0,70	0,61	1,23	1,44
	1,41	0,74	1,01	1,30	1,85
	1,55	0,82	1,15	1,38	2,0
	1,21	1,11	2,07	1,49	3,56
	1,29	0,71	1,42	1,95	2,91
	1,31	0,91	1,73	0,64	3,36
	1,49	1,07	1,97	0,83	3,48
	1,51	0,72	2,00	1,05	4,06
	1,53	1,07			
	1,98	1,39	1,88	1,28	4,4
		1,45	0,95	1,9	4,9
	0,71	1,62	1,03	2,68	5,0
	1,17	0,89	1,07	2,10	1,47
	1,47	0,92	1,6	2,12	2,96
	1,27	1,26		2,83	
	0,89	1,83		2,28	
	1,24			1,12	
	1,64			1,4	
				1,45	
				1,45	
				1,08	
Общее число протонов	21	20	17	24	18

Результаты, полученные Моно-Герценом и Мейтнер и Филипп, не свободны от весьма существенных ошибок.

1) Предполагается, что протоны возникают при столкновении с нейтроном, выходящим из источника. Между тем имеет место сильное рассеяние нейтронов, и некоторые из следов отдачи обусловлены этими вторичными нейтронами.

То, что влияние рассеянных нейтронов не есть малая величина, свидетельствуют опыты Оже. Согласно Оже число медленных протонов увеличивается вдвое, если окружить камеру медным цилиндром.

2) Протоны, образующиеся при столкновении с медленными нейтронами, будут наблюдаться с большим затруднением, если направление их движения будет составлять угол $70-90^\circ$ с начальным направлением нейтрона. В этом случае скорость, приобретаемая протоном при столкновении, составит малую долю скорости нейтрона. Следует ожидать поэтому уменьшенного числа протонов отдачи в этом интервале углов, что и видно в таблице, приведенной Мейтнер.

Несколько отличным способом произвел наблюдения Кюри²⁶⁾. В его опытах источник нейтронов — ампулка с полонием и бериллием — помещался в центре Вильсоновской камеры и окружался парафиновым цилиндром с крышкой из парафина же. Такое расположение позволяло легко определять начальное направление нейтронов: оно принималось совпадающим с направлением радиуса камеры.

Распределение начала следов протонов по вертикали, приведенное на рис. 33, подтверждает правильность этого предположения.

Чтобы исключить из рассмотрения протоны отдачи, возбужденные непосредственно α -частицами, принимались во внимание только протоны, достигающие стенок камеры, т. е. быстрые протоны. Таких протонов было

зарегистрировано общим числом 160. Все они были распределены по группам равного углового интервала (10°). Кривая распределения, соответствующая этим группам, дана на рис. 34 в полярных координатах. Величина радиуса-вектора на этой кривой изображает число протонов отдачи в данном направлении на единицу телесного угла. При построении кривой был произведен учет объема парафина, участвующего в образовании протонов отдачи

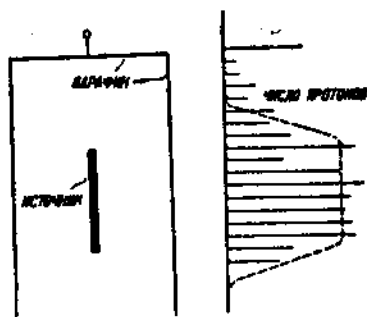


Рис. 33. Распределение по вертикали начала треков (по Ф. Кюри).

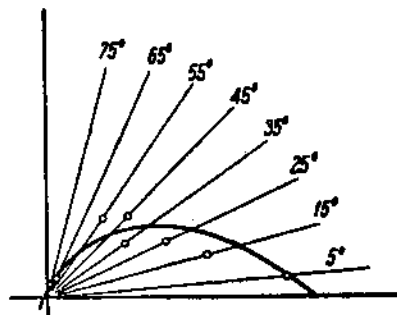


Рис. 34. Распределение протонов отдачи по углу (по Ф. Кюри).

при различных направлениях их движения, и внесена соответствующая поправка.

Сравнение данных Мейтнер и Филипп с данными Кюри показывает некоторое различие их результатов. Распределение протонов отдачи, найденное Кюри, асимметрично и в отношении системы координат, отнесенной к центру тяжести. Возможно, что это различие есть результат ошибок опыта, а может быть представляется следствием того, что в опытах Кюри принимались во внимание лишь самые быстрые нейтроны.

Непосредственное исследование рассеяния нейтронов произведено Деннингом и Пеграмом²⁶⁾. Схема опытов Деннинга и Пеграма представлена на рис. 35. Источником нейтронов служила ампулка, наполненная эмана-

цией радя (1200 милликюри в опытах Деннинга и Пеграма и 1800 милликюри в опытах Деннинга³⁰⁾). Рассеивающее вещество бралось в форме тора. Расстояние между источником нейтрона и приемником — маленькой ионизационной камерой, закрытой слоем парафина, оставалось в опытах неизменным. Изменение угла между падающими и рассеянными нейтронами достигалось перемещением рассеивающего тора вдоль прямой, соединяющей источник с камерой. Для поглощения первичного пучка нейтронов на пути между источником и приемником помещался поглощающий цилиндр из платины или свинца (в опытах Деннинга — 12,5 см платины, в опытах Деннинга и Пеграма 19 см свинца).

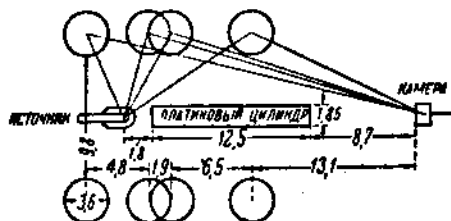


Рис. 35. Схема опытов Деннинга.

Результаты измерений представлены в табл. 16.

ТАБЛИЦА 16.

Деннинг и Пеграм	Угол	$46^\circ \pm 15^\circ$	$51^\circ \pm 20^\circ$	$82^\circ \pm 27^\circ$	$125^\circ \pm 25^\circ$	$151^\circ \pm 15^\circ$
	отн. число рассеянных нейтронов	3,68	3,65	2,18	1,48	0,21
Деннинг	Угол	$59^\circ \pm 15^\circ$	$77^\circ \pm 20^\circ$	$95^\circ \pm 20^\circ$	$132^\circ \pm 13^\circ$	
	отн. число рассеянных нейтронов	4,35	2,2	2,05	1,23	

К сожалению отсутствие данных для малых углов не позволяет сделать из этих опытов заключения относительно равномерности углового распределения.

б) Эффективное сечение для соударения нейтрона и протона. Определение действительного значения эффективного сечения затрудняется отсутствием методов, позволяющих точно определять число нейтронов испускаемых тем или иным источником. Поэтому наши знания относительно величины эффективного сечения представляют лишь порядок численного значения этой величины.

Для определения эффективного радиуса взаимодействия нейтрон — протон, Мейтнер и Филипп⁷⁾ пользовались камерой Вильсона. Они предполагали, что толстый слой бериллия испускает 30 нейтронов на каждый миллион бомбардирующих его α -частиц полония, и измеряли в каждом отдельном опыте промежутки времени, в течение которого в камере регистрировались протоны отдачи, получаемые в результате действия источника известной силы. По частоте появления трэков протонов Мейтнер и Филипп нашли, что эффективный радиус столкновения имеет величину 8×10^{-13} см. Из данных этих авторов можно заключить, что большинство столкновений, наблюдаемых ими, относится к сравнительно медленным нейтронам (см. табл. 15).

Близкое значение к найденной Мейтнер и Филипп величине эффективного радиуса дает и Чадвик. По его измерениям, произведенным с помощью ионизационной камеры, следует, что эффективный радиус для нейтронов, испускаемых тонкой пластинкой бериллия (воздушный эквивалент 5 мм) равен $4-5 \times 10^{-13}$ см. В этом случае большинство нейтронов имеет скорость $2,7 \times 10^9$ см. Сравнивая значение эффективного радиуса нейтрон — протон, для нейтронов, испущенных бериллием и бором, Чадвик обнаружил возрастание этого значения с уменьшением скорости нейтронов. Эффективный радиус для нейтронов, испускаемых бором, обладающих меньшими скоростями, чем нейтроны от Ве, оказался больше, именно 7×10^{-13} см.

Результаты, полученные Чадвиком, подтверждены Боннером³¹⁾. Последний нашел, что эффективное сечение для соударения нейтрон—протон, когда источником нейтрона являлся бериллий (средняя скорость 3×10^9 см), имеет величину 73×10^{-28} см, для нейтронов от бора (средняя скорость 2×10^9 см), величину 141×10^{-28} см и для нейтронов от фтора (средняя скорость $1,3 \times 10^9$ см) величину 253×10^{-28} см.

б) Испускание γ -квант при взаимодействии нейтронов с протонами.

Испускание γ -лучей при взаимодействии нейтронов с протонами было обнаружено Ли²⁹⁾ при исследовании рассеяния нейтронов. Исследование велось с помощью ионизационной камеры, наполненной азотом. Эксперименты с парафином и жидким водородом в качестве рассеивающего тела показали наличие радиации, идущей от рассеивающего тела, в направлении $120-180^\circ$ к начальному направлению нейтронов. Совершенно очевидно, что наблюдаемое излучение не может быть приписано рассеянию (единичному) нейтронов, так как отклонение нейтрона от начального направления в результате упругого столкновения с протоном не должно превышать 90° . Расчет показывает, что наблюдаемое излучение не может быть и результатом многократного рассеяния нейтронов.

Для установления природы этого излучения Ли предпринял опыты по измерению ионизации, производимой этим излучением в ионизационной камере, наполняемой различными газами—аргоном и водородом. Так как ионизирующая способность γ -лучей в аргоне в двенадцать раз больше, нежели в водороде, а ионизирующая способность нейтронов в аргоне несколько меньше, чем в водороде, то, сопоставив результаты измерений ионизационного тока в обеих камерах, можно было решить вопрос

и о природе излучения. Оказалось, что мы имеем дело с γ -излучением.

Исследование поглощения этого излучения в свинце, произведенное до толщин свинца 3,4 см, показало, что мы имеем дело с неоднородным спектром γ -лучей от двух до четырех миллионов вольт.

Установление природы этого γ -излучения весьма затруднительно. Ли предположил, что их появление имеет место при образовании дейтона в результате соединения протона с нейтроном. Если учесть, что половина энергии нейтрона сохраняется у дейтона, и принять массу нейтрона 1,0067, то получается, согласно Ли, полное соответствие между наблюдаемым значением энергии γ -лучей и вычисленным, соответственно сделанному Ли предположению.

Однако, сделанное Ли предположение вряд ли можно считать правильным. В самом деле, при наблюдении рассеяния нейтронов в водороде в камере Вильсона, мы должны были бы наблюдать значительное число коротких трэков в направлении падающих нейтронов и обусловленных дейтонами образующимися согласно предположению Ли. Однако, как указал Оже, его опыты, а также опыты Моно-Герцена⁸⁹⁾ показывают (рис. 32), что число коротких трэков в направлении нейтронов близко к нулю. На основании этого Оже высказал предположение, что наблюдаемые Ли γ -лучи появляются в результате возбуждения протона при его столкновении с нейтроном.

Несколько отличная точка зрения относительно природы этого γ -излучения была высказана Валкэ. По Валкэ γ -лучи есть результат сложного процесса. Как указал Перрен, частица массы M_1 может образовать пару при столкновении с частицей массы M_2 , если ее кинетическая энергия больше, чем

$$2mc^2 \frac{M_1 + M_2}{M_1} = 2 \times 10^6 \text{ eV.}$$

Такая пара может возникнуть при столкновении нейтронов от бериллия, энергия которых значительно превосходит этот предел, с протоном. Отрицательный электрон может соединиться с протоном. При этом испускается квант γ -лучей. Вторая компонента пары — позитрон — аннигилирует и также испускает γ -лучи с энергией $0,5 \times 10^6 \text{ eV}$. Таким образом по Вальке γ -лучи сопровождают превращение протона в нейтрон. Так как участниками этого превращения являются четыре тела, то распределение энергии между ними делается неоднозначным и мы имеем в результате непрерывный спектр. С точки зрения Вальке понятно и отсутствие коротких треков в направлении начального движения нейтрона.

§ 4. Поглощение нейтронов различными веществами.

Исследование поглощения нейтронов может быть произведено следующими способами.

1. Определяется изменение числа нейтронов в пучке после прохождения ими фильтров различной толщины.



Рис. 36. Схема опытов Деннинга по исследованию поглощения нейтронов.

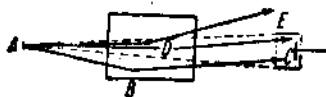


Рис. 37. Различные случаи рассеяния нейтронов.

Принципиальная схема такого опыта дана на рис. 36. Здесь A — источник α -частиц, N — источник нейтронов, Φ — фильтр из исследуемого вещества, R — счетчик протонов, выбиваемых нейтронами из P , P — вещество, содержащее водород, обычно парафин. Кроме того для устранения γ -лучей, возникающих наряду с нейтронами у Be и др. ядер, ставят иногда еще и свинцовый фильтр G .

для поглощения γ -лучей, пользуясь при этом сравнительно малым поглощением нейтронов в свинце.

При постановке опыта согласно схеме, изображенной на рис. 36, необходимо позаботиться об уменьшении действия на парафин рассеянных нейтронов. Действие рассеянных нейтронов может проявляться следующим образом:

а) Нейтроны, не находящиеся в прямом пучке, идущем в счетчик R , вследствие рассеяния (рис. 37, луч ABC), могут в него попасть.

б) Нейтроны, находящиеся в прямом пучке и претерпевшие вследствие столкновения с ядром отклонение от своего первоначального направления, все же останутся еще в пределах телесного угла, который образует прямой пучок нейтронов, попадающих в камеру (луч ADE). Обе эти причины будут увеличивать число нейтронов, проходящих через счетчик, а следовательно уменьшать эффект, обусловленный поглощением фильтра.

в) Рассеяние, производимое окружающими счетчик телами. Это рассеяние будет увеличивать число нейтронов в прямом пучке, т. е. тех нейтронов, которые регистрирует счетчик в отсутствии фильтра, что будет иметь своим следствием кажущееся уменьшение коэффициента поглощения.

Для устранения всех этих причин, по крайней мере для уменьшения их влияния, поступают следующим образом. Размер фильтра делают равным (или даже несколько меньшим) размерам счетчика. Фильтр ставят от счетчика и от источника настолько далеко, насколько это позволяет мощность источника и чувствительность метода, употребленного для регистрации нейтронов, с тем, чтобы сделать малым телесный угол пучка нейтронов как падающих на фильтр, так и идущих от фильтра. И наконец необходимо удалить как можно дальше все предметы, окружающие счетчик. Последнее особенно важно при пользовании сильными источниками нейтронов.

2. Так как отклонение нейтронов от их первоначального направления происходит в результате образования атомов отдачи, то число рассеянных нейтронов может быть определено путем подсчета числа атомов отдачи, возникающих в ионизационной камере. Подсчет этого числа может быть произведен либо счетом числа отдельных импульсов (маленькая ионизационная камера с усилителем Вин-Вильямса), либо измерением общей ионизации. Число отдельных атомов отдачи определяется тогда делением общего числа ионов, созданных в ионизационной камере, на число ионов, которое создает в среднем один атом отдачи.

При использовании этого метода счета для исследования явления поглощения в различных веществах необходимо учесть, что средняя энергия атома отдачи различна для различных веществ, и внести соответственные поправки в вычисления.

Может показаться, что исследование числа ионов, возникающих в ионизационной камере, определяет только рассеяние нейтронов. В действительности, однако, сильно ионизующие, быстрые частицы возникают и в результате превращений, происходящих при захвате нейтрона ядром. Поэтому общий ток в ионизационной камере, а также и отдельные импульсы в нем будут обусловлены как ядрами отдачи, так и частицами, образующимися при ядерных превращениях. Таким образом второй метод, так же как и первый, определяет и истинное поглощение нейтронов и их рассеяние. Можно было бы исследовать отдельно рассеяние нейтронов, если бы мы поместили счетчик нейтронов не по пути первичного нейтронного пучка, а где-нибудь в стороне. Тогда измерение числа нейтронов при таком положении счетчика и сопоставление с числом нейтронов, измеренным в прямом положении счетчика, позволили бы нам определить величину, аналогичную коэффициенту рассеяния для рентгеновых лучей.

Однако, постановка такого опыта весьма затруднительна, главным образом вследствие трудностей, связанных с малой интенсивностью источника и экранировкой пучка нейтронов. Экранировка, создаваемая для нейтронов, настолько несовершенна, что данные, получаемые этим методом, весьма грубы. В дальнейшем мы приведем, однако, результаты некоторых из этих опытов.

Изучение поглощения нейтронов было произведено различными исследователями, однако существенным

является сравнение данных для различных веществ, полученных в одинаковых условиях. Исходя из этого, мы приведем здесь результаты измерений Деннинга⁸⁰⁾, произведенных к тому же и наиболее тщательно.

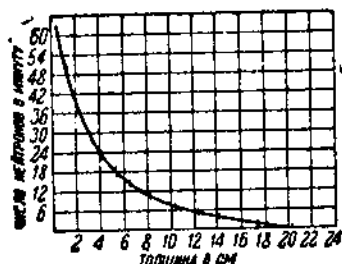


Рис. 38. Поглощение нейтронов в свинце (по Деннингу).

В своих работах Деннинг применил первый из указанных выше методов. Источником нейтронов служила

ампулка, наполненная порошком бериллия и содержащая 1800 миллиюри эманации. Такой источник испускает 2—3 миллиона нейтронов в секунду. Огромная мощность источника позволила Деннингу добиться относительно высокой точности измерений. Расстояние от источника нейтронов до счетчика в опытах Деннинга было взято равным 27 см, а расстояние от центра фильтра до счетчика 14 см. Исследованию были подвергнуты следующие вещества: парафин, литий, углерод (графит), азот, алюминий, сера, железо, медь, цинк, олово, иод, вольфрам, ртуть и свинец. Типичная кривая, дающая зависимость числа нейтронов, попадающих в счетчик, в зависимости от толщины фильтра, представлена на рис. 38. Она относится к поглощению в свинце.

Полученная кривая дает возможность определить некоторую константу, играющую в поглощении нейтронов такую же роль, как коэффициент ослабления в поглощении рентгеновых лучей. За такую константу мы можем принять эффективный радиус ядра — нейтрон, определяющий вероятность столкновения. Если обозначим это расстояние через a , а через N — число ядер, находящихся в 1 см^3 , то длина свободного пути, т. е. толщина материала, которую должны пройти нейтроны, чтобы в среднем каждый из них претерпел одно столкновение, будет

$$\lambda = \frac{1}{N\pi a^2}. \quad (29)$$

Зная эту величину λ , мы можем вычислить число нейтронов, претерпевших столкновение с ядром на пути x , по формуле

$$p = n_0 e^{-\frac{x}{\lambda}}, \quad (30)$$

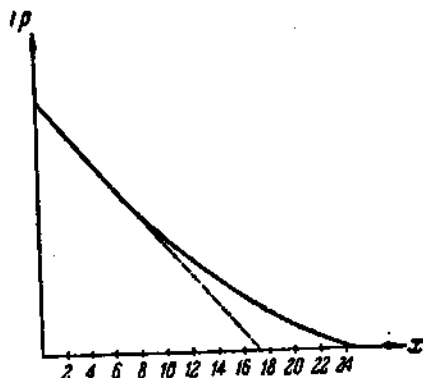


Рис. 39. Поглощение нейтронов (по Девиниугу).

где n_0 — число нейтронов, падающих на фильтр. Обратно определив из опыта соотношение $\frac{p}{n_0}$, мы найдем λ , а следовательно и a . Таким образом определение числа a даст нам „классический“ радиус ядра — нейтрон.

Измеренная на опыте кривая (рис. 38) близка к экспоненциальной зависимости; однако, если мы ее построим в полулогарифмических координатах [кривая (39)], то мы убедимся в наличии отступления от зависимости (30).

Это отступление может быть вызвано двумя причинами:

- 1) ошибками в измерении, которые будут тем больше, чем больше толщина фильтра, 2) неоднородным составом

излучения. Выше мы установили, что бериллий испускает нейтроны нескольких скоростей, которые находятся в интервале от 2 до 4×10^9 см/сек. Эффективное сечение для нейтронов различных скоростей, вообще говоря, различно. Более быстрые нейтроны имеют большую длину свободного пробега, что может обусловить более замедленное спадание кривой (39) для фильтров с большой толщиной.

Результаты измерения Деннинга могут быть сведены в таблицу. Табл. 17, содержащая эти результаты, состоит из 7 столбцов.

ТАБЛИЦА 17.

Эффективное сечение различных ядер (по Деннингу).

1	2	3	4	5	6	7
Вещество	Атомный вес	Толщина фильтра в см	N	$\frac{\rho}{\rho_0}$	λ длина свободного пробега в см	σ эффективное сечение $\times 10^{-24}$
Парафин	—	3,0	1,20	0,557	5,1	1,6
Li	6,940	4,0	0,460	0,751	15,5	1,6
C	12,004	4,0	0,790	0,604	7,4	1,7
N	14,008	3,9	0,340	0,732	16,0	1,8
Al	26,97	4,0	0,637	0,575	6,5	2,4
S	32,06	4,0	0,858	0,649	10,3	2,7
Fe	55,84	2,5	0,847	0,521	3,9	3,0
Cu	63,57	2,0	0,849	0,575	3,7	3,2
Zn	65,38	2,5	0,660	0,579	4,6	3,3
Sn	118,7	3,0	0,370	0,618	6,3	4,3
I	126,9	4,0	0,181	0,725	12,0	4,6
W	184,0	4,0	0,241	0,594	7,8	5,3
Hg	200,6	2,0	0,411	0,525	4,2	5,8
Pb	207,2	3,0	0,333	0,593	5,3	5,7

В первом столбце указано вещество фильтра, во втором столбце атомный вес, в третьем столбце дана толщина фильтра в сантиметрах, при которой производились изме-

рения длин свободного пробега, в четвертом столбце приведено число ядер, находящееся в кубическом сантиметре вещества фильтра, в столбце пятом дана доля числа нейтронов, пропущенных фильтром, в столбце шестом помещено значение длины свободного пробега нейтронов, вычисленное из значений столбцов 3 и 5 согласно формуле (30). Наконец в столбце седьмом указаны значения эффективного сечения ядро — нейтрон, подсчитанные согласно формуле (29).

Сопоставляя между собой цифры графы 7 и 6 табл. 17, мы видим, что в то время как длина свободного пути в различных веществах варьирует весьма сильно, значение эффективного сечения меняется с атомным номером сравнительно мало и притом монотонно. Рис. 40 воспроиз-

водит это изменение в виде кривой, которая построена нанесением на оси абсцисс значения атомного веса, а на оси ординат — соответственного значения эффективного сечения. Полученная кривая имеет плавный характер, за исключением точек, летающих у самого начала. *)

Повидимому уравнение

$$r = cA^{\frac{1}{3}}, \quad (31)$$

где r — эффективный радиус, A — атомный вес, — довольно близко подходит к полученной экспериментальной кривой.

*) Повышенное значение эффективного сечения для легких элементов кажущееся. Оно объясняется тем, что при столкновении с ядрами легких элементов нейтроны более резко меняют свою скорость. Более медленные нейтроны больше поглощаются.

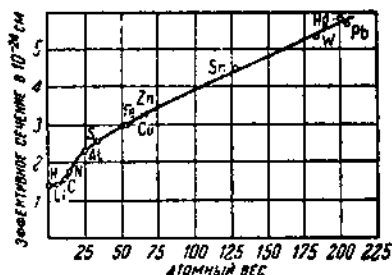


Рис. 40. Зависимость эффективного сечения ядро — нейтрон от атомного номера (по Девинггу).

§ 5. Захват нейтрона ядром.

Значение эффективного сечения, определенное Деннингом, характеризует сложный процесс — и рассеяние нейтронов и истинное поглощение их. Разделить оба эффекта прямым путем нельзя. Можно, однако, в целях разделения обоих явлений воспользоваться вторичными эффектами.

Рассеяние нейтронов приводит к образованию ядер отдачи. Изучая последние, мы можем сделать выводы и в отношении рассеяния нейтронов.

Истинное поглощение нейтронов — захват их ядрами, с которыми происходит столкновение, — сопровождается ядерными превращениями. Исследование последних и дает нам данные об истинном поглощении нейтронов.

Помимо этого исследование ядерных превращений, совершающихся под действием нейтронов, имеет и самостоятельное значение, давая характеристику взаимодействия нейтронов с различными ядрами. Особенно интересным является изучение действия нейтронов на элементы с большим атомным весом. Отсутствие у нейтронов электрического заряда позволяет нейтронам проникнуть и в тяжелые ядра. Действуя нейтронами, мы можем надеяться производить дезинтеграцию по всей периодической системе. Конечно, серьезным затруднением может быть малое число нейтронов, имеющих в нашем распоряжении. Однако, как показали опыты Ди, взаимодействие нейтронов с веществом сводится в основном к взаимодействию с атомными ядрами. Поэтому, несмотря на малое число нейтронов, могущих быть в распоряжении исследователей, все же оказывается возможным наблюдать ядерные превращения, возбужденные нейтронами.

Впервые наблюдение подобного рода превращений было произведено Фезером²⁾. Исследование велось путем

фотографирования камеры Вильсона, наполненной азотом, при прохождении через нее пучка нейтронов от Ве. Наличие превращения устанавливалось по появлению на снимках раздвоенных трэков — вилок. Типичная фотография таких вилок представлена на рис. 41. На ней видно два трэка, один из которых принадлежит α -частице. Угол между трэками 151° . Природу второго трэка можно определить из схемы ядерного превращения. Так как азот в основном состоит из одного изотопа (содержание $^{15}_7\text{N}$ в азоте не превосходит $1/1000$), то исходным ядром является $^{14}_7\text{N}$. Принимая во внимание образование, в результате превращения, α -частицы, можно полагать его (превращение) совершающимся по схеме

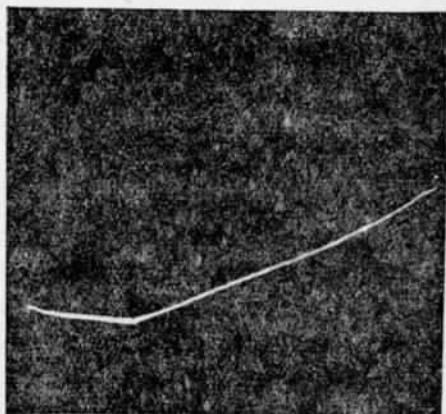
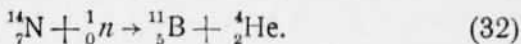
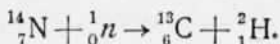


Рис. 41. Ядерное превращение, вызванное столкновением нейтрона с ядром.

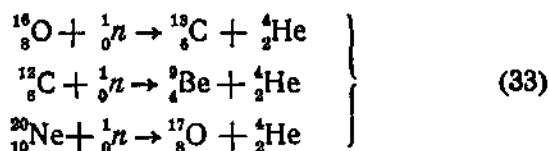


Дальнейшее исследование превращений, происходящих в азоте под влиянием нейтронов, показало, что схема (32) не единственно возможная. На некоторых снимках удалось зарегистрировать появление следов, характер которых заставляет приписать их водороду. Повидимому этому превращению отвечает схема

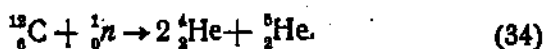


Кроме азота было произведено исследование превращений и у некоторых других веществ: кислород, угле-

род, неон. Во всех этих случаях зарегистрировано появление α -частиц. Соответственные схемы превращений:



Превращение углерода, как показали Чадвик, Фезер и Дэвис ³²⁾, происходит еще и иным путем. Образуются три частицы (на Вильсоновских снимках видно три трека). Наиболее вероятной схемой этого превращения Чадвик считает



Некоторые из указанных здесь превращений замечательны в том отношении, что они представляют реакции обратные тем, которые мы установили при возбуждении нейтронов. Повидимому эти реакции можно считать обратимыми.

Следует отметить еще, что в этих опытах впервые в практике ядерных превращений осуществлено разрушение ядра кислорода.

Некоторыми из указанных превращений, совершающихся под действием нейтронов, можно было бы воспользоваться для определения массы нейтрона, так как атомные веса всех остальных участников превращения известны достаточно хорошо и надежно установлен характер превращения. К сожалению, ряд трудностей экспериментального порядка не позволяет осуществить это определение. В самом деле, для вычисления массы нейтрона необходимо произвести энергетический баланс реакции. Для этого нужно:

1. Знать кинетическую энергию нейтрона. Мы знаем уже, что нейтроны, испускаемые обычным источником (Po+Be), состоят из нескольких групп с различными значе-

ниями энергии. К какой же группе приписать нейтрон совершивший превращение, наблюдаемое в камере Вильсона? Не существует способа, который мог бы дать нам возможность разрешить поставленный вопрос. Можно было бы однако воспользоваться знанием максимальной энергии нейтрона и отделить те превращения, которые соответствуют наибольшему значению кинетической энергии продуктов превращения. Однако, для этого требуется огромный экспериментальный материал. Нужно иметь в своем распоряжении большое число измеренных треков, чтобы навести необходимую здесь статистику. В нашем же распоряжении имеются фотографии всего лишь нескольких вилок — превращений. Многие из них настолько несовершенны, что не могут быть употреблены для количественного подсчета. Пригодных же для подсчета столь мало, что не может быть и речи о наведении какой-нибудь статистики.

2. Знать кинетическую энергию ядер, образующихся в результате превращения. Однако и здесь мы недостаточно счастливы. Мы плохо еще умеем определять энергию ядер (за исключением α -частиц и протонов) по их пробегу.

3. Начальное направление нейтрона перед столкновением неизвестно. Обычно предполагается, что направление нейтрона перед столкновением совпадает с направлением источника нейтронов — место превращения. Однако на первичный пучок нейтронов накладывается еще и рассеянная радиация — от стенок камеры, от свинцового фильтра, обычно употребляющегося в качестве защиты от γ -лучей. Наличие рассеянного нейтронного излучения делает неопределенным вопрос о начальном направлении нейтронов.

Влиянием рассеяния нейтронов может быть объяснено то обстоятельство, что в некоторых случаях приходилось принимать ядерное превращение совершающимся без

захвата нейтрона. При этом подсчет обычно давал ненормально большие скорости для частиц продуктов распада. Согласно Гансу и Гаркинсу ⁸⁰⁾ эти случаи представляют результат рассеяния. Схемы распада, приведенные на рис. 42, очень хорошо иллюстрируют высказанное Гаркинсом предположение. Буквой *a* обозначено нормальное превращение с захватом нейтрона, буквой *b* обозначена схема превращения, которая при условии

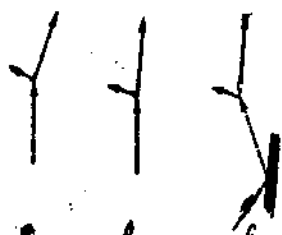


Рис. 42. Ядерное превращение с захватом нейтрона и без захвата.

неизменности начального направления нейтрона должна происходить без захвата нейтрона. Буквой *c* указана схема превращения с предполагаемым начальным направлением нейтрона, могущая объяснить появление вилки, изображенной на схеме *b*, путем захвата нейтрона ядром.

Указанные здесь обстоятельства делают невозможным определение массы нейтрона из этих превращений.

Весьма существенный интерес представляло бы определение величины эффективного сечения, характеризующего взаимодействие нейтронов с ядрами. Для определения этой величины следовало бы определить, как часто возникают превращения, возбуждаемые нейтронами. Однако количественная сторона этих исследований изучена весьма мало. В очень грубом приближении можно принять соотношение эффективных сечений азота, кислорода и углерода равным 10:10:1.

На совершенно иную почву перешло исследование превращений, совершаемых нейтронами после открытия Ферми. В середине 1934 г. Ферми сначала в Итальянском журнале „*Ric. Scient.*“, затем в английском „*Nature*“ опубликовал предварительные данные своих замечательных исследований, в результате которых ему удалось уста-

новить образование радиоактивных веществ при бомбардировке некоторых элементов нейтронами. В последующем Ферми, Амалди, Агостино, Разетти и Сегре опубликовали подробную сводку этих исследований.

Около шестидесяти элементов было подвергнуто действию нейтронов, получаемых путем бомбардировки бериллия (порошок) α -частицами эманации (и продуктов ее распада до полония), взятой в количестве 800 милликюри. Происходящие в результате захвата нейтрона ядерные превращения в большинстве (40 элементов из исследованных шестидесяти элементов) приводят к образованию радиоактивного вещества (наведенная радиоактивность). Регистрация радиоактивного излучения производилась после удаления источника нейтронов с помощью счетчика Гейгера-Мюллера, стенками которого служила алюминиевая фольга толщиной 0,1—0,2 мм. Специальными опытами (воздействием на радиоактивное излучение магнитным полем) было показано, что во всех случаях испускаются электроны (не исключено однако, что наряду с электронами некоторые вещества испускают и позитроны, однако в количестве, не превышающем 15% числа электронов).

Почти во всех случаях, где имело место образование радиоактивных веществ, был измерен период полураспада. Он был найден меняющимся от нескольких секунд до многих дней. Более длинные периоды не обнаружены повидимому в силу сравнительно малой активности веществ с большим периодом полураспада, что делает их обнаружение затруднительным. Для выражения интенсивности активации, производимой нейтронами, Ферми пользуется величиной i . Величина i представляет число дезинтеграций в секунду, образующихся в 1 г исследуемого вещества, помещенного на расстоянии 1 см от источника нейтронов. Источник нейтронов представляет порошок бериллия, облучаемый 1 милликюри эманации, находя-

щейся в равновесии с продуктами распада. Облучение при этом производится так долго, как это необходимо для достижения насыщения, т. е. до образования такого количества радиоактивного вещества, при котором число распадающихся в единицу времени ядер равно числу радиоактивных ядер, образуемых в результате воздействия нейтронов.

Определив величину i из опытных данных, мы могли бы найти численное значение эффективного сечения ядер по отношению к захвату нейтронов, если бы было известно число нейтронов, испускаемых бериллием при указанных выше условиях. Не будучи в состоянии определить это число точно, мы можем с достаточным приближением считать его равным 1000. Тогда

$$i = 1000 \frac{L}{A} \sigma, \quad (35)$$

где σ — эффективное сечение, A — атомный вес, L — число Авогадро. Из этого соотношения получаем:

$$\sigma = 1,6 \times 10^{-26} A \cdot i. \quad (36)$$

На определенное таким образом значение σ следует смотреть, как на весьма грубое приближение, так как, с одной стороны, принятое значение для числа нейтронов 1000 носит условный характер, а с другой стороны, и величина i измерена с малой степенью точности.

Для определения характера ядерного превращения, происходящего в результате захвата нейтрона, Ферми пользовался химическим анализом. Так как общее количество образующегося радиоактивного вещества весьма мало, то употреблять обычные методы разделения элементов нельзя.

Исходя, однако, из того, что образующийся радиоактивный элемент имеет атомный номер Z , мало отличающийся от исходного элемента, Ферми определяет природу носи-

теля радиоактивности, идентифицируй его с одним из элементов соседних с исследуемым. Для этого к исследуемому элементу прибавляется один из его соседей, и затем оба элемента химическим путем отделяются друг от друга. Контрольными опытами определяется, куда при этом переходит радиоактивное вещество. В общем удалось установить, что радиоактивное вещество следует всегда за определенным элементом. Этим самым и фиксируется природа радиоактивного вещества.

Результаты исследований Ферми сведены в общую таблицу, пополненную данными некоторых других исследователей.

В первой графе этой таблицы указаны вещества, подвергнувшиеся исследованию, в графе второй указан атомный вес изотопов.

Графа третья содержит значение периодов полураспада радиоактивных веществ, образующихся в результате превращения. В этом случае, когда радиоактивное вещество не наблюдается, поставлен знак ∞ , ибо в этом случае можно предполагать образование устойчивого изотопа. В четвертой графе даны численные значения величины λ . В пятой графе указаны средние значения энергии электронов, излучаемых веществом, образующимся в результате превращения. Величина этой энергии вычислялась из данных, полученных для коэффициента поглощения. Понятно поэтому, что это лишь весьма приблизительные числа.

В ряде случаев показано, что испускание электронов сопровождается излучением γ -лучей. Измерения, имеющие целью регистрацию γ -лучей, произведены не во всех случаях и не во всех измеренных случаях дали положительный результат. Поэтому в графе шестой отмечены словами „нет“ или „есть“ те элементы, у которых измерение γ -лучей было произведено.

В графе седьмой выписаны значения эффективного

ТАБЛИЦА 18.

Атомный номер	Атомный вес изотопов	Период полураспада	λ	Среднее значение энергии электрона	γ -лучи	$\sigma \times 10^{28}$	Активн. изотоп
1 H	1, 2	∞	—	—	—	—	—
3 He	6, 7	∞	—	—	—	—	—
4 Be	9	?	—	—	—	—	—
5 B	10, 11	?	—	—	—	—	—
6 C	12, 13	∞	—	—	—	—	—
7 N	14, 15	∞	—	—	—	—	—
8 O	16, 17, 18	∞	—	—	—	—	—
9 F	19,	9 сек.	0,7	2	есть	28	^{18}F
11 Na	23	40 сек.	0,035	—	—	—	^{20}F
12 Mg	24, 25, 26	40 сек.	сред.	—	—	—	^{24}F
		15 час.	слаб.	—	?	—	^{24}Na
		40 сек.	сред.	0,5	есть	—	^{24}Na
		15 час.	сред.	0,5	есть	—	^{27}Mg
		12 мин.	0,8	0,6	есть	—	^{27}Mg
13 Al	27	15 час.	0,5	0,5	есть	70	^{24}Na
14 I	28, 29, 30	3 мин.	0,7	1,3	есть	39	^{29}Al
		3 мин.	0,06	—	—	—	^{28}Al
15 P	31	3 час.	0,6	0,7	?	41	^{31}Si

16 S	32, 33, 34	13 дней	сильн.	0,8	нет	^{32}P 15
17 Cl	35, 37	13 дней	0,1	0,8	—	^{32}P 15
20 Ca	40, 42, 43, 44	∞	0	—	—	—
22 Ti	46, 47, 48, 49, 50	3 мин.	оч. слаб.	—	—	—
23 V	51	4 мин.	сред.	1,3	—	^{52}V 23
24 Cr	50, 52, 53, 54	4 мин.	сред.	1,3	есть	^{52}V 23
25 Mn	55	4 мин.	сред.	—	—	^{53}V 23
26 Fe	54, 56	150 мин.	сред.	1,3	—	^{53}Mn 23
27 Co	59	150 мин.	0,05	1,3	есть	^{55}Mn 25
28 Ni	58, 60, 61, 62	150 мин.	слаб.	—	—	^{55}Mn 25
29 Cu	63, 65	∞	0	—	—	—
30 Zn	64, 66, 67, 68, 70	6 мин.	сред.	—	—	Cu
31 Ga	69, 71	6 час.	слаб.	—	—	Cu
33 As	75	6 мин.	слаб.	—	—	Cu
34 Se	74, 76, 77, 78, 80, 82	6 час.	сред.	—	—	—
35 Br	79, 81	30 мин.	сильн.	1,3	есть	^{76}As 33
37 Ru	85, 87	1 день	сильн.	—	—	—
38 Sr	86, 87, 88	35 мин.	сильн.	—	—	Br
39 Y	83	6 час.	сильн.	0,7	нет	Br
40 Zr	90, 91, 92, 94, 96	20 мин.	сред.	—	—	—
42 Mo	92, 94, 95, 96, 98, 100	∞	0	—	—	—
44 Ru	96, 98, 99, 100, 101, 102, 104	15 мин.	слаб.	—	—	—
		?	слаб.	—	—	—
		∞	0	—	—	—

Атомный номер	Атомный вес изотопов	Период полураспада	λ	Среднее значение энергии нейтрона	γ -лучи	$\sigma \times 10^{24}$	Активный изотоп
45 Rb	—	50 сек.	сильн.	0,8	нет	—	—
46 Pa	—	5 мин.	слаб.	—	—	—	—
47 Ag	107, 109	6 час.	слаб.	0,3	нет	107	—
48 Cd	110, 111, 112, 113, 114, 115	20 сек.	—	—	нет	—	—
50 Sn	112, 114, 115, 116, 117, 118, 119, 120, 121, 122, 124	2 мин.	0,5	0,7	нет	—	—
51 Sb	121, 123	70 мин.	слаб.	—	—	—	—
52 Te	122, 123, 124, 125, 126, (127), 128, 130, 127	∞	0	—	—	—	—
53 I	133	?	?	—	—	—	—
55 Cs	135, 136, 137, 138	30 мин.	слаб.-	—	—	—	—
56 Ba	139	?	0,4	0,7	нет	102	^{138}T ^{139}Ba
57 La	140, 142	3 мин.	слаб.	—	—	—	—
58 Ce	141	∞	0	—	—	—	—
59 Ne	—	5 мин.	слаб.	—	—	—	—

сечения σ , вычисленные из данных графы четвертой по формуле (36). И наконец в последней графе указан радиоактивный изотоп, образующийся в результате превращения. В том случае, если существование этого изотопа найдено не путем химического анализа, его символ заключен в скобки.

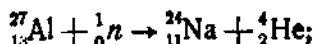
Выводы, которые могут быть сделаны на основе данных, представленных в табл. 18, следующие:

1. Нейтроны проникают в ядра значительного числа элементов. При этом не наблюдается никакого различия между тяжелыми и легкими ядрами. Как те, так и другие способны образовывать радиоактивные вещества. Можно предполагать, что и в тех случаях, где не обнаружена наведенная радиоактивность, все же имеет место проникновение нейтронов, сопровождающееся образованием устойчивого изотопа. Такие случаи мы уже фиксировали ранее (напр. ${}^{20}_{10}\text{Ne} + {}^1_0n \rightarrow {}^{17}_3\text{O} + {}^4_2\text{He}$).

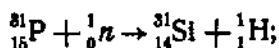
Эффективное сечение для захвата нейтрона ядром растет с увеличением атомного номера.

2. Радиоактивный изотоп может быть образован тремя способами:

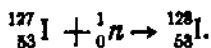
а) захват нейтрона и вырывание α -частицы, например



б) захват нейтрона и вылет протона, например



с) чистый захват нейтрона, например



Последний способ образования радиоактивных изотопов особенно замечателен. Это первый случай среди многих известных ядерных превращений, при котором осуществляется простой захват частицы, поэтому здесь

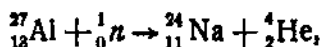
особенно важна надежность доказательств, приводимых для подтверждения этой схемы. Ферми сделал свое заключение о характере превращения у I (аналогично у Si, V, Mn, As, Br, Ag, Ir, Au) на основании химических данных негативного характера, показывающих, что радиоактивный изотоп не может быть ни теллуrom (выбрасывание α -частицы), ни сурьмой (вылет протона).

Положительные доказательства этой схемы приведены Сциллардом и Чальмерсом.

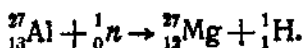
Они подвергнули действию нейтронов J не в чистом виде, а в виде соединения (иодистый этил). Ядро иода, захватившее нейтрон, приобретает количество движения, в результате которого нарушается связь между иодом и другими атомами, образующими молекулу. Таким образом, если правильна предложенная схема, то радиоактивный изотоп иода будет находиться в свободном состоянии. В правильности этого можно убедиться, осадив свободный иод серебром.

Очень часто превращение ядра, захватившего нейтрон, совершается несколькими способами.

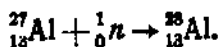
Так например ядра алюминия, захватившие нейтрон, превращаются частью с-испусканием α -частиц



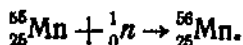
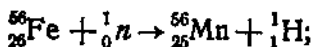
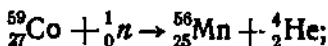
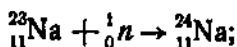
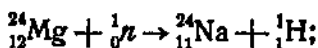
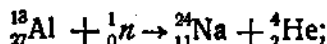
частью с испусканием протонов:



В последнее время Ферми нашел, что осуществляется и прямой захват нейтрона ядром Al:



В некоторых случаях зарегистрировано образование радиоактивного изотопа всеми тремя возможными способами превращения, именно



3. Между превращениями, наблюдаемыми у тяжелых и у легких элементов, есть существенное различие в характере превращения. Радиоактивные изотопы у легких элементов образуются обычно с испусканием либо α -частицы, либо протона. У тяжелых же элементов радиоактивные изотопы образуются в основном путем прямого захвата. Это различие может быть легко понято на основе Гамовского представления об испускании α -частиц. Последняя может покинуть ядро только в том случае, если ее энергия достигает значения, близкого к величине потенциального барьера. При меньших энергиях вероятность вылета становится весьма малой. Так как уже в случае алюминия высота потенциального барьера достигает $7 \times 10^6 \text{eV}$, то превращение с выбрасыванием α -частиц может происходить лишь в том случае, если в ядро алюминия проникает нейтрон с достаточной энергией. С увеличением атомного номера растет величина потенциального барьера ядер. Согласно Поллярду это увеличение высоты потенциального барьера идет пропорционально увеличению атомного номера. С ростом высоты потенциального барьера должна расти и энергия α -частиц, могущих покинуть ядро, а следо-

вательно должна увеличиваться и энергия нейтронов, могущих подобное превращение совершить. Так как скоростной спектр нейтронов имеет верхнюю границу, то и превращение ядер с испусканием α -частиц будет происходить лишь до определенных элементов, таких, у которых высота потенциального барьера превосходит энергию, получаемую α -частицей в результате захвата нейтрона. Последним элементом, у которого наблюдается α -превращение в результате захвата нейтрона, является марганец. Согласно Полярду высота потенциального барьера Mn для α -частиц порядка $15 \times 10^6 \text{ eV}$. Верхний предел энергии нейтронов, испускаемых бериллием, равен, как мы видели выше, $14 \times 10^6 \text{ eV}$. Сравнительная величина обоих чисел превосходно согласуется с вышеприведенными рассуждениями (различие основных уравнений ядер соседних элементов порядка $1 - 2 \times 10^6 \text{ eV}$).

Подобные рассуждения целиком применимы и к H -превращениям с той лишь разницей, что высота потенциального барьера какого-либо ядра для протона меньше, чем для α -частиц, т. е. H -превращение может быть вызвано более медленными нейтронами и их граница будет сдвинута в сторону более тяжелых элементов. Последнее находится в согласии с опытными данными. H -превращения наблюдаются до цинка (по последним данным до индия).

В свете указанных соображений, совершенно иное значение принимают числа, приведенные нами выше в качестве характеристики эффективного сечения. В самом деле, мы вправе считать, что превращения производят лишь определенные группы нейтронов (с большой энергией), между тем как при вычислении величины σ мы принимали в расчет все нейтроны, испускаемые бериллием. Это обстоятельство естественно способствовало преуменьшению численного значения σ и преуменьшению видимо сильному, поскольку в излучении

бериллия число быстрых нейтронов не очень велико. Поэтому к численным подсчетам величины эффективного сечения нужно относиться очень осторожно.

§ 6. Рассеяние нейтронов.

Явление рассеяния нейтронов было исследовано Деннингом и Пеграмом. Их экспериментальная установка была нами уже описана раньше (стр. 93) при рассмотрении взаимодействия между протонами и нейтронами. Поэтому здесь мы приведем только результаты их измерений, касающиеся числа нейтронов, рассеянных на различные углы. Эти результаты сведены в табл. 19 (измерения Деннинга и Пеграма) и табл. 20 (измерения Деннинга).

ТАБЛИЦА 19.

Вещество	Углы рассеяния				
	$16^\circ \pm 15^\circ$	$51^\circ \pm 20^\circ$	$82^\circ \pm 27^\circ$	$125^\circ \pm 25^\circ$	$151^\circ \pm 15^\circ$
Парафин	3,68	3,65	2,18	1,48	0,21
Вода	3,59	3,45	2,50	1,48	0,56
Графит	2,96	2,17	2,01	1,62	0,79
Свинец	2,75	2,52	2,49	1,71	0,52

В этой таблице указано относительное рассеяние для различных углов в парафине, воде, графите и свинце, выраженное в числах нейтронов, регистрируемых ионизационной камерой в одну минуту.

В каждом столбце таблицы, представляющем измерение числа нейтронов, отклоненных на определенный угол, даны два ряда цифр, одни из которых представляют действительное число импульсов, зарегистрированных в минуту, а вторые — относительное число нейтро-

ТАБЛИЦА 20.

Вещество	$59^\circ \pm 15^\circ$		$77^\circ \pm 15^\circ$		$95^\circ \pm 20^\circ$		$132^\circ \pm 13^\circ$	
	Зарегистр. роэнтг. число отброс.	Относит. число рас. нейтронов	число от- бросов	относит. число ней- тронов	зарегистр. число от- бросов	относит. число ней- тронов	зарегистр. число от- бросов	относит. число ней- тронов
Парафин	4,35	16,0	2,2	5,6	2,05	5,1	1,23	5,7
Графит	4,45	16,3	4,4	11,3	4,4	11,0	2,82	12,0
Медь	4,41	16,2	—	—	5,5	13,7	3,3	14,0
Свинец	3,62	13,3	—	—	4,8	12,0	1	13,2

нов, полученное с учетом поправки на геометрические условия, связанные с изменением телесного угла нейтронов падающих на рассеивающее вещество. Из приведенной таблицы видно, что тяжелые материалы — свинец, медь — рассеивают в пределах измеренных углов равномерно во всех направлениях. Углерод повидимому рассеивает вперед по направлению пучка нейтронов с некоторым преимуществом. Что касается водорода, то там рассеяние все сосредоточено в сравнительно небольшом интервале углов, так что рассеяние под углами свыше 90° практически равно нулю (фон составляет 5,7 отброса).

Представляло бы существенный интерес определить из данных этих таблиц величину σ , эффективного сечения ядер по отношению к рассеянию. Однако это не представляется возможным благодаря отсутствию измерений рассеяния при малых углах. Можно лишь указать величину относительного числа нейтронов, рассеянных на некоторые углы. Так, на единицу телесного угла в направлении 45° свинец в объеме 1 см^3 рассеивает $2,28 \times 10^{-2}$ падающего числа нейтронов, а под углом 125° — $1,2 \times 10^{-2}$. Углерод в направлении 45° рассеивает $2,12 \times$

$\times 10^{-2}$ падающего числа нейтронов и $0,96 \times 10^{-2}$ в направлении 125° .

Не имея возможности определить σ , непосредственно, мы можем попытаться оценить его величину путем сопоставления значения эффективного сечения, полученного Деннингом из опытов по поглощению нейтронов, которые дают суммарное значение эффективного сечения с величиной, полученной из опытов Ферми. Это сопоставление может быть проведено однако лишь для очень немногих элементов, так как измерения Ферми и Деннинга произведены для различных веществ. Данные, касающиеся одних и тех же элементов, представлены в табл. 21.

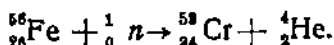
ТАБЛИЦА 21.

Вещество	$\times 10^{26}$ по Деннингу	$\times 10^{26}$ по Ферми
Al	240	70
S	270	—
Cl	275?	7
Fe	300	5
J	460	102

Эта таблица содержит чрезвычайно интересные данные. В то время как величина эффективного сечения, определенная Деннингом (т. е. представляющая сечение ядра как в отношении захвата нейтрона, так и в отношении его рассеяния) меняется монотонно, так что величину его у S и у Cl можно считать примерно равной, значение эффективного сечения, найденного из эффекта Ферми, резко колеблется. У Al соотношения между обоими значениями $\frac{\sigma_{\text{Ферми}}}{\sigma_{\text{Деннинг}}}$ равно $\frac{1}{3,5}$. У иода оно равно

примерно $\frac{1}{4}$, а у железа только $\frac{1}{60}$. Это заставляет предполагать, что в некоторых случаях (например у железа и у хлора) захват нейтрона не всегда приводит к образованию радиоактивного вещества; повидимому наряду с радиоактивным веществом имеет место и образование обычных устойчивых изотопов.

В случае железа это может быть превращение



${}^{58}_{24}\text{Cr}$ — устойчивый изотоп хрома.

Если учесть возможность образования при захвате нейтрона ядром и устойчивых изотопов, а также и то, что значения σ_a , найденные Ферми, вероятно преуменьшены (так как нейтрон не всякой скорости способен произвести рассматриваемое превращение), то можно утверждать, что захват нейтрона совершается почти так же часто, как и рассеяние, т. е. σ_a — эффективное сечение по отношению к рассеянию, и σ_a — эффективное сечение по отношению к захвату нейтрона — сравнимы по величине.

Правильность этого заключения может быть подтверждена результатом, полученным при анализе вильсоновских фотографий. Чадвик и Фезер получили 2000 фотографий прохождения нейтронов в атмосфере азота. На этих фотографиях было зарегистрировано 100 следов атомов отдачи и 29 вилок. Так как каждый атом возникает в результате рассеяния нейтронов на ядрах азота, а каждая вилка есть следствие захвата нейтрона ядром азота, то соотношение этих следов и характеризует отношение $\frac{\sigma_a}{\sigma_s}$. Согласно указанным выше числам для азота

$$\frac{\sigma_a}{\sigma_s} = 0,3.$$

§ 7. Зависимость поглощения нейтронов от скорости.

Рассматривая различные явления, связанные с поглощением нейтронов, мы фиксировали до сих пор некоторое интегральное действие, производимое нейтронами довольно широкого скоростного спектра. Так, нейтронное излучение бериллия, как мы установили выше, состоит из многих групп, а так как бериллий берется обычно в достаточно толстом слое, то нужно считать обычный источник ($\text{Be} + \text{Po}$) или ($\text{Be} + \text{Rn}$) дающим нейтроны с кинетической энергией от нескольких сотен киловольт до соответствующего предельного значения (в случае полония $12 \times 10^6 \text{eV}$, в случае эманации радия $14,2 \times 10^6 \text{eV}$). Между тем, эффективное действие нейтронов различной скорости, вообще говоря, может оказаться различным. Характерные особенности взаимодействия нейтронов с атомными ядрами при интегральном эффекте могут остаться незамеченными. Поэтому изучение влияния скорости нейтронов на явления поглощения является актуальной задачей. Разрешение этой задачи упирается, однако, в трудности, связанные с получением источника нейтронов определенной скорости. В отличие от электронов и α -частиц, мы не можем выделять из пучка нейтроны определенной скорости, точно также мы не можем сообщать им скорости по нашему усмотрению. В силу этого приходится прибегать к косвенным методам, которые если и не позволяют найти точную зависимость явления от скорости нейтронов, то все же дают возможность наметить основные тенденции. Сейчас можно указать три способа, дающие возможность получать нейтроны различной скорости.

1. Можно воспользоваться для выделения части скоростного спектра резонансным проникновением α -частиц в ядро. Если мы ограничим энергию α -частиц,

возбуждающих нейтроны, то, как мы знаем, способными к превращению окажутся лишь те α -частицы, кинетическая энергия которых соответствует уровням энергии α -частиц в ядре. В результате захвата такой α -частицы будет возникать нейтрон вполне определенной скорости.

В действительности однако ряд элементов показывает возможность проникновения α -частиц через несколько резонансных уровней; кроме того новое ядро может образоваться и в возбужденном состоянии, так что такой метод в итоге приводит не к нейтронам одной скорости, а к некоторому набору их. Достигается в общем относительно небольшое изменение спектрального состава и притом весьма дорогой ценой — сильным уменьшением интенсивности.

2. Второй способ получения нейтронов различной скорости заключается в использовании различных ядерных превращений. Выше мы установили, что Be, B, F при бомбардировке их α -частицами дают различные спектры нейтронов, с различной верхней границей и с различным средним значением энергии. Эти элементы дают достаточно большой выход нейтронов. Особенно интересным в качестве источника нейтронов является расщепление дейтона, происходящее под действием дейтона же. Это превращение дает нейтроны определенной энергии, приблизительно 2×10^6 eV. Выход нейтронов при этом весьма велик.

Сопоставление действия нейтронов, полученных из различных источников, не может быть однако произведено просто. Дело в том, что точное определение числа нейтронов, испускаемых различными источниками, мы не можем произвести, поскольку неизвестен закон взаимодействия нейтронов с ядрами — зависимость эффективного сечения от скорости. Числа, принимаемые нами для характеристики мощности источников, являются лишь

ориентировочными, и пока мы ограничиваемся данным типом источника, это не создает никаких затруднений, которые однако немедленно возникают, как только мы переходим к другому источнику. Вот это обстоятельство приходится особо учитывать.

3. Третий способ, применяющийся для изменения скорости нейтронов, заключается в пропускании нейтронов через фильтры различной толщины или различного состава.

При прохождении через фильтры часть нейтронов будет вовсе исчезать, другая же часть ее (около $\frac{2}{3}$) будет рассеиваться вследствие столкновения с ядрами. При этом нейтрон будет терять часть своей энергии. При достаточно больших толщинах фильтра все нейтроны будут претерпевать на своем пути по несколько столкновений, и состав спектра резко изменится в сторону малых значений энергии.

Особенно эффективным оказывается применение в качестве фильтра парафина, воды и других веществ, содержащих водород.

Влияние скорости нейтронов на их взаимодействие с атомными ядрами исследовал впервые Боннер³¹⁾. Он произвел измерение эффективного сечения парафина, графита, свинца, водорода, гелия, азота и аргона для нейтронов, испускаемых бериллием, бором и фтором под действием α -частиц. Для H, He, N, Ar определение эффективного сечения производилось путем измерения тока в ионизационной камере, наполненной одним из указанных веществ. Если обозначить через n число нейтронов, проходящих через камеру в единицу времени, через N число ядер в 1 см^3 вещества, наполняющего ионизационную камеру, через E среднюю энергию атомов отдачи, образующихся при прохождении нейтронов, через R среднюю энергию, идущую на образование одной пары ионов, и через σ эффективное

сечение, то I — ток в ионизационной камере — будет равен

$$I = \frac{k \cdot n \cdot N \cdot E \sigma}{R},$$

где k — некоторое постоянное число, зависящее от размеров и формы ионизационной камеры.

Определение эффективного сечения парафина, графита и свинца производилось по изменению тока в ионизационной камере при установке на пути нейтронов экранов из соответственного вещества.

Полученные Боннером данные представлены в двух таблицах. В первой из них (табл. 22) приведены относительные значения эффективных сечений H, He, N и Ar, а также значение величины E , принятой для расчета. Это значение вычислялось из условий столкновения нейтрона с атомным ядром соответствующего вещества, причем для среднего значения начальной скорости нейтрона приняты следующие числа:

$$V_{\text{Be}} = 3 \times 10^9 \text{ см/сек.}$$

$$V_{\text{B}} = 2,5 \times 10^9 \text{ см/сек.}$$

$$V_{\text{F}} = 2 \times 10^9 \text{ см/сек.}$$

Необходимость определения величин k , R и h при пользовании относительными числами отпадала.

ТАБЛИЦА 22.

Вещество	E	Относительное значение σ для нейтронов от		
		Be	B	F
He	0,640	1,00	1,00	1,00
H	1,00	1,12	1,15	1,00
N	0,249	2,59	1,38	1,00
Ar	0,095	7,75	5,17	2,5

Если проанализировать числа, приведенные в этой таблице (эффективное сечение He для нейтронов всех скоростей принято здесь равным единице), то можно сделать заключение, что эффективное сечение ядер азота и аргона с уменьшением скорости нейтрона уменьшается быстрее, чем у водорода и гелия.

Еще более любопытные результаты содержит вторая таблица Боннера (табл. 23). В ней приведены абсолютные значения эффективного сечения σ для Pb, C, H, He, N и Ag, причем значение эффективного сечения Pb, C и H определялось из поглощения в свинце, углероде и парафине, а значения для He, N и Ag были вычислены на основе данных табл. 23.

ТАБЛИЦА 23.

Вещество		Pb	C	H	He	N	Ag
Эффективное сечение нейтронов от различных источников $\times 10^{26}$	Be	239	72	73	65	168	505
	B	187	99	141	117	169	630
	F	143	116	253	253	253	640

Из табл. 23 следует, что эффективное сечение водорода и гелия с уменьшением скорости нейтрона растет и притом весьма значительно. У углерода и азота это возрастание происходит медленнее, у аргона эффективное сечение остается почти постоянным (зафиксированное в предыдущей таблице уменьшение эффективного сечения аргона с уменьшением скорости нейтрона только кажущееся, обусловленное резким возрастанием эффективного сечения гелия), а у Pb, наоборот, эффективное сечение уменьшается с уменьшением скорости нейтрона.

Установленное Боннером возрастание эффективного сечения нейтрон—протон при уменьшении скорости ней-

трона требует соответственного перерасчета в спектре нейтронов. Мы нашли в спектре бериллия значительное преобладание медленных нейтронов. Возможно, что оно есть результат того, что более медленные нейтроны обладают большим эффективным сечением, а потому появление медленных протонов отдачи наблюдается чаще.

Весьма интересным является исследование влияния скорости нейтронов на эффект Ферми. Мы уже упоминали, что радиоактивные вещества, образующиеся путем вылета из ядра (захватившего нейтрон) протона или α -частицы, обязаны своим происхождением быстрым нейтронам. Это предположение может быть легко проверено сравнением действия нейтронов, получающихся из различных источников. Такое сравнение и было произведено Бьерже и Весткотом ⁴⁵⁾. В своих опытах они пользовались четырьмя различными источниками нейтронов: 1) нейтроны из бериллия, подвергнувшегося бомбардировке α -частицами от эманации радия, 2) нейтроны из лития, возникающие при бомбардировке его дейтонами, 3) нейтроны из бериллия, бомбардируемого дейтонами, и наконец 4) нейтроны, возникающие при бомбардировке дейтонов дейтонами. Действию всех этих нейтронов были подвергнуты фтор, кремний, фосфор и серебро. Результат опытов Бьерже и Весткотта представлен в табл. 24, которая содержит числа, выражающие относительную активность, приобретаемую F, P, Si и Ag при действии на них нейтронов различных источников. (Активность всех этих элементов, возбуждаемая нейтронами от $\text{Be} + \text{эманация радия}$, принята за 100.)

В этой таблице источники нейтронов расположены в порядке возрастания скорости. $\text{Be} + \text{Rn}$ дает наиболее быстрые нейтроны, дейтон + дейтон наиболее медленные. Оказывается, что действие нейтронов различных скоростей различно. Превращение у фтора возбуждается пови-
димому наиболее быстрыми нейтронами. В образовании

ТАБЛИЦА 24.

Вещество	Период полураспада *)	Источник нейтронов			
		Be + Rn	Li + D	Be + D	D + D
Фтор	8" (9")	100	10	1	$\frac{1}{2}$
Кремний	3'	100	50	1	1
Фосфор	2'5 (3')	100	30	1	1
Фосфор	2 ^h 5 (3 ^h)	100	50	30	30
Серебро	40" (20")	100	10	15	15

активности у кремния и у фосфора могут участвовать и более медленные нейтроны.

Несколько отличным методом произвели исследование зависимости эффекта Ферми от скорости нейтронов Вертенштейн с сотрудниками⁴⁶⁾. В их опытах источник нейтронов был один и тот же — Be + Rn, но для изменения скорости нейтронов они пропускали пучок последних через экран из свинца или золота.

Действию нейтронов были подвергнуты Si, Al, Ag и J. В табл. 25 сведены результаты этих опытов в виде двух серий с фильтром из свинца и с фильтром из золота.

В каждой серии сопоставлено число дополнительных импульсов, возникающих в счетчике Гейгера благодаря действию радиоактивных веществ, образующихся соответственно в кремнии, алюминии, серебре и иоде при действии на них нейтронов, падающих прямо из источника, и нейтронов, прошедших через фильтр. Из этого сопоставления следует, что в то время как вещества, образующиеся путем испускания заряженной частицы (кремний, алюминий), уменьшают активность при прохож-

*) В скобках указан период полураспада, найденный Ферми и являющийся более достоверным, нежели указанный Бьерже и Весткоттом.

ТАБЛИЦА 25.

Вещество	Число дополнит. отбросов без фильтра	Со свин- цовым фильтром 19 мм	% изме- нения	Число дополнит. отбросов в счетчике без фильтра	С филь- тром изолита 22,5 мм	% изме- нения
Кремний .	4002	3370	—16	4290	3140	—27
Алюминий	4260	3412	—20	2881	1941	—31
Серебро .	1128	1170	— 4	2360	2875	+22
Иод . . .				1756	2056	+17

дении нейтронов через фильтр, — вещества, образующиеся путем прямого захвата нейтрона, активность свою при этих условиях увеличивают. Так как прохождение нейтронов через фильтр связано со смещением скоростного спектра в сторону малых скоростей, то данные, полученные Вертенштейном, подтверждают, что радиоактивные вещества у кремния и у алюминия образуются быстрыми нейтронами. Радиоактивность серебра и иода обязана повидимому, наоборот, медленным нейтронам.

Замечательные исследования действия медленных нейтронов произведены Ферми и его сотрудниками. Для получения медленных нейтронов Ферми пропускал пучок нейтронов, полученных от обычного источника $\text{Be} + \text{Rn}$ через воду или другие содержащие водород вещества. Применение водорода в качестве фильтра смещает скоростной спектр гораздо сильнее, чем свинец или золото. В самом деле, средняя энергия, теряемая нейтроном при столкновении с протоном, гораздо больше, чем при столкновении с ядром свинца. Далее эффективное сечение протон—нейтрон, растет с уменьшением скорости нейтрона, в то время как эффективное сечение нейтрон—ядро свинца, наоборот, падает. Это приводит к тому, что нейтрон, прошедший через водородсодержащие вещества

и потерявший часть своей энергии, приобретает большую вероятность для последующего столкновения с протоном, и при достаточно толстом фильтре скорость нейтронов может уменьшиться до чрезвычайно малой величины (порядка тепловой скорости).

Экспериментальные условия, в которых протекали опыты Ферми, были следующие. В центре цилиндрического сосуда диаметром 14 см помещался маленький серебряный цилиндр. На расстоянии 20 см от него помещался источник нейтронов $\text{Be} + \text{Rn}$. Количество эманации, употребленной в этих опытах, составляло 350 милликури. При указанных геометрических условиях активность, возбуждаемая в серебре, была невелика. При наполнении цилиндрического сосуда водой активность, возбуждаемая нейтронами в серебре, увеличивалась в несколько десятков раз. Столь резкое увеличение активности серебра наблюдается только в том случае, если между источником и серебром помещаются вещества, содержащие водород. Так, парафин производит такое же действие, как и вода, в то время как селитра (NaNO_3) не вызывает заметного увеличения активности.

Далее оказалось, что увеличение активности наблюдается не во всех веществах: так, кремний, цинк и фосфор — при помещении между ними и источником нейтронов слоя воды или парафина — своей активности не увеличивают. В то же время серебро и иод дают весьма сильный эффект. В ряде случаев зафиксировано не только увеличение активности, но и появление новых радиоактивных веществ. Так, при действии на алюминий медленными нейтронами (прошедшими толстый слой воды) наблюдается новый период в 3 минуты. Этот период соответствует радиоактивному изотопу алюминия $^{28}_{13}\text{Al}$. Фтор, подверженный действию таких нейтронов, резко усиливает активность, соответствующую периоду 40" (в первых опытах Ферми этот период вообще не обна-

ружил. Он был найден Бьерже и Весткоттом). Натрий усиливает резко активность, соответствующую периоду 15 часов, и не меняет заметно активность с периодом 40". Хлор показывает новую активность с периодом 50'. Галлий также указывает на образование новой активности с периодом в несколько часов. Индий дает две активности 54' и нескольких секунд. Последняя приписывается изотопу индия $^{116}_{19}\text{In}$. Цезий, подвергнутый действию медленных нейтронов, обнаруживает существование сильной активности с периодом в 100 минут. Рений, подвергнутый действию этих нейтронов, также обнаружил активность с периодом в 37 часов. Чистая платина также становится активной с периодом 50 минут. Чрезвычайно любопытно сопоставить между собой вещества, увеличивающие активность при действии медленными нейтронами, с теми, которые не обнаруживают существенных изменений. Это сопоставление сделано в табл. 26.

Из этого весьма любопытного сопоставления с несомненностью следует, что усиливают свою активность лишь те радиоактивные изотопы, которые образуются путем прямого захвата нейтронов. Все же изотопы, образующиеся путем выбрасывания из ядра, захватившего нейтрон, α -частицы или протона, заметного усиления эффекта не дают.

Это дает основание полагать, что все вновь открытые радиоактивные вещества образуются захватом нейтрона. Если это верно, то захват нейтрона атомными ядрами оказывается не случайным явлением, а, наоборот, весьма распространенным. Поэтому возникает вопрос, не может ли иметь место и захват нейтрона, не сопровождающийся образованием радиоактивных изотопов? Нет ли таких случаев, при которых захват нейтрона приводит к образованию устойчивых изотопов? Ответ на этот вопрос дают другие опыты Ферми, схема которых представлена на рис. 43. Пучок нейтронов, выходящий из бериллия, проходит

ТАБЛИЦА 26.

Вещества, показывающие усиление активности			Вещества, не дающие усиления активности		
Элемент	Период	Схема превращения	Элемент	Период	Схема превращения
F	40"	не установлена	Na	40"	$^{23}_{11}\text{Na} + {}^1_0n \rightarrow {}^{20}_9\text{F} + {}^4_2\text{He}$
Na	15 ^h	$^{23}_{11}\text{Na} + {}^1_0n \rightarrow {}^{24}_{11}\text{Na}$	Al	12'	$^{27}_{13}\text{Al} + {}^1_0n \rightarrow {}^{27}_{12}\text{Mg} + {}^1_1\text{H}$
V	4'	$^{51}_{23}\text{V} + {}^1_0n \rightarrow {}^{52}_{23}\text{V}$	—	—	—
Mn	150'	$^{55}_{25}\text{Mn} + {}^1_0n \rightarrow {}^{56}_{25}\text{Mn}$	Al	15 ^h	$^{27}_{13}\text{Al} + {}^1_0n \rightarrow {}^{24}_{11}\text{Na} + {}^4_2\text{He}$
Cl	50'	не установлена	Si	3'	$^{28}_{14}\text{Si} + {}^1_0n \rightarrow {}^{28}_{13}\text{Al} + {}^1_1\text{H}$
Cu	—	превращается в изотоп меди	Mg	40"	не установлена
Ga	Новый период	не установлена	Zn	—	Превращается в один из изотопов меди с выбрасыванием протона
As	1 день	$^{75}_{33}\text{As} + {}^1_0n \rightarrow {}^{76}_{33}\text{As}$	—	—	—
Br	—	превращается в изотоп и бром	P	3'	$^{31}_{15}\text{P} + {}^1_0n \rightarrow {}^{28}_{13}\text{Al} + {}^1_1\text{H}$
Rb	20'	не установлена	P	3 ^h	$^{31}_{15}\text{P} + {}^1_0n \rightarrow {}^{31}_{14}\text{Si} + {}^1_1\text{H}$
Rh	44'	"	—	—	—
(50')					
Ag	—	превращается в изотоп серебра	—	—	—
In	Несколько секунд	$^{115}_{49}\text{In} + {}^1_0n \rightarrow {}^{116}_{49}\text{In}$	—	—	—
J	30'	$^{127}_{53}\text{J} + {}^1_0n \rightarrow {}^{128}_{53}\text{J}$	—	—	—
Cs	100'	не установлена	—	—	—
Ir	20 ^h	превращается в изотоп иридия	—	—	—
Pt	50'	не установлена	—	—	—
Re	37 ^h	"	—	—	—
Au	2 дня	превращается в изотоп золота	—	—	—
Al	3'	$^{27}_{13}\text{Al} + {}^1_0n \rightarrow {}^{28}_{13}\text{Al}$	—	—	—

через парафин и падает на серебро. Исследуется активность серебра, возбуждаемая в нем медленными нейтронами, образующимися при прохождении слоя парафина. Один раз измерение производится при непосредственном падении нейтронов на серебро, в другой раз при наличии между серебром и парафином нового фильтра из исследуемого вещества. Иными словами, изучается поглощение медленных нейтронов в различных веществах, причем серебро взято в качестве индикатора.

Из изменения активности серебра можно вычислить эффективное сечение вещества, взятого в качестве фильтра. Результат этих опытов поразителен. Эффективное сечение ряда элементов оказалось невероятно большим, так, эффективное сечение В оказалось равным $3 \times 10^{-21} \text{ см}^2$, т. е. слой бора около 50 мг на см^2 должен поглощать медленные („тепловые“) нейтроны почти полностью. Поглощающее действие В по отношению к медленным нейтронам лишь немногим меньше, чем поглощение α -частиц. Таким же, даже несколько большим эффективным сечением, по отношению к захвату нейтрона, обладает иттрий — $7 \times 10^{-21} \text{ см}^2$. Эффективное сечение иридия оказалось равным $0,8 \times 10^{-21} \text{ см}^2$, родия — $0,4 \times 10^{-21} \text{ см}^2$, лития — $0,16 \times 10^{-21} \text{ см}^2$. Эффективными сечениями, близкими к этим значениям, обладают повидимому и Cl, Co, Ag.

Итак, наряду с образованием радиоактивных изотопов возможно и образование устойчивых изотопов.

Замечательной оказывается и сама величина эффективного сечения. Радиус нейтрон—ядро, в некоторых случаях приближается к значению 10^{-10} см . Повидимому величина радиуса действия растет весьма сильно с уменьшением скорости нейтронов.



Рис. 43.
Схема опы-
тов Ферми.

Работа Ферми позволяет сделать ряд весьма существенных выводов.

1. Медленно движущийся нейтрон обладает способностью „прилипать“ к большинству или по крайней мере значительному числу атомных ядер. При этом могут образовываться как радиоактивные изотопы, так и устойчивые.

2. Эффективное сечение для прилипания нейтрона растет с уменьшением скорости нейтрона.

3. Абсолютное значение эффективного сечения для медленных нейтронов порядка 10^{-21} см, т. е. радиус взаимодействия медленного нейтрона с атомными ядрами оказывается порядка $10^{-10} - 10^{-11}$ см.

§ 8. Теория прохождения нейтронов через вещество.

Теория прохождения нейтронов через вещество находится в самой начальной стадии своего развития. Рассмотрены лишь немногие вопросы (упругое столкновение нейтронов с ядрами) и притом весьма ориентировочно. Корень зла заключается в том, что здесь мы сталкиваемся с неизвестными еще факторами. Нам неизвестна природа нейтрона, нам неизвестен характер сил, развивающихся при взаимодействии нейтронов с атомными ядрами. Представление об этих силах естественно было бы почерпнуть из опытных данных. Однако о взаимодействии нейтронов с веществом мы знаем еще очень немного, и притом эти знания имеют в значительной степени феноменологический характер. Количественная сторона явления пока еще остается на втором плане. Измерений произведено немного, и точность их невысока. При этих условиях теоретические работы должны естественно носить нащупывательный характер.

Теорией прохождения нейтронов через вещество занимались Мэсси, Соломон, Детуш, Платинтеню, Раби, Вик, Вигнер. В большинстве исследований нейтрон рассматривался как тесная комбинация протона и электрона. При осуществлении такой комбинации, скорости электронов должны сделаться столь большими, что становится необходимым принимать во внимание релятивистские эффекты. Это ставит на пути теории новые трудности, ибо релятивистская квантовая теория еще не создана.

Однако некоторые из основных черт рассеяния нейтронов (упругое столкновение) можно получить приближенным путем, рассматривая соударения двух „тяжелых“ частиц — нейтрона и атомного ядра — и решая эту задачу методами волновой механики. Волновое уравнение для относительного движения нейтрона и атомного ядра будет

$$\Delta^2 \psi + \left\{ k^2 - \frac{8\pi^2 M}{h^2} V(r) \right\} \psi = 0, \quad (37)$$

где M — приведенная масса системы, k — волновое число, равное $\frac{2\pi Mv}{h}$, v — относительная скорость сталкивающихся частиц и $V(r)$ — энергия взаимодействия. Так как задача рассеяния частиц в волновой механике аналогична задаче рассеяния света, то волновую функцию ψ можно рассматривать как результат наложения сферических волн (представляющих рассеянные частицы) на плоскую волну, соответствующую падающему пучку нейтронов. Поэтому ψ может быть записано в форме

$$\psi = e^{ikz} + f(\theta, \varphi) \frac{e^{ikr}}{r} = \psi_1 + \psi_2. \quad (38)$$

Эффективное сечение для соударения σ будет тогда определяться соотношением

$$\sigma = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} |f(\theta, \varphi)|^2 \sin \theta \, d\theta \, d\varphi. \quad (39)$$

Решение уравнения (37) удобно произвести, разлагая функцию ψ на ряд шаровых волн:

$$\psi = \sum_n \psi_n(r) P_n(\cos \theta), \quad (40)$$

где P_n — полином Лежандра:

$$\begin{aligned} P_0(\cos \theta) &= 1; \\ P_1(\cos \theta) &= \cos \theta; \\ P_2(\cos \theta) &= \frac{1}{2}(3 \cos \theta - 1). \end{aligned} \quad (41)$$

Каждая из функций ψ_n будет определяться решением соответственного волнового уравнения:

$$\frac{d^2(r\psi_n)}{dr^2} + \left\{ k^2 - \frac{8\pi^2 M}{h^2} V(r) - \frac{n(n+1)}{r^2} \right\} (r\psi_n) = 0. \quad (42)$$

Решение этого уравнения позволяет нам вычислить функции ψ_n , а следовательно определить и основные величины, характеризующие явление рассеяния, т. е. число частиц, рассеянных под различными углами, и эффективное сечение соударения.

Соответственное решение и было произведено Факсом и Гольцмарком. Они получили для эффективного сечения соударения выражение

$$\sigma = \frac{4\pi}{k^2} \sum_n (2n+1) \sin^2 \delta_n, \quad (43)$$

где δ_n — фазовая постоянная соответствующей сферической волны. Для малых значений $\sin \delta_n$ может быть заменен через δ_n , а сама δ_n может быть, как показал Мотт, вычислена из формулы:

$$\delta_n = \frac{4\pi^2 M}{h^2} \int_0^\infty r V(r) \left\{ I_{n+\frac{1}{2}}(kr) \right\}^2 dr, \quad (44)$$

где $I_{n+\frac{1}{2}}$ — функция Бесселя.

Если подставить δ_n в формулу (43) и произвести суммирование, то для величины σ получим выражение, данное впервые Борном:

$$\sigma = \frac{8\pi^2 M^2}{h^4} \int_0^\pi \left| \int V(r') e^{2ikr' \cos \vartheta' \sin \frac{1}{2}\theta} dv' \right|^2 \sin \theta d\theta. \quad (45)$$

Для количества рассеянных частиц, приходящихся на единицу угла (отсчет ведется в системе координат, отнесенной к центру массы), получается выражение:

$$I(\theta) \sin \theta = \\ = \frac{h^2}{8\pi^2 M^2 v^2} \left| \sum_n (e^{2i\alpha_n} + 1) (2n + 1) P_n(\cos \theta) \right|^2 \sin \theta. \quad (46)$$

Факт, что распространение рассеянных частиц по углам (в системе координат, отнесенной к центру тяжести) — равномерное, означает, что в выражении (46) существенной является лишь шаровая функция нулевого порядка, т. е. рассеяние зависит главным образом от „лобовых“ соударений частиц. Последнее будет иметь место только в том случае, если рассеяние, на котором начинается взаимодействие между частицами, будет мало по сравнению с величиной $\frac{\lambda}{2\pi} = \frac{h}{2\pi Mv}$.

В случае взаимодействия нейтронов с протонами, как установили Моно-Герцен и Мейтнер и Филипп, распределение протонов отдачи, а следовательно и рассеяние нейтронов, равномерное. Таким образом область взаимодействия нейтрон — протон порядка $10^{-12} - 10^{-13}$ см.

Для подсчетов значения эффективного сечения σ необходимо однако задать еще и функцию взаимодействия $V(r)$. Последняя нами может быть определена лишь предположительно. Нужно выбрать ее так, чтобы расчет, произведенный на основе выбранного значения, приво-

дил бы к числам, совпадающим с экспериментальными данными.

Теория Мэсси. Для определения величины $V(r)$ Мэсси⁶⁾ поступил следующим образом. Он предположил, что электрон в нейтроне находится в „почти нулевом квантовом состоянии“. Нулевое состояние в квантовой механике невозможно, однако в случае, если энергия связи будет больше, чем собственная масса электрона, входят в силу релятивистские эффекты, и такое состояние может, по Мэсси, оказаться допустимым. Оно будет соответствовать состоянию, в котором находился бы электрон в поле фиктивного ядра с очень большим зарядом Z . Поле такого атома определяется выражением:

$$V(r) = e^2 \left(\frac{1}{r} + \frac{Z}{a_0} \right) e^{-Zr/a_0}, \quad (47)$$

где a_0 — радиус первой боровской орбиты электрона в атоме водорода. Радиус нейтрона будет очевидно равен величине $\frac{a_0}{Z}$.

Подсчет величины эффективного сечения Мэсси производит из формулы, несколько отличающейся от формулы Борна. Именно, считая все δ_n за исключением δ_0 малыми, Мэсси находит для σ выражение

$$\begin{aligned} \sigma = & \frac{8\pi^2 M^2}{h^2} \int_0^\pi \left| \int_0^\infty V(r') e^{2ikr' \cos \theta' \sin \frac{1}{2}\theta} dv' \right| \sin \theta d\theta - \\ & - \frac{4\pi}{k^2} \left[\frac{16\pi^4 M^2}{h^4} \left\{ \int_0^\infty r V(r) I_{n+\frac{1}{2}}(kr) dr \right\}^2 - \sin^2 \delta_0 \right]. \quad (48) \end{aligned}$$

Подставляя в это выражение значение $V(r)$ и производя интегрирование, Мэсси находит эффективное сечение σ для соударения нейтрона с ядром заряда Z' в форме:

$$\sigma = \frac{4\pi^5 M^2 e^4 Z'^2}{k^4 h^4} \left[\frac{1}{3} \frac{48x^4 + 72x^2 + 28x}{x^2(x^2 + 1)^3} - 4 \left\{ \lg \left(1 + \frac{1}{x^2} \right) + \frac{1}{1 + x^2} \right\}^2 \right] + \frac{4\pi}{k^2} \sin^2 \delta_0, \quad (49)$$

где

$$x = \frac{Z}{ka_0}.$$

Для вычисления σ необходимо знать величину Z . Мэсси определяет эту величину так, чтобы вычисленная по формуле (49) величина эффективного сечения для свинца совпадала бы с опытными данными.

Для нейтронов, обладающих скоростью в 3×10^9 см/сек, $k = 4,76 \times 10^{12}$ см⁻¹, а σ согласно измерениям Чадвика равно $1,54 \times 10^{-24}$ см².

Это дает

$$x > 1,0,$$

а

$$Z > 25000.$$

Зная величину Z , можно определить и радиус нейтрона $\frac{a_0}{Z}$. Он оказывается меньшим 2×10^{-13} см.

Формула, полученная Мэсси, может быть применена к различным случаям.

а) Взаимодействие нейтрона с электроном.

В этом случае $M \cong m$ — массе электрона. Эффективный радиус столкновения a_e будет равен

$$a_e = 8\pi^2 m e^2 a_0^2 h^{-2} Z^{-2}.$$

Принимая для Z значение $2,5 \times 10^4$, находим $a_e = 1,6 \times 10^{-17}$ см. Считая число электронов, находящихся в 1 см³ воздуха равным $5,3 \times 10^{20}$, получим, что первич-

ная ионизация, т. е. число ионов, производимая нейтроном на 1 см, равна

$$\pi \times 1,6^3 \times 10^{-34} \times 5,3 \times 10^{-20} \cong 3 \times 10^{-13}.$$

Если принять, что на образование пары ионов необходимо $\sim 30\text{eV}$ и что средняя энергия, приобретаемая электроном при столкновении с нейтроном, будет равна mv^2 , где v — скорость нейтрона, то полное число ионов, создаваемых нейтроном на единице пути, будет $\sim 10^{-10}$, т. е. практически равно нулю. Это находится в соответствии с опытами Ди.

б) Взаимодействие с протоном.

Если считать протон элементарным зарядом вплоть до очень малых расстояний, то эффективное сечение для соударения с нейтроном будет

$$\sigma_{\pi} \cong \frac{16\pi^5 M^2 e^4 a_0^4}{h^4 Z^4},$$

где M — масса протона. Полагая Z попрежнему равным $2,5 \times 10^4$, Мэсси находит эффективный радиус соударения $1,4 \times 10^{-14}$ см. Все наблюдения дают однако значительно большее эффективное сечение.

с) Взаимодействие с различными атомными ядрами.

Так как

$$\delta_0 \cong 3,5 \frac{Z'}{80},$$

то для легких ядер можно пренебречь членом $\sin^2 \delta_0$ и следовательно эффективное сечение должно возрастать пропорционально квадрату атомного номера. Для тяжелых ядер этот рост будет несколько замедлен. В действительности экспериментальные данные, полученные Деннингом, показывают значительно меньшую зависимость величины эффективного сечения от заряда ядра. Выход из этого противоречия Мэсси видит в том, что главную роль во

взаимодействии нейтронов с атомными ядрами играет внутреннее поле ядра, сравнительно мало меняющееся с величиной заряда ядра. Однако более вероятной причиной неправильной зависимости эффективного сечения от заряда ядра и малого численного значения радиуса взаимодействия протона и нейтрона является повидимому неправильный выбор функции взаимодействия.

Теория Вигнера. Иной тип функции взаимодействия был рассмотрен Вигнером¹⁶⁾ применительно к соударению нейтрона с протоном. По Вигнеру потенциальная функция системы имеет вид потенциальной ямы, в первом приближении прямоугольной, т. е. при расстоянии между частицами r большими некоторого значения a (эффективный радиус) потенциальная энергия равна нулю, а при $r < a$ потенциальная энергия постоянна и равна $-V_0$.

Такой способ представления функции взаимодействия позволяет Вигнеру ввести в рассмотрение величину энергии связи протона и нейтрона в ядре тяжелого изотопа водорода — дейтона путем соединения решений для $r < a$, дающих дискретные стационарные состояния, с решением для области, находящейся вне потенциальной ямы.

Для рассеянной волны при $r \rightarrow \infty$, т. е. для точек, достаточно удаленных от места рассеяния, Вигнер получает для функции ψ_2 выражение

$$\psi_2 = r^{-1} e^{\frac{2\pi i p (r-a)}{h}} \left(-\frac{\frac{h}{2} \pi}{\sqrt{M^2 + ip_a}} - \frac{a}{2} + 2\pi \frac{0,21 ip_a a^2}{h} \cos \vartheta \right). \quad (50)$$

Здесь p_a — импульс нейтрона в системе координат, отнесенный к центру тяжести, ϵ — энергия связи протона и нейтрона, определяемая из дефекта массы дейтона, M — масса протона.

Для интенсивности пучка нейтронов, рассеянных в направлении ϑ , Вигнер находит

$$I_0 = \left(\frac{1}{2\pi} \frac{h\sqrt{M_a}}{M_a + p_a^2} + \frac{a}{2} \right)^2 + \left(\frac{p_a}{M_a + p_a^2} \frac{h}{2\pi} + 2\pi \frac{0,21 p_a a^2}{h} \cos \vartheta \right)^2. \quad (51)$$

Преимущественное рассеяние нейтронов „вперед“ может быть только в том случае, если, во-первых, p_a не очень мало по сравнению с $\sqrt{M_a}$ (что, вообще говоря, выполняется почти во всех опытах) и, во-вторых, если выражение $\frac{2\pi}{h} 0,21 a^2 (p_a^2 + M_a)$ не очень мало по сравнению с единицей. Таким образом асимметрия рассеяния в системе, отнесенной к центру тяжести, является мерой ширины потенциальной ямы, выражающей взаимодействие с нейтроном. Равномерное рассеяние может иметь место только в случае очень малых значений a , т. е. тогда, когда функция взаимодействия выражается узкой потенциальной ямой. Преимущественное рассеяние нейтронов „назад“ может получиться только в случае, если функция взаимодействия в некоторой области соответствует силам отталкивания.

Для величины эффективного сечения Вигнер находит выражение

$$\sigma = 2 \frac{h^2}{M\pi} \frac{1 + \frac{2\pi a}{h} \sqrt{M_a}}{E + 2a}, \quad (52)$$

где $E = \frac{2p_a^2}{M}$ — кинетическая энергия нейтрона в случае покоящегося протона. Аналогичное решение, только с несколько иными константами, получится и при других формах потенциальной ямы. В случае потенциальной ямы типа Экарта

$$V(r) = - \frac{4V_0}{\left(1 + e^{\frac{r}{\rho}}\right) \left(1 + e^{-\frac{r}{\rho}}\right)}$$

получается то же численное решение, если принять

$$p = 2,5a.$$

Значение эффективного сечения, найденного Вигнером, значительно лучше согласуется с опытными данными, чем значение, найденное Мэсси. Если в формуле Вигнера принять a равным нулю, то для нейтронов, энергия которых лежит в интервале $0,5 \times 10^6 - 2 \times 10^6 \text{ eV}$, получается значение радиуса эффективного сечения, лежащее в интервале $10 \cdot 10^{-13} - 8 \cdot 10^{-13} \text{ см}$, что очень близко к среднему значению эффективного сечения $8 \cdot 10^{-13} \text{ см}$, найденного Мейтнер и Филипп. Для $a > 0$ получим несколько большее значение эффективного сечения.

Величина эффективного сечения, по Вигнеру, зависит весьма сильно от скорости нейтрона. В соответствии с опытами Боннера, Чадвика, Ферми, эффективное сечение для соударения протона с нейтроном растет с уменьшением скорости нейтрона. Однако существует верхний предел значения эффективного сечения. Для „тепловых“ нейтронов (считая $a = 0$) мы получаем

$$\sigma = \frac{h^2}{\pi M_e} \cong 3 \times 10^{-24} \text{ см}^2.$$

(В случае $a = 2 \times 10^{-13} \text{ см}$ величина σ увеличится всего лишь на сорок процентов.)

Теория Раби. Определение эффективного сечения соударения нейтрона с тяжелыми ядрами было произведено Раби²¹⁾. Основываясь на экспериментальных данных Деннинга и Пеграма, установивших весьма медленное возрастание эффективного сечения от атомного номера, Раби предположил, что взаимодействие нейтрона с ядрами ограничивается весьма узкой областью, т. е. можно рассматривать соударения нейтрона с ядрами, как столкновение двух твердых шариков. Так как, однако, длина дебройлевской волны оказывается того же порядка, что и размеры сталкивающихся шариков, то для определения

эффективного сечения нельзя уже пользоваться классической механикой, а необходимо применить аппарат волновой механики. Соответственное рассмотрение было сделано Мицушина, который нашел для волновой функции рассеянных частиц выражение

$$\psi = -iC \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1) \frac{F(kR)}{G(kR)} P_n(\cos \theta) \frac{e^{ikr}}{kr}, \quad (53)$$

где

$$F(kR) = \left(\frac{\pi kR}{2} \right)^{\frac{1}{2}} I_{n+\frac{1}{2}}(kR),$$

$$G(kR) = \left(\frac{\pi}{2kR} \right)^{\frac{1}{2}} H_{n+\frac{1}{2}}^{(2)}(kR);$$

$I_{n+\frac{1}{2}}$ — бесселева функция, а $H_{n+\frac{1}{2}}^{(2)}$ — функция Ганкеля второго рода, $P_n(\cos \theta)$ — полином Лежандра, а

$$k = \frac{2\pi MV}{h} = \frac{2\pi}{\lambda}$$

представляет волновое число и наконец R — сумма радиусов сталкивающихся шариков.

Эффективное сечение для рассеяния в телесном угле $d\omega$ будет

$$d\psi = |\psi|^2 \frac{r^2 d\omega}{c^2}.$$

Из экспериментальных данных рассеяния нейтронов можно определить R .

Соответственным образом пересчитанные данные Деннинга приведены в табл. 27. Если принять для ядер плотную упаковку, т. е. если считать радиус ядра меняющимся пропорционально кубическому корню из атомного веса и для радиуса ядра свинца принять значение 5×10^{-13} см, предложенное Гамовым, то из найденных значений R можно определить радиус нейтрона,

ТАБЛИЦА 27.

Вещество	Парафин	Li	C	N	Al	S	Fe	Cu	Zn	Sn	I	W	Hg	Pb
Эффективное сечение по Деннингу $\times 10^{24} \text{ см}^2$	1,6	1,6	1,7	1,8	2,4	2,7	3,0	3,2	3,3	4,3	4,6	5,3	5,8	5,7
Эффективное сечение по Раби $\times 10^{24} \text{ см}^{-2}$	—	1,54	1,56	1,70	1,85	1,98	2,23	2,30	2,35	2,79	2,82	3,22	3,25	3,17
Радиус ядра $\times 10^{13} \text{ см}$	—	2,52	3,01	3,18	3,96	4,19	5,04	5,26	5,31	6,48	6,62	7,50	7,72	7,80
Радиус нейтрона $\times 10^{13} \text{ см}$	—	1,65	1,22	1,43	1,05	1,18	1,00	0,98	1,06	1,08	1,02	1,23	1,09	1,06

Из значений, приведенных в таблице, можно принять радиус нейтрона $1 \cdot 10^{-13} \text{ см}$.

ГЛАВА III.

Н ЕЙТРОН В АТОМНОМ ЯДРЕ.

§ 1. Атомное ядро до открытия нейтронов.

Рассматривая экспериментальные данные, касающиеся возбуждения нейтронов и взаимодействия их с веществом, мы имели возможность убедиться, какое огромное влияние на развитие физики атомного ядра оказало открытие нейтрона. Оценить, однако, полностью все значение этого открытия мы сможем только в том случае, если учтем и те последствия, которые оно имело для теории строения атомных ядер. Для того, чтобы представить роль нейтронов более отчетливо, мы позволим себе коротко напомнить состояние этого вопроса до появления нейтронов.

До обнаружения существования нейтронов мы рассматривали атомные ядра построенными из протонов и электронов. Считалось при этом весьма вероятным, что часть протонов и электронов соединена в более тесные группы — α -частицы. Крайним выражением этой точки зрения явилось представление, что все протоны, сколько это возможно, объединены в α -частицы. Число α -частиц в ядре определялось путем делений атомного веса ядра на четыре. В соответствии с получающимся при этом остатком, ядра делились на четыре типа: $4n_\alpha$, $4n_\alpha + 1$, $4n_\alpha + 2$, $4n_\alpha + 3$, где n_α — число α -частиц в ядре.

Если обозначим через n_p остаток от деления атом-

ного веса на четыре, представляющий число протонов в ядре, тогда

$$2n_e + n_p - z = n_e \quad (54)$$

будет представлять число в ядре.

Указанное здесь представление о структурных составляющих атомных ядер привело к целому ряду затруднений.

а) Дефект массы ядер. Определив по указанному выше способу число протонов, электронов и α -частиц в ядре, можно, исходя из значений массы ядра, α -частицы, протона и электрона, вычислить и энергию образования ядра E и дефект массы Δm , согласно соотношению:

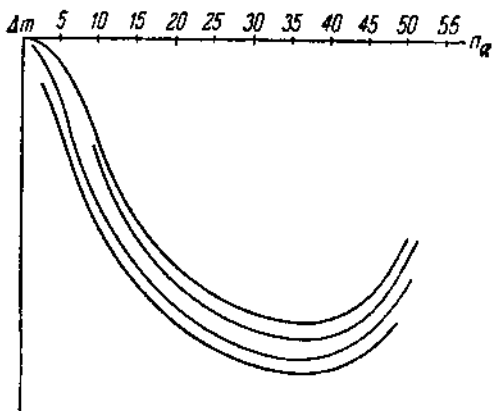


Рис. 44. Кривые дефекта масс ядер, построенных из α -частиц протонов и электронов.

$$E = -c^2 \Delta m,$$

$$\Delta m = m - n_e m_e - n_p m_p + n_e m_e, \quad (55)$$

где m — масса ядра, n_e , m_e , n_p , m_p , n_e и m_e — соответственно числа и значения массы α -частицы, протона и электрона. Значение атомных весов различных элементов приведено нами в таблице, помещенной в конце книги. На основе этих чисел построены кривые рис. 44, выражающие зависимость энергии связи ядра от числа α -частиц. Таких кривых построено четыре в соответствии с четырьмя типами ядер. На всех этих кривых мы находим минимум, приходящийся приблизительно на сре-

дину Менделеевской таблицы. Это заставляет нас сделать заключение, что значительная часть известных элементов — все тяжелые элементы за Sn — представляют собой неустойчивые образования. Из опытных данных между тем известно, что большинство из этих элементов нерадиоактивно. Налицо противоречие, которое приходилось обходить более или менее искусственными предположениями (Гамовская модель ядра-капли).

б) Магнитные и вращательные („спин“) моменты ядер. Дальнейшие затруднения, связанные с предположением, что структурными элементами ядра являются протоны и электроны, возникают при рассмотрении магнитных и механических моментов ядер. На основании исследования сверхтонкой структуры спектральных линий, ротационной структуры молекулярных полос, отклонения атомных пучков в магнитном поле удалось определить магнитные и механические моменты многих ядер. Из них особый интерес представляют ядра элементов с нечетным атомным весом и четным зарядом ядра. Такие ядра содержат нечетное число электронов. Можно было ожидать поэтому, что и магнитные моменты таких ядер будут порядка магнитного момента электрона. Однако, как легко видеть из табл. 32, содержащей магнитные и механические моменты ядер рассматриваемого типа, это не соответствует действительности. Магнитные моменты ядер оказываются в несколько тысяч раз меньше магнитного момента электрона. Аналогичное положение существует и по отношению к ядрам, обладающим нечетным зарядом и четным атомным весом (см. табл. 31). Но не только магнитные моменты ядер обнаруживают аномальное поведение. С механическими моментами ядер также не все обстоит благополучно. В самом деле, все, что нам известно в отношении протонов и электронов, заставляет нас рассматривать каждую из этих частиц обладающей механическим моментом,

равным $\frac{1}{2} \frac{h}{2\pi}$, и подчиняющейся статистике Ферми-Дирака. Всякая сложная система, состоящая из этих частиц, в зависимости от их числа должна обладать механическим моментом либо равным нулю или целому кратному $\frac{h}{2\pi}$ (четное число частиц) либо нечетному числу $\frac{1}{2} \frac{h}{2\pi}$ (нечетное число частиц). В первом случае сложная частица (ядро) должна следовать статистике Бозе-Эйнштейна, во втором случае статистике Ферми-Дирака. Однако, оказывается, что некоторые ядра — азот ($m=14$, $Z=7$), дейтон ($m=2$, $Z=1$) не следуют этому правилу. Из спектроскопических исследований установлено, что азот следует статистике Бозе-Эйнштейна и обладает моментом равным $\frac{h}{2\pi}$. Также ведет себя и дейтон.

Таким образом данные, касающиеся магнитных и механических моментов, не согласуются с предположением о существовании „свободных“ электронов внутри ядер, если не считать, что электроны внутри ядер теряют свою индивидуальность — присущий им магнитный момент „спин“ — и, следовательно, способность влиять на статистику сложных частиц.

с) Теория атомных ядер. Потеря электроном своей индивидуальности внутри ядра может быть понята с теоретической точки зрения, если принять во внимание большую энергию взаимодействия частиц внутри ядра. Энергия связи электрона может быть определена на основе принципа неопределенности

$$\Delta p \cdot \Delta q = \frac{h}{2\pi},$$

где Δq — неопределенность в координатах частицы, а Δp — неопределенность в моментах. Если принять $\Delta q = 10^{-13}$ см, т. е. ограничить область пребывания электрона ядром,

то $\Delta p \cong 10^{-14}$, а энергия связи $\cong \Delta p c^2 = 3 \times 10^{-4}$ эрга, т. е. примерно равна $3 \times 10^9 \text{eV}$. При столь больших значениях энергии связи (по сравнению с энергией, эквивалентной собственной массе частицы), как показывает квантовая механика, уже не представляется возможным говорить о частице как таковой и о сохранении ее свойств. Поведение таких „частиц“ ввиду отсутствия квантовой релятивистской механики не может быть нами определено, а следовательно и не может быть построена рациональная теория атомных ядер. Отсутствие такой теории естественно затрудняет развитие наших знаний.

Введение в качестве структурной составляющей нейтрона значительно упрощает дело. Соотношение между энергией связи и собственной энергией частицы перестает быть катастрофичным. И нейтрон и протон могут фигурировать внутри ядра как индивидуальные частицы. Появляется возможность применения аппарата волновой механики ко всему ядру в целом, появляется возможность создания теории атомных ядер, устраняются вместе с тем и те затруднения, которые связываются с гипотезой существования свободных электронов внутри атомных ядер.

§ 2. Дефект массы ядер, построенных из нейтронов и протонов.

Итак, будем предполагать теперь, что атомные ядра различных элементов построены из нейтронов и протонов. Определим число этих частиц. Так как зарядом обладают только протоны, то число их n_1 будет равно заряду ядра

$$n_1 = Z.$$

Число нейтронов n_2 будет, очевидно, равно разности между значением массового числа и заряда ядра

$$n_2 = m - Z.$$

Для вычисления дефекта массы ядра

$$\Delta m = n_1 m_p + n_2 m_n - m$$

необходимо знать массу нейтрона. В отношении последней, как указывалось выше, еще не сделан определенный выбор среди различных конкурирующих чисел. Однако для хода кривой дефекта масс это оказывается несущественно. Вид кривой не меняется, примем ли мы $m_n = 1,0067$ или $1,0080$; изменится лишь несколько абсолютное значение дефекта массы.

На рис. 45 изображена кривая дефекта массы, построенная в предположении $m_n = 1,0067$. Кри-

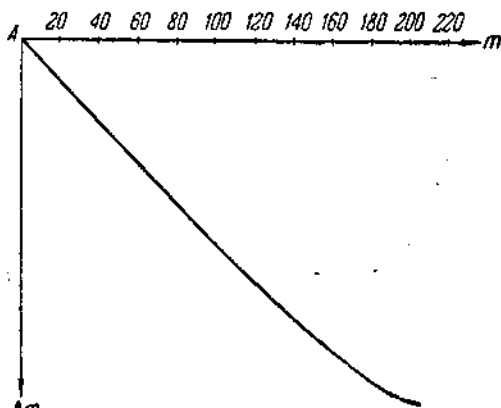


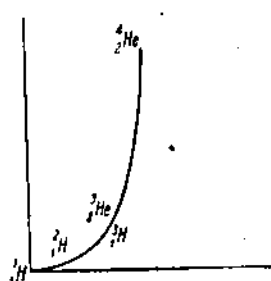
Рис. 45. Кривая дефекта массы ядер, построенных из нейтронов и протонов.

вая, за исключением самого начального участка, имеет плавный ход. Минимума, который имел место на кривых рис. 44, здесь нет, а следовательно исчезает затруднение, возникавшее в старой теории в связи с устойчивостью тяжелых элементов.

Рассмотрим подробнее характер изменения дефекта массы ядер с числом частиц, находящихся в ядре.

Для большинства элементов (средняя часть кривой рис. 45) дефект массы примерно растет линейно с увеличением числа частиц. Для тяжелых элементов рост дефекта массы замедляется. Наоборот, в самом начале кривой возрастание дефекта массы идет много быстрее. Особый интерес представляет участок кривой ${}^1_1\text{H} \rightarrow {}^4_2\text{He}$,

изображенный на кривой рис. 46 в увеличенном масштабе. Здесь мы имеем дело с наиболее простыми ядрами ${}^1_1\text{H}$, состоящего из одного протона и одного нейтрона, ${}^3_1\text{H}$, состоящего из двух нейтронов и одного протона, ${}^3_2\text{He}$, состоящего из двух протонов и одного нейтрона, и



наконец ${}^4_2\text{He}$, состоящего из двух протонов и двух нейтронов.

Энергия связи этих ядер, выраженная в электроновольтах, располагается следующим образом:

$${}^2_1\text{H} \sim 1,5 \times 10^6 \text{ eV}$$

$${}^3_2\text{He} \sim 4,5 \times 10^6 \text{ eV}$$

$${}^3_1\text{H} \sim 6 \times 10^6 \text{ eV}$$

$${}^4_2\text{He} \sim 27 \times 10^6 \text{ eV}$$

Рис. 46. Возрастание дефекта массы в ряду ${}^1_1\text{H} - {}^4_2\text{He}$.

В этом ряду особенно поразительно сопоставление данных для ${}^2_1\text{H}$ и ${}^4_2\text{He}$.

Объяснение столь большой (по сравнению с ${}^2_1\text{H}$) энергии связи ядра гелия было предложено Вигнером¹⁴⁾.

Теория Вигнера. Ядро тяжелого изотопа водорода — дейтон — состоит из протона и нейтрона. Из того факта, что дейтон устойчив (энергия образования отрицательна — $1,5 \times 10^6 \text{ eV}$) мы можем заключить, что силы взаимодействия между протоном и нейтроном суть силы притяжения.

Из данных по рассеянию нейтронов мы могли заключить, что эти силы быстро падают с расстоянием. В первом приближении мы можем рассматривать потенциальную функцию системы протон — нейтрон в виде ямы, характеризуемой двумя константами — шириной b и глубиной V_0 .

Если принять для вида этой ямы функцию типа Эккарта

$$V = \frac{4V_0}{\left(1 + e^{\frac{r}{r_0}}\right)\left(1 + e^{-\frac{r}{r_0}}\right)}, \quad (56)$$

то решение уравнения Шредингера (37) дает для основного уровня энергию

$$- \epsilon = \frac{50}{8\rho^2} + V_0 - \frac{30}{8\rho_2} \left(1 + \frac{8V_0\rho^2}{5}\right)^{\frac{1}{2}}. \quad (57)$$

Можно различать здесь два противоположных случая:

1) *Широкая и неглубокая яма.* В этом случае энергия взаимодействия в основном определяется потенциальной энергией, ибо для случая широкой ямы кинетическая энергия частиц невелика. Такого типа функцию мы вряд ли можем принять для описания взаимодействия нейтрона с протоном. В самом деле, дефект массы гелия в этом случае был бы примерно во столько раз больше дефекта массы дейтона, во сколько раз в гамильтоновской функции ядра гелия содержалось бы больше членов, выражающих энергию взаимодействия нейтрона и протона, т. е. дефект массы гелия должен был бы быть раза в четыре больше, чем дефект массы дейтона.

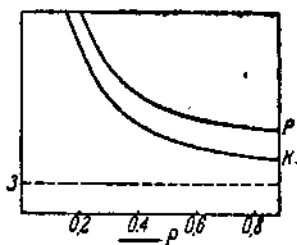


Рис. 47. Зависимость потенциальной (P) и кинетической (K) энергии нейтрона от ширины потенциальной ямы (по Вигнеру).

2) *Узкая и глубокая яма.* В этом случае как кинетическая энергия частиц, так и их потенциальная энергия имеют большое значение. Рис. 47 представляет зависимость потенциальной и кинетической энергии от ρ для

функции типа (56) при определенном значении ϵ ($\epsilon = 3 mc^2$).
Энергия взаимодействия

$$\epsilon = (T_n + T_p) + U_{np}, \quad (58)$$

определяется обоими членами — и кинетической и потенциальной энергией, и, хотя каждый в отдельности имеет большое значение, ϵ может оказаться величиной малой. Это и имеет место в случае дейтона. При переходе от дейтона к гелию удельный вес обоих членов меняется:

$$\epsilon_{He} = 2(T_n + T_p) + 4U_{np}; \quad (59)$$

здесь число членов, представляющих кинетическую энергию частиц, возросло в два раза, а число членов, характеризующих энергию взаимодействия между протоном и нейтроном, в четыре раза. Благодаря этому члены, представляющие значение потенциальной энергии, будут сильно доминировать (вспомним, что численно $U_{np} > T_n + T_p$) и ϵ_{He} может приобрести большое значение.

Итак, факт, что дейтон обладает малой энергией связи, а ядро гелия — весьма большой, является по Вигнеру следствием того, что энергия взаимодействия протона и нейтрона выражается узкой и глубокой ямой. К такому же выводу мы пришли, рассматривая рассеяние нейтронов.

Основные две константы, характеризующие потенциальную энергию V_0 и ρ , могут быть подобраны так, чтобы вычисленное значение дефекта массы совпадало бы с экспериментальными данными. Согласно подсчету Вигнера, этому условию удовлетворяет

$$V_0 = 140 mc^2 \cong 70 \times 10^6 \text{ eV};$$

$$\rho = 2,2 \times 10^{-13} \text{ см.}$$

Если представить потенциальную функцию в виде прямоугольной ямы, то для ширины ее получим

$$b = \frac{\rho}{2,5} \cong 10^{-13} \text{ см.}$$

а для глубины

$$V'_0 = \frac{V}{0,63} + 100 \times 10^6 \text{eV}.$$

Полученные Вигнером числа находятся в хорошем согласии с данными по рассеянию нейтронов. В хорошем согласии с выбранными значениями V_0 и r находится также и дефект массы ${}^3_1\text{H}$.

В своем вычислении Вигнер ограничился учетом только взаимодействия протона с нейтроном. Кулоновское отталкивание протонов во внимание принято не было, так как предполагается, что эти силы малы по сравнению с силами притяжения между протоном и нейтроном. Повидимому это верно лишь в первом приближении, так как разница в дефекте массы ${}^3_1\text{H}$ и ${}^3_2\text{He}$ обусловлена появлением в гамильтоновской функции члена, соответствующего кулоновскому отталкиванию.

§ 3. Силы взаимодействия между протоном и нейтроном.

Предположением Вигнера о типе функции, выражающей взаимодействие между протоном и нейтроном, легко удается объяснить начальный ход кривой дефекта массы. Подбор констант, входящих в эту функцию, показывает, что силы взаимодействия между нейтроном и протоном весьма велики на малом расстоянии (глубокая потенциальная яма) и чрезвычайно быстро падают с расстоянием (узкая яма). Руководствуясь этим типом функции и найденными значениями констант, можно было бы попытаться произвести расчет дефекта массы и более тяжелых ядер. Однако весьма элементарные соображения показывают нецелесообразность такой попытки. Для вычисления дефекта масс тяжелых ядер, содержащих большое число частиц, знание функции взаимодействия оказывается недостаточным. Необходимо установить характер взаимо-

действия. В самом деле, если мы будем предполагать (как это делали до сих пор), что каждая из частиц, находящаяся в ядре, взаимодействует со всеми остальными частицами, населяющими ядро, то энергия взаимодействия должна была бы изменяться приблизительно пропорционально квадрату числа частиц. Между тем кривая рис. 45, представляющая экспериментально установленный ход дефекта массы, показывает линейное его нарастание с числом частиц. Из этого с несомненностью следует, что мы не можем рассматривать ядро как некоторый пакет частиц, в котором осуществляется взаимодействие каждой из частиц со всеми остальными. Линейное нарастание дефекта массы с числом частиц показывает, что характер сил, действующих между протоном и нейтроном, таков, что взаимодействие ограничивается некоторым определенным числом частиц, т. е. силы взаимодействия имеют как бы определенную сферу действия. Наличие такой „сферы действия“ возможно в двух случаях:

1) Силы притяжения между протоном и нейтроном переходят на расстояниях, меньших „сферы действия“, в силы отталкивания. Применение такого рода сил встречает серьезные теоретические затруднения, связанные с конечным размером заряженной частицы.

2) Характер сил таков, что взаимодействие между протоном и нейтроном приводит к образованию определенного числа связей между ними. Насыщение этих связей ограничивает число соседей каждой из частиц. Пользуясь аналогией с химией, мы могли бы сказать, что силы между протоном и нейтроном имеют валентный характер. Силами, удовлетворяющими этому условию, являются, как известно, обменные силы (Austausch).

Предположение о том, что между протоном и нейтроном действуют силы обменного характера, было впервые высказано Гейзенбергом. Гейзенберг исходил при этом из аналогии с ионом молекулы водорода H_2^+ . Ней-

трон, подобно атому водорода, можно представлять как систему, состоящую из протона и электрона. Взаимодействие между протоном и нейтроном осуществляется переходом электрона от одной частицы к другой. Переход электрона как бы меняет частицы местами — нейтрон превращается в протон, протон в свою очередь превращается в нейтрон. Так как электрон, находясь внутри ядра, не влияет на статистику, то Гейзенберг предположил, что процесс обмена не сказывается на спине

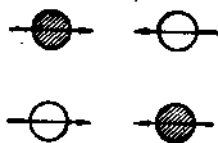


Рис. 48. Схема обмена (по Гейзенбергу).

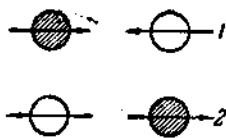


Рис. 49. Схема обмена (по Майорану).

частиц. Можно считать, что частицы обмениваются только зарядами.

Следует отметить, что представление о нейтроне, как о сложной частице, дано здесь иллюстрации ради. Можно ввести обменные силы и чисто формальным путем.

Предположение Гейзенберга о том, что взаимодействие между протоном и нейтроном осуществляется обменом зарядов, может быть заменено эквивалентным ему, — взаимодействие осуществляется обменом координат частиц и изменением направления их спинов. В самом деле, пусть заштрихованный кружок на рис. 48 изображает протон, а стрелка поперек кружка — направление спина. Незаштрихованный кружок изображает нейтрон. Это „начальное“ положение обозначено на рис. 48 цифрой 1. Обмен зарядами приводит обе частицы к положению, изображенному на том же рисунке цифрой 2. Легко усмотреть, что это же положение получается при обмене частиц координатами и спинами.

Другое предположение о типе обменного взаимодействия сделано Майорана ⁷⁾. Майорана предположил, что взаимодействие осуществляется не только обменом зарядов, но и изменением направления спина. Соответствующая этому предположению перестановка частиц представлена на рис. 49, где заштрихованный кружок попрежнему изображает протон, а незаштрихованный — нейтрон. Легко видеть, что этот способ обмена эквивалентен изменению только координат взаимодействующих частиц.

Гипотеза Майорана и гипотеза Гейзенберга, представляя одинаковый характер сил, действующих между протоном и нейтроном, приводят к различному числу связей между ними.

Сопоставим значение потенциальной энергии для сил типа Майорана и Гейзенберга.

Средняя потенциальная энергия ядра, находящегося в некотором заданном состоянии, выражается, как известно, соотношением:

$$E_p + \int \psi^* E_p \psi d\tau,$$

где ψ — функция, характеризующая состояние ядра, $d\tau$ — элемент объема.

Принимая обменный характер взаимодействия между протоном и нейтроном, можно потенциальную энергию написать в виде

$$E_p = - \sum_{kk'} E \int \psi^* I(\mathbf{r}_k - \mathbf{r}'_{k'}) Q_{kk'} \psi d\tau, \quad (60)$$

где I — некоторая функция, быстро убывающая с расстоянием, $\mathbf{r}_k$ вектор, характеризующий положение k -го нейтрона, $\mathbf{r}'_{k'}$ — вектор, характеризующий положение k' -го протона, а $Q_{kk'}$ — некоторый оператор перестановки, относящийся к k -му нейтрону и k' -му протону. Суммирование производится по всем частицам, находящимся в ядре.

Обозначим число нейтронов в ядре через n_2 , а число протонов через n_1 . Движение каждой из этих $n = n_1 + n_2$

Подставляя ψ в (60), мы получим после упрощения

$$E = - \sum_{k_1 k'} \sum_{\sigma_k^z \sigma_{k'}^z} \int dr dr' \varphi_k^* (r_k \sigma_k^z) \varphi^* (r'_k \sigma_{k'}^z) I(r_k - r'_k) O_{kk'} \varphi_k (r_k \sigma_k^z) \varphi' (r'_k \sigma_{k'}^z).$$

Так как в гамильтоновской функции нет членов, зависящих от спина частицы, то каждая из функций φ может быть разложена на две функции:

$$\varphi_k (r_k \sigma_k^z) = \chi_k (r_k) f_k (\sigma_k^z), \quad (62)$$

из которых одна зависит только от пространственных координат, а другая определяется только направлением спина. Соответственно этому разложению будем иметь

$$E_p = - \sum_{kk'} \sum_{\sigma_k^z \sigma_{k'}^z} \int dr \cdot dr' \chi_k^* (r_k) f_k^* (\sigma_k^z) \chi_{k'}^* (r'_k) f_{k'}^* (\sigma_{k'}^z) I(r_k - r'_k) O_{kk'} \chi_k (r_k) f_k (\sigma_k^z) \chi_{k'} (r'_k) f_{k'} (\sigma_{k'}^z). \quad (63)$$

Различие между взаимодействием, предложенным Майорана и Гейзенбергом, будет заключаться в способе применения оператора $O_{kk'}$. По Майорана, в формуле (63), во всех множителях, следующих за $I(r_k - r'_k)$, следует заменить координаты r_k на r'_k , а координаты r'_k на r_k . Произведя эту операцию и учитывая, что функции f нормированы, мы получим

$$E_p = - \sum_{kk'} \int dr dr' f_k^* (r_k) \chi_{k'}^* (r'_k) I(r_k - r'_k) \chi_k (r_k) \chi_{k'} (r'_k). \quad (63a)$$

Согласно Гейзенбергу, оператор $O_{kk'}$ представляет собой не только замену координат, но и спинов также, т. е.

$$E_p = - \sum_{k_1 k_1'} \sum_{\sigma_1^z \sigma_1'^z} \int dr dr' \chi_{k_1}^* (r_k) \chi_{k_1'}^* (r'_k) f_k^* (\sigma_k^z) f_{k_1'}^* (\sigma_{k_1'}^z) I(r_k - r'_k) \chi_k (r_k) \chi_{k_1'} (r'_k) f_k (\sigma_k^z) f_{k_1'} (\sigma_{k_1'}^z). \quad (63b)$$

Так как для „спина“ нейтрона и протона могут быть только два возможных направления, то функция f_k либо равна

f'_k , либо отлична от нее. Число обоих случаев одинаково. Так как функции f ортогональны, то при $f_k \neq f'_k$ соответствующий член будет обращаться в нуль. Таким образом в выражении энергии ядра по Гейзенбергу половина членов выпадает, т. е.

$$(E_{\text{pot}}) \text{ Гейзенберг} = \frac{1}{2} (E_{\text{pot}}) \text{ Майорана.}$$

Для определения числа связей у каждой частицы можно перейти к фиктивному ядру бесконечно большой плотности. В этом случае все частицы будут находиться на очень малых расстояниях.

При этих условиях все связи должны быть насыщены. Интегрирование выражения (63а и 63б) может быть произведено при помощи статистического метода Томаса-Ферми. Если считать $n_1 > n_2$, то в результате интегрирования получим

$$(E_p) \text{ Майорана} = 2I_0 n_2.$$

$$(E_p) \text{ Гейзенберг} = I_0 n_2.$$

Это значит, что по Майорана насыщение происходит при заполнении двух связей, а по Гейзенбергу при заполнении только одной связи. Так как насыщение соответствует образованию замкнутой группы, то по Майорана замкнутая группа внутри ядра будет содержать два протона и два нейтрона, а по Гейзенбергу замкнутая группа будет состоять только из одного протона и одного нейтрона. Так как дефект массы растет непрерывно до гелия, то следует признать правильным характер взаимодействия, предложенный Майорана.

Образование замкнутых групп из двух нейтронов и двух протонов легко проследить на кривой дефекта масс. При заполнении каждой такой группы мы должны ожидать излом в ходе кривой. На рис. 50 изображен в увеличенном масштабе начальный участок кривой рис. 45, для которого определение атомных весов произведено с точ-

ностью, позволяющей обнаружить существование этих изломов. Длина вертикальных черточек на этой кривой

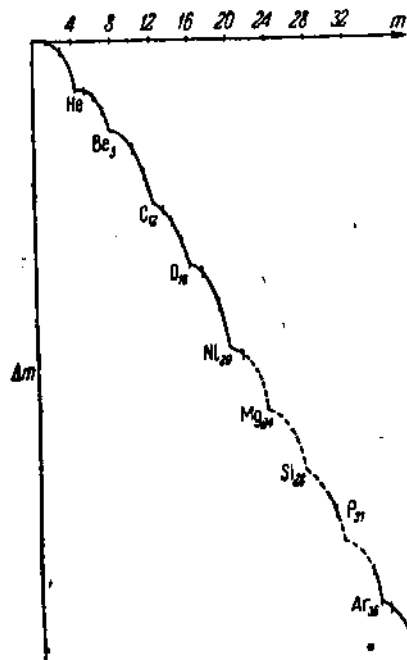


Рис. 50. Дефект массы легких ядер.

характеризует точность измерений. Пунктиром проведен предполагаемый ход кривой. Кривая действительно обнаруживает существование изломов на кривой дефекта масс, появляющихся при увеличении числа частиц в ядре на 2 протона и 2 нейтрона. Итак, каждая пара протонов и нейтронов сочленены в отдельные группы из четырех частиц, связь между которыми осуществляется обменными силами типа Майорана. Между отдельными такими группами, а также нейтронами, не входящими в группы, связь осуществляется вероятно силами типа Ван-дер-Ваальса. Вот модель ядра, которая в настоящее время представляется наиболее вероятной.

§ 4. Устойчивость атомных ядер.

Вопрос об устойчивости атомных ядер, построенных из протонов и нейтронов, был впервые исследован Гейзенбергом ⁶⁾. Оказалось возможным, путем весьма элементарных соображений, объяснить ряд свойств реальных ядер.

Рассмотрим ядро, состоящее из n частиц. Можно

было бы мыслить себе $\frac{n(n-1)}{2}$ различных ядер с одинаковой массой соответственно различным значениям числа протонов и нейтронов. Между тем почти всегда осуществляется только одна из этих $\frac{n(n-1)}{2}$ возможных комбинаций. Изобары, т. е. ядра с одинаковой массой, среди устойчивых элементов крайне редки. Исследования Ферми, приведенные нами в главе II, установили существование изобар для некоторых ранее известных ядер — ${}_{11}^{24}\text{Na}$ (${}_{12}^{24}\text{Mg}$), ${}_{13}^{28}\text{Al}$ (${}_{14}^{28}\text{Si}$), и т. д. Однако новые изобары все радиоактивны. Почему это так?

Составим выражение общей энергии ядра. В него будет входить:

1) Кинетическая энергия всех частиц

$$T = \sum_k \frac{p_k^2}{2M_k},$$

где M_k — масса k -ой частицы протона или нейтрона, p_k — импульс ее. В целях симметрии этот член удобно записать в виде

$$T = \frac{1}{2M} \sum p_k^2 - D \cdot n,$$

где M — масса протона, n_1 — число нейтронов в ядре, D — поправка в энергии, связанная с разностью масс нейтрона и протона.

2) Потенциальная энергия, соответствующая силам притяжения между протоном и нейтроном,

$$\begin{aligned} E_p &= - \sum_{k,k'} \int dr dr' \chi_k^*(r_k) \chi_k'^*(r'_k) I(r_k - r'_k) \chi_k(r_k) \chi_k'(r'_k) = \\ &= \sum_{kk'} I(r_{kk'}). \end{aligned}$$

3) Энергия взаимодействия, соответствующая кулоновским силам отталкивания между протонами:

$$E' = \sum_{kk'} \frac{e^2}{r_{kk'}}.$$

4) Энергия, соответствующая силам взаимодействия между нейтронами.

Предполагая эти силы аналогичными силам, действующим между атомами водорода в молекуле H_2 , Гейзенберг заключает, что между двумя нейтронами развиваются силы притяжения, и энергия взаимодействия может быть описана функцией $K(r_{kk'})$. Однако функция $K(r)$ при тех же расстояниях мала по сравнению с $I(r)$.

Если принять, что и кулоновские силы отталкивания между протонами малы по сравнению с силами притяжения и что дефект массы нейтрона мал по сравнению с дефектом массы ядер, то для энергии ядра получим приближенное выражение

$$H = \frac{1}{2M} \sum_k p_k^2 - \sum_{kk'} I(r_{kk'}). \quad (64)$$

Так как это выражение симметрично по отношению к нейтронам и протонам, то дефект массы ядра, состоящего из n_1 нейтронов и n_2 протонов, будет равен дефекту массы ядра, состоящего из n_2 нейтронов и n_1 протонов. Это означает, что функции H будут иметь экстремальное значение при

$$n_1 = n_2.$$

Так как при $n_2 = n$, т. е. в случае ядра, составленного только из протонов, энергия связи будет равна нулю, то экстремальное значение H будет минимумом.

Из этого следует, что среди всего возможного комплекса $\frac{n(n-1)}{2}$ ядер будет существовать одно устойчи-

вое с минимальной энергией. Это устойчивое ядро будет содержать одинаковое число протонов и нейтронов.

С необычайной легкостью мы получаем, таким образом, объяснение замечательного соотношения, установленного ранее эмпирически $2Z = A$. Оно соответствует условию $n_1 = n_2$.

Однако для тяжелых элементов это соотношение выполняется лишь приближенно. Здесь атомный вес значительно больше удвоенного заряда ядра. Причина этого отступления лежит в том, что для ядер, содержащих большое число частиц, приходится учитывать влияние кулоновских сил. В самом деле, потенциальная энергия, соответствующая силам притяжения между протоном и нейтроном, растет, как мы установили, линейно с числом частиц, а член, соответствующий кулоновским силам отталкивания, растет пропорционально квадрату числа протонов. При большом числе протонов этим членом пренебрегать нельзя. Присутствие его нарушает симметрию выражения гамильтоновской функции. Минимум будет уже не при равном числе протонов и нейтронов. Легко сообразить, что он сдвинется в сторону ядер с большим числом нейтронов.

Итак, ядро, состоящее из n_1 нейтронов и n_2 протонов, будет при малом Z устойчиво при $n_1 = n_2$, а при больших Z устойчиво при n_1 , несколько большем n_2 .

Что же будет происходить с ядром, если это условие не выполнено? Рассмотрим ядро, состоящее только из одних нейтронов. Замена одного нейтрона на протон уменьшает энергию ядра. В то же время замена нейтрона на протон эквивалентна удалению из ядра электрона. Поэтому ядро, составленное из одних только нейтронов, будет радиоактивно, оно будет распадаться с испусканием электрона. β -распад будет происходить, однако, только в том случае, если масса исходного ядра будет больше, чем масса конечного ядра и электрона.

Распад ядра, составленного из нейтронов, будет продолжаться до тех пор, пока в нем будет существовать избыток нейтронов. То же самое, очевидно, должно относиться к ядру, составленному из протонов или содержащему избыток протонов. Такое ядро будет распадаться с испусканием позитрона до тех пор, пока энергия ядра не сделается минимальной. Итак, ядро, составленное из n частиц одного сорта, путем последовательного распада

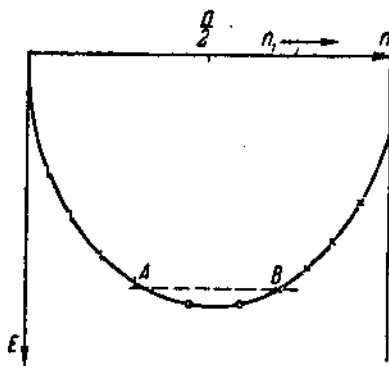
превратится в конце концов в устойчивое ядро с определенным соотношением числа нейтронов и протонов, т. е. должно существовать только одно устойчивое ядро данного атомного веса, обладающего наименьшей энергией. Это находится в превосходном согласии с фактом крайней редкости изобаров.

Однако изобары все же существуют. Две причины будут способствовать этому.

Рис. 51. Кривая энергии связи в зависимости от числа нейтронов.

1. Масса электрона и позитрона отлична от нуля. Результатом этого может быть устойчивое состояние двух ядер с разным числом протонов и нейтронов, но отличающихся по энергии на величину, меньшую mc^2 .

В самом деле, сопоставим энергию различных ядер, состоящих из n частиц. Для этого по оси абсцисс (рис. 51) отложим число нейтронов в ядре, а по оси ординат энергию связи. Для ядра, составленного из одних протонов, энергия связи будет равна нулю, для ядра, составленного из одних нейтронов, энергия связи будет отлична от нуля в соответствии с силами притяжения между нейтронами. Минимум энергии связи будет находиться при-



близительно около $\frac{n}{2}$. Пунктирная прямая проведена от ядра, находящегося в минимуме кривой на расстоянии, равном mc^2 , где m — масса электрона, c — скорость света. Все ядра, расположенные выше этой прямой, будут, согласно сказанному выше, радиоактивны. Крестиками отмечены ядра, распадающиеся с испусканием электронов, вертикальными черточками отмечены ядра, распадаю-

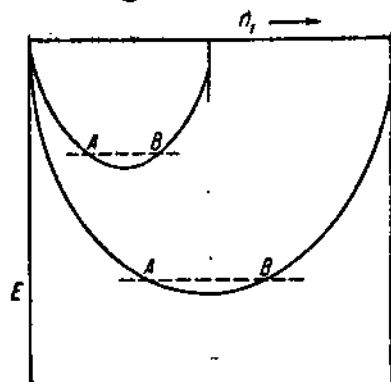


Рис. 52. Сравнительные кривые энергии связи ядер при различных атомных весах.

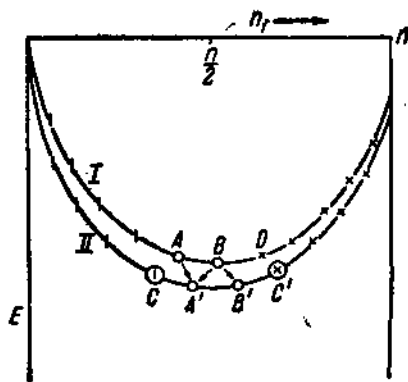


Рис. 53. Кривые энергии связи ядра для четных и нечетных ядер.

щиеся с испусканием позитронов. Устойчивые ядра, отмеченные кружками, будут находиться ниже этой прямой. Отсюда следует, что может иметь место появление изобар, если в участке кривой, между точками A и B, уместается более чем одно ядро. Если мы сопоставим величину участка AB для ядер с различным n (рис. 52), то мы увидим, что ширина этого участка растет с увеличением n .

Так как собственная энергия электрона невелика, то для легких элементов этот участок будет столь мал, что в нем будет уместаться не более, чем одно ядро, и лишь для больших n , т. е. для тяжелых ядер, ширина его мо-

жет сделаться настолько значительной, что в нем будет находиться более чем одно ядро. Таким образом становится понятным появление изобар среди тяжелых элементов.

2. Рассмотрим случай n четного. Ядра такого типа будут состоять либо из четного числа и нейтронов и протонов, либо из нечетного числа как тех, так и других. В смысле энергии, ядра обоого типа будут неэквивалентны. Мы можем ожидать (это находится в согласии с кривой рис. 50), что энергия ядер, состоящих из четного числа частиц, будет в силу заполнения связей иметь относительно меньшее значение. Поэтому изменение энергии ядра при последовательной замене частиц одного типа другим будет выражаться не одной кривой, а двумя (рис. 53). Верхняя кривая (I) будет отвечать ядрам с нечетным числом частиц, а нижняя (II) ядрам с четным числом частиц.

Наличие двух кривых существенно меняет условия устойчивости. Так, ядра, помеченные буквами A и B , не будут устойчивы, несмотря на то, что они находятся в минимуме кривой. A будет превращаться в A' с испусканием позитрона, а B будет превращаться либо в B' с испусканием позитрона, либо в A' с испусканием электрона. С другой стороны, ядра C и C' , расположенные на нижней кривой, будут, несмотря на избыток энергии, устойчивы, ибо последовательный переход от C к D и от C к A идет через промежуточные ядра D и A , обладающие большей энергией, нежели исходные ядра C и C' .

Таким образом мы приходим к следующим выводам:

1. Изобары будут существовать лишь для ядер с четным атомным весом и четным зарядом.

2. Ядра элементов с нечетным числом нейтронов и с нечетным числом протонов, т. е. с четным числом и нечетным зарядом, будут весьма редки, ибо наиболее устойчивые из них A и B будут превращаться в A' и B' .

Оба вывода прекрасно соответствуют действительному положению вещей. Действительно, изобары встречаются лишь у элементов, ядра которых содержат четное число протонов и четное число нейтронов. Наличие изобар ($^{66}_{30}\text{Zn}$, $^{66}_{29}\text{Cu}$) и (Sb , Sn) оказалось ошибкой. $^{66}_{30}\text{Zn}$ и Sb , как показал Матаух, не существуют.

Ядра с нечетным числом как протонов, так и нейтронов действительно встречаются крайне редко. Известно всего четыре устойчивых ядра этого типа — ^2_1H , ^6_3Li , $^{10}_5\text{B}$, $^{14}_7\text{N}$. Остальные ядра этого типа радиоактивны.

Приведенные соображения относительно устойчивости ядер могут быть облечены в математическую формулу путем подсчета энергии ядра. Для определения этой величины Гейзенберг применил статистический метод Томаса-Ферми. Рассматривая ядро как газ, состоящий из частиц, подчиняющихся статистике Ферми, и обозначая плотность частиц, т. е. число их, приходящееся на единицу объема, через ρ , мы получим, согласно Ферми, кинетическую энергию этого газа в виде

$$E_k = \frac{\hbar^2}{M} \frac{4\pi}{5} \left(\frac{3}{8\pi} \right)^{\frac{5}{3}} \int \rho(r)^{\frac{5}{3}} d\tau, \quad (65)$$

а для общей энергии ядра выражение

$$E = \frac{\hbar^2}{M} \cdot \frac{4\pi}{5} \left(\frac{3}{8\pi} \right)^{\frac{5}{3}} \int \rho(r)^{\frac{5}{3}} d\tau + \\ + \frac{1}{2} \int \int \rho(r) \rho(r') I(r-r') d\tau d\tau'. \quad (66)$$

В случае тяжелых ядер необходимо учесть и кулоновские силы отталкивания. Для ядер, удовлетворяющих условию минимума энергии, объем ядра будет пропорционален числу заключенных в нем частиц. Поэтому энер-

гия взаимодействия, соответствующая кулоновским силам, будет

$$\sim \frac{(n_2 e)^2}{n^{\frac{1}{3}}}.$$

Для вычисления полной энергии необходимо знать функцию взаимодействия $I(r)$. Гейзенберг предполагает ее в виде

$$I(r) = ae^{-br}, \quad (67)$$

т. е. в виде потенциальной ямы с дном a и с поперечником $\frac{1}{b}$, и принимает для этих констант значения

$$a = 4,05 \times 10^{-5} \text{ эрг};$$

$$b = 1,25 \times 10^{12} \text{ см}^{-1}.$$

Подставляя эти значения в функцию $I(r)$, Гейзенберг вычисляет общую энергию ядра, состоящего из n_1 нейтронов и n_2 протонов, учитывая при этом и кулоновские силы

$$E(n_1, n_2) = 0,0347n_2 - 0,0364n_1 + 0,01211 \frac{n_1^2}{(n_1 + n_2)^2} + \\ + n_2^{\frac{5}{3}} \left(3,19 - 0,715 \frac{n_1}{n_2} \right) \cdot 10^{-4} + 0,049.$$

Зная общее выражение энергии ядра, можно определить и границы устойчивости ядер.

а) Устойчивость по отношению к α -распаду. Выбрасывание α -частицы ядром эквивалентно удалению из ядра двух нейтронов и двух протонов. Энергетический баланс такого превращения можно написать следующим образом:

$$E(n_1, n_2) = E(n_1 - 2, n_2 - 2) + \Delta m_\alpha c^2 + E_\alpha,$$

где Δm_α — дефект массы ядра гелия, E_α — кинетическая энергия α -частицы.

Граница устойчивости по отношению к α -распаду будет соответствовать условию

$$E(n_1 - n_2) - E(n_1 - 2, n_2 - 2) \cong -2 \left(\frac{\partial E}{\partial n_1} - \frac{\partial E}{\partial n_2} \right) = \Delta m_\alpha c^2; \quad (68)$$

это дает для соотношения $\frac{n_1}{n_2}$ выражение

$$0,0034 + 0,4814 \frac{n_1}{n_2} + 0,0242 \left(\frac{n_1}{n_2} \right)^2 + \\ + \left(9,2 + 0,954 \frac{n_1}{n_2} \right)^2 n_2^{\frac{2}{3}} \cdot 10 = 0,03.$$

б) устойчивость по отношению к β -распаду. Энергетический баланс при β -превращении будет:

$$E(n_1 - n_2) = E(n_1 - 1, n_2 + 1) + mc^2 + E_e,$$

где E_e — максимальная энергия электрона. Условие устойчивости может быть записано в виде

$$\frac{\partial E}{\partial n_2} - \frac{\partial E}{\partial n_1} = mc^2 \quad (69)$$

или

$$0,0711 - 0,0242 \frac{n_1}{n_2} - 0,0121 \left(\frac{n_1}{n_2} \right)^2 + \\ + \left(6,04 - 0,477 \frac{n_1}{n_2} \right) n_2^{\frac{2}{3}} \cdot 10^{-4} = 0,0005.$$

с) Устойчивость по отношению к позитронному распаду. Этот случай аналогичен β -распаду. Граница устойчивости будет определяться соотношением

$$\frac{\partial E}{\partial n_1} - \frac{\partial E}{\partial n_2} = mc^2 \quad (70)$$

или

$$-0,0711 + 0,0242 \frac{n_1}{n_2} + \\ + 0,0121 \left(\frac{n_1}{n_2} \right)^2 - \left(6,04 - 0,477 \frac{n_1}{n_2} \right) n_2^{\frac{2}{3}} \cdot 10^{-4} = 0,0005.$$

Совокупность всех трех условий (68), (66) и (70) дает нам границы устойчивых ядер. На рис. 54 точками представлены известные устойчивые изотопы. Границы устойчивости, вычисленные Гейзенбергом, обозначены кривыми A (α -распад), B (β -распад), C (позитронный распад). Результат вычислений, как видно из рис. 54,

сильно отличается от опытных данных. Повидимому причина этого лежит в неудачном выборе констант a и b в функции взаимодействия. Выбранные Гейзенбергом значения сильно отличаются от значений этих же параметров, найденных Вигнером из масс дефекта гелия.

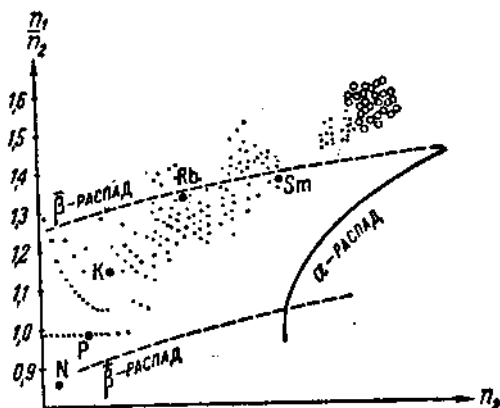


Рис. 54. Границы устойчивости ядер (по Гейзенбергу).

К отличным от Гейзенберга численным значениям параметров a и b пришел также и Вик²⁶⁾. Вик рассматривал ядра, состоящие из одинакового числа нейтронов и протонов, и применил к этому случаю гейзенберговский способ вычисления. Исходя из двух условий:

1) постоянства величины энергии связи на одну частицу

$$\epsilon = 11,5 \times 10^{-6} \text{ эрг.},$$

2) зависимости радиуса от заряда ядра (число протонов)

$$R = 2 \times Z^{\frac{1}{3}} \times 10^{-13} \text{ см.},$$

Вик находит значения констант a и b равными

$$a = 1,4 \times 10^{-4} \text{ эрг.}$$

$$b = 6,8 \times 10^{12} \text{ см}^{-1},$$

близко совпадающие со значениями, найденными Вигнером.

Весьма вероятно поэтому, что соответственное исправление подсчетов Гейзенберга позволит начертить кривые устойчивости, лучше согласующиеся с опытом.

§ 5. Строение атомных ядер.

Относительно возможного строения атомных ядер высказано большое число гипотез, большей частью основанных на формальных соотношениях в числах изотопов различных элементов. Некоторые из этих гипотез включают в рассмотрение и нейтроны. Многие из них имеют спекулятивный характер и весьма произвольны. Мы считаем возможным остановиться здесь лишь на двух попытках создания картины строения атомных ядер, одна из которых принадлежит Эльзассеру¹¹⁾, вторая — Ланде⁸⁾.

Эльзассер применил к ядру принцип Паули в форме, аналогичной той, в которой этот принцип применяется к строению электронной оболочки атома. Особенности ядерного случая являются:

1) В ядре находятся два типа частиц — нейтроны и протоны, к которым принцип Паули должен быть применен.

2) Вид функции взаимодействия. Эльзассер считает протон и нейтрон эквивалентными частицами и рассматривает движение каждой частицы в поле всех остальных частиц, причем это поле задается потенциальной ямой.

Решение уравнения Шредингера для случая потенциальной ямы приводит, как известно, к дискретным значениям энергии частицы, находящейся внутри такой ямы. Вели-

чина энергии, как это имеет место и в случае электронов в атоме, зависит от двух чисел, которые соответствуют главному и азимутальному квантовым числам в старой квантовой механике; однако, как показал Эльзассер, порядок следования уровней отличается от того, что дает решение задачи движения частицы в центральном поле. В последнем случае уровни (в порядке возрастания энергии) располагаются следующим образом

$$1_0, 2_0, 2_1, 3_0, 3_1, 4_0, 3_2, 4, 5_0$$

Для ядра же Эльзассер находит порядок следования уровней

$$1_0, 2_1, 3_2, 2_0, 4_3, 3_1, 5_4, 4_2, 6_5, 3_0.$$

Если принять этот порядок уровней и учесть, что на уровне с азимутальным числом l может находиться $2 \cdot (2l + 1)$ частиц различного рода, то мы получим следующее распределение частиц по уровням в различных ядрах (табл. 28).

Согласно этой таблице уровни 1_0 заполняются у гелия, уровни 2_1 заполняются у кислорода, уровни 3_2 заполняются у аргона. В дальнейшем идет застройка уровней $2_0, 4_3$ и т. д.

На несколько иной основе покоится систематика, предложенная Ланде. Ланде рассматривал ядра построенными из α -частиц, протонов в числе нуль или единица и нейтронов. Относительно α -частиц можно высказать предположение, что благодаря отсутствию спина принцип Паули к ним неприменим и, следовательно, все α -частицы могут находиться на основном уровне. Что же касается нейтронов, то последние должны распределяться по различным энергетическим уровням. Это распределение Ланде устанавливает из экспериментальных данных распределения изотопов у различных элементов. Предполагая, как уже указывалось выше, ядра построенными из α -частиц протонов и нейтронов, Ланде вычисляет число свободных нейтронов в различных ядрах.

ТАБЛИЦА 28.

Распределение нейтронов и протонов на различных уровнях.

Тип ядра	$1_0 (1s)$		$2_1 (2p)$		$3_2 (3d)$		$2_0 (2s)$	
	число протонов	число нейтронов	число протонов	число нейтронов	число протонов	число нейтронов	число протонов	число нейтронов
^1_1H	1	0	—	—	—	—	—	—
^2_1H	1	1	—	—	—	—	—	—
^3_1H	1	2	—	—	—	—	—	—
^3_2He	2	1	—	—	—	—	—	—
^4_2He	2	2	—	—	—	—	—	—
^6_3Li	2	2	1	1	—	—	—	—
^7_3Li	2	2	1	2	—	—	—	—
^8_4Be	2	2	2	2	—	—	—	—
^9_4Be	2	2	2	3	—	—	—	—
$^{10}_5\text{B}$	2	2	3	3	—	—	—	—
$^{11}_5\text{B}$	2	2	3	4	—	—	—	—
$^{12}_6\text{C}$	2	2	4	4	—	—	—	—
$^{13}_6\text{C}$	2	2	4	5	—	—	—	—
$^{14}_7\text{N}$	2	2	5	5	—	—	—	—
$^{15}_7\text{N}$	2	2	5	6	—	—	—	—
$^{16}_8\text{O}$	2	2	6	6	—	—	—	—
$^{17}_8\text{O}$	2	2	6	6	—	1	—	—
$^{18}_8\text{O}$	2	2	6	6	—	2	—	—

Продолжение таблицы 28.

Тип ядра	1_0 (1s)		2_1 (2p)		3_2 (3d)		2_0 (2s)	
	число протонов	число нейтронов	число протонов	число нейтронов	число протонов	число нейтронов	число протонов	число нейтронов
$^{19}_9\text{F}$	2	2	6	6	1	2	—	—
$^{20}_{10}\text{Ne}$	2	2	6	6	2	2	—	—
$^{21}_{10}\text{Ne}$	2	2	6	6	2	3	—	—
$^{22}_{10}\text{Ne}$	2	2	6	6	2	4	—	—
$^{23}_{11}\text{Na}$	2	2	6	6	3	4	—	—
$^{24}_{12}\text{Mg}$	2	2	6	6	4	4	—	—
$^{25}_{12}\text{Mg}$	2	2	6	6	4	5	—	—
$^{26}_{12}\text{Mg}$	2	2	6	6	4	6	—	—
$^{27}_{13}\text{Al}$	2	2	6	6	5	6	—	—
$^{28}_{14}\text{Si}$	2	2	6	6	6	6	—	—
$^{29}_{14}\text{Si}$	2	2	6	6	6	7	—	—
$^{30}_{14}\text{Si}$	2	2	6	6	6	8	—	—
$^{31}_{15}\text{P}$	2	2	6	6	7	8	—	—
$^{32}_{16}\text{S}$	2	2	6	6	8	8	—	—
$^{33}_{16}\text{S}$	2	2	6	6	8	9	—	—
$^{34}_{17}\text{S}$	2	2	6	6	8	10	—	—
$^{35}_{17}\text{Cl}$	2	2	6	6	9	10	—	—
$^{37}_{17}\text{Cl}$	2	2	6	6	9	10	—	2
$^{38}_{18}\text{Ar}$	2	2	6	6	10	10	—	—

Распределение свободных нейтронов в различных изотопах и представлено на рис. 55. Несколько идеализируя

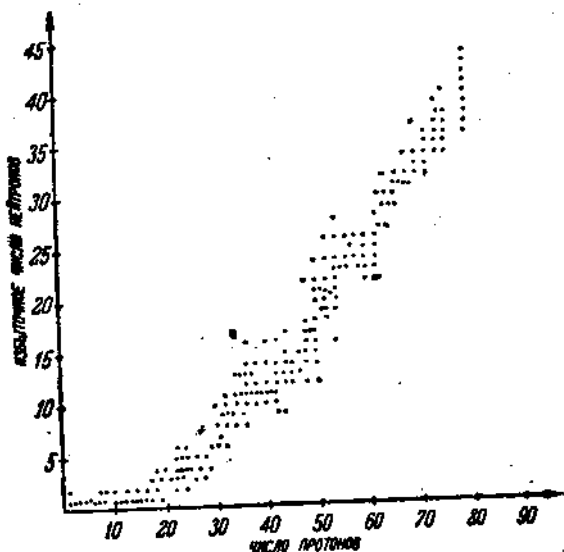


Рис. 55. Схема устойчивых изотопов.

ТАБЛИЦА 29.

Распределение нейтронов по уровням
(по Ланде).

Атомный номер	Число нейтронов на различных орбитах			
3—16	2			
20—28	2	4		
32—36	2	4	8	
40—44	2	6	8	
50	2	6	4	12
54	2	6	8	12

реальное распределение (рис. 56), Ланде заключает о существовании следующих групп нейтронов.

Порядок заполнения уровней, найденный Ланде, хотя и отличается от предложенного Эльзассером (2, 6, 10), но очень близко к нему подходит.

Приведенные соображения Эльзассера и Ланде следует рассматривать, как первые попытки создания картины строения атомного ядра. У нас слишком мало еще

данных, чтобы проверить ту или иную схему. В конце концов не решен еще и основной вопрос о том, из каких частиц нам нужно строить ядро, однако применение принципа Паули в том или ином виде к распределению ядерных частиц по различным уровням кажется несомненным.



Рис. 56. Идеализированная схема распределения изотопов у различных элементов (по Ланде).

§ 6. Магнитный и механический моменты ядер.

Обратимся теперь к магнитным и механическим моментам ядер, трактовка которых в старой теории встречала столь серьезные затруднения.

В соответствии с различным числом протонов и нейтронов принято подразделять ядра на четыре типа.

1. Ядра, содержащие четное число протонов и четное число нейтронов. Атомный вес таких ядер, так же как и заряд их, будет выражаться четным числом. Как показывает опыт, все ядра этого типа следуют статистике Бозе-Эйнштейна и обладают магнитным и механическим моментами, равными нулю.

2. Ядра, составленные из нечетного числа протонов и нечетного числа нейтронов. Эти ядра имеют четный атомный вес и нечетный заряд. Устойчивых ядер этого

типа, как указывалось уже ранее, немного. Из них тяжелый изотоп водорода ${}^3_1\text{H}$ и азот ${}^{14}_7\text{N}$ имеют механический момент равным $\frac{1}{2} \frac{\hbar}{2\pi}$. Магнитный момент этих ядер мал и значительно меньше магнитного момента протона (табл. 30).

ТАБЛИЦА 30.

A — четное, Z — нечетное.

Z	Элемент	Атомный вес	Механ. момент	Магнитный момент	$g' (I)$
1	H	2	1	$\frac{1}{1800}$	1,0
7	N	14	1	$\frac{1}{10000}$	0,18
3	Li	6	? 1	$\frac{1}{5000}$	?

3. Ядра, составленные из четного числа нейтронов и нечетного числа протонов. Эти ядра имеют нечетный атомный вес и четный заряд ядра. Значение механического и магнитного моментов ядер этого типа представлено в табл. 31. Из этой таблицы следует, что механический момент этих ядер равен нечетному числу $\frac{1}{2} \frac{\hbar}{2\pi}$.

Ядра подчиняются статистике Ферми-Дирака. Магнитный момент большинства ядер порядка магнитного момента протона.

4. Ядра, состоящие из четного числа протонов и нечетного числа нейтронов. Эти ядра обладают нечетным атомным весом и четным зарядом. Значение магнитного и механического моментов ядер этого типа представлено в табл. 32. Как видно из этой таблицы, ядра этого типа имеют механический момент, равный нечетному числу

ТАБЛИЦА 31.

 A — нечетное, Z — нечетное.

Заряд ядра	Элемент	Атомный вес A	Механич. момент I	Магнитный момент μ	Фактор пропорциональности $g' (I)$
1	H	1	$1/2$	$\frac{1}{736}$	5,0
3	Li	7	$3/2$	$\frac{1}{375}$	2,12
5	B	11	$\neq 0$	?	?
9	F	19	$1/2$	$\frac{1}{610}$	6,0
11	Na	23	$3/2$	$\frac{1}{920}$	1,33
13	Al	27	$1/2$	$\frac{1}{875}$	4,20
15	P	31	$1/2$	мал ?	?
17	Cl	35 37	$5/2$?	} мал ?	?
19	K	39	$\neq 0$	$\frac{1}{3000}$	0,6
23	V	51	$> 5/2$	?	?
25	Mn	55	$5/2$	?	?
27	Co	59	$7/2$?	?	?
29	Cu	63 65	$3/2$	$\frac{1}{780}$	1,70
31	Ca	69 71	$3/2$ $3/2$	$\frac{1}{860}$ $\frac{1}{670}$	1,43 1,84
33	As	75	$3/2$	$\frac{1}{2040}$	0,6
35	Br	79 81	$3/2$	?	?

Продолжение таблицы 31.

Заряд ядра	Элемент	Атомный вес A	Механич. момент I	Магнитный момент μ	Фактор пропорциональности $g' (J)$
37	Ru	85 87	$\frac{3}{2}$ $\frac{5}{2}$	$\frac{1}{1350}$ $\frac{1}{660}$	0,5 1,8
41	Nb	93	$\frac{7}{2}$	?	?
47	Ag	107 109	?	$< \frac{1}{5000}$	$< 0,4$
49	In	115	$\frac{9}{2}$	$\frac{1}{350}$	1,2
51	Sb	121 123	$\frac{5}{2}$ $\frac{7}{2}$	$\frac{1}{680}$ $\frac{1}{875}$	1,08 0,60
53	I	127	$\frac{9}{2}$	?	?
55	Cs	133	$\frac{7}{2}$	$\frac{1}{700}$	0,74
57	La	139	$\frac{7}{2}$	?	?
59	Pr	141	$\frac{5}{2}$	?	?
63	Eu	151 153	$\geq \frac{3}{2}$	?	?
65	Ib	159	$\geq \frac{5}{2}$	?	?
67	Ho	163	$\geq \frac{5}{2}$	?	?
71	Cp	175	$\geq \frac{3}{2}$	?	?
73	Ta	181	$\frac{7}{2}$?	?	?
75	Rn	185 187	$\frac{5}{2}$	?	?
79	Au	197	$\frac{3}{2}$	$\frac{1}{1010}$	1,2
81	Tl	203 205	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{1300}$	3,6
83	Bi	209	$\frac{9}{2}$	$\frac{1}{520}$	0,89

ТАБЛИЦА 32.

 A — нечетное, Z — четное.

Заряд ядра Z	Эле- мент	Атомный вес A	Механи- ческий мо- мент I	Магнитный момент μ	Фактор пропор- циональ- ности $g' (I)$
4	Be	9	$1/2?$	Мал	?
30	Zn	67	$3/2?$	?	?
32	Ge	71	$5/2?$	?	?
36	Kr	83	$7/2?$	< 0	?
38	Sr	87	$\geq 3/2?$	$-\frac{1}{1880}?$	-0,657
42	Mo {	95	$1/2$	Мал	?
		97			
48	Cd {	111	$1/2$	$-\frac{1}{3000}$	-1,26
		113			
50	Sn {	117	$1/2$	$-\frac{1}{1970}$	-1,90
		119			
54		129	$1/2$	$\mu < 0$	?
		131	$3/2$	$\mu > 0$	?
56		137	$3/2$	$+\frac{1}{1980}$	0,63
60	Nd	145			
74	W {	179	$1/2?$	Мал	?
		183			
		199	$1/2$	$+\frac{1}{3400}$	1,10
80	Hg {	201	$3/2$	$-\frac{1}{3000}$	-0,42
		207			
82	Pb	207	$1/2$	$+\frac{1}{3130}$	1,20

$\frac{1}{2} \frac{h}{2\pi}$. Магнитный момент этих ядер весьма разнообразен. У одних он положителен, у других он отрицателен. Некоторые ядра обладают весьма малым магнитным моментом, близким к нулю. Отрицательный магнитный момент означает, что направление его противоположно направлению механического момента. Переменный знак магнитного момента является особенностью, присущей ядрам только этого типа.

Сопоставляя данные для различных ядер, мы легко можем понять поведение их в отношении механического момента. Так как спин и нейтрона и протона равен $\frac{1}{2} \frac{h}{2\pi}$, то все ядра, состоящие из четного числа частиц, должны иметь спин либо равный нулю, либо целочисленный. Спин ядер, содержащих нечетное число частиц, должен быть равен нечетному числу $\frac{1}{2} \frac{h}{2\pi}$. Это и имеет место в действительности.

Значительно более сложным оказалось установление поведения ядер в отношении магнитных моментов. Однако и здесь сопоставление данных для всех ядер позволяет сделать ряд определенных выводов. Так как ядра с четным числом частиц имеют магнитный момент равный нулю, то мы вправе сделать заключение, что магнитные моменты всех остальных ядер обязаны именно непарным частицам. Исходя из этого и допуская у протонов наряду с собственным наличие еще и орбитального магнитного момента, Ланде^{28,80)} удалось объяснить свойства ядер с четным числом нейтронов и нечетным числом протонов.

Согласно Ланде магнитный момент ядер может быть записан в форме

$$\mu = g' (I) \mu_p = \frac{I(I+1) + I(I+1) - S(S+1)}{2I(I+1)} + \\ + g_s \frac{S(S+1) + I(I+1) - I(I+1)}{2I(I+1)}, \quad (71)$$

где S — собственный механический момент протона, l — орбитальный момент, I — полный механический момент. Первый член этого выражения характеризует орбитальную компоненту полного магнитного момента

$$\mu_z = I \mu_p \cos(\vec{l} \vec{I}),$$

а второй член — компоненту, связанную с собственным моментом протона

$$\mu_z = g_p S \mu_p \cos(\vec{S} \vec{I}).$$

Подбирая числа l и S и зная значения I , Ланде определил фактор $g'(I)$, находящийся в согласии с опытом.

Аналогичным образом Тамм и Альтшуллер объяснили особенности в поведении магнитных моментов ядер, состоящих из четного числа протонов и нечетного числа нейтронов. Предполагая и в отношении ядер такого типа магнитный момент частиц, присутствующих в парном числе, скомпенсированным, Тамм и Альтшуллер^{14,15)} приходят к выводу о наличии магнитного момента у нейтрона — *магнитный момент ядер четвертой группы обусловлен магнитным моментом нейтрона*. Каким же образом магнитный момент этих ядер получается переменным по знаку?

Напишем выражение $g'(I)$ для нейтрона. Так как орбитальный магнитный момент нейтрона равен нулю, то

$$g'(I) = g_n \frac{S(S+1) + I(I+1) - I(I+1)}{2I(I+1)}, \quad (72)$$

здесь g_n характеризует собственный магнитный момент нейтрона.

$$\mu_n = g_n I \mu_p. \quad (73)$$

Легко видеть, что значения $g'(I)$, определенного согласно (72), могут принимать как положительные, так и отрицательные значения.

Иллюстрируем это на примере.

Пусть $s = \frac{1}{2}$. Составим таблицу значений $g'(I)$ для различных l и I . При взятом значении s между l и I будет существовать соотношение

$$I = l \pm \frac{1}{2}.$$

Поэтому для каждого l и I мы будем иметь пару значений $g'(I)$.

ТАБЛИЦА 33.

Значения $g'(I)$ при $s = \frac{1}{2}$.

$\begin{matrix} e \\ I \end{matrix}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{5}{2}$	$\frac{7}{2}$
0	g_n			
1	$-\frac{g_n}{3}$	$\frac{g_n}{3}$		
2		$\frac{g_n}{5}$	$\frac{g_n}{5}$	
3			$-\frac{g_n}{7}$	$\frac{g_n}{7}$

Из этой таблицы следует, что $g'(I)$ действительно может принимать как положительные, так и отрицательные значения, в зависимости от значений l , s и I . Остается только подобрать значения l и s и определить g_n так, чтобы вычисленные значения $g'(I)$ совпадали бы с экспериментальными. Такой подбор и был произведен Таммом и Альтшуллером. Оказалось, что

$$g_n = -1,$$

т. е. магнитный момент нейтрона отрицателен, а по численному значению равен значению магнитного момента протона — магнетону:

$$\mu_n = -\mu_p = -\frac{\mu_0}{1840}.$$

Вычисленные на основе этого значения μ_n значения $g' (I)$ представлены в табл. 34.

ТАБЛИЦА 34.

Элемент	I набл.	$g' (I)$ набл.	$g' (I)$ вычисл.	числа l и s
Cd _{112, 115}	$\frac{1}{2}$	-1,06	-1,00	$l=0, s=\frac{1}{2}$
Sn _{117, 119}	$\frac{1}{2}$	-1,81	-1,67	$l=1, s=\frac{3}{2}$
Ba _{135, 137}	$\frac{3}{2}$	0,60	0,60	$l=3, s=\frac{3}{2}$
Hg ₁₉₉	$\frac{1}{2}$	-0,92	1,00	$l=2, s=\frac{3}{2}$
Hg ₂₀₁	$\frac{3}{2}$	-0,34	-0,33	$l=1, s=\frac{1}{2}$
Pb ₂₀₇	$\frac{1}{2}$	1,05	1,00	$l=2, s=\frac{3}{2}$
Sr ₈₇	$\frac{3}{2}$	-0,65	-0,73	$l=1, s=\frac{3}{2}$

Соображения Тамма и Альтшуллера являются повидимому бесспорными как в отношении наличия магнитного момента у нейтрона, так и общего объяснения переменного знака магнитного момента у ядер с нечетным числом протонов; однако в отношении численного значения μ_n возникают серьезные сомнения, так как численные значения магнитных моментов, которыми пользовался

Тамм в своих подсчетах, не совсем точны. Кроме того в значениях l и s , найденных Таммом, нет никакой закономерности, что отнюдь не говорит в их пользу. Особенности подозрения вызывает необходимость придания значения $3/2$. Поэтому Шюллер¹⁹⁾ произвел перерасчет магнитных моментов, причем ввел в рассмотрение помимо собственного и орбитального моментов нейтрона еще и момент вращения „ядерного остова“ (ядро — без нейтрона). В соответствии с этим выражение для магнитного момента ядра усложнилось. Оно приняло вид, указанный в формуле (74)

$$\mu = \mu_0 \frac{m}{2I(I+1)} \left[\frac{I_n(I_n+1) + I(I+1) - r(r+1)}{2I_n(I_n+1)} \left\{ g_n(s_n(s_n+1) + I_n(I_n+1) - I_n(I_n+1) + g_n(I_n(I_n+1) + I_n(I_n+1) - s_n(s_n+1)) \right\} + g_r(r(r+1) + I(I+1) - I(I+1) - I_n(I_n+1)) \right], \quad (74)$$

ТАБЛИЦА 35.

Вещество	Механ. момент I	Орбит. момент ϵ	Момент ядерного остова r	μ вычисл.	μ эксперим.
Hg ₁₉₉	$1/2$	0	1	+ 0,55	+ 0,55
		1	0	+ 0,55	
Pb ₂₀₇	$1/2$	1	2	+ 0,55	+ 0,60
		2	1	+ 0,55	
Cd _{111,113}	$1/2$	4	4	- 0,61	- 0,63
		3	3	- 0,71	
Sn _{117,119}	$1/2$	1	1	- 0,92	- 0,95
Ba ₁₃₇	$3/2$	0	2	+ 0,99	+ 0,94
		1	3	+ 0,99	
		2	0	+ 0,99	
Hg ₂₀₁	$3/2$	2	3	- 0,59	- 0,62
		3	4	- 0,71	

где s_n — собственный момент вращения нейтрона, l_n — его орбитальный момент, I_n — результирующий момент нейтрона, r — момент вращения ядерного остова, I — полный момент вращения ядра.

Считая g_{l_n} и g_r равными нулю и давая s_n значения только $\frac{1}{2}$, а l и r целочисленные значения начиная от нуля, Шюллер находит удовлетворительное согласие расчетных (см. табл. 35) с опытными данными при $g_{s_n} = -3,3$ и $\mu_n = -3,3\mu_p$.

ГЛАВА IV.

ПРИРОДА НЕЙТРОНА.

Обратимся теперь к рассмотрению вопроса о природе нейтрона. Что такое нейтрон? Представляет ли он сложную систему, составленную из различно заряженных частиц, в частности протона и электрона, или это есть особая частица, как принято говорить, элементарная частица?

Резерфорд — первый предсказавший существование нейтронов, и Чадвик — первый обнаруживший их, рассматривали нейтрон, как сложное образование, состоящее из протона и электрона. Однако это представление наталкивается на ряд серьезных затруднений.

1. Квантовая волновая теория (в ее сегодняшнем состоянии) движения электрона в центральном поле указывает, как единственно возможные, такие решения, которые соответствуют всем дозволенным стационарным состояниям электрона в атоме водорода. Энергия связи электрона в наинизшем состоянии равна 13.5eV . Ничего похожего на состояние электрона, которое можно было бы охарактеризовать как „нейтрон“, теория не дает.

2. Если такое состояние с энергией связи порядка $1 \times 10^6\text{eV}$, которое мы еще не можем теоретически описать, все же существует, то как понять устойчивость атомов водорода? Почему электрон с уровня 13.5eV не переходит на более низкий уровень $1 \times 10^6\text{eV}$, иными словами, почему водород не превращается в нейтрон?

3. Далее, как указал Гейзенберг, серьезное затруднение возникает в связи с установленными на опыте

некоторыми свойствами нейтрона, именно, величиной его энергии связи $1 \cdot 10^{-6}$ eV и его размерами $10^{-13} - 10^{-12}$ см. Оба числа несовместимы с принципом неопределенности. Для системы зарядов, заключенных в указанных пределах, энергия связи должна быть порядка нескольких десятков миллионов вольт.

Существует довольно большое число попыток устранения этих затруднений. Моделью нейтрона, состоящего из протона и электрона, занимались: Мэсси, Флюгге, Вессель, Гейзенберг, Платинтеню, Темплъ, Сехль и др.

Идею Мэсси о „приблизительно нуль квантовом состоянии“ мы уже приводили. Флюгге⁶⁾ также допускает возможность существования нулевого квантового состояния (исключаемого из рассмотрения в волновой теории, как дающего нерегулярные решения при $r \rightarrow 0$). Общая энергия электрона

$$W = mc^2 + E,$$

где E — энергия связи, может быть представлена в виде

$$\frac{W}{mc^2} = \left(1 + \frac{\alpha^2}{n \mp \frac{\alpha^2}{2k}} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (75)$$

которое для $n \neq 0$ приводит к известной формуле Зоммерфельда:

$$E = -\frac{\alpha^2}{2} mc^2 \frac{1}{h^2} \left[1 - \frac{\alpha^2}{n^2} \left(\frac{3}{4} \mp \frac{n}{k} \right) \right]. \quad (76)$$

В случае $n = 0$ выражение (75) принимает вид

$$\frac{W}{mc^2} = \left(1 + \frac{\alpha^2}{\left(\frac{\alpha}{2k} \right)^2} \right)^{-\frac{1}{2}}.$$

что дает для энергии связи электрона значение

$$E = -mc^2 \left(1 - \frac{a}{2} \right) \cong -mc^2.$$

Радиус нейтрона a Флюгге находит равным

$$a = \frac{h}{2\pi mc} = 3,86 \cdot 10^{-12} \text{ см.}$$

Несколько иначе подходит к построению модели нейтрона Платинтеню⁷⁾.

Так как все дозволенные состояния электрона в центральном поле исчерпываются атомом водорода, то Платинтеню предполагает электрон в нейтроне находящимся на отрицательном уровне энергии. Это допущение Платинтеню подкупает легкостью получения чадвиковского значения массы нейтрона. В самом деле, согласно Платинтеню,

$$m_n = m_p + m_e = 1,0067.$$

Волновую функцию нейтрона Платинтеню конструирует следующим образом:

$$\psi = \psi_1 \psi_2,$$

где ψ_1 — волновая функция протона, а ψ_2 — электрона. Обе функции определяются Платинтеню из дираковского уравнения:

$$\left\{ \frac{W}{c} + \frac{e}{c} A_0 + \rho_1 s \left(p + \frac{e}{c} a \right) + \rho_3 m_e c \right\} \psi = 0,$$

где A_0 — скалярный потенциал, a — вектор-потенциал, W и p — операторы энергии и количества движения.

Принимая во внимание, что электрон находится на отрицательном уровне энергии, Платинтеню пишет для функции ψ_2 выражение

$$\left(-\frac{W}{c} + \frac{e}{c} A_0 + \rho_1 s \left(-p + \frac{e}{c} a \right) - \rho_3 m_e c \right) \psi_2 = 0,$$

а для протона

$$\left(+\frac{W}{c} - \frac{e}{c} A_0 + p_1 s \left(-p + \frac{e}{c} a \right) + p_3 m_p c \right) \psi_1 = 0.$$

С помощью этих функций ψ_1 и ψ_2 Платинтеню получает уравнение для функции ψ :

$$\left\{ i\hbar \frac{\partial}{\partial t} - i\hbar \frac{\partial}{\partial r_1} - i\hbar \frac{\partial}{\partial r_2} + m_n c^2 \right\} \psi,$$

решение которого дает

$$\psi = e^{\frac{i}{\hbar} \frac{p_1^2}{2m_p} r_1} e^{\frac{i}{\hbar} \frac{p_2^2}{2m_e} r_2} e^{\frac{i}{\hbar} Wt}, \quad (77)$$

где r_1 и r_2 — вектора, характеризующие координаты протона и электрона, а p_1 и p_2 — соответствующие импульсы;

$$\hbar = \frac{h}{2\pi}.$$

Рассматривая внешнее поле нейтрона как результат наложения полей частиц, составляющих нейтрон, Платинтеню находит энергию связи нейтрона равной

$$\sim -\pi e^2 \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) = \pi e^2 \frac{1}{\delta},$$

что дает для размеров нейтрона δ значение $4,43 \times 10^{-13}$ см. Спин нейтрона у Платинтеню получается равным $1/2$.

В ином направлении решает задачу Темпл ¹⁰⁾. Исходя из того, что уравнение Дирака, которое в сокращенном виде может быть записано:

$$F\psi = \left\{ p_1 \sigma_1 + p_2 \sigma_2 + p_3 \sigma_3 p_1 + ic^{-1} \left(E + \frac{e^2}{r} \right) p_3 \right\} \psi = \pm im_e c \psi,$$

в качестве возможных решений допускает лишь состояния электрона, осуществленные в атоме водорода, — Темпл считает необходимым найти для описания движения электрона новое уравнение, которое наряду с решениями, представляющими движение электрона в атоме водорода,

давало бы еще и другие решения, которые мы могли бы трактовать как состояние электрона в нейтроне. Первые решения такого уравнения Темплъ называет „Н-решениями“, вторые „N-решениями“.

В качестве такого уравнения Темплъ берет уравнение второго порядка, получающееся путем совместного соединения обоих дираковских уравнений, именно:

$$(F \mp im_e c) (F \pm im_e c) \psi = 0 \quad (78)$$

или

$$F^2 \psi = -m_e^2 c^2 \psi, \\ (F^2 + m_e^2 c^2) \psi = 0.$$

Это последнее уравнение будет очевидно содержать все те решения, которые дает обычное дираковское уравнение, но кроме них, оно имеет еще и иные решения, которые отличаются от обычных своим поведением при $r \rightarrow 0$.

Уравнение (78) Темплъ преобразует и придает ему форму, напоминающую уравнение Шредингера для нерелятивистского атома водорода.

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} + \frac{2 \partial \psi}{\partial r} + \left\{ \frac{E^2 - m_e^2 c^4}{\hbar^2 c^2} + \frac{2 \alpha^2 E}{e^2 r} - \frac{g(g+1)}{r^2} \right\} \psi = 0, \quad (79)$$

где

$$g = \pm (\mu^2 - \alpha^2)^{\frac{1}{2}}, \\ \mu = \pm 1, \pm 2, \dots$$

Новые „Н-решения“ представляют непрерывный спектр, заключенный в интервале

$$-m_e c^2 \leq E \leq m_e c^2.$$

Устойчивым состоянием электрона будет очевидно состояние с наименьшей энергией — $m_e^2 c^2$. Таким образом дефект массы по Темплю равен $2m_e^2 c^2$.

Побочное квантовое число для всех „Н-решений“ оказывается равным нулю. Поэтому оказывается невоз-

можным переход из нормального состояния электрона в атоме водорода, характеризуемого также квантовым числом $l=0$, в состояния, соответственные „N-решениям“.

Далее, исходя из того, что побочное квантовое число электрона в нейтроне равно нулю, Темпль заключает, что распределение заряда в нейтроне обладает шаровой симметрией и поэтому электрон сохраняет свой спин $1/2$. Таким образом полный спин нейтрона по Темплю должен быть либо единица, либо нуль.

Среднее значение r^{-1} (для нейтрона в нормальном состоянии) — величины, определяющей эффективные размеры нейтрона при столкновениях, оказывается равным

$$\frac{\bar{r}}{2} = \frac{b}{a_0^2 A_0^2},$$

где $a_0 = \frac{2\pi e^2}{hc}$ — постоянная тонкой структуры, а A_0 — первая боровская орбита в атоме водорода ($A_0 = \frac{h^2}{m_e c^2}$)

Среднее значение $\bar{r}$ оказывается при этом равным

$$\bar{r} = \frac{3A_0}{10}.$$

Внешнее поле нейтрона по Темплю оказывается следующим

$$V(r) = \frac{3Vr}{16} \frac{e}{(A_0)^{\frac{1}{2}}} e^{-3\left(\frac{8r}{A_0}\right)^{\frac{1}{2}}} \quad (80)$$

Вессель⁶⁾ находит выход из затруднения, в котором находится теория, во введении в рассмотрение спинового взаимодействия. Весселю удалось при этом показать, что введение этого дополнительного члена в урав-

нение Дирака не оказывает заметного возмущения на тонкую структуру атома водорода и в то же время наличие этого члена допускает новые собственные функции, дающие энергию связи порядка $—m_e c^2$ и представляющие состояния электрона в непосредственной близости к атомному ядру (10^{-13} см).

Распределение зарядов получается при этом подобным атому водорода, но в соответственно уменьшенном масштабе (шар радиуса 10^{-11} см).

Эффективный радиус нейтрона по отношению к столкновению найден Весселем равным $0,7 \times 10^{-13}$ см.

Внешнее поле нейтрона у Весселя имеет дипольный характер.

Приведенные здесь вкратце различные попытки построения теории нейтрона ни в коей степени нельзя признать удачными. Наряду с совершенно произвольными допущениями принципиального характера результаты, получаемые при этом, весьма далеки от согласия с опытом. Вряд ли можно принять значение спина для нейтрона отличающимся от $\frac{1}{2} \frac{h}{2\pi}$. Точно также, повидимому, мы должны требовать от теории внешнее поле нейтрона в виде глубокой потенциальной ямы (опыты по рассеянию, значения масс дефекта).

Наряду с этим нужно отметить, что и попытка объяснения обменных сил на основе представления нейтрона как системы из протона и электрона оказывается неудачной. Эта попытка была сделана независимо Таммом¹⁶⁾ и Иваненко¹⁸⁾.

Пусть a — тяжелая частица, находящаяся в состоянии нейтрона, b — в состоянии протона. Обмен, т. е. переход a в b и b в a может быть, согласно Ферми, осуществлен испусканием электрона (и нейтрино) одной частицей и поглощением другой. Так как роль легких частиц (ψ — поле), обуславливающих взаимодействие тяжелых

частиц такова же, как и роль фотонов (электромагнитное поле), обуславливающих взаимодействие между электронами, то Тамм вычисляет энергию обменного взаимодействия, пользуясь методом квантовой электродинамики, употребляемом для получения кулоновских сил. Для энергии обмена при этом получается следующее выражение

$$A(r) = \pm \frac{g^2}{16\pi^3 \hbar c r^5} I(r). \quad (81)$$

Знак $\pm$ зависит от симметрии функции ψ в отношении a и b , $\hbar$ и c — обычные обозначения, g — постоянная Ферми; $g \cong 4 \times 10$ эрг. см³.

Подставляя значения $\hbar$, c и g , находим

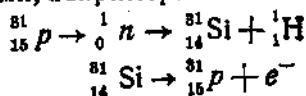
$$A(r) \ll 10^{-36} r^{-5} \text{ эрг.},$$

т. е. обменные силы будут иметь сколь-нибудь заметное значение на расстояниях порядка 10^{-16} см. (Рассуждения Тамма будут иметь силу и в предположении, что обмен осуществляется позитронами, т. е. в предположении сложного характера протона.)

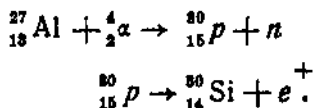
Результат вычислений, как мы видим, весьма сильно расходится с требованиями эксперимента.

Ряд неудач, связанных с созданием теории нейтрона как сложной системы зарядов, некоторые опыты, позволяющие приписать нейтронам массу, большую массы протона, удобство построения теории ядра, составленного только из тяжелых частиц, послужили основой точки зрения на природу нейтрона.

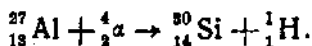
Открытие Жолио радиоактивных элементов, распадающихся с испусканием позитронов, сделало эту точку зрения еще более выпуклой. В самом деле, если превращения типа Ферми, например:



можно было бы толковать, как „распад нейтрона на составляющие — протон и электрон“, то опыты Жолио следует толковать в обратном смысле. Возьмем в качестве примера



Известно, что наряду с этим превращением идет и другой процесс, при котором образование радиосилиция не происходит, именно:



Здесь дело выглядит так, как будто бы произошел распад протона на составляющие его нейтрон и позитрон. Поэтому, если мы будем считать нейтрон сложным, состоящим из протона и электрона, то, на основе опытов Жолио, мы вправе будем полагать протон состоящим из нейтрона и позитрона. Оба утверждения одновременно действовать не могут, необходима, видимо, иная трактовка этих превращений.

В этой трактовке нейтрон и протон рассматриваются как две эквивалентные элементарные частицы (как крайняя форма этой точки зрения — два различных состояния одной элементарной частицы). В силу свойств этих частиц взаимодействие между ними носит обменный характер типа Майорана. Превращение нейтрона в протон (переход из состояния „нейтрон“ в состояние „протон“) и наоборот сопровождается появлением вовне ядра легких частиц позитрона и нейтрино, или электрона и нейтрино. Легких частиц в ядре нет, подобно тому, как нет и квантов света в возбужденном атоме. Рождение электронов и позитронов происходит лишь при превращении нейтронов в протоны или соответственно протонов в нейтроны.

На этой идее построена теория радиоактивного рас-

пада Ферми. Высказанные соображения представляют собой лишь некоторую наметку. Они еще далеки от того, что мы называем теорией. Существует немалое число фактов, которые трудно связать с представлением о нейтроне как об элементарной частице.

1. Основной тип сил, с которыми оперировала современная физика—это силы электрические. Кулоновские силы, силы поляризационные, электро-кинетические (магнитные), наконец силы обменные—все они суть выражение электрической природы вещества. Введение представления о нейтроне, как об элементарной частице, требует введения и нового типа взаимодействия между заряженной и незаряженной материей, не электрического и не гравитационного характера.

2. Силы взаимодействия между нейтроном и протоном действуют в сравнительно большой области. Для медленных нейтронов они отличны от нуля повидимому на расстоянии 10^{-10} см от ядра.

3. Нейтрон обладает не только спином $\frac{1}{2} \frac{h}{2\pi}$, как полагается элементарной частице, но и магнитным моментом, равным 1,67 протонного магнетона. Наличие магнитного момента до сих пор мы всегда связывали с электрическим зарядом. Если нейтрон—элементарная частица, то это заставит нас пересмотреть наши представления о природе магнетизма.

4. Соотношение между магнитными и механическими моментами как для нейтрона, так и для протона отличается от того, что требует теория Дирака для элементарной частицы. Это отношение для протона равно пяти вместо двух, а для нейтрона—3,3.

Таким образом в отношении природы нейтрона не существует еще единой точки зрения. Построение теории нейтрона—это задача будущего. Будем надеяться, что будущего ближайшего.

ТАБЛИЦА 36.

Атомные веса и относительные числа изотопов.

Элемент	Порядковый номер Z	Массовое число m	Относительное число изотопов в %	Вес изотопа $M = m(1 + \pi)$
H	1	1	99,98	$1,007775 \pm 0,000015$
		2	0,02	$2,01363 \pm 0,00008$
		3	10-7	
He	2	4	100	$(4,00216 \pm 0,0002)$
Li	3	6	8,3	$6,0145 \pm 0,0003$
		7	91,7	$7,0146 \pm 0,0008$
Be	4	(8)	0,05	
		9	99,9	$9,0155 \pm 0,0006$
B	5	10	20	$10,0135 \pm 0,0005$
		11	80	$(11,0110 \pm 0,00055)$
C	6	12	98,92	$(12,0036 \pm 0,00036)$
		13	1,08	$(13,0039 \pm 0,0014)$
N	7	14	99,62	$(14,008 \pm 0,0014)$
		15	0,38	15,0027
O	8	16	99,76	16
		17	0,04	
		18	0,20	$(18,0065 \pm 0,00018)$
F	9	19	100	$(19,0000 \pm 0,0006)$
Ne	10	20	90,00	$19,9967 \pm 0,0009$
		21	0,27	
		22	9,73	$21,9947 \pm 0,0009$
Na	11	23	100	
Mg	12	24	77,4	
		25	11,5	
		26	11,1	
Al	13	27	100	
Si	14	28	89,6	$(27,9818 \pm 0,0028)$
		29	6,2	
		30	4,2	
P	15	31	100	$(30,9826 \pm 0,0016)$

Продолжение таблицы 36

Элемент	Порядковый номер Z	Массовое число m	Относительное число изотопов в %	Вес изотопа $M = m (1 + \pi)$
S	16	32	96	$34,9796 \pm 0,0012$ $36,9777 \pm 0,0019$ $(35,9762 \pm 0,0018)$ $(39,9708 \pm 0,0012)$ $(51,948 \pm 0,016)$ $(57,942 \pm 0,012)$ $(63,937 \pm 0,019)$
		33	1	
		34	3	
Cl	17	35	76	
		37	24	
A	18	36	0,33	
		38	0,05	
		40	99,62	
K	19	39	94,7	
		41	5,3	
Ca	20	40	9,7	
		42	0,8	
		43	0,2	
		44	2,3	
Sc	21	45	>9,7	
Ti	22	46	Слабо	
V	23	51	100	
Cr	24	50	4,9	
		52	81,6	
		53	10,4	
		54	3,1	
Mn	25	55	100	
Fe	26	54	95	
		56	5	
Co	27	59	100	
Ni	28	58	95	
		60	5	
Cu	29	63	68	
		65	32	
Zn	30	64	50,4	
		66	27,2	
		67	4,2	
		68	17,8	
		70	0,4	

Продолжение таблицы 36.

Элемент	Поряд- ковый номер Z	Массовое число m	Относитель- ное число изотопов в %	Вес изотопа $M = m(1 + \pi)$
Ga	31	69 71	60 40	
Ge	32	70 72 73 74 76	21,2 27,3 7,9 37,1 6,5	
As	33	75	100	(74,934 $\pm$ 0,004)
Se	34	74 76 77 78 80 82	0,9 9,5 8,3 24,0 48,0 9,3	(77,938 $\pm$ 0,016) (79,942 $\pm$ 0,008)
Br	35	79 81 47 48 49 50	50 50 Слабо Сильно Слабо Слабо	(78,929 $\pm$ 0,004) (80,930 $\pm$ 0,004)
Ko	36	78 80 82 83 84 86	0,42 2,45 11,79 11,79 56,85 16,70	(77,927 $\pm$ 0,008) (79,927 $\pm$ 0,008) (81,928 $\pm$ 0,004) (82,928 $\pm$ 0,004) (83,929 $\pm$ 0,004) (85,929 $\pm$ 0,004)
Rb	37	85 87	75 25	
Sv	38	86 87 88	10,0 6,6 83,4	
Y	39	89	100	
Zv	40	90 91	59 Довольно распротр.	

Продолжение таблицы 36.

Элемент	Порядко- вый номер Z	Массовое число m	Относитель- ное число изотопов в %	Вес изотопа $M = m (1 + \pi)$
Zr	40	92	12	
		94	24	
		96	5	
Nb	41	93	(100)	(92,926 $\pm$ 0,047)
Mo	42	92	14,2	
		94	10,0	
		95	15,5	
		96	17,8	
		97	9,6	
		98	23,0	
		100	9,8	
Ru	44	96	5	(97,946 $\pm$ 0,049) (99,945 $\pm$ 0,050)
		(98)		
		99	12	
		100	14	
		101	22	
		102	30	
		104	17	
Rh	45	103	100	
Ag	47	107	51	
		109	49	
Cd	48	(108)		
		110	14	
		111	12	
		112	24	
		113	10	
		114	35	
		116	5	
		(118)		
Jn	49	115	(100)	
Sn	50	112	1,07	
		114	0,74	
		115	0,44	
		116	14,19	
		118	21,48	
		119	11,02	
		120	27,04	
		121	2,96	
				(119,912 $\pm$ 0,012)

Продолжение таблицы 36.

Элемент	Порядковый номер Z	Массовое число m	Относительное число изотопов в %	Вес изотопа $M = m(1 + \pi)$
Sn	50	122	5,03	
		124	6,19	
Sb	51	121	56	
		123	44	
Te	52	122	2,9	
		123	1,6	
		124	4,5	
		125	6	
		126	19,0	$(125,937 \pm 0,025)$
		(127)		
		128	32,8	$(127,936 \pm 0,026)$
		130	33,1	
I	53	127	100	$(126,933 \pm 0,013)$
X	54	124	0,08	
		130	4,18	
		131	20,67	
		132	26,45	
		134	10,31	$(133,929 \pm 0,013)$
		136	8,79	
Cs	55	138	100	$(132,934 \pm 0,027)$
Ba	56	135	5,9	
		136	8,9	
		137	11,1	
		138	74,1	$(137,916 \pm 0,028)$
La	57	139	100	
Cl	58	140	90	
		142	10	
Pv	59	141	100	
Nd	60	142	34	
		143	Слабо	
		144	33	
		145	143	
		146	33	
Sm	62	144	Слабо	
		147	Слабо	
		148	Слабо	

Продолжение таблицы 36

Элемент	Поряд- ковый номер Z	Массовое число m	Относитель- ное число изотопов в %	Вес изотопа $M = m (1 + \pi)$
Sm	62	149	Слабо	
		150	Слабо	
		152	Сильно	
		154	Сильно	
Eu	63	151	50	
		153	50	
Gd	64	155		
		156		
		157		
		158		
Tb	65	160		
		159	100	
		126	0,08	
		128	2,30	
Dy	66	129	27,13	
		161		
		162		
		163		
Ho	67	164		
		165	(100)	
Er	68	166	Сильно	
		167	Сильно	
		168	Сильно	
		170	Слабо	
Tm	69	169	(100)	
Yb	70	171		
		172		
		173		
		174	Сильно	
Lu	71	176		
		175	100	
Hf	72	176	Слабо	
		177	Сильно	
		178	Более сильно	
		179	Сильно	

Продолжение таблицы 36.

Элемент	Порядковый номер Z	Массовое число m	Относительное число изотопов в %	Вес изотопа $M = m (1 + \pi)$
Hf	72	180	Более сильно	
Ta	73	181	> 98	$(180,928 \pm 0,054)$
W	74	182	22,6	
		183	17,3	
		184	30,2	$(184,00 \pm 0,09)$
		186	29,9	
Re	75	185	38,2	
		187	61,8	$(186,981 \pm 0,037)$
Os	76	186	1,0	
		187	0,6	
		188	13,4	
		189	17,4	
		190	25,1	$(189,981 \pm 0,038)$
		192	42,5	$(191,981 \pm 0,038)$
Hg	80	196	0,10	
		197	0,01	
		198	9,89	
		199	16,45	
		200	29,77	$(200,016 \pm 0,020)$
		201	13,67	
		202	29,27	
		203	0,006	
		204	6,85	
Te	81	203	29,4	$(203,037 \pm 0,041)$
		205	70,6	$(205,037 \pm 0,041)$
Pb	82	203	0,04	
		204	1,50	
		205	0,03	
		206	27,75	
		207	20,20	
		208	49,55	
		209	0,85	
		210	0,08	
Bi	83	209	100	
Th	90	232	> 97	
U	92	238	> 97	

ЛИТЕРАТУРА

К главе I.

1. *Harkins and Wilson*, I. Amer. Chem. Soc. 1396, **37**, 1915.
2. *Rutherford*, Bakerian Lecture. Proc. roy. Soc. 391, **97**, 1920.
3. *Glasson*, Presence of Neutrons in a Discharge Tube. Phys. Mag. 596, **42**, 1921.
4. *Bothe und Becker*, Künstliche Erregung von Kern γ -Strahlen. ZS. f. Phys. 289, **66**, 1930.
5. *Curie et Joliot*, Emission de protons de grande vitesse les substances hydrogénés sous l'influence des rayons γ . C. R. 273, **194**, 1932.
6. *Curie et Joliot*, Effet d'absorption de rayons γ de très haute fréquence par projection de noyaux légers. C. R. 708, **194**, 1932.
7. *Webster*, Artificial Production of Nuclear Radiation. Proc. roy. Soc. 428, **136**, 1932.
8. *Becker und Bothe*, Die in Bor und Beryllium erregten γ -Strahlen. ZS. f. Phys. 421, **76**, 1932.
9. *Bothe und Becker*, Unterscheidung von Neutronen und γ -Strahlen. Naturwiss. 757, **20**, 1932.
10. *Curie et F. Joliot*, Preuves expérimentales de l'existence du neutron. Journ. d. Phys. 21, **4**, 1932.
11. *Curie et F. Joliot*, Nouvelles recherches sur l'émission des neutrons. Journ. d. Phys. 278, **4**, 1932.
12. *Curie et Joliot*, New evidence for the Neutron. Nature 57, **130**, 1932.
13. *Chadwick*, Possible Existence of a Neutron. Nature 312, **129**, 1932.
14. *Webster*, Possible Existence of a Neutron. Nature 402, **129**, 1932.
15. *Rutherford*, Origin of the γ -rays. Nature 457, **129**, 1932.
16. *Moon*, Concentration of Slow Neutrons in the Atmosphere. Nature 57 **130**, 1932.
17. *Rasetti*, Über die Anregung von Neutron in Beryllium. ZS. Phys. 165, **78**, 1932.
18. *Rasetti*, Über die Natur der durchdringenden Berylliumstrahlung. Naturw. 259, **20**, 1932; Nature 350, **20**, 1932.
19. *Kirsh und Rieder*, Wien. Ber. 501, **141**, 1932.
20. *Chadwick and Constable*, Artificial Disintegration by α -particles. Proc. roy. Soc. 48, **135**, 1932.

21. *J. Curie et F. Joliot*, Projections d'atomes par les rayons très pénétrants excités dans les noyaux légers. C. R. 876, 194, 1932.
22. *J. Curie et F. Joliot*, sur la nature du rayonnement pénétrant excité dans les noyaux légers par les particules α . C. R. 1229, 194, 1932.
23. *de Broglie, Le Prince-Ringet, Thibaud*, Sur les effets d'ionisation observés en présence des rayons du glucinium sous l'excitation des rayons α . C. R. 1037, 194, 1932.
24. *Chadwick*, The existence of a Neutron. Proc. royal. Soc. 692, 136, 1932.
25. *Auger*, Sur la projection de noyaux légers par les rayonnements ultra-pénétrants de radioactive provoquée. C. R. 877, 194, 1932.
26. *Auger*, Emission de neutrons lents pans la radioactivité provoquée du glucinium. C. R. 234, 195, 1932.
27. *Meitner und Phyllipp*, Über die Wechselwirkung zwischen Neutronen und Atomkernen. Naturwiss. 929, 20, 1932.
28. *Chadwick*, The Neutron. Proc. roy. Soc. 1, 142, 1933.
29. *Cocroft and Walton*, The Disintegration of Lithium, Boron and Carbon by Heavy Hydrogen. Proc. roy. Soc. 704, 144, 1933.
30. *Oliphant, Kensey and Rutherford*, Transformation of Li by protons and diplons. Proc. roy. Soc. 723, 141, 1933.
31. *Grosse*, Mass of the Neutron and the Constitution of Atomic Nuclei. Phys. Rev. 143, 43, 1933.
32. *Harkins*, Emission of γ -rays Excited by Neutrons and Nuclear Energy Levels. Phys. Rev. 362, 43, 1933.
33. *Kirsh und Stonek*, Über die Anregung der Neutronenemission aus Naturwiss. 62, 21, 1933.
34. *J. Curie et F. Joliot*, La complexité du proton et la masse du neutron. C. R. 237, 197, 1933.
35. *Meissner und Steiner*, Ein Versuch das Neutron in der Atmosphäre nachzuweisen. ZS. f. Phys. 1, 80, 1933.
36. *Bernardini*, Über die Anregung der Neutronen in Beryllium. ZS. f. Phys. 555, 85, 1933.
37. *Oliphant, Harteck and Rutherford*, Transmutation effects observed with Heavy Hydrogen. Proc. roy. Soc. 692, 144, 1933.
38. *Bonner*, Tonisation of Gases by Neutrons. Phys. Rev. 871, 43, 1933.
39. *Harkins, Gans and Newson*, Neutron of High Velocity and Energy Relations for Nuclear Disintegration. Phys. Rev. 584, 43, 1933.
40. *Rieder*, Sitz. Ber. Acad. Wiss. Wien 142, 109, 1933.
41. *Crane, Lauritsen and Soltan*, Production artificielle de Neutrons. C. R. 639, 197, 1933.
42. *Crane, Lauritsen and Soltan*, Nouvelle source artificielle du neutrons, C. R. 913, 197, 1933.

43. *Lawrence, Livingston and Lewis*, Nuclear Constitution of H. Phys. Rev. 56, 44, 1933.
44. *Crane, Lauritsen and Soltan*, Production of Neutrons by High Speed Deutons. Phys. Rev. 692, 44, 1933.
45. *Crane, Lauritsen and Soltan*, Production of Neutrons by million Volts He ions. Phys. Rev. 514, 44, 1933.
46. *Crane, Lauritsen and Soltan*, Production of Neutrons by High Speed He ions. Phys. Rev. 692, 44, 1933.
47. *Locher*, Neutrons from Cosmic-Ray Stösse. Phys. Rev. 779, 44 1933.
48. *Livingston, Henderson and Lawrence*, Neutrons from Deutons and the mass of Neutron. Phys. Rev. 782, 44, 1933.
49. *Livingston, Henderson and Lawrence*, Neutrons from Beryllium bombarded by ^3H . Phys. Rev. 782, 44, 1933.
50. *Crane and Lauritsen*, On the Production of Neutrons from Lithium with ^3H . Phys. Rev. 783, 44, 1933.
51. *Crane and Lauritsen*, Radioactivity from Carbon and Boron Oxide bombarded with Deutons. Phys. Rev. 345, 45, 1934; Phys. Rev. 430, 45, 1934.
52. *Crane, Lauritsen and Soltan*, Artificial Production of Neutrons. Phys. Rev. 507, 45, 1934.
53. *Lauritsen and Crane*, Transmutation of Lithiums by Deutons and its Bearings of the mass of the Neutron. Phys. Rev. 550, 45, 1934.
54. *Bonner and Mott-Smith*, Energy Distribution of the Neutron from Fluorine. Phys. Rev. 552, 45, 1934.
55. *Mott-Smith and Bonner*, Energy Distribution of the Neutron from Boron. Phys. Rev. 554, 45, 1934.
56. *J. Curie et F. Joliot*, Un nouveaux type de radioactivité. C. R. 254, 198, 1934.
57. *J. Curie et F. Joliot*, Séparation chimique des nouveaux radioéléments émetteurs d'électron positive. C. R. 559, 198, 1934.
58. *Bonner*, Emission of Neutrons from Fluorine and Beryllium. Phys. Rev. 425, 45, 1934.
59. *Ta-You-Wo*, On the energy Distribution of Neutrons from Fluorine. Phys. Rev. 846, 45, 1934.
60. *Crane and Lauritsen*, Disintegration of Beryllium by Deutons. Phys. Rev. 226, 45, 1934.
61. *Lawrence and Livingston*, Emission Protons and Neutrons from various target bombarded with tree millions Volt Deutons. Phys. Rev. 220, 45, 1934.
62. *Dunning*, Emission and Scattering of Neutrons. Phys. Rev. 588, 45, 1934.

63. *Ladenburg*, Mass of the Neutrons and the stability of Heavy Hydro. gen. Phys. Rev. 224, 45, 1934.
64. *Feenberg*, Interaction between Neutrons and the mass of the Neutron. Phys. Rev. 649, 45, 1934.
65. *Henderson, Livingston and Lawrence*, Artificial Radioactivity Produced by Deutons bombardment. Phys. Rev. 428, 45, 1934.
66. *Blau*, La methode photographique et les problèmes de desintegration artificielle des atomes. Journ. d. Phys. 61, 5, 1934.
67. *Winand*, Determination de l'energie cinetique maximum des neutrons emis par le glucinium bombarde par les rayons α du polonium. Journ. d. Phys. et Rad. 597, 5, 1934.
68. *Curie et Joliot*, Production artificielle d'elements radiactifs. Journ. d. Phys. et Rad. 153, 5, 1934.
69. *Goldhaber*, Spontaneous Emission of Neutrons by Artificially Produced Radioactive Bodies. Nature 25, 134, 1934.
70. *Fleischman*, Eine γ -Strahlung künstliche radioactiver Elemente Naturwiss. 434, 22, 1934.
71. *Emo*, Contributo sull eccitazione dei neutroni nel berillio. Nuovo Cim. 357, 11, 1934.
72. *Walke*, Spontaneous Emission of Neutrons from radioactive Isotopes Nature 215, 134, 1934.
73. *Jollo and Curie*, Artificial Production of a New Kind of Radio-Elements. Nature 201, 133, 1934.
74. *Coldsmith and Cohen*, The mass of neutrons. Phys. Rev. 850, 45, 1934.
75. *Lewis, Livingston, Henderson and Lawrence*, The mass of neutrons from disintegration of deuterons. Phys. Rev. 242, 45, 1934; Phys. Rev. 497, 45, 1934.
76. *Tuве and Hafstad*, The mass of neutrons. Phys. Rev. 659, 45, 1934.
77. *Dunning and Pegram*, Spektrum from Rn-Be. Phys. Rev. 295, 45, 1934.
78. *Denison*, Search for neutrons with β -rays. Phys. Rev. 557, 45, 1934.
79. *Chadwick and Goldhaber*, A Nuclear Photoeffct: Disintegration of the Dyplon by γ -rays. Nature 237, 134, 1934.
80. *Tackel*, Versuche mit Neutronen aus Al und Be. ZS. f. Phys. 493, 91, 1934.
81. *Eastman*, Removal of neutrons and α -particles from nuclei. Phys. Rev. 238, 46, 1934.
82. *Bleakney, Harnwell, Lozier, P. T. Smith and H. D. Smith*, Production and Identification of He of Mass Three. Phys. Rev. 81, 46, 1934.
83. *Bonner and Mott-Smith*, Energie Spektra from the disintegration, F, B and Be. Phys. Rev. 258, 46, 1934.
84. *Kurie*, The Mass of the neutron. Phys. Rev. 314, 46, 1934.

85. *Monod-Herzen*, Sur l'énergie de liaison la masse du neutron et le groupement des noyaux atomiques. C. R. 45, 199, 1934.
86. *Scillard and Chalmers*, Detection of Neutrons liberated from Beryllium by γ -rays. Nature 494, 184, 1934.
87. *Brash, Lange, Waly, Banks, Chalmers, Sellard and Hopwood*, Liberation of Neutrons from Beryllium by x-Rays. Nature 880, 184, 1934.
88. *Harkins and Gans*, The mass of Neutron. Nature 968, 184, 1934.
89. *Dee*, Disintegration of the Dyplon. Nature 564, 183, 1934.
90. *Dunning*, Amplifier Systems for the Measurements of Ionisation by Single Particles.

К главе II.

1. *P. T. Dee*, Attempts to Detect. the Interaction of Neutrons with electrons. Proc. roy. Soc. 727, 186, 1932.
2. *Feather*, The collisions of Neutrons with Nitrogen Nuclei. Proc. roy. Soc. 709, 186, 1932.
3. *Massey*, The passage of Neutrons through Matter. Nature 469, 129, 1932.
4. *Harkins, Gans and Newson*, Disintegration of Light Atomic Nuclei by the Capture of fast Neutrons. Nature 358, 132, 1932.
5. *Massey*, The passage of Neutrons through Matter. Proc. roy. Soc. 460, 188, 1932.
6. *Destouches*, Theorie de la diffusion des neutrons, coefficient d'absorption et ionisation. C. R. 1999, 194, 1932.
7. *Meltner and Phyllipp*, Über die Wechselwirkung zwischen Neutronen und Atomkernen. Naturwiss. 929, 20, 1932.
8. *M. de Broglie and Leprince-Ringet*, Absorption of Boron Neutrons by Lead. Nature 315, 130, 1932.
9. *Feather*, Artificial Disintegration by Neutrons. Nature 237, 230, 1932.
10. *Kurie*, Collisions of Neutrons with protons. Phys. Rev. 672, 43, 1933.
11. *Bonner*, Dependence of absorption of the neutrons on velocity, Phys. Rev. 235, 44, 1933.
12. *Kurie*, Nitrogen disintegration by Neutrons. Phys. Rev. 771, 43, 1933.
13. *Dunning and Pegram*, Scattering and Absorption of Neutrons. Phys. Rev. 497, 43, 1933.
14. *Harkins, Gans and Newson*, Atomic Disintegration by a Relatively Slow Neutron. Phys. Rev. 208, 43, 1933; Science 458, 77, 1933.
15. *Harkins, Gans and Newson*, The disintegration of the Nuclei of Nitrogen and Other Light atoms by Neutron. Phys. Rev., 43, 1933.
16. *Wigner*, Über die Streuung von Neutronen an Protonen, ZS. f. Phys. 253, 83, 1933.

17. *Meitner and Phyllipp*, Die bei Neutronenangerung auftretende Electonenbahnen. Naturwiss. 286, 21, 1933.
18. *Wick*, Über die Wechselwirkung zwischen Neutronen und Protonen. ZS. f. 799, 84, 1933.
19. *Solomon*, Sur la theorie de la diffusion des neutrons. C. R. 607, 196, 1933.
20. *Solomon*, Sur l'interaction entre neutrons et protons. Journ. d. Phys. 210, 4, 1933.
21. *Rabl*, The effective Neutrons Collision radius. Phys. Rev. 838, 43, 1933.
22. *Auger et Monod-Heyzen*, Sur l'emission de neutrons par l'aluminium. C. R. 1102, 196, 1933.
23. *Auger et Monod-Herzen*, Sur les chocs entre neutrons and protons. C. R. 543, 196, 1933.
24. *Harkins, Gans and Newson*, Disintegration of Fluorine Nuclei by Neutrons and the probable Formation of a new Isotope of Nitrogen (N^{16}). Phys. Rev. 945, 44, 1933; Phys. Rev. 529, 44, 1933.
25. *Feather*, Collisions of Neutrons with light Nuclei. Proc. roy. Soc. 689, 142, 1933.
26. *F. Kurie*, Collisions of Neutrons with protons. Phys. Rev. 463, 44, 1933.
27. *Harkins, Gans and Newson*, Disintegration of Neon Nuclei by Fast Neutrons. Phys. Rev. 236, 44, 1933.
28. *Dunning and Pegram*, On neutrons from Be-Rn source. Phys. Rev. 317, 44, 1933.
29. *Lea*, Combination of Proton and Neutron. Nature 24, 133, 1934.
30. *Dunning*, Emission and Scattering of Neutrons. Phys. Rev. 588, 45, 1934.
31. *Bonner*, Collisions of Neutrons with Atomic Nuclei. Phys. Rev. 601, 45, 1934.
32. *Chadwick, Feather and Davis*, Evidence for a new type of disintegration produced by neutrons. Camb. Phil. Soc. 357, 30, 1934.
33. *Massey and Mohr*, Radioactive collisions of Neutrons and Protons. Nature 211, 133, 1934.
34. *Wertenstein*, An artificial Radioelement from Nitrogen. Nature 564, 133, 1934.
35. *Fermi*, Radioactivity Induced by Neutron Bombardment. Nature 757, 133, 1934.
36. *Harkins and Gans*, Atomic Disintegration by „Non-Capture“. Nature 794, 133, 1934.
37. *Fermi*, Possible Production of Elements of Atomic Number Higher than 92, Nature 898, 133, 1934.

38. *Zyw*, Induced Radioactivity of Potassium, *Nature* 64, 134, 1934.
39. *Monod-Herzen*, Courbes relatives aux chocs entre neutrons et protons. *Journ. d. Phys.* 95, 5, 1934.
40. *Wenli Yen*, Sur la radioactivité induite par des neutrons. *C. R.* 1404, 199, 1934.
41. *E. Fermi*, Radioattività prodotta da bombardamento di neutroni. *Nuovo Cim.* 429, 11, 1934.
42. *Amaldi, E. Fermi, F. Rasetti, E. Segrè*, Nuovi radioelementi prodotti con bombardamento di neutroni. *Nuove Cim.* 442, 11, 1934.
43. *Amaldi ed E. Segrè*, Segno ed energia degli elettroni emessi da elementi attivati con neutroni. *Nuovo Cim.* 452, 11, 1934.
44. *Drigo*, Sulla radioattività provocata. *Nuovo Cim.* 483, 11, 1934.
45. *Bjerge and Westcott*, Radioactivity induced by bombardment with Neutrons of Different Energies. *Nature* 177, 134, 1934.
46. *Danysz, Rotblat, Wertenstein and Zyw*, Experiments on the Fermi Effects. *Nature* 968, 134, 1934.
47. *Ottano*, Secondary Emission from elements Bombarded with Neutrons. *Nature* 735, 134, 1934.
48. *Bjerge and Westcott*, Radioactivity Induced by Neutron bombardment. *Nature* 286, 134, 1934.
49. *Strum*, Binding energie of Neutron and the proton. *Nature* 477, 134, 1934.
50. *Meltner and Philipp*, Weitere Versuche mit Neutronen. *ZS. f. Phys.* 484, 87, 1934.
51. *Добротин*, О распределении по углам протонов, выбитых нейтронами. Докл. Акад. наук СССР. 179, 1, 1934.
52. *Meltner*, Über die Umwandlung der Elemente durch Neutronen. *Naturwiss.* 759, 22, 1934.
53. *Fermi, Amaldi*, Radioattività provocata da bombardamento di Neutroni II. *Ric. Scient.* № 11, 1934.
54. *Fermi, Amaldi*, Radioattività provocata da bombardamento di Neutroni III. *Ric. Scient.* № 11, 1934.
55. *Fermi, Amaldi*, Radioattività provocata da bombardamento di Neutroni IV. *Ric. Scient.* № 12, 1934.
56. *Fleischmann*, γ -Strahlung durch langsame Neutronen. *Naturwiss.* 839, 22, 1934.
57. *Fermi, Amaldi, Agostino, Rasetti and Segre*, Artificial radioactivity produced by neutron bombardment. *Prod. roy. Soc.* 483, 146, 1934.
58. *Kurie*, Disintegration Induced by neutrons. *Phys. Rev.* 904, 45, 1934.
59. *Lauger*, Interaction of Neutrons with Protons. *Phys. Rev.* 137, 45, 1934.
60. *Bramley*, Radioactivity induced by neutrons. *Phys. Rev.* 901, 45, 1934.

61. *Dunning and Pegram*, The scattering of neutrons by light elements. Phys. Rev. 768, 45, 1934.
62. *Nordsieck*, Theory of Neutrons collisions. Phys. Rev. 234, 46, 1934.
63. *Amaldi, Agostino, Fermi, Pontecorvo, Rasetti, Segre*, Radioattività provocata de bombardamento di neutroni VIII. Ric. Scient. 123, 6, 1935.
64. *Курчатов, Мысовский, Щепкин, Вибе*, Эффект Ферми в фосфоре. Докл. Акад. наук СССР 221, 3, 1934.
65. *Курчатов Б., Курчатов И., Щепкин и Вибе*, Эффект Ферми в алюминии. Докл. Акад. наук СССР 226, 3, 1934.
66. *Мысовский, Курчатов, Добротин, Гуревич*, Возможность расщепления ядер нейтронами с испусканием трех частиц. Доклад Акад. наук СССР 230, 3, 1934.
67. *Harkins, Gans and Newson*, Disintegration of the Nuclei of Light Atoms by Neutrons II: Neon, Fluorine, Carbon. Phys. Rev. 52, 47, 1935.
68. *Grosse and Acruss*, Gamma rays Neutrons and the Fermi Proton Effect. Phys. Rev. 93, 47, 1935.
69. *Libby and Latimer*, Absorption and Scattering of Neutrons. Phys. Rev. 193, 47, 1935.
70. *Kurie*, Disintegration of Nitrogen by Neutrons. Phys. Rev. 97, 47, 1935.
71. *Chadwick and Goldhaber*, Disintegration by Slow Neutrons. Nature 65, 185, 1925.
72. *Tutin*, Disintegration by Slow Neutrons. Nature 153, 185, 1935.
73. *Banks, Chalmers and Hoopwood*, Induced Radioactivity produced by Neutrons liberated from Heavy Water by γ -rays. Nature 99, 135, 1935.
74. *Scillard and Chalmers*, Radioactivity Induced by Neutrons. Nature 98, 135, 1935.
75. *Mc. Lehnan, Grimmer and Read*, Artificial Radioactivity produced by Neutrons. Nature 147, 135, 1935.
76. *Bjerge and Westcott*, Some Experiments of the Slowing Down of Neutrons Collisions with Hydrogen Nuclei. Proc. roy. Soc. 148, 1935.

К главе III.

1. *Iwanenko*, The Neutron Hypothesis, Nature 789, 129, 1932.
2. *Iwanenko*, The Neutron Hypothesis, Sow. Phys. 820, 1, 1932.
3. *Iwanenko*, Recalculation of Mass Defects. Nature 892, 130, 1932.
4. *Harkins*, Neutrons and nuclear structure. Phys. Rev. 914, 42, 1932.
5. *Heisenberg*, Über den Bau der Atomkerne I ZS. f. Phys. 1, 77, 1932.
- " " " " " II ZS. f. Phys. 156, 78, 1932.
- " " " " " III ZS. f. Phys. 587, 80, 1933.

6. Allen, Neutrons and protons in Atomic Nuclei. Nature 322, 132, 1933.
7. E. Majorana, Über die Kerntheorie. ZS. f. Phys. 137, 82, 1933.
8. Lande, Neutron in Nuclei I. Phys. Rev. 620, 43, 1933;
" " " " II Phys. Rev. 624, 43, 1933.
9. Heisenberg, Доклад на Сольвеевском конгрессе. 1933.
10. Gamov, Nuclear energy level. Nature 306, 181, 1933.
11. Elsasser, A Possible Property of the Positive Electron. Nature 764, 131, 1933.
12. Schüller und Westmeyer, Bemerkung zu den magnetischen Momenten der Atomkerne. Naturwiss. 674, 21, 1933.
13. Venkatesachar und Subbaraya, Neutronen und magnetische Kernmomente, ZS. f. Phys. 264, 85, 1933.
14. Wigner, The mass defect of He. Phys. Rev. 243, 43, 1933.
15. Tamm, Nuclear Magnetic moments and the properties of the Neutron Nature 380, 134, 1934.
16. Тамм и Альтшуллер, Магнитный момент нейтрона. Докл. Акад. наук СССР 455, 1, 1934.
17. Inglis and Lande, Magnetic moment of Neutrons. Phys. Rev. 842, 45, 1934.
18. Walke, On the structure of Atomic Nuclei. Phil. mag. 129, 18, 1934.
19. Schüller, Über die Darstellung der Kernmomente der Atome durch Kernvektoren. ZS. f. Phys. 323, 88, 1934.
20. Lichte-Holtgreven, Kernspin und Erhaltung des Drehimpulses bei Kernprozessen, Naturwiss. 418, 22, 1934.
21. Elsasser, Constitution des particules élémentaires et forces nucléaires C. R. 1213, 199, 1934.
22. Rabi, Kellsig and Zacharias, Neutrons magnetic moment, Phys. Rev. 163, 46, 1934.
23. Landé and Inglis, Magnetic Moment of the Neutron. Phys. Rev. 76, 46, 1934.
24. Breit, Rabi, Interpretation of value of magnetic moments. Phys. Rev. 230, 46, 1934.
25. Wick, Sulle proprietà della materia nucleare. Nuovo Cim. 227, 11, 1934.
26. Eckart, Comparison of theories of Heisenberg and Wigner. Phys. Rev. 109, 44, 1933.
27. Inglis, On Nuclear Moments. Phys. Rev. 84, 47, 1935.
28. Bethe and Pierls, Quantum theory of the dypton. Proc. roy. Soc. 146, 148, 1935.
29. Massey and Mohr, The interaction of Light Nuclei. Proc. roy. Soc. 206, 148, 1935.

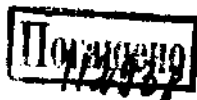
30. Landé, Nuclear Magnetic Moment and their Origin. Phys. Rev. 477, 46, 1934.
31. Курчагов, Искусственная радиоактивность и схема Ланде. Докл. Акад. наук СССР 202, 4, 1934.

К г л а в е IV.

1. Massey, Passage of Neutrons through matter, Nature 469, 129, 1932. Nature 691, 129, 1932.
2. Massey, The passage of Neutrons through matter, Proc. roy. Soc. 460, 133, 1932.
3. Sestl, Spin and statistik of the Neutron. Nature 174, 132, 1933.
4. Sen, Neutron in Quantum Mechanics Nature 518, 132, 1933.
5. Flüggé, Ein Wellenmechanisches Modell des Neutrons. ZS. f. Phys. 491, 81, 1933.
6. Wessel, Über den Electronenspin und die Theorie des Neutrons. ZS. f. Phys. 137, 82, 1933.
7. Platinteanu, Zur Theorie des Neutrons. ZS. f. Phys. 370, 84, 1933.
8. Kudar, Ein Wellenmechanisches klassisches Bild des Neutrons. ZS. f. Phys. 279, 78, 1932.
9. Platinteanu, Sur la masse du neutron. C. R. 1474, 196, 1933.
10. Furth, Einige Bemerkungen zum Problem der Neutronen und positiven Electronen. ZS. f. Phys. 294, 85, 1933.
11. Harkins, The Deuteron and the Neutron. Nature 23, 131, 1933.
12. Thon, Neutron, proton and positron. Nature 878, 131, 1933.
13. Meksyn, Neutrons. Nature 306, 131, 1933.
14. Mandel, Bemerkung zur Heisenbergschen Theorie des Atomkernes, Sow. Phys. 646, 4, 1933.
15. Morgenau, Models of electrostatic neutron. Phys. Rev. 559, 45, 1934.
16. Tamm, Exchange Forces between Neutrons and Protons and Fermi Theory. Nature 98, 133, 1934.
17. Fermi, Versuch einer Theorie der β -Strahlen. ZS. f. Phys. 161, 98, 1934.
18. Iwanenko, Interaction of Neutrons and Protons. Nature 98, 133, 1934.
19. Temple, The Quanten theory of Neutron. Proc. roy. Soc. 344, 145, 1934.
20. Morgenau, Neutron as combination of proton and electron. Phys. Rev. 107, 46, 1934.
21. Wolfe and Uhlenbeck, Spontaneous disintegration of proton or neutron. Phys. Rev. 237, 46, 1934.
22. Landé, Structure of Neutron. Phys. Rev. 334, 46, 1934.
23. Tamm, Interaction of Neutrons and Protons. Nature 1010, 134, 1934.
24. Schüller und Schmidt, Eine Bemerkung zur Theorie des Neutrons. Naturwiss. 418, 20, 1934.

Обзорные статьи.

1. *Destouches*, Etat actuel de la theorie du Neutron. Paris, 1932.
2. *Шпольский*, Проникающее излучение легких элементов и экспериментальное доказательство существования нейтронов. Успехи физ. наук, т. XII, вып. 4, стр. 404, 1932.
3. *Жолло*, Доклад на конференции по атомному ядру. Сборник „Ядро“ 1933.
4. *Бронштейн*, Успехи физ. наук, т. XIII, вып. 5, 1933.
5. *Darrow*, Contemporary Advances in Physics II. The Bell Syst. Techn. 102, 13, 1934.
6. *Darrow*, About Induced Radioactivity. Rev. Sci. Instrument 66, 5, 1934.
7. *Alocco*, Aspetti recenti del probleme del neutrone. Nuovo Cim. 245, 11, 1934.
8. *Andrade*, The New Elementary Particles. Nature 345, 134, 1934.
9. *Добротин*, Нейтрон. Успехи физ. наук, т. XIV, вып. 3, стр. 333, 1934.
10. *Гамов*, Очерк развития учения о строении ядра. Успехи физ. наук, т. XIV, вып. 4, стр. 389, 1934.
11. *Darrow*, Contemporary Advances in Physics. The Bell Syst. Techn. 391, 13, 1934.



Ответственный редактор А. Я. Лисютин.

Технический редактор Е. А. Максимова.

Корректор В. Г. Зуккау.

Сдано в набор 10 VIII 1935 г.

Подписано к печати 16/XI 1935 г.

Формат 82×111 $\frac{1}{2}$ мм.

Бум. листов 3 $\frac{1}{2}$.

Тип. зн. в 1 бум. л. 151.064.

Леггорлит № 307-2.

Тираж 3.000—звт. л. 13 $\frac{1}{2}$.

Заказ № 954.

2-я тип. ОНТИ им. Евгении Соколовой. Ленинград, пр. Кр. Командиров, 29.

0.01