

чивых ядер с атомным весом A в тысячных долях массовой единицы:

$$E_{\min}(A) = -6,65A + 14,2A^{2/3} + 0,156A^{5/3} \frac{135}{134 + A^{2/3}}. \quad (186)$$

Условие для устойчивости относительно α -распада:

$$E_{\min}(A) - E_{\min}(A - 4) > 3,35, \quad (186a)$$

потому что 3,35-тысячных массовой единицы есть избыток массы Гелиевого атома. Это дает:

$$-26,6 + 37,9A^{-1/3} + 0,625A^{2/3} \frac{135 \left(\frac{5}{3} 134 + A^{2/3} \right)}{(134 + A^{2/3})^2} > 3,35. \quad (186b)$$

Это условие выполняется для

$$A > 147, \quad (186c)$$

т. е. мы получаем практически то же условие для устойчивости относительно α -распада, что и в § 8, где мы пренебрегли поверхностным эффектом. Оценка средней кинетической энергии α -частиц, испускаемых радиоактивными ядрами, получается в результате подстановки в левую сторону (186a) среднего атомного веса радиоактивных ядер, например, 226 (радий). Тогда получается удовлетворительное согласие со средней энергией α -частиц, получающейся из опыта:

$$Q_{\alpha} = E_{\min}(226) - E_{\min}(222) - 3,35 = 3,8 \text{ MV} \quad (186d)$$

ГЛАВА VI

ДЕТАЛЬНАЯ ТЕОРИЯ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР

До сих пор мы располагаем не особенно многими определенными результатами относительно деталей строения тяжелых ядер. В этой главе мы рассмотрим лишь некоторые попытки получить теорию тяжелых ядер — те попытки, которые одновременно могут послужить исходными пунктами дальнейшего развития.

§ 31. α -частицы как составные части тяжелых ядер

В пользу допущения, что в тяжелых ядрах существуют α -частицы, были указаны следующие аргументы.

1. Массовый дефект на частицу для всех тяжелых ядер — того же порядка величины, что и для α -частицы. Другими словами, когда строится тяжелое ядро (с атомным весом между 20 и 200), большая часть энергии связи освобождается при образовании α -частиц из групп двух протонов и двух нейтронов (27 MV на α -частицу) и лишь сравнительно малая дополнительная энергия (около 7 MV на α -частицу) освобождается при образовании тяжелого ядра из α -частиц.

2. Допущение, что α -частицы являются мелкими частями ядра, может дать поэтому непосредственный метод теоретического определения энергий связи тяжелых ядер. Уже в „нулевом приближении“ энергия тяжелого ядра должна быть суммой энергий связи, образующих его α -частицы, и если можно показать, что α -частицы притягивают друг друга, то можно надеяться теоретически получить энергию связи, достаточно близкую к наблюдаемой энергии в следующем приближении. В противоположность этому, приближение Хартри, которое допускает независимое движение частиц в ядре (§ 32 и 35), не дает удовлетворительных результатов для энергий связи независимо от того, используется ли оно в грубой форме в статистическом методе (глава V) или точнее, как это описано в конце этой главы (§ 35, 36).

3. Те из легких ядер, которые можно считать состоящими исключительно из α -частиц, т. е. Be^8 , C^{12} , O^{16} , Ne^{20} и т. д., имеют более высокую энергию связи на частицу, чем любые из их соседей.

4. Радиоактивные элементы испускают α -частицы.

Однако последние два аргумента можно легко опровергнуть и, опровергая п. 3, можно получить даже веские доказательства против существования α -частиц как самостоятельных единиц в ядре.

Против п. 4. Этот аргумент не является показательным, потому что из простых рассуждений, пользующихся лишь энергиями и вероятностями, можно видеть, что α -частицы являются единственным видом частиц, которые могут испускаться из тяжелого радиоактивного ядра. Прежде всего, внутренняя энергия α -частицы гораздо ниже, чем энергия предшествующих ядер H^1 , H^2 , H^3 , He^3 . Поэтому данное ядро Z^A (Z —заряд ядра, A —атомный вес) может иметь более высокую энергию, чем ядра $(Z-2)^{A-4}$ и He^4 вместе, однако меньшую энергию, чем, например $(Z-1)^{A-3}$ и H^3 . Таким образом, оно энергетически не стабильно относительно испускания α -частицы, но устойчиво относительно испускания любой другой более легкой частицы. Понятно, ядро Z^A вообще будет энергетически неустойчивым относительно распада на $(Z-6)^{A-12}$ и C^{12} или $(Z-8)^{A-16}$ и O^{16} , если оно неустойчиво относительно α -распада. Однако здесь выступают соображения вероятностей. Почти невероятно, чтобы такая тяжелая частица, как C^{12} „прошла“ через высокий потенциальный барьер, существующий между ней и остатком ядра (глава IX), в то время как относительно легкая α -частица, обладающая сравнительно малым зарядом, может легко пройти через этот барьер.

Против п. 3. Это правило можно объяснить без допущения о существовании самостоятельных α -частиц в ядре. Существует два основных принципа, управляющих строением ядер: во-первых, подавляющая сила взаимодействия протона и нейтрона для малых атомных весов делает эти ядра наиболее устойчивыми в том случае, когда содержится одинаковое число протонов и нейтронов (§ 6); во-вторых, правило четности и нечетности (§ 10) говорит, что наиболее устойчивыми оказываются ядра, содержащие четное число нейтронов и протонов, причиной чему является

принцип Паули (§ 30) и, вероятно, дополнительная сила притяжения, действующая между одинаковыми частицами (§ 10, 18, 21). Ядра, содержащие исключительно α -частицы, подпадают под эти условия, что объясняет их исключительную устойчивость. Действительно, мы могли бы даже количественно найти разность между энергиями связей этих ядер и их соседей без допущения о существовании самостоятельных α -частиц (§ 30).

После того, как мы опровергли п. п. 4 и 3, дадим более общее соображение против существования α -частиц в ядрах. Для ядер более тяжелых, чем приблизительно 30, отпадает преимущество ядер, построенных исключительно из α -частиц. Причина этому лежит, понятно, в кулоновском отталкивании α -частиц; это отталкивание делает необходимым, чтобы тяжелые устойчивые ядра содержали несколько избыточных нейтронов в качестве „цемента“, связывающего вместе α -частицы.

Это обстоятельство само по себе ничего не говорит против существования α -частиц в ядре. Однако, как известно из опыта, энергия связи этих добавочных нейтронов, повидимому, в основном та же, что и энергия, приходящаяся на одну частицу в α -частице, т. е. от 7 до 8 MV. Если допущение об α -частице, существующей в ядре, было бы хорошим приближением, следовало бы ожидать, что все взаимодействие между α -частицами и добавочными нейтронами или между парами α -частиц должно быть мало по сравнению с внутренней энергией связи α -частицы. Энергия связи в 8 MV на добавочный нейтрон должна соответствовать большому возмущению α -частиц, так что становится весьма сомнительным, в какой степени можно говорить вообще об их существовании в ядрах. Это справедливо по меньшей мере для всех ядер, которые содержат большое число избыточных нейтронов.

Другой аргумент, говорящий против существования α -частиц, может быть получен из попытки Гейзенберга вычислить взаимодействие между двумя α -частицами. По аналогии с химическим взаимодействием это взаимодействие состоит из двух частей — обменного взаимодействия и взаимодействия Ван-дер-Ваальса. Обменное взаимодействие получается путем усреднения взаимной потенциальной энергии всех отдельных частиц по волновой функции невозмущенной системы (молекулы или α -частицы), причем принимается в расчет принцип Паули. Взаимодействие Ван-дер-Ваальса связано с взаимной поляризацией двух взаимодействующих систем. α -частица представляет систему с замкнутой оболочкой, аналогичную атомам редких газов в химии [т. е. протоны и нейтроны в α -частице занимают все места с наиболее низким квантовым состоянием (1_s)]. Следовательно, обменное взаимодействие между двумя α -частицами или между α -частицей и элементарной частицей должно вести к отталкиванию также, как между атомом редкого газа и атомом другого вещества. Причина лежит в том, что волновая функция должна быть антисимметричной относительно обмена нейтрона и протона в α -частице и в системе, взаимодействующей с ней (в согласии с прин-

ципом Паули). Это вводит узлы в волновую функцию, повышающую общую энергию. Силы Ван-дер-Ваальса всегда являются силами притяжения.

В теории молекул сила отталкивания гораздо больше сил Ван-дер-Ваальса на малых расстояниях, что делает молекулы практически непроницаемыми друг для друга. С другой стороны, силы Ван-дер-Ваальса распространяются на гораздо большие расстояния. Действительно, обменные силы существуют только в том случае, если волновые функции двух взаимодействующих молекул перекрывают друг друга, в то время как для наличия сил Ван-дер-Ваальса этого условия не требуется. Обменные силы между молекулами поэтому спадают экспоненциально с увеличением расстояния между молекулами, в то время как силы Ван-дер-Ваальса зависят от некоторой степени r , обычно r^{-6} . Причина этому малому уменьшению сил Ван-дер-Ваальса лежит в очень медленном спадании силы между отдельными электронами, $\sim \frac{e^2}{r}$.

В случае ядер силы между элементарными частицами спадают очень быстро. Поэтому следует ожидать, что силы Ван-дер-Ваальса должны обладать лишь слегка большей областью действия, чем обменные силы. Грубо говоря, можно ожидать, что область действия обменных сил между двумя α -частицами приблизительно равна диаметру α -частицы, в то время как силы Ван-дер-Ваальса должны распространяться приблизительно на такое же расстояние плюс область действия сил между нейтроном и протоном. Так как последняя безусловно не больше, а, вероятно, даже значительно *меньше*, чем диаметр α -частицы, разница не может быть большой.

Таким образом, мы получаем потенциал взаимодействия между двумя α -частицами, имеющий следующие характерные черты. На малых расстояниях имеет место сильное отталкивание, на больших расстояниях — несколько более слабое притяжение и затем на больших расстояниях — кулоновское отталкивание. Такой вид потенциала, повидимому, качественно согласуется с рассеянием α -частиц α -частицами (глава X).

Гейзенберг вычислил взаимодействие между двумя α -частицами, допуская между нейтроном и протоном потенциал $Ve^{-\frac{r}{a}}$ и считая несуществующими силы между одинаковыми частицами. Для каждой α -частицы он принял волновую функцию в форме (117а). Результат вычисления Гейзенберга оказался очень неожиданным — обменная сила действует только в том случае, если две α -частицы совпадают точно друг с другом⁽¹⁾, и силы Ван-дер-

(1) Гейзенберг принимает, что центры тяжести α -частиц не локализованы точно. Взаимодействие между двумя α -частицами на заданном расстоянии s получается из его формул (14), (15), (17) полагая η равным бесконечности. При этом обменное взаимодействие (15) обращается в δ -функцию Дирака, и взаимодействие Ван-дер-Ваальса пропорционально $e^{-\frac{2r^2}{a^2}}$.

Ваальса обладают такой же областью действия, как силы между нейтроном и протоном. Не совсем ясно, вызван ли этот странный результат частным видом потенциала и волновой функции (функции Гаусса!) или же он обусловлен сделанными Гейзенбергом пренебрежениями. Чтобы выяснить это, необходимы дальнейшие вычисления.

Однако из вычислений Гейзенберга достоверно, по меньшей мере, что оба вида взаимодействия — обменное и Ван-дер-Ваальса — оказываются одного порядка величины с энергией связи α -частицы, когда две α -частицы находятся вблизи друг от друга. Это опять, повидимому, является серьезным возражением против существования α -частиц в ядре.

Можно задать вопрос, почему энергия связи между α -частицами так мала, если велики действующие между ними силы. Причина, повидимому, заключается в том, что область действия притяжения между ними мала.

Следует заметить, что этот частный вид взаимодействия между двумя α -частицами в зависимости от их расстояния привел бы к очень простой структуре ядра, построенного из α -частиц, если предположить, что устройство ядра из α -частицы имеет смысл; две соседних α -частицы в ядре обладали бы взаимным расстоянием, спадающим в пределах действия потенциала, т. е. находились бы на очень близких расстояниях. Это значит, что строение ядер, содержащих исключительно α -частицы, можно было бы рассматривать с чисто геометрической точки зрения — три α -частицы C^{12} образовали бы треугольник с равными сторонами, четыре α -частицы O^{16} — тетраэдр и т. д. Энергия связи (энергия ядер в сравнении с энергией соответствующего числа свободных α -частиц) была бы тогда в первом приближении пропорциональна числу пар соседних α -частиц, равному: 1 — для Be^8 , 3 — для C^{12} , 6 — для O^{16} (тетраэдра) и на 3 больше для каждой добавочной α -частицы. Экспериментально масса Be^8 почти точно равна массе двух α -частиц; таким образом, взаимное притяжение двух частиц недостаточно, чтобы преодолеть кинетическую энергию, связанную с их относительным движением; положение здесь такое же, как в случае дейтерона (см. Месси и Мор, M10). Энергия связи следующей α -частицы равна 0,0067 массовых единиц (масса $\text{Be}^8 = 8,0070$, $\text{He}^4 = 4,0034$, $\text{C}^{12} = 12,0037$, энергия связи $\text{Be}^8 + \text{He}^4 = \text{C}^{12}$), следующих 0,0071 массовых единицы ($\text{C}^{12} + \text{He}^4 = \text{O}^{16}$). Из нашего простого представления мы должны были бы ожидать, что энергия связи четвертой α -частицы (O^{16}) должна быть приблизительно на 50% больше, чем энергия связи третьей, потому что образуется три новых „связи“, когда добавляется третья α -частица, и только две — когда добавляется четвертая α -частица. С другой стороны, повидимому, верно, что добавочная энергия остальных α -частиц приблизительно равна энергии четвертой α -частицы, что согласуется с нашими ожиданиями.

Резюмируя, мы можем сказать, что в настоящее время нельзя окончательно решить, насколько правильно считать ядро состоящим из α -частиц. Конечно, это утверждение нельзя понимать буквально, и α -частицы испытывают существенные деформации (поляризация) внутри ядер. С другой стороны, приближение, допускающее независимое движение элементарных частиц в ядре (приближение Хартри), также, безусловно, неверно. Оно должно быть дополнено введением корреляции между частицами (конец § 36). Такие корреляции приближают к картине устройства ядра из α -частиц. Повидимому, истина лежит между этими двумя крайними представлениями, как отметил Гейзенберг. Нам кажется однако, что приближение Хартри можно будет сделать более совершенным.

§ 32. Квантовые состояния отдельных частиц („оболочки“ нейтронов и протонов)

(H10, B9, E3, G13)

Другим крайним допущением является предположение о независимом существовании в ядрах отдельных протонов и нейтронов. Это допущение, конечно, не может быть использовано для вычисления ядерных энергий (§ 35), однако оно может послужить базой для установления периодичности в структуре ядер, для которой существует достаточно опытных данных (§§ 33, 34). Допущение об отдельных частицах в ядре, повидимому, открывает также возможность развития в будущем рациональной теории ядерных спинов (§ 36).

Образ действия при схеме построения ядра из отдельных частиц очень прост. Прежде всего предполагается некоторый „вспомогательный потенциал“, действующий на каждый протон и нейтрон (этот вспомогательный потенциал может быть разным для протонов и нейтронов вследствие электростатического отталкивания протонов). Мы вычисляем волновые функции отдельных частиц, движущихся в таком поле. Затем строим полную кинетическую и потенциальную энергию ядра из волновых функций с помощью (144) и (146).

В приближении нулевого порядка энергия ядра равна сумме собственных энергий отдельных частиц, движущихся в усредненном поле, если предположить, что последнее может быть соответствующим образом выбрано. Это нулевое приближение и будет рассмотрено в настоящем параграфе. Оно приводит к предположению о периодичности в свойствах ядер. В следующих двух параграфах мы рассмотрим относящийся к периодичности экспериментальный материал. В §§ 35 и 36 мы затем проследим первое приближение, в котором энергия ядра вычисляется как среднее кинетической и потенциальной энергий, усредненное по волновой функции ядра. Мы покажем также возможную роль второго приближения (§ 36).

В нулевом приближении необходимо знать лишь волновые функции отдельных частиц, движущихся в вспомогательном поле. Первый вопрос поэтому заключается в правильном выборе поля. Непосредственно напрашивается потенциал в форме простой потенциальной ямы; потенциал тогда считается равным — U_0 внутри сферы радиуса R (радиус ядра) и равным нулю вне этой сферы. Такой потенциал может достаточно точно представить действительное положение дел, так как мы знаем, что плотность вещества практически постоянна внутри ядра. Таким образом, потенциальная энергия одной частицы внутри ядра также должна быть практически постоянной⁽¹⁾. Еще лучшее прибли-

(¹) В этом параграфе мы принимаем *точные* решения уравнения Шредингера в потенциальной яме с шаровой симметрией. Результат существенно отличается от результата статистического метода, в котором собственные функции аппроксимированы плоскими волнами (гл. V).

жение можно получить, если считать потенциал спадающим постепенно к нулю на краях ядра, но такое уточнение едва ли ценно. Только для легких ядер простая потенциальная яма оказывается неудовлетворительной вследствие наличия „поверхностного слоя“ (§ 29), в котором потенциал постепенно спадает до нуля, потому что толщина поверхностного слоя в этом случае одного порядка с радиусом ядра. Поэтому все же мы выберем потенциальную яму в виде, например, осцилляторного потенциала (Н10):

$$U = -U_0 + \frac{1}{2} Cr^2 = -U_0 + \frac{1}{2} M\omega^2 r^2, \quad (187)$$

где ω — частота „классического осциллятора“ массы M движущегося в поле U . Осцилляторный потенциал имеет добавочное преимущество, так как ему соответствуют очень простые волновые функции (функции Эрмита).

(а) Рассмотрим прежде всего квантовые состояния отдельных частиц в поле потенциала осциллятора (187). Квантовое состояние можно описать тремя квантовыми числами n_1, n_2, n_3 , которые связаны с энергией колебания по осям x, y, z соответственно.

Полная энергия частицы равна:

$$E = -U_0 + h'\omega \left(N + \frac{1}{2} \right), \quad (187a)$$

где

$$N = n_1 + n_2 + n_3 + 1. \quad (187b)$$

Волновая функция состояния n_1, n_2, n_3 равна:

$$\psi = e^{-1/2\rho^2} (x^{n_1} + \dots)(y^{n_2} + \dots)(z^{n_3} + \dots), \quad (187c)$$

где

$$\rho^2 = \frac{M\omega r^2}{h^2}, \quad (187d)$$

причем точки обозначают более низкие степени x, y, z соответственно. Чтобы сравнить результаты, получающиеся для потенциала осциллятора с результатами, получающимися для других центральных полей, например, для простой потенциальной ямы, волновую функцию надо написать как произведение функции r на шаровую функцию. Это всегда можно сделать путем соответствующего подбора линейной комбинации волновых функций (187 c), например, мы имеем:

$$N = 1, \quad \psi = \psi_{000} = e^{-1/2\rho^2}, \quad l = 0, \text{ 1s-уровень};$$

$$N = 2, \quad \psi = \psi_{001} = e^{-1/2\rho^2} \rho \cos \theta, \quad l = 1, \text{ 2p-уровень}$$

и две аналогичных функции ψ_{010} и ψ_{100} ,

$$N = 3, \quad \psi_1 = \psi_{200} + \psi_{020} + \psi_{002} = e^{-1/2\rho^2} \left(\rho^2 - \frac{3}{2} \right), \quad l = 0, \text{ 2s-уровень},$$

$$\psi_2 = \psi_{002} - \frac{1}{2}(\psi_{200} + \psi_{020}) = e^{-1/2\rho^2} \rho^2 \left(\frac{3}{2} \cos^2 \theta - \frac{1}{2} \right), \quad \left. \begin{array}{l} l = 2, \text{ 3d-уровень} \\ \text{вень} \end{array} \right\}$$

$$\psi_3 = \psi_{110} = e^{-1/2\rho^2} \rho^2 \sin^2 \theta \cdot \sin 2\varphi$$

и аналогичные им функции ψ_{011}, ψ_{101} и $\psi_{200} - \psi_{020}$,

$N=4$; $\psi_{003} + \psi_{201} + \psi_{021} = e^{-1/2 \rho^2} (\rho^3 - \frac{5}{2} \rho) \cos \theta$, $l=1$, 3*p*-уровень
и две аналогичных им функции,

$\psi_{003} - \frac{3}{2}(\psi_{201} + \psi_{021}) = e^{-1/2 \rho^2} \rho^3 (\frac{5}{2} \cos^3 \theta - \frac{3}{2} \cos \theta)$, $l=3$, 4*f*-уровень
и шесть аналогичных функций.

Прежде всего, мы видим, что осцилляторные уровни с четным N соответствуют нечетным азимутальным квантовым числам l , потому что волновые функции являются нечетными функциями координат x, y, z и наоборот. Существует большее вырождение уровней — второй s -уровень совпадает с первым d -уровнем и т. д. Уровни различаются путем обычных спектроскопических знаков; наиболее низкому уровню с азимутальным квантовым числом l соответствует главное квантовое число $n=l+1$, если обозначать последовательные уровни с одним и тем же l последовательными значениями n . При этом $n-1$ есть полное число узлов волновой функции, радиальных и угловых вместе (1).

Общая связь между главным квантовым числом n в сферических координатах, азимутальным квантовым числом l и „квантовым числом энергии“ N есть:

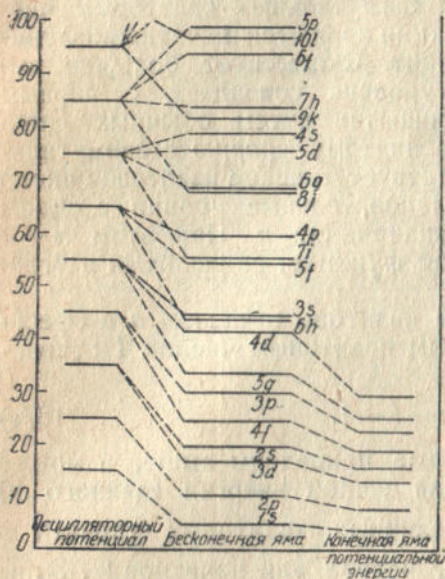
$$N = 2n - l - 1. \quad (187e)$$

Это вытекает из примеров, которые приведены выше, и может быть доказано в общем виде. Для данной энергии (данного N) мы имеем $\frac{1}{2}N$ или $\frac{1}{2}(N+1)$ различных квантовых уровней в схеме nl , в зависимости от того, четное или нечетное N . Этим уровням соответствуют азимутальные квантовые числа $l=N-1, N-3, N-5$ и т. д. и главные квантовые числа $n=N, N-1, N-2$ соответственно. Полный статистический вес энергетического уровня N равен $N(N+1)$, если принять в расчет спин (множитель 2 в статистическом весе). Таким образом, веса уровней $N=1, 2, 3, 4, 5, 6, 7$ равны 2, 6, 12, 20, 30, 42, 56 соответственно. Полное число квантовых состояний, для которых N меньше или равно N_0 , равно 2, 8, 20, 40, 70, 112, 168, для N_0 — от единицы до 7.

(b) Если мы примем в качестве потенциала простую потенциальную яму, волновыми функциями будут шаровые функции, помноженные на функции Бесселя порядка $l + \frac{1}{2}$ от радиуса, где l есть порядок шаровой функции (азимутальное квантовое число). Если стены ямы бесконечно высоки, Бесселевы функции должны пропадать при $r=R$ (радиус ядра). Если высота стен конечна, это условие на границе должно заменяться более сложным, содержащим волновую функцию и ее производную.

(1) В теоретических работах по физике ядра наиболее низкому уровню с любым l приписывается главное квантовое число 1. Этот выбор неудачен, если иметь в виду аналогию с атомной спектроскопией.

Порядок энергетических уровней был разработан Эльзассером (E3) для бесконечно высоких стен и Моргенау (M7) для конечных стен определенной высоты. Последовательность энергетических уровней в обоих случаях совпадает с последовательностью уровней при потенциале осциллятора, но „случайное вырождение“ уровней с различными l и одним N , которое имеет место при потенциале осциллятора, конечно, отпадает. Уровень осциллятора N расщепляется



Фиг. 8. Энергетические уровни в осцилляторном потенциале, потенциальной яме бесконечной глубины и яме с конечной высотой стен

Уровни для ямы бесконечной глубины нанесены в масштабе

энергии; под каждым уровнем дано число квантовых состояний (n_i). В третьей строке приведены n_i для уровней приблизительно одинаковой энергии (N_i); в последней строке даны N_i всех уровней. Данные последней строки (S_i) представляют поэтому число нейтронов (или протонов), для которых мы должны ожидать заполнения оболочки (или группы оболочек) приблизительно одинаковой энергии).

В зависимости от заполнения оболочки мы должны ожидать ядра большей или меньшей устойчивости. Когда начинается новая оболочка, энергия связи вновь добавляемых частиц должна быть меньше энергий связи предыдущих частиц, заполнивших оболочку. Мы должны, таким образом, ожидать, что 3-й, 9-й, 21-й и т. д. нейтрон или протон связаны слабее, чем 2-й, 8-й, 20-й.

на уровни с данным l и n таким образом, что уровень с наибольшим l лежит ниже всех. Расположение уровней показано на фиг. 8 для потенциала осциллятора потенциальной ямы с бесконечно высокими стенами и потенциальной ямы с конечными стенами, достаточными для того, чтобы вместить 58 частиц (этот случай рассмотрен Моргенау). На фиг.

8 даны все уровни ниже $\frac{100 h^{12}}{MR^2}$

в потенциальной яме радиуса R с бесконечно высокими стенами. Эти уровни приведены также в таблице X. Согласно нашей схеме мы должны были бы ожидать последовательного заполнения квантовых состояний нейтронами и протонами. Первые два нейтрона (или протона) помещаются на оболочке 1s, следующие шесть — на оболочке 2p и т. д. Уровни собраны в таблице XI в порядке

Таблица X

Энергетические уровни потенциальной ямы с бесконечно высокими стенами
(Энергия в единицах $\frac{\hbar^2}{MR^2}$, где R — радиус ямы)

l	Уровень с азимутальным квантовым числом l								1-й уровень		
	1-й		2-й		3-й		4-й		l	Обозна- чение	Энергия
	Обозна- чение	Энергия	Обозна- чение	Энергия	Обозна- чение	Энергия	Обозна- чение	Энергия			
0	1s	4,93	2s	19,74	3s	44,42	4s	78,96	6	7i	55,27
1	2p	10,12	3p	29,85	4p	59,45	5p	98,92	7	8j	67,98
2	3d	16,61	4d	41,35	5d	75,96	—	—	8	9k	81,79
3	4f	24,40	5f	54,25	6f	93,83	—	—	9	10l	96,74
4	5g	33,51	6g	68,49	—	—	—	—	—	—	—
5	6h	43,76	7h	83,98	—	—	—	—	—	—	—

Таблица XI

Последовательное заполнение оболочек, нейтронов
(или протонов) в потенциальной яме с бесконечно
высокими стенами

Оболочка	1s	2p	3d	2s	4f	3p	5g	4d	6h	3s	5f	7i	4p	8j	6g
n_i	2	6	10	2	14	6	18	10	22	2	14	26	6	30	18
N_i	2	6	12		14	6	18	34		40		6	48		
$S_i = \sum_{k=1}^i N_k$	2	8	20	34	40	58	92	132	138	186					

§ 33. Данные о периодичности, получающиеся из энергии ядер

В предыдущем параграфе мы видели, что представление об отдельных квантовых состояниях элементарных частиц приводит к особой устойчивости ядер, содержащих 2, 8 и 20 нейтронов (или протонов), потому что эти числа нейтронов или протонов как раз соответствуют заполнению оболочек 1s, 2p и (3d + 2s). Первое указанное число (2 нейтрона, 2 протона) соответствует α -частице, устойчивость которой хорошо известна, но не может быть использована в качестве доказательства нашей схемы, потому что она вытекает из любого приближения. Последнее число (20 нейтронов, 20 протонов) приводит к ядру Ca^{40} . К сожалению, при таких высоких атомных весах нельзя получить точных данных о массах ядер, так что непосредственной проверки устойчивости Ca^{40} нельзя произвести. Несколько косвенных данных приведены в § 34. Остается ядро, содержащее 8 нейтронов и 8 протонов, т. е. ядро O^{16} , на котором можно проверить гипотезу о ядерных оболочках при помощи энергии ядер. Повидимому, действительно существуют данные для особой устойчивости

Массы аналогичных легких ядер

(а) Ядро, получающееся при добавлении к стандартному ядру:

Стандартное ядро	1-го нейтрона	1-го протона	2-х нейтронов	1-го нейтрона и 1-го протона	2-х нейтронов и 1-го протона
He ⁴ = 4,0034	He ⁵ > 5,013 J	(Li ⁶)	(He ⁶)	Li ⁶ = 6,0161	Li ⁷ = 7,0170
Be ⁸ = 8,0070	Be ⁹ = 9,0139	B ⁹ = 9,0155F	Be ¹⁰ = 10,0154	B ¹⁰ = 10,0152	B ¹¹ = 11,0117
C ¹² = 12,0037	C ¹³ = 13,0069	N ¹³ = 13,0100	C ¹⁴ = 14,0077E	N ¹⁴ = 14,0076	N ¹⁵ = 15,0053
O ¹⁶ = 16,0000	O ¹⁷ = 17,0040	F ¹⁷ = 17,0078	O ¹⁸ = 18,0065H	F ¹⁸ > 18,0065	F ¹⁹ = 19,0040
Ne ²⁰ = 19,9994G	Ne ²¹ = 20,999 J	(Na ²¹)	Ne ²² = 21,9977	Na ²² = 21,9996F	Na ²³ = 22,9980E

(б) Увеличение массы в связи с добавлением к стандартному ядру:

Стандартное ядро	1-го нейтрона	1-го протона	2-х нейтронов	1-го нейтрона и 1-го протона	2-х нейтронов и 1-го протона	α-частицы
He ⁴	1,009D	—	—	2,0127A	3,0136A	4,0036A
Be ⁸	1,0069A	1,0085C	2,0084B	2,0082A	3,0047A	3,9967A
C ¹²	1,0032A	1,0063B	2,0040B	2,0039A	3,0016A	3,9963A
O ¹⁶	1,0040A	1,0078C	2,0065C	> 2,0065C	3,0040A	3,9994C
Ne ²⁰	1,000D	—	1,998C	2,000D	2,999C	3,995D

Объяснение обозначений, использованных в таблице XII. *A, B, C, D* обозначают убывающую степень достоверности приведенных величин. Данные, обозначенные *A*, получены на основании надежных ядерных превращений, *B* — на основании превращений, истолкование которых не вполне достоверно. *C* обозначает, что по меньшей мере одна из использованных масс получена на основании масс-спектроскопических данных, или на основании анализа полосатых спектров, или на основании данных о β -распаде при не точно известной верхней границе энергии электронов. *D* — данные основаны на оценках. *E, F, G, H, J* относятся к различным способам получения масс ядер: *E* — преобразование, интерпретация которого вполне достоверна. *F* — β -распад с не точно известной верхней границей, *G* — масс-спектроскопические данные, *H* — полосатые спектры, *J* — оценка по аналогичным ядрам. Массы без букв в первой таблице хорошо обоснованы данными о ядерных преобразованиях.

Специальные замечания. Ne^5 оценен по Аткинсону (АБ) сравнением с аналогичными ядрами. C^{14} получена на основании реакции $\text{N}^{14} + \text{медленные нейтроны} = \text{C}^{14} + \text{протон}$, Na^{23} — из реакции $\text{Ne}^{20} + \text{Ne}^4 = \text{Na}^{23} + \text{H}^1$. Последняя реакция несколько недостоверна, во-первых, потому, что измерения очень стары, во-вторых, потому, что Ne состоит из трех изотопов и не известно, из какого изотопа образуются наблюдаемые протоны. Но Ne^{20} — основной изотоп и есть основания думать, что протоны с наибольшим пробегом получаются из него, а не из Ne^{21} или Ne^{22} . Масса Ne^{20} сама получается в предположении, что отношение масс Ne^{20} и Ne^{22} , определенное масс-спектрографически Бейнбриджем, верно. Масса Ne^{21} оценена в предположении, что разность $\text{Ne}^{21} - \text{Ne}^{20}$ примерно на 0,001 массовой единицы больше, чем $\text{Ne}^{22} - \text{Ne}^{21}$, по аналогии с $\text{O}^{16}, \text{O}^{17}, \text{O}^{18}$ и $\text{C}^{12}, \text{C}^{13}, \text{C}^{14}$. Детально определению масс ядер посвящена глава XVII, часть II.

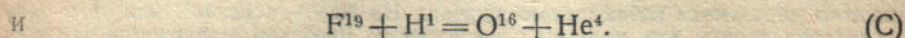
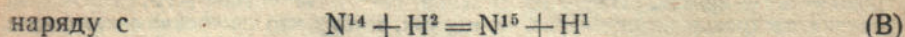
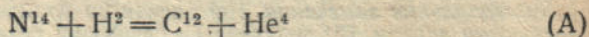
Пример вычисления. Увеличение массы, получающееся при добавлении одного нейтрона и одного протона к C^{12} , равно массе N^{14} , т. е. массе ядра, образующегося при таком добавлении, минус масса C^{12} . Таким образом, увеличение равно $14,0076 - 12,0037 = 2,0039$.

ядра O^{16} , говорящие, таким образом, в пользу приближения отдельных частиц.

Чтобы освободиться от других отклонений энергии связи, сравним аналогичные ядра $\text{He}^4, \text{Be}^8, \text{C}^{12}, \text{O}^{16}, \text{N}^{20}$ и т. д., которые можно все рассматривать как состоящие исключительно из α -частиц и ядра, получающиеся при добавлении нейтронов и протонов к этим „стандартным“ ядрам. В таблице XII даны массы аналогичных ядер [часть (а)] и увеличение массы, связанное с добавлением одной или большего числа частиц к стандартным ядрам [часть (б)].

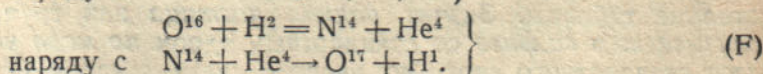
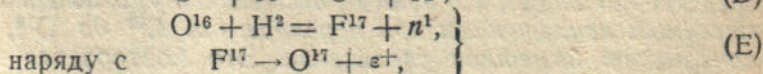
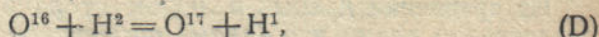
Из сравнения данных в любом столбце таблицы XIIb непосредственно видно, что *данные постепенно уменьшаются, с единственным исключением при переходе от C^{12} до O^{16} , который показывает заметное увеличение.* Это повторяется в каждом столбце таблицы. Значит *данная частица или группа частиц связывается сильнее со стандартным ядром по мере увеличения веса стандартного ядра, но энергия связи с ядром O^{16} меньше, чем с ядром C^{12} .* Этого как раз и следовало бы ожидать, если в ядре O^{16} заканчивается построение оболочки нейтронов и протонов. *Все частицы, добавляемые к O^{16} , должны попасть на следующую внешнюю оболочку (3d) и должны поэтому связываться слабее, чем предыдущие частицы.* Факт уменьшения энергии связи от C^{12} до O^{16} при добавлении частицы к стандартному ядру является сильным подтверждением представления о ядерных оболочках.

Стоит остановиться на надежности данных, приведенных в таблице XII. Наиболее достоверные данные относятся к добавлению двух нейтронов и одного протона к стандартному ядру. Общее стремление к спаданию, связанному с добавлением, вполне достоверно. Возрастание от C^{12} до O^{16} зависит от разности масс $N^{15}-C^{12}$ и $F^{19}-O^{16}$. Эти разности очень хорошо известны из данных о преобразованиях и, если в них есть какая-либо ошибка, она должна быть в сторону, что $N^{15}-C^{12}$ в действительности меньше или $F^{19}-O^{16}$ в действительности больше, чем приведено в нашей таблице. Разности масс основаны на реакциях (L4, L5):



Очень невероятно, чтобы с реакцией (A) было связано γ -излучение. С другой стороны, C^{12} вероятно не имеет возбужденных состояний с энергией, отстоящей меньше, чем 5 MV от основного состояния (¹). С другой стороны, допущение о том, что α -частицы, наблюдающиеся при реакции (A), связаны с γ -излучением с энергией 5,5 MV привело бы к резкому несоответствию в целом ряде других ядерных преобразований и масс спектроскопических данных. Таким образом, испускание γ -лучей, если оно вообще существует, возможно только в процессах (B) и (C). В случае (B) это понизило бы массу N^{15} , в случае (C) повысило бы массу F^{19} . Данные таблицы XII поэтому являются верхним пределом для $N^{15}-C^{12}$ и нижним пределом для $F^{19}-O^{16}$, что делает наше заключение справедливым.

Следующая графа таблицы XII относится к добавлению одного нейтрона. Здесь положение аналогично с имевшим место в предыдущем случае. Существенные разности масс $C^{13}-C^{12}$ и $O^{17}-O^{16}$. Из них последняя выводится независимо из трех различных реакций (C9, № 2):



Все три данные совпадают при пользовании результатами Гакселя во второй реакции. Поэтому почти невероятно, что эти данные могут изменить какое-либо γ -излучение, так как весьма неправдоподобно, что все три реакции — (D), (E), (F) — приводят

(¹) Более низкие возбужденные состояния не наблюдались. Теоретически также очень невероятно, чтобы ядро с такой большой энергией связи, как у C^{12} , обладало низко лежащими возбужденными состояниями (ср. возбужденные состояния α -частицы, § 23).

к одному возбужденному состоянию O^{17} [реакция (D) была использована для действительного определения разности масс].

Разность $C^{13} - C^{12}$ может быть получена двумя путями (C9, C10, T10):

$$C^{12} + H^2 = C^{13} + H^1, \quad (G)$$

$$\left. \begin{aligned} C^{12} + H^2 &= N^{13} + n^1 \\ N^{13} &\rightarrow C^{13} + \epsilon^+ \end{aligned} \right\} \quad (H)$$

наряду с

(G) приводит к данным, приведенным в таблице, если предположить, что не существует γ -лучей. (H) приводит к величине примерно на 1 MV меньшей для разности $C^{13} - C^{12}$, что показывает, что с протонной группой может быть связано испускание γ -лучей с энергией 1 MV. Это опять является лучшим подтверждением, чем это следует непосредственно из величин таблицы XII.

Следовательно, можно с достоверностью сказать, что заполнение оболочки нейтронов и протонов в O^{16} оправдывается всеми данными о ядерных массах.

§ 34. Периодичности в изотопах (M11, E3, G13, G3)

Если все изотопы, найденные в природе, нанести на диаграмму, указывающую зависимость изотопического номера $I = N - 2Z$ от атомного веса A (фиг. 2), оказывается, что максимум изотопического числа I не возрастает равномерно с увеличением A , но „воздерживается от возрастания“ до некоторого значения A , и затем мгновенно возрастает на несколько единиц. Бартлен (B9) первый предположил связь между этими неравномерностями и оболочками нейтронов и протонов, указанными в предыдущем параграфе, а Эльзассер (E3) и Гугенхаймер (G13) разработали некоторые детали.

Прежде чем рассматривать экспериментальные данные, необходимо предостеречь от слишком буквального понимания слова „оболочка“ нейтронов и протонов. Это очень часто делалось прежде, в результате чего дискредитируется все представление об оболочках нейтронов и протонов.

Прежде всего, представление о квантовых состояниях двух отдельных частиц следует рассматривать только как нулевое приближение, которое должно быть дополнено следующим приближением или даже двумя следующими (§ 36). Это обстоятельство само по себе указывает, что эффекты, связанные с образованием оболочек, не могут быть особенно четкими, и следует ожидать, что они должны быть тем менее четкими, чем больше число ядерных частиц. Поэтому кажущееся отклонение от простого строения оболочек обязательно должно сопровождать наши грубые приближения. Эти отклонения никаким образом не подтверждают допущения, что в ядрах находятся отрицательные протоны. В настоящее время нет ни одного разумного доказательства для существования отрицательных протонов в ядрах.

Наоборот, существуют резкие возражения против такого допущения.

Во-вторых, следует иметь в виду, что заполнение отдельных квантовых состояний не являются единственной вещью, определяющей энергию ядер. Действительно, на стабильность ядер оказывают больше влияния различные другие факторы, а именно:

(а) общий ход изотопического числа в зависимости от заряда ядра (§ 8);

(б) правило четности или нечетности, т. е. правило, говорящее о том, что не существует устойчивости ядер с нечетным зарядом, превышающим 7, и четным атомным весом (§ 10) и что ядра являются наиболее устойчивыми, если они содержат четное число нейтронов и четное число протонов;

(с) правило изобар, устанавливающее, что почти не существует пар соседних изобар (§ 43);

(д) общее стремление среднего числа изотопов на элемент возражать от малых к средним атомным весам (см. конец § 10) и уменьшаться снова к наиболее тяжелым элементам (вследствие неустойчивости относительно α -распада).

В-третьих, всегда должна проявляться особая осторожность при выводах относительно существования или несуществования изотопов, потому что могут существовать не открытые редкие изотопы и, с другой стороны, среди существующих изотопов некоторые сомнительны (см. Mattauoh, M11).

Рассмотрим теперь экспериментальный материал.

(а) *Ядра с нечетным атомным весом.* Эти ядра наиболее подходят для открытия неоднородностей при увеличении изотопического номера. Они более подходят, чем ядра с четным весом, потому что вообще существует только одно устойчивое ядро для данного нечетного атомного веса, так что мы можем указать определенное изобарное число $I = A - 2Z$ для любого значения A . Кроме того не существует теоретических соображений для того, чтобы предпочесть четное или нечетное значение заряда этих ядер и, повидимому, такого предпочтения не следует делать и на основании опытных материалов.

В таблице XIII для каждого изотопного числа от 1 до 43 указаны ядра с максимальным атомным весом для данного I . Графа 2 дает химический символ ядра, графа 3 — его атомный вес $A(I)$. В графе 4 приведен вычисленный атомный вес $A_0(I+1)$, который соответствовал бы изотопическому номеру $(I+1)$ согласно формуле (18b). Если увеличение изотопического номера было бы вполне закономерно, мы должны были бы ожидать, что для всех ядер с нечетным атомным весом меньше A_0 изотопный номер должен был бы равняться I и для всех ядер с нечетным весом больше A_0 должен бы равняться $I+2$. Поэтому большинство нечетных номеров, меньших чем A_0 , скажем (A_0) , должно было бы относиться к тяжелым ядрам с изотопным номером I . Разность $\delta A = A(I) - (A_0)$ (графа 5) определяет отклонение от изотопной схемы: положительное значение δA указывает на относительно слишком большое количество протонов, отрицательное значение — на относительно слишком большое количество нейтронов в ядре.

Таблица XIII

Изотопическое число ядер с нечетным атомным весом
(Пояснения в тексте)

I	Элем.	$A(I)$	$A_0(I+1)$	δA	I	Элем.	$A(I)$	A_0	δA
1	K	39	31	+8	25	La	139 ⁽²⁾	151	-12
3	Tl	47	46,5	+2	23(1)	Sm	147 ⁽²⁾	143,5	+4
5	Cu	63	60	+4	25	Eu	151 ⁽²⁾	151	0
7	Ga	69	72	-2	27	Gd	155	158,5	-2
9	Br	79	77,5	+2	29	Dy	161	166,5	-4
11	Ru	99	92	+8	31	Yb	171	173	-2
13	Pd	105	101,5	+4	33	Hf	177	179	-2
15	Sn	115 ⁽¹⁾	110	+6	35	Re	185	186	0
17	Sn	117	119,5	-2	37	Os	189	193	-4
19	Te	123	128,5	-4	39	Hg	199	200	0
21	Kr	129	136	-6	41	Tl	203	206	-2
23	Ba	135 ⁽²⁾	143,5	-8	43	Bi	209	212	-2

Оставляя в стороне малые колебания ($\delta A = \pm 2$), мы замечаем два больших и два малых отклонения от равномерного возрастания. Первое большое отклонение есть избыток протонов (+ δA) во всех ядрах между $A=75$ и $A=110$, второе — избыток нейтронов (- δA) в ядрах, непосредственно следующих за этими, от 110 до 140. Малые отклонения относятся только к ядру K^{39} (слишком много протонов) и группе от 150 до 180 (слишком много нейтронов; разница δA едва ли существенна).

Теоретическая последовательность уровней отдельных частиц приведена в таблице XI (§ 32); согласно этой таблице мы должны были бы ожидать замкнутой структуры оболочек для ядер, содержащих 2, 8, 20, 34, 40, 58, 92, 132 нейтронов или протонов.

Из всех экспериментально найденных флюктуаций в изотопной схеме существует только одна, которая действительно может быть объяснена на основе этих замкнутых оболочек (случай K^{39}). Это ядро содержит 20 нейтронов и дает действительное указание на наличие замкнутой оболочки, так как изотопное число отклоняется от общего хода — оно равно 3 для атомного веса 37 (Cl^{37}) и снова падает до 1 для K^{39} . Объяснение схемы нейтронных оболочек состоит в том, что для $A=39$ ядро с изотопным номером 3 содержало бы 18 протонов и 21 нейтрон, т. е. один нейтрон находился бы вне замкнутой оболочки. Вследствие этого ядро было бы менее устойчиво, чем K^{39} , содержащее

(1) Существуют два изобара с $A=115$ — Sn и In. Считая, что In имеет меньшую энергию (она более распространен!) Sn^{115} может существовать лишь благодаря запрету перехода $Sn^{115} + \epsilon^- = In^{115} + \nu^0$. Для $A=113$ также существуют два изобара — In и Cd. Таким образом, 111 (Cd) — наиболее тяжелое ядро с изотопическим номером 15, безусловно, энергетически устойчивое. Это сделало бы $\delta A=2$ для $I=15$, что более совпадает с общей тенденцией δA .

(2) Существует нерегулярность при $I=23$ и 25 — изотопический номер 25 появляется уже при Ba^{137} и La^{139} . Затем изотопический номер снова падает до 23 в Pg^{141} , Nd^{143} и Sm^{147} , достигая затем снова 25 у Nd^{145} , Sm^{149} и Eu^{151} . Мы поэтому включили $I=23$ и 25 дважды в таблицу.

19 протонов и 20 нейтронов. Все эти частицы в ядре K^{39} находятся внутри ($3d$, $2s$) оболочки. Для $A=37$ нет никакого влияния законченной оболочки, оба ядра с изотопными номерами [(A^{37}) и 3 (Cl^{37})] содержали бы только нейтроны на внутренней оболочке, 19 и 20 соответственно. Поэтому $A=37$ можно рассматривать как стандарт, показывающий, что для „стандартных“ ядер этого атомного веса изотопный номер должен быть 3 и что устойчивость K^{39} скорее, чем A^{39} , следовало бы приписывать нерегулярности, т. е. образованию нейтронной оболочки.

С другой стороны, два „длинных периода“ в изотопной схеме вообще не укладываются в простое представление о ядерных оболочках. Для $A=110$, т. е. в конце первого периода, мы имеем около 48 протонов и 62 нейтрона. Последнее число близко к 58, так что можно было бы ожидать замкнутой нейтронной ($5g$) оболочки. Число протонов относится к середине оболочки $5g$. Таким образом, мы должны были бы ожидать на основании простых представлений найти избыток нейтронов в ядрах ниже $A=110$, что находится в противоречии с опытным материалом.

Аналогичным образом конец экспериментального периода для избыточных чисел нейтронов совпадает с La^{139} , т. е. $Z=57$ и $N=82$. Это соответствует замкнутой оболочке протонов, но не представляет никакой особенности в отношении нейтронов (¹).

На основании перечисленных данных можно заключить, что наивная теория нейтронных и протонных оболочек становится несостоятельной для больших атомных весов. Причина этой несостоятельности может заключаться в следующем. Вследствие взаимодействия частиц должно существовать большое число энергетических уровней ядра как целого для данного распределения протонов и нейтронов по отдельным квантовым состояниям. Назовем такое распределение частиц „конфигурацией“ и уровни ядра, соответствующие данной конфигурации — „системой уровней“. Тогда наиболее низкий уровень системы должен лежать гораздо ниже, чем средняя энергия системы уровней, причем разница должна быть тем больше, чем более наружный слой нейтронов и протонов приближается к заполнению до половины, потому что это состояние соответствует наибольшему числу уровней системы. Следовательно, должны существовать два эффекта, действующие в разных направлениях: энергия нулевого приближения (средняя энергия системы уровней) уменьшается, когда оболочка приближается к заполнению, но и разница между средней энергией и наиболее низким энергетическим уровнем системы одновременно уменьшается. Минимум энергий поэтому лежит между серединой и концом оболочки. Наибольшее число мест в оболочке соответствует наибольшему числу уровней системы. Чем больше это число, тем больше смещается минимум энергии к заполненным на половину оболочкам. Таким образом может случиться, что 48, а не 58 протонов, и 82, а не 92 нейтрона, соответствуют минимуму энергии.

Это объяснение расхождения между наблюдаемой схемой изотопов и наивной теорией является лишь попыткой, принимающейся ad hoc. Однако, повиному, необходимо включения высших приближений энергии в ядерной физике больше, чем в атомной физике. Направление отклонения от наивной теории при высших приближениях должно иметь место в сторону, указанную нами.

(¹) Барлетт, Эльзассер и Гуггенхеймер отбросили оболочки $2s$, $3p$ и $3s$, не давая для этого оснований. Согласно их работе, оболочка $5g$ была бы заполнена 50 частицами, оболочка $4d$, $6h$ — 82 частицами. Это согласовалось бы с опытом, но не имеет под собой теоретических оснований.

(b) *Четный атомный вес.* Для четного атомного веса четный заряд ядра Z соответствует более высокой устойчивости, чем нечетный заряд (§ 10 и правило 2, приведенное выше). Это значит, что устойчивые ядра с атомным весом $4n$ (n — целое число) имеют изотопические номера $I = A - 2Z$, делящиеся на 4, в то время как ядра с атомным весом $4n + 2$ имеют вообще изотопические номера $4m + 2$.

Первое правило не имеет исключений, второе правило справедливо для всех ядер, за исключением очень легких (H^2 , Li^6 , B^{10} , N^{14}). Для этих четырех ядер правило „четности и нечетности“ противоречит слишком резко правилу, что между легкими ядрами наиболее устойчивы ядра с изотопным номером 0, потому что силы между нейтронами и протонами являются наибольшими в ядре. Замечательно, что этот конфликт решается в пользу правила четности и нечетности (изотопический номер 2) лишь для $A = 18$; для этого атомного веса ядро O^{18} соответствовало бы устойчивому ядру, содержащему 8 протонов и 10 нейтронов, в то время как F^{18} содержало бы равное число нейтронов и протонов и было бы неустойчиво. Мы не считаем существенным то обстоятельство, что изменение изотопного числа от нуля до 2 происходит как раз после укомплектования $2p$ оболочки нейтронов и протонов (см. § 30).

Изменение изотопного номера ядер $4n + 2$ от 0 до 2, являющееся таким естественным следствием общих принципов, вполне достаточно для объяснения поразительного изменения типа изотопов при $Z = 8$; для $Z \leq 7$ каждый элемент имеет два изотопа с изотопным номером 0 и 1, в зависимости от того, четный ли его заряд или не четный [Исключения. Для $Z = 1$ дополнительно существует протон с изотопным номером -1 . Для $Z = 2$ неизвестен изотоп He^5 и существуют очень основательные причины думать, что его вообще нет (Аткинсон, А6), так как он должен распадаться на α -частицу и нейтрон. $Z = 8$, Be^8 неизвестен, потому что он может распадаться на две α -частицы. Исключения, с нашей точки зрения, не являются существенными. Для нас представляют интерес наиболее устойчивые ядра для каждого атомного веса; достаточно того, что He^5 более устойчив, чем Li^5 , и Be^8 более устойчив, чем Li^8 , что, безусловно, верно]. Для $Z \geq 8$ каждый элемент с четным Z имеет 3 изотопа с изотопными номерами $-0, 1, 2$, элементы с нечетным Z имеют только один изотоп ($I = 1$). Это изменение типа обозначает только то, что ядра с весом $4n + 2$ имеют нечетный заряд ядра для $A \leq 14$ и четный заряд для $A \geq 18$. Поэтому не существует никакого веского основания, кроме изменения типа для изотопа кислорода.

Возвращаясь к ядрам с атомным весом $4n$, мы замечаем, что для малого атомного веса все эти ядра имеют изотопический номер 0. Это обстоятельство наряду с тем фактом, что они содержат четное число нейтронов и протонов, делает их наиболее устойчивыми в области (§ 30). (Наибольшая устойчивость выте-

кает также из представления о существовании α -частиц в ядре, § 31). Наиболее тяжелое ядро этого типа — Ca^{40} . Может быть показательным, что это ядро содержит как раз 20 нейтронов и протонов, что соответствует заполнению оболочек $1s$, $2p$ и ($3d$, $2s$).

Поведение тяжелых ядер с четным весом дает отклонения, аналогичные отклонениям для ядер с нечетным весом. Действительно, ядра с нечетным атомным весом лежат всегда в центре широкой полосы, заполненной ядрами с четным весом (фиг. 2). Поэтому существует та же трудность в объяснении их наблюдаемой периодичности, что и для ядер с нечетным весом.

Отметим теперь несколько других обстоятельств, связанных со структурой оболочек ядер.

(а) *Радиоактивность.* Некоторой поддержкой наших представлений об устройстве оболочек ядра является начало α -радиоактивности. Наиболее легкий α -радиоактивный атом (за исключением случая Sm) есть Pb^{210} . Для этого элемента $Z = 84$ и $N = 126$. Это очень близко к заполнению группы протонов ($4d$, $6h$, $3s$) и группы нейтронов ($5f$, $6i$). Оболочки были бы полными при $Z = 92$ и $N = 132$, но мы ожидаем минимальной энергии для несколько меньших значений.

(б) *Ядерные спины и магнитные моменты.* Относительно ядерных спинов и магнитных моментов нельзя в этом отношении сказать ничего определенного до тех пор, пока не будет найдена лучшая методика их определения или, по меньшей мере, будет вычислено первое и второе приближение, о которых мы говорили в § 36. Однако интересно, что большой спин появляется впервые для оболочек $4f$ (скандий, спин $7/2$).

С нашей точки зрения мы должны ожидать большого спина у K^{40} , являющегося, повидимому, радиоактивным изотопом K (Клемперер, K4). K^{40} содержит 19 протонов и 21 нейтрон, т. е. 20 полных оболочек минус протон в оболочке $2s$ плюс нейтрон в оболочке $4f$. Орбитальный момент K^{40} поэтому, вероятно, должен равняться 3. Относительно спина протона и нейтрона мы не можем сказать, должны ли они быть параллельны или антипараллельны друг другу и орбитальному моменту. В любом случае полный момент должен равняться 2, 3 или 4. 4 было бы вполне достаточно и 3 как раз достаточно для объяснения большого периода жизни радиоактивного K^{40} (§ 43).

(с) Другой тип структуры оболочек был предложен Ланде (L 2). Он допустил, что все количество нейтронов и протонов, которое способно образовывать α -частицы, действительно образует α -частицы, и остальные нейтроны и протоны собираются в оболочки. При этом было необходимо предположить, что некоторые внутренние оболочки остаются незаполненными и строятся внешние и что внутренние оболочки заполняются после внешних. Емкость последовательных оболочек нейтронов при этом предположена равной 2, 6, 8, 12. Эти числа теоретически обосновать весьма трудно.

В заключение мы снова хотим отметить, что определенные заключения, вытекающие из представления об оболочках ядер, могут быть получены только в том случае, если мы воспользуемся измерениями масс с точностью до третьего десятичного знака, т. е. с точностью до 0,00001 для атомных весов порядка 100.

§ 35. Энергия O^{16} и Ca^{40} в приближении Хартри (H10)

Гейзенберг (H10) вычислил энергию ядер с замкнутыми оболочками He^4 , O^{16} , Ca^{40} , используя приближение индивидуальных частей и приняв осцилляторные волновые функции (см. § 32).

Он допустил потенциал Гаусса

$$J(r_{12}) = -Be^{-\frac{r^2}{a^2}} \quad (188)$$

для взаимодействия между нейтроном и протоном и не принял никаких сил между одинаковыми частицами. Волновая функция нейтронов и протонов в оболочке $1s$ равна:

$$\psi_{1s} = \left(\frac{\mu}{\pi}\right)^{3/2} e^{-\mu r^2}, \quad (188a)$$

где r — расстояние от центра ядра и μ — постоянная, характеризующая использованный вспомогательный потенциал (см. 32). Если этот потенциал равен

$$U = \frac{1}{2} Cr^2 = \frac{1}{2} M \omega^2 r^2, \quad (188b)$$

где M — масса протона (или нейтрона) и $\frac{\omega}{2\pi}$ — „классическая“ частота потенциала осциллятора; тогда

$$\mu = \frac{(MC)^{1/2}}{h'} = \frac{M\omega}{h'}. \quad (188c)$$

Волновые функции других состояний ($2p$, $3d$ и т. д.) аналогичны (188a). C (или ω , или μ) следует рассматривать как произвольный параметр, который должен быть определен таким образом, чтобы полная энергия была минимальной.

Детали вычислений можно найти в статье Гейзенберга. Эти вычисления производились следующим образом. Кинетическая энергия равна половине полной энергии частиц при потенциале осциллятора, равной, в свою очередь, $\frac{3}{4} h' \omega$, $\frac{5}{4} h' \omega$ и $\frac{7}{4} h' \omega$ соответственно для частиц, находящихся в уровне $1s$, $2p$ и ($3d$, $2s$). Потенциальная энергия состоит из взаимодействия нейтронов и протонов и кулоновского отталкивания между протонами; оба члена можно вычислить из волновых функций, однако окончательные выражения оказываются несколько сложными. Потенциальная и кинетическая энергии складываются вместе и отыскивается минимум суммы как функции $x = \mu a^2$ (см. стр. 129). Результат представляет энергию связи как функцию силовых постоянных B и a . Вместо того, чтобы вычислять массовый дефект из определенных постоянных (глава IV), Гейзенберг пользуется обратным способом, т. е. он вычисляет силовые постоянные из массовых дефектов. (Этот путь был использован нами в связи со статистической моделью в главе V). Эти постоянные можно сравнить с постоянными, необходимыми для того, чтобы получить правильное значение собственной энергии α -частицы при вариационном принципе и собственной функции:

$$\psi = e^{-\lambda(r_{12}^2 + r_{34}^2) - \nu(r_{13}^2 + r_{14}^2 + r_{23}^2 + r_{24}^2)}. \quad (188d)$$

Для любой данной области a действия сил постоянная B должна выбираться примерно на 25% большей, чтобы получить

правильную энергию связи He^4 при осцилляторных волновых функциях, чем при функциях (188d). Это значит, что осцилляторные волновые функции являются худшим приближением, чем (188d). Причина, понятно, заключается в том, что в (188d) взаимодействие частиц связано с взаимным расстоянием между ними, в то время как в приближении осцилляторной функции оно относится к центру ядра и лишь косвенно связано с временным расстоянием.

Приближение для энергии ядер O^{16} и Ca^{40} при осцилляторном потенциале несколько хуже, чем для He^4 . Значения B , необходимые для того, чтобы достигнуть согласия с наблюдаемой энергией связи, приблизительно на 8% и на 15% больше для O^{16} и Ca^{40} , чем для He^4 .

Ничто не меняется, если допустить существование сил между одинаковыми частицами, считая, что силы между двумя одинаковыми частицами имеют вид (см. 142):

$$K(r_{12}) \sigma_1 \sigma_2. \quad (189)$$

Действительно, в этом случае полное взаимодействие между всеми нейтронами имеет вид:

$$\frac{1}{4} \int K(r_{12}) |\rho_n(\mathbf{r}_1 \mathbf{r}_2)|^2 d\tau_1 d\tau_2 \quad (189a)$$

(см. 146e), в то время как взаимодействие между нейтронами и протонами равно:

$$\int J(r_{12}) \rho_n^*(\mathbf{r}_1 \mathbf{r}_2) \rho_p(\mathbf{r}_1 \mathbf{r}_2) d\tau_1 d\tau_2, \quad (189b)$$

где J — потенциал взаимодействия между нейтронами и протонами и $\rho_n \rho_p$ — смешанные плотности нейтронов и протонов (§ 24). Так как числа нейтронов и протонов и их волновые функции равны, мы имеем $\rho_n = \rho_p$ и все взаимодействия вместе дают интеграл вида (189b), где следует заменить J на $J + \frac{1}{2} K$. Таким образом, результат для энергии связи будет тот же, что и без допущения о силах, действующих между одинаковыми частицами, только B обозначает теперь сумму взаимодействия между двумя неодинаковыми частицами и половины взаимодействия между двумя одинаковыми частицами. Это не меняет сравнения результатов для He^4 , O^{16} , Ca^{40} друг с другом и с результатом, получающимся из вариационного метода для He^4 (изменилось бы сравнение с теорией дейтерона).

§ 36. Схема связи в ядрах

Для ядер с незаполненными оболочками представляет большой интерес найти, каким образом орбитальный момент и спины отдельных частиц сочетаются друг с другом, образуя полный момент ядра I . До сих пор практически не было никаких вычислений, относящихся к этому вопросу. Однако, повидимому,

метод Хартри, рассмотренный в предыдущих параграфах, может в будущем привести к удовлетворительной теории ядерных спинов и их связи с магнитными моментами μ , по крайней мере для легких ядер. Следует однако ожидать, что возмущения более высокого порядка могут существенно повлиять на получающийся результат, по крайней мере в отношении магнитных моментов.

Повидимому, разумно допустить справедливость схем связи Рессель-Саундерса, по меньшей мере приближенно, и для ядер, если силы Гейзенберга малы по сравнению с силами Майорана (§§ 13 и 14). Мы введем, таким образом, полный орбитальный момент Λ ядра и полный момент спина Σ , сумма которых равна „ядерному спину“ (полному угловому моменту ядра) I . Моменты Λ и Σ являются суммами моментов λ и σ отдельных частиц. Уровень ядра отмечается обычным спектроскопическим способом: дается прежде всего конфигурация протона, затем конфигурация нейтрона, затем числа, характеризующие уровень ядра как целого; например $(1s^2 2p)(1s^2 2p^2)^2 P_{3/2}$, обозначает, что в ядре находится два протона на уровне $1s$, один — на уровне $2p$, два нейтрона на уровне $1s$, два — на уровне $2p$ и что полный орбитальный момент ядра как целого равен 1 (P -терм) и суммарный спин — половине (дублетный терм), причем полный момент ядра равен $\frac{3}{2}$.

Энергия различных уровней, соответствующих данной конфигурации нейтронов и протонов, может быть вычислена по способу, аналогичному употребляющемуся в теории атомных спектров. Вычисления однако гораздо сложнее, потому что в каждой оболочке находится вдвое большее число частиц (нейтроны и протоны) и частицы двух видов не эквиваленты. Это делает число уровней исключительно большим. Термы, ожидающиеся для всех возможных конфигураций нейтронов и протонов в оболочке p , приведены в таблице XIV (6^3P обозначает, что конфигурация приводит среди других к 6 различным 3P -термам ядра).

Вычисление энергетических уровней просто только в случае,

Таблица XIV

Уровни ядер, ожидающиеся от различных конфигураций нейтронов и протонов в p -оболочке

Конфигурация	Термы	Общее число
$(p^1)(p^1); (p^1)(p^5); (p^5)(p^5)$	$^3D \ ^3P \ ^3S \ ^1D \ ^1P \ ^1S$	6
$(p^2)(p^1); (p^4)(p^1); (p^2)(p^5); (p^4)(p^5)$	$^4D \ ^4P \ ^4S \ ^2F \ ^2D \ ^3P \ ^2S$	10
$(p^2)(p^2); (p^2)(p^4); (p^4)(p^4)$	$^5D \ ^5P \ ^5S \ ^2F \ ^3D \ ^5P \ ^3S$ $^1G \ ^1F \ ^4D \ ^2P \ ^3S$	25
$(p^3)(p^2); (p^3)(p^4)$	$^6P \ ^4F \ ^3D \ ^3P \ ^2S \ ^2G \ ^3F$ $^5D \ ^6P \ ^2S$	27
$(p^3)(p^3)$	$^7S \ ^2D \ ^2P \ ^3S \ ^3G \ ^3F \ ^6D$ $^6P \ ^3S \ ^1G \ ^3F \ ^4D \ ^4P \ ^1S$	38

если на p -оболочке находится один нейтрон и один протон. Так как в этом случае не существует ограничений, вызываемых принципом Паули, мы можем в первом приближении полностью пренебречь спинами. Обозначим через 1 координаты протона, через 2 — координаты нейтрона и через M — составляющую полного момента количества движения в данном направлении (по оси сферической системы координат). Отбросим волновые функции частиц в замкнутой $1s$ -оболочке. Полагая далее

$$f = \frac{8}{3} \frac{\rho_1 \rho_2}{\pi^{1/2} e^{(\rho_1 + \rho_2)}} \quad (190)$$

где ρ определяется как в (187d), имеем:
для $M = 2$ одна волновая функция:

$$\psi_2 = \frac{3}{8\pi} f \sin \theta_1 e^{i\varphi_1} \sin \theta_2 e^{i\varphi_2}; \quad (190a)$$

для $M = 1$ две волновых функции:

$$\left. \begin{aligned} \psi_{11} &= \frac{3}{8\pi} \sqrt{2} f \sin \theta_1 e^{i\varphi_1} \cos \theta_2, \\ \psi_{12} &= \frac{3}{8\pi} \sqrt{2} f \cos \theta_1 \sin \theta_2 e^{i\varphi_2}; \end{aligned} \right\} \quad (190b)$$

для $M = 0$ три волновых функции:

$$\left. \begin{aligned} \psi_{01} &= \frac{3}{8\pi} f \sin \theta_1 e^{i\varphi_1} \sin \theta_2 e^{-i\varphi_2}, \\ \psi_{02} &= \frac{3}{8\pi} f \sin \theta_1 e^{-i\varphi_1} \sin \theta_2 e^{i\varphi_2}, \\ \psi_{03} &= \frac{3}{4\pi} f \cos \theta_1 \cos \theta_2, \end{aligned} \right\} \quad (190c)$$

Следуя „методу сумм“ Слетера, энергия D терма определяется диагональным матричным элементом взаимодействия между нейтроном и протоном, соответствующим волновой функции (190a) при $M = 2$. P -терм находится добавлением диагонального матричного элемента, соответствующего двум волновым функциям (190b), и вычитанием D -терма из суммы. S -терм равен сумме трех диагональных элементов, соответствующих (190c) минус сумма двух диагональных элементов, соответствующих (190b). В каждом случае отбрасывается добавочная постоянная, содержащая взаимодействие $1s$ нейтронов и протонов друг с другом с $2p$ нейтронами и протонами, а также кинетическая энергия частиц. Так как эта постоянная одна для всех трех термов SPD , она не существенна для вопроса о том, какой из термов лежит ниже всего.

Взаимодействие между нейтроном и протоном может быть представлено в виде ряда по шаровым функциям от угла θ между радиусами векторами \mathbf{r}_1 и \mathbf{r}_2 двух частиц:

$$V(r_{12}) = -V_0 - 3V_1 P_1(\cos \theta) - 5V_2 P_2(\cos \theta) - \dots, \quad (191)$$

где знак минус выбирается, чтобы V_0 , V_1 и т. д. было *положительным*. Если мы примем

$$V(r_{12}) = -Be^{-\frac{r_{12}^2}{a^2}}, \quad (191a)$$

то

$$V_l = (-i)^l \left(\frac{\pi a}{4ir_1 r_2} \right)^{1/2} B \cdot J_{l+1/2} \frac{2ir_1 r_2}{a^2} e^{-\frac{r_1^2 + r_2^2}{a^2}}, \quad (191b)$$

где J — функция Бесселя. В частности,

$$V_0 = \frac{B}{2x} (e^x - e^{-x}) e^{-\frac{(r_1^2 + r_2^2)}{a^2}}, \quad (191c)$$

$$V_1 = \frac{B}{2x^2} [e^x(x-1) - e^{-x}(x+1)] e^{-\frac{r_1^2 + r_2^2}{a^2}}, \quad (191d)$$

$$V_2 = \frac{B}{2x^3} [e^x(x^2 - 3x + 3) - e^{-x}(x^2 + 3x + 3)] e^{-\frac{r_1^2 + r_2^2}{a^2}}, \quad (191e)$$

$$c \quad x = \frac{2r_1 r_2}{a^2}. \quad (191f)$$

Каждое значение V_l положительно для любого положительного x . Рассматривая взаимодействие типа Майорана, мы имеем, например, для средней величины взаимодействия, усредненного по волновой функции ψ_{11} (190b):

$$V^{(11)} = \int \psi_{11}^*(1,2) V(r_{12}) \psi_{11}(2,1) d\tau_1 d\tau_2 = \\ = \frac{9}{32\pi^2} \int f^2(r_1 r_2) V(r_{12}) \sin \theta_1 e^{-i\varphi_1} \cdot \cos \theta_2 \sin \theta_2 e^{i\varphi_2} \cdot \cos \theta_1 d\tau_1 d\tau_2. \quad (192)$$

Мы видим, что при силах Майорана диагональный матричный элемент очень отличается от получающегося при „обычных силах“. Чтобы вычислить (192), положим (1):

$$\sin \theta_2 \cos \theta_2 e^{i\varphi_2} = \left(\frac{8\pi}{15} \right)^{1/2} Y_{21}(\theta_2, \varphi_2), \quad (192a)$$

где Y — нормированная шаровая функция. Кроме того подставим (191) для $V(r_{12})$ и развернем по шаровым функциям Θ согласно теореме сложения (2):

$$(2l+1)P_l(\cos \Theta) = 4\pi \sum_{m=-l}^l Y_{lm}(\theta_1, \varphi_1) Y_{lm}^*(\theta_2, \varphi_2). \quad (192b)$$

В (192) участвует только член $Y_{21}(\theta_1, \varphi_1) Y_{21}^*(\theta_2, \varphi_2)$ разложения (191) и (192b), так как все другие члены исчезают при интегрировании по углам. Таким образом, мы имеем:

$$V^{(11)} = -\left(\frac{9}{32\pi^2} \right) \left(\frac{8\pi}{15} \right) 4\pi \int f^2(r_1 r_2) V_2(r_1 r_2) r_1^2 dr_1 r_2^2 dr_2 = -\frac{3}{5} L, \quad (192c)$$

где L обозначает интеграл. При значении (190) для f и (191e) — для V_2 интеграл может быть вычислен, причем результат равен:

$$L = \int f^2 V_2 r_1^2 dr_1 r_2^2 dr_2 = \frac{5}{3} \alpha^{3/2} (2 + \alpha)^{-7/2}. \quad (193)$$

(1) См. Handbuch der Physik, т. 24/1, стр. 275, (1.8).

(2) См. Handbuch der Physik, т. 24/1, стр. 559, (65.59), стр. 554, (65.21), (65.22).

Аналогичным образом мы можем вычислить другой диагональный элемент V ; например, для состояния ψ_2 мы получаем:

$$V^{(2)} = \frac{9}{64\pi^2} \int f^2 V \sin^2 \theta_1 \sin^2 \theta_2 d\tau_1 d\tau_2 = \\ = \frac{1}{16\pi^2} \int f^2 V [1 - P_2(\theta_1)] [1 - P_2(\theta_2)] d\tau_1 d\tau_2 = -\left(K + \frac{1}{5} L\right), \quad (192d)$$

где

$$K = \int f^2 V_0 r_1^2 dr_1 r_2^2 dr_2 = \frac{1}{3} \alpha^{3/2} (2 + \alpha)^{-7/2} (5 + 6\alpha + 3\alpha^2). \quad (193a)$$

Диагональные матричные элементы V равны:

$$\left. \begin{aligned} V^{(2)} &= -\left(K + \frac{1}{5} L\right), & V^{(11)} &= V^{(12)} = -\frac{3}{5} L, \\ V^{(01)} &= V^{(02)} = -\frac{6}{5} L, & V^{(03)} &= -\left(K + \frac{4}{5} L\right). \end{aligned} \right\} \quad (194)$$

Поэтому уровни энергий

$$D = V^{(2)} = -K - \frac{1}{5} L, \quad (195)$$

$$P = 2V^{(11)} - V^{(2)} = +K - L, \quad (195a)$$

$$S = 2V^{(01)} + V^{(03)} - 2V^{(11)} = -K - 2L. \quad (195b)$$

Так как K и L оба положительны и K больше L [см. (193) и (193a)], наиболее низкий уровень есть уровень S , следующий D и наиболее высокий P . Этот порядок противоположен порядку уровней в атомных спектрах. Причина такого обращения порядка лежит в том, что силы между частицами в ядрах являются силами притяжения, а в атомах силами отталкивания (кулоновские силы между электронами).

Отношение интервалов *не может* быть предсказано на общих основаниях, как это делается в теории атомных спектров; оно зависит от радиальных волновых функций и от вида потенциала взаимодействия. Причина лежит в силах типа Майорана. Из-за них интеграл K может иметь *различный* знак в выражениях для различных энергий, в то время как K всегда имеет один и тот же знак в атомной теории. Интервал (DP) поэтому зависит от K и от L , в то время как в атомных спектрах оба интервала (DP) и (SD) зависели бы только от L .

Теперь мы рассмотрим взаимодействие спинов. Мы знаем (§ 14), что между нейтроном и протоном существуют силы Гейзенберга, которые увеличивают силы Майорана, действующие между двумя частицами, если частицы обладают параллельным спином, и уменьшают их, если частицы обладают антипараллельным спином. Таким образом, спины нейтрона и протона в оболочке $2p$ должны быть параллельны в наиболее низком

состоянии Li . Это наиболее низкое состояние есть 3S —состояние, т. е. в нем полный момент количества движения ядра равен 1 и магнитный момент должен быть одним и тем же, что и для дейтерона, если пренебречь возмущениями. Оба эти предсказания, повидимому, согласуются с опытными данными Фокса и Раби (F13).

Ввиду исключительной сложности схемы уровней при числе частиц, большем двух, в оболочке $2p$ (таблица XIV) и ввиду большой разницы между атомной и ядерной теориями, обусловленной силами Майорана, едва ли можно делать определенные предсказания относительно спинов других ядер без действительного вычисления. Однако, повидимому, порядок уровней в основном противоположен порядку в атомах. Таким образом, мы можем ожидать, что уровни с более *низким* орбитальным моментом Δ и сравнительно низким суммарным спином Σ найдутся всегда при наименьших уровнях ядер. Этим можно объяснить тот факт, что все ядра, содержащие четное число нейтронов и протонов, имеют общий момент количества движения, равный нулю.

Вычисления, произведенные в этом параграфе, относятся только к первому приближению энергии. Возможно, что этого недостаточно во многих случаях. Второе приближение можно получить следующим образом. Прежде всего мы определяем конфигурацию нейтронов и протонов, которой соответствует наиболее низкая энергия в нулевом приближении. Затем определяем, какой из энергетических уровней, соответствующих данной конфигурации, лежит ниже всего. (До сих пор это соответствует проделанному в настоящем параграфе). Затем ищем ближайшие более высокие положения нейтронов и протонов и берем термы, получающиеся с той же симметрией, что и симметрия наиболее низкого уровня. Можно вычислить возмущение основного уровня, вызванное этими высокими уровнями с той же симметрией, по обычным методам — как в отношении энергии, так и в отношении магнитного момента и т. д. В некоторых случаях может оказаться, что наиболее низкий уровень не обладает моментом количества движения в первом приближении, но имеет момент количества движения во втором, что соответствует взаимодействию с более высокими уровнями другого размещения протонов и нейтронов.

§ 37. Потенциал Ван-Флека (V1)

Представляет большой интерес исследовать, в какой мере силы, действующие между ядерными частицами могут быть представлены потенциалом, т. е. в какой мере справедливо записать волновое уравнение частицы в виде:

$$\frac{\hbar^2}{2M} \Delta \psi + (W - U(r)) \psi = 0. \quad (196)$$

Возможность записать уравнение таким образом не очевидна в случае сил Майорана. Действительно, получающееся уравнение в этом случае совсем не имеет вида (196).

Чтобы найти подходящую задачу одной частицы теории Майорана, будем исходить из общего уравнения Майорана (29b), отбрасывая спины. Напишем волновую функцию положения как произведения функций всех отдельных частиц (1):

$$\Psi(x_1, x_2, \dots, x_{2N}) = \prod_{i=1}^N \psi_i(x_i) \prod_{k=1}^N \varphi_k(\xi_k). \quad (196a)$$

Проинтегрируем затем по положениям всех протонов и нейтронов, за исключением одного протона, скажем протона j , после умножения уравнения (29b) на

$$\prod_{i \neq j}^N \psi_i^*(x_i) \prod_{k=1}^N \varphi_k(\xi_k).$$

Волновая функция и координата протона j будет просто обозначаться ψ и x . Тогда найдем

$$\frac{\hbar'^2}{2M} \Delta \psi + W \psi = \sum_k \int d\xi \varphi_k^*(\xi) J(x - \xi) \psi(\xi) \varphi_k(x). \quad (196b)$$

W — постоянная, связанная с полной энергией ядра E и некоторыми интегралами по волновым функциям. Правая сторона состоит из суммы по всем волновым функциям протона и не имеет обычной формы $U(r) \psi(x)$.

Ван-Флек показал, что (196b) тем не менее может быть сведено к (196) при соответствующим образом выбранной потенциальной функции $U(r)$. Это справедливо всегда, если волновые функции φ и ψ являются решениями уравнения типа (196) для простой потенциальной ямы, т. е. U предположить постоянной и равной $-U_0$ внутри сферы с радиусом R и равной нулю вне этой сферы. При этом допущении можно не только вывести, что уравнение (196b) может быть приведено к виду (196), но и то, что потенциал U , действующий на нейтрон, сам тоже является простой потенциальной ямой с радиусом R .

При простой потенциальной яме мы можем представить волновые функции φ_k и ψ_i плоскими волнами (статистический метод, глава V), или шаровыми волнами (§ 32), которые могут рассматриваться как наложение плоских волн. Так как $\sum_k \varphi_k^*(\xi) \varphi_k(x)$ есть смешанная плотность (§ 24), имеем (см. 151):

$$\rho(\xi, x) = \sum_k \varphi_k^*(\xi) \varphi_k(x) = \frac{2}{\hbar^3} \int_0^P dp e^{\frac{i(x-\xi)p}{\hbar'}} \quad (197)$$

где $P = \hbar' k_0$ есть максимальный момент количества движения нейтронов (см. 150b). Для ψ запишем:

$$\psi(\xi) = e^{\frac{i p_0 \xi}{\hbar'}} \quad (197a)$$

J может быть развернуто в ряд Фурье:

$$J(x - \xi) = \int dq a(q) e^{\frac{i q(x-\xi)}{\hbar'}} \quad (197b)$$

где коэффициенты $a(q)$ определяются:

$$a(q) = \frac{1}{\hbar^3} \int dx x J(x) e^{-\frac{i q x}{\hbar'}} \quad (197c)$$

Тогда правая сторона (196b) становится равной

$$Q = \frac{2}{\hbar^3} \int_{\Omega} d\xi \int_0^{\infty} dq \int_0^P dp a(q) e^{\frac{i(p+q)x}{\hbar'}} + \frac{i(p_0-p-q)\xi}{\hbar'} \quad (198)$$

(1) В первом приближении спин и симметрия волновой функции не входят.

В этом уравнении мы меняем порядок интегрирования, интегрируя прежде всего по ξ (т. е. по объему ядра), затем по q и в последнюю очередь по p . Если ядро очень велико по сравнению с длиной волны $\frac{\hbar'}{p}$ частиц и областью действия сил (которая приблизительно равна $\frac{\hbar'}{q}$), мы имеем:

$$\int d\xi e^{\frac{i(p_0 - p - q)\xi}{\hbar'}} = \hbar^3 \delta(p_0 - p - q), \quad (198a)$$

где δ есть δ -функция Дирака. Интегрирование по q дает (см. 197a):

$$\int a(q) dq e^{\frac{i(p+q)x}{\hbar'}} \delta(p_0 - p - q) = a(p_0 - p) e^{\frac{i p_0 x}{\hbar'}} = a(p_0 - p) \psi(x), \quad (198b)$$

так как из-за δ -функции интеграл исчезает всегда, за исключением $q = p_0 - p$. С правой стороны (198b) мы имеем теперь волновую функцию протона $\psi(x)$, как и требовалось. Подставляя в (198), находим:

$$Q = 2 \psi(x) \int_0^P dp a(p_0 - p). \quad (198c)$$

Таким образом (195b) приводится к виду (196) при

$$U = 2 \int_0^P dp a(p_0 - p). \quad (199)$$

Мы видим, что действительно можно пользоваться обычным уравнением Шредингера для каждой отдельной частицы. Кроме того U не зависит от направления p_0 , так как $a(p_0 - p)$ зависит только от $(p_0 - p)$ и интеграл (199) берется по сфере в p -пространстве. Форма (196), таким образом, не зависит от нашего допущения, сделанного в (197a), что функция ψ есть плоская волна. Она справедлива для любой комбинации плоских волн с данным волновым числом $\frac{p_0}{\hbar'}$ (или данной энергией W), например, для шаровых волн и т. д. (Ван-Флек впервые рассмотрел случай шаровых волн).

Однако существует серьезное несоответствие в наших рассуждениях. U , очевидно, зависит от значения p_0 , т. е. от энергии частицы (оно уменьшается при увеличении энергии). Таким образом, мы не получаем одного волнового уравнения для различных состояний частиц с разной энергией. Поэтому решения (196), взятые при потенциале U , соответствующем определенному параметру энергии W , не образуют ортогональной системы. Таким образом, этот метод не применим к построению ряда отдельных волновых функций и к вычислению энергии ядер по схемам §§ 35 и 36. Все волновые функции такого ряда должны выводиться при одном и том же вспомогательном потенциале, который может быть выбран как некоторое среднее U , определенных из (199).

Схема этого параграфа может однако оказаться полезной при определении приближенной волновой функции отдельной частицы и для этой цели (рассеяние нейтронов) метод впервые и был предложен Ван-Флеком.

Величину U легко получить из (199), если область действия сил в ядре велика по сравнению с длиной волны частиц ($\frac{\hbar'}{P}$ или $\frac{\hbar'}{p_0}$). В этом случае $a(q)$ будет велико только при малых q , так что

$$\left. \begin{aligned} U &= 2 \int_0^{\infty} dp a(p_0 - p) = 2J(0), \text{ если } p_0 < P; \\ U &= 0, \text{ если } p_0 > P. \end{aligned} \right\} \quad (199a)$$

Это значило бы, что только такие нейтроны окажутся связанными, момент которых меньше максимального момента протона.

В действительности область действия сил — одного порядка с длиной волны. В этом случае U должно слегка уменьшаться при возрастании p_0 . Это можно выразить через смешанную плотность нейтронов и протонов (197), откуда с помощью (197с) и (199) имеем:

$$U = \frac{2}{h^3} \int_0^\infty dx \int d p J(x) e^{\frac{i(p-p_0)x}{h'}} = \int_0^\infty dx J(x) e^{\frac{-i p_0 x}{h'}} \rho(x) = \quad (199b)$$

$$= \frac{4\pi h'}{p_0} \int_0^\infty r dr \rho(r) J(r) \sin \frac{p_0 r}{h'}. \quad (199c)$$

При потенциале Гаусса

$$J(r) = -B e^{-\frac{r^2}{a^2}} \quad (199d)$$

U можно легко вычислить. Результат равен:

$$U = -B \left[\Phi(x-y) + \Phi(x+y) + \frac{1}{\pi^{1/2} y} (e^{-(x+y)^2} - e^{-(x-y)^2}) \right] \quad (199e)$$

где

$$x = \frac{Pa}{2h'}, \quad y = \frac{p_0 a}{2h'} \quad (199f)$$

и Φ есть интеграл ошибок (см. Янке-Емде, таблицу функций).

ГЛАВА VII

β -РАСПАД И ЯДЕРНЫЕ СИЛЫ

§ 38. Опровержение существования электронов в ядрах

Обычно говорят, что электронов внутри ядер не существует. Главные причины этому следующие.

1. *Статистика ядер.* Ядра четного атомного веса подчиняются статистике Бозе, нечетного — статистике Ферми. Так и должно быть (§ 4), если ядро содержит только нейтроны и протоны. Если бы мы однако заменили один нейтрон протоном и электроном, то число элементарных частиц должно было бы возрасти на единицу и, следовательно, статистика Бозе заменилась бы статистикой Ферми или наоборот.

2. *Ядерный спин.* Соответственный аргумент имеет силу и для ядерных спинов, всегда целочисленных при четном атомном весе или кратных половине — при нечетном (§ 5).

3. *Ядерные магнитные моменты.* Все магнитные моменты ядер — порядка протонного магнетона $\frac{eh'}{2Mc}$, в то время как они должны были бы быть порядка Боровского магнетона $\frac{eh'}{2mc}$, если бы в ядре существовали электроны.

4. *Размер электронной волновой функции.* Длина волны электрона с кинетической энергией порядка нескольких миллионов вольт (энергия большинства β -частиц) значительно больше, чем радиус ядер (§ 3, конец).

5. *Невозможность существования потенциального барьера, достаточного для удержания электронов внутри ядер.* Этот аргумент наиболее важен из всех и мы поэтому рассмотрим его более подробно.

Ядра, испускающие β -частицы, обладают продолжительностью жизни от $\frac{1}{50}$ сек. до примерно 10^8 лет. Поэтому должны быть некоторые силы, удерживающие β -частицы внутри ядра такое продолжительное время, несмотря на то, что у них достаточно энергии для вылета. Можно было бы попробовать построить потенциальный барьер, удерживающий электроны внутри ядра, подобно барьеру для α -частиц (глава IX). Существуют три основных причины невозможности построения такого барьера.

(а) Согласно экспериментальным материалам ядро *притягивает* электрон на любых расстояниях. Это безусловно верно на больших расстояниях (Кулоновские силы) и на очень малых расстояниях (вследствие самого предположения о существовании связанных с ядром электронов). Чтобы существовал потенциальный барьер для электронов, должно было бы быть сильное отталкивание на промежуточных расстояниях (например, на расстоянии в несколько ядерных радиусов).

(б) В релятивистской теории почти невозможно придумать *какой-либо* потенциальный барьер, который удержал бы электроны с высокой энергией внутри ядра. Чтобы убедиться в этом, достаточно рассмотреть релятивистское уравнение Шредингера (без спина), т. е.

$$\hbar^2 c^2 \Delta \psi + [(E - V)^2 - m^2 c^4] \psi = 0, \quad (200)$$

где E — полная энергия электрона, т. е. его кинетическая энергия на бесконечном расстоянии от ядра плюс mc^2 . Это уравнение имеет решение экспоненциального вида только в том случае, если

$$|E - V| < mc^2. \quad (200a)$$

Однако необходимо, чтобы решение в области потенциального барьера было экспоненциальным, потому что только в этом случае потенциальный барьер предохраняет частицы от немедленного вылета. Это значит, что потенциальная энергия V внутри потенциального барьера не должна отличаться от полной энергии E электрона больше, чем на mc^2 . Очевидно, что такое требование едва ли может выполняться для данного потенциального барьера, особенно для таких ядер, у которых энергия E β -частиц очень велика. Существует один случай (β^{12}), в котором $E = 24 mc^2$. При этом V должно было бы лежать в промежутке между 23 и 25 mc^2 , что является весьма неправдоподобным допущением (1).

(с) Соглашаясь, что V действительно имеет величину (200a), мы должны допустить существование исключительно больших возмущений для оптических электронов вследствие потенциального барьера, что в корне противоречит опыту. Наиболее правдоподобно допущение $V = E$ внутри барьера, скажем, для r между R и $R + b$. (R — радиус ядра, b — ширина барьера, r — расстояние между ядром и электроном). В этом случае решение (200):

$$\psi = Ae^{-\frac{mcr}{\hbar}} \text{ для } R < r < R + b, \quad (200b)$$

где A — постоянная. Продолжительность жизни будет при этом аналогично случаю испускания α -частиц (см. главу IX):

$$\tau = \left(\frac{R}{c}\right) e^{\frac{2mcb}{\hbar}}. \quad (200c)$$

(1) То обстоятельство, что β -частицы, испускаемые определенным ядром, обладают непрерывным спектром энергии, делает положение совсем недопустимым, потому что мы должны были бы предположить различные высоты барьеров для отдельных ядер одного и того же вещества в соответствии с энергией испускаемых β -частиц. Однако непрерывный спектр энергий β -частиц не может быть правильно истолкован без гипотезы о нейтринно, так что мы предпочитаем пока не пользоваться этим возражением.

Полагая $R = 8 \cdot 10^{-13}$ см и $c = 3 \cdot 10^{10}$ см/сек и допуская продолжительность жизни τ равной 1 сек., имеем:

$$\frac{2 mcb}{h'} = \log(4 \cdot 10^{22}) = 52, \quad b = \frac{26 h'}{mc}, \quad (200d)$$

т. е. ширина потенциального барьера должна быть гораздо больше комптоновской длины волны $\frac{h'}{mc}$. Так как радиус K оболочки тяжелых атомов меньше, чем двойная комптоновская длина волны, принятый нами потенциальный барьер изменил бы действие поля ядра на K -электроны и даже на более отдаленные электроны, что вызвало бы огромное влияние на энергетические уровни всех этих электронов. Это полностью опровергает допущение о наличии потенциального барьера, удерживающего электроны внутри ядра.

Таким образом, мы вынуждены допустить, что электроны, испускаемые при β -распаде, не существовали в распадающихся ядрах. Мы предполагаем, что они образовались в тот самый момент, когда они действительно вылетели, что этот процесс образования очень мало вероятен и его малой вероятностью обусловлена большая продолжительность жизни β -распадающихся ядер.

Процесс β -распада поэтому следовало бы сравнивать не с α -распадом, а с испусканием света атомами (или ядрами). Это сравнение со светом, по видимому, очень выгодно при объяснении смысла образования электронов в момент их испускания. Никто не сказал бы, что водородный атом в каком-то третьем состоянии содержит световые кванты в соответствии со спектральными линиями, которые он способен испустить, например $H\alpha$ -линией и двумя первыми линиями серии Лаймана (вторая линия Лаймана может испускаться непосредственно или после испускания $H\alpha$). Тем не менее водородный атом способен испускать эти световые кванты и обычно принимается, что кванты образуются в момент их испускания. Испускание электронов ядрами вполне аналогично этому процессу и мы можем заменить всюду слово „электрон“ словом „световой квант“.

§ 39. Нейтрино (F7, B17, N1, C14, C15, C16)

Допущение, что β -частицы, испускаемые радиоактивными ядрами, не существуют в ядрах до испускания, а „образуются“ в момент вылета, разрешает трудности, отмеченные в пунктах 3, 4 и 5 § 38. Остается однако еще затруднение, связанное со спином и статистикой, и еще большая трудность, связанная с непрерывностью β -спектра. Эти затруднения можно устранить только, введя новую гипотетическую частицу, не обладающую зарядом, имеющую очень малую массу (массу электрона или меньше), спин, равный $\frac{1}{2} h'$, и подчиняющуюся статистике Ферми. Эта частица называется нейтрино.

Основным аргументом в пользу существования нейтрино является непрерывный характер β -спектра. β -частицы, испускаемые радиоактивными ядрами, не обладают все одинаковой энергией.

Их энергия распределена во всем интервале от нуля до некоторого верхнего предела, который мы обозначаем через E_0 . Это находится в резком противоречии с тем фактом, что исходное ядро до испускания частицы и получающееся ядро обладают вполне определенными энергиями. Указанное обстоятельство следует для естественных радиоактивных ядер из определенной энергии α -частиц при каждом α -преобразовании. Для искусственных радиоактивных ядер доказательство еще более убедительно, так как массы радиоактивных ядер и образующихся после распада ядер могут быть определены с очень большой точностью при помощи измерения энергии ядерных превращений, включающих только тяжелые частицы, или при помощи масс-спектрографических измерений.

Таким образом, мы оказываемся поставленными перед следующим положением вещей: исходное ядро, находящееся в квантованном состоянии с определенной энергией, испускает электрон и дает новое ядро, также находящееся в квантованном состоянии с определенной энергией. Однако энергия вылетающего электрона не равна разности ΔE между энергиями ядер до и после испускания, но может составлять любую долю энергии от нуля до E_0 , причем доля эта в каждом случае, повидимому, определяется случайностью.

Существует только два способа понять это положение. Мы можем допустить: (а) что закон сохранения энергии не имеет места для β -распада или (б) что одновременно с электроном испускается другая частица, которую обычно не удается наблюдать. Такое допущение сразу объяснило бы опытные факты — весь избыток энергии ΔE распределился бы между электроном и второй не обнаруживаемой частицей (нейтрино). Электрон получил бы при этом только часть ΔE энергии, которая была бы равной от случая к случаю. Максимальная кинетическая энергия электронов была бы:

$$E_0 = \Delta E - (m + \mu) c^2, \quad (201)$$

где m и μ — массы электрона и нейтрино. E_0 было бы поэтому верхним пределом β -спектра.

Повидимому гипотезы (а), т. е. гипотезы о несохранении энергии, не следовало бы делать, если бы ее можно было обойти. Не только в классической физике и во всех частях атомной физики закон сохранения энергии всегда строго выполняется, но он выполняется также в совершенстве при радиоактивных превращениях, сопровождающихся вылетом тяжелых частиц. На основании такого успеха мы можем, повидимому, сохранить этот принцип.

Кроме того существует прямое экспериментальное доказательство неправильности гипотезы о несохранении энергии, по меньшей мере, если мы примем, что энергия сохраняется статистически, в среднем, для большого числа β -распадов. Такое допущение необходимо; если его не делать, можно было бы построить машину с вечным движением, использовав или β -распада,

или им обратные превращения. Допуская статистическое сохранение энергии, мы имеем:

$$\bar{E} = \Delta E - mc^2, \quad (201a)$$

где \bar{E} — средняя кинетическая энергия β -частиц. Это уравнение противоречит опыту, что наиболее ясно проявляется при искусственных радиоактивных распадах ядер (С14, 15, 16).

Ядро Li^8 распадается на $\text{Be}^8 + e^-$, причем β -частицы имеют в среднем энергию (С16):

$$\bar{E}_{\text{Li}} = 3,8 \text{ MV}. \quad (201b)$$

Из следующих данных может быть установлена разница между массами Li^8 и Be^8 :

$$\text{Li}^7 + \text{H}^2 = \text{Li}^8 + \text{H}^2 + Q \quad (201c)$$

$$\text{Li}^7 + \text{H}^1 = 2\text{He}^4 + 17,2 \text{ MV}, \quad (201d)$$

$$\text{Be}^8 = 2\text{He}^4 + 0,3 \text{ MV}, \quad (201e)$$

$$\text{H}^2 = 2\text{H}^1 - 1,2 \text{ MV}. \quad (201f)$$

Первое преобразование дает радиоактивный Li^8 . Энергия, которая при этом выделяется, точно неизвестна. Однако известно, что обычный литий (смесь Li^6 и Li^7) под влиянием ударов дейтеронов дает только одну группу протонов с пробегом около 30 см, что соответствует выделению энергии около 5 MV. Эта группа была приписана реакции:

$$\text{Li}^6 + \text{H}^2 = \text{Li}^7 + \text{H}^1, \quad (201g)$$

так как в то время о существовании Li^8 не было известно и так как отдельный изотоп Li^6 показывает эту группу. Однако исследования с чистым Li^7 в качестве мишени не было произведено. Поэтому наиболее вероятно, что оба изотопа — Li^6 и Li^7 — дают протоны этой группы, причем энергии, выделяющиеся при двух реакциях, случайно приблизительно равны. В любом случае безусловно достоверно, что энергия, выделяющаяся при (201c) *не больше* 5 MV — она могла бы быть равна 5 MV или меньше. Энергия, выделяющаяся при (201d), измерена очень точно; разница энергий Be^8 и двух α -частиц может быть получена из преобразования B^{11} при обстреле протонами с точностью до $\pm 0,5$ MV; разница между дейтеронем и двумя протонами получается из спектроскопических данных Бейнбриджа и также безусловно верна с точностью до $\pm 0,5$ MV. Таким образом, мы находим:

$$\Delta E = 17,2 - 0,3 - 1,2 - Q > 10,7 \text{ MV}. \quad (201h)$$

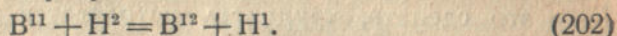
Это больше, чем на 6 MV, превышает среднюю энергию β -частиц, испускаемых Li^8 , что несовместимо с допущением о статистическом выполнении закона сохранения энергии при β -распадах.

С другой стороны, результат (201h) вполне согласуется с верхним пределом β -спектра, испускаемого Li^8 , равным

$$E_0 = 10,5 \text{ MV}. \quad (201i)$$

По этой причине уравнение (201) оказывается справедливым, что дает твердое основание для гипотезы о нейтрино, указанной несколько выше, как возможность (b).

Экспериментальный материал относительно V^{12} (C^{15}) аналогичен: V^{12} образуется при реакции



При бомбардировке бора дейтеронами возникает несколько групп протонов. Наибольший пробег протонов составляет 92 см. Эта бомбардировка может, кроме (202), привести также к реакции:



Выбрать между (202) и (202a) можно, наблюдая число протонов каждой группы и число β -частиц, испускаемых V^{12} . Найдено, что β -частицы значительно более (в 20 раз) многочисленны, чем протоны, во всех группах с пробегом больше 10 см. Из этого следует, что энергия, выделяющаяся при (202) меньше 2,5 MV. При массах $V^{11} = 11,0111$, $H^2 = 2,0142$ и $H^1 = 1,0081$ мы имеем, таким образом:

$$V^{12} \geq 11,0111 + 2,0142 - 1,0081 - 0,0027 = 12,0145 \quad (202b)$$

и, если масса углерода C^{12} равна 12,0037, находим:

$$\Delta E - mc^2 \geq 0,0108 \text{ массовых ед.} = 10,1 \text{ MV.} \quad (202c)$$

Это нужно сравнить с наблюдаемой средней энергией β -частиц

$$\bar{E} = 4 \text{ MV} \quad (202d)$$

и их максимальной энергией

$$E_0 = 11,5 \text{ MV.} \quad (202e)$$

Опыт снова определенным образом противоречит допущению о статистическом сохранении энергии и находится в хорошем согласии с гипотезой о нейтрино.

Дальнейшие примеры дают искусственно радиоактивные ядра F^{17} , P^{30} и т. д. Мы можем поэтому сказать, что доказательства против статистического закона сохранения энергии очень убедительны и что идея о несохранении энергии также должна быть полностью отброшена в пользу гипотезы о нейтрино.

Дальнейшее подтверждение гипотезы о нейтрино может быть получено из трудности со статистикой и спином ядер (1 и 2, § 38). Допущение, что в ядрах существуют только протоны и нейтроны решает эту трудность для стационарных состояний ядер. Остаются однако затруднения для β -распада. Так как атомный вес ядра остается неизменным при β -распаде, статистика не меняется и спин остается целочисленным, если он был целочисленным, и кратным половине, — если он был таковым. С другой стороны, испускаемый электрон подчиняется статистике Ферми и обладает спином $\frac{1}{2}$, следовательно, полный спин системы не может сохраняться при β -распаде; он должен быть целым для ядер с четным весом и кратным $\frac{1}{2}$ для ядер и элек-

тронов вместе. Такое несохранение общего спина, а также несохранение статистики системы стоит почти в таком же резком несоответствии с твердо установленными законами природы, как стояло бы несохранение энергии. Поэтому мы снова вынуждены допустить испускание второй частицы (нейтрино) при β -распаде. Если это сделать, трудность устраняется при допущении, что нейтрино обладает спином $\frac{1}{2} \hbar$ и подчиняется статистике Ферми, как и всякая другая элементарная частица (электрон, позитрон, протон, нейтрон). При этом результирующий спин электрона и нейтрино равен 1 или 0, а результирующие спины всех других частиц, получающихся после β -распада, т. е. образующихся ядер, электронов и нейтрино, — целые или кратные половине, в зависимости от того, целым или кратным половине был спин исходного ядра. Это позволяет сохранить закон сохранения общего момента количества движения. Аналогичным образом сохраняется и статистика, потому что теперь полное число частиц (протонов и нейтронов в ядре, электронов и нейтрино) возрастает при β -распаде на два, что оставляет неизменной статистику системы (§ 4).

Дальнейшим подтверждением теории нейтрино является успех теории β -распада, в частности совпадающий с найденным из опыта, вид распределения β -частиц по энергиям (К 5 и § 40) и зависимость продолжительности жизни от максимума энергии (§ 41).

Мы видим, что существует много данных за гипотезу о нейтрино. К несчастью, все эти данные не прямые; еще хуже то, что в настоящее время не видно возможностей получить прямые экспериментальные данные. По меньшей мере кажется практически невозможным открыть нейтрино в *свободном состоянии*, т. е. после того, как они выброшены радиоактивным атомом. Существует только один процесс, который нейтрино могут вызывать. Это — обратный β -процесс, состоящий в захвате нейтрино ядром при испускании электрона (или позитрона). Этот процесс однако настолько редок (§ 42), что нейтрино должно пройти в среднем 10^{16} км в твердом теле, прежде чем такой процесс произойдет. Существующие методы определения должны были бы быть, по меньшей мере, в 10^{13} раз чувствительнее, чтобы его открыть.

Существуют или нет другие процессы, при которых свободные нейтрино могли бы быть открыты, зависит исключительно от свойств нейтрино. Мы знаем наверное, что нейтрино не обладают зарядом, потому что заряд электрона обуславливает изменение заряда радиоактивного ядра при β -распаде (повышение на одну единицу). Отсутствие заряда устраняет возможность какого-нибудь сильного ионизирующего действия при пролетании нейтрино. Однако теоретически вполне допустимо, что нейтрино может иметь магнитный момент, связанный с его спином. Ионизация, обусловленная таким магнитным моментом, была вычислена (В14) и было найдено, что нейтрино должен давать

около $100 \mu^2$ ионов на 1 км пути в воздухе, где μ — магнитный момент, выраженный в магнетонах Бора. Нахмиас (№ 1) исследовал ионизацию, вызываемую нейтрино, пользуясь сильным радиоактивным источником, защищенным большим количеством свинца (около 1 м) с целью поглотить α -, β - и γ -лучи и оставить только нейтрино. В пределах флюктуации ионизации, обусловленной космическими лучами, не было найдено никакой дополнительной ионизации, несмотря на то, что действие космических лучей было весьма снижено, так как опыты производились под землей в Лондонском метрополитене. Подсчет показывает, что нейтрино не могут образовать больше 1 иона приблизительно на 500 000 км пути в воздухе. Это обозначает, что их магнитный момент, если он вообще существует, должен быть меньше $\frac{1}{7000}$ магнетона Бора. Поэтому кажется вероятным, что нейтрино вообще не имеет магнитного момента. Это делает безнадежными попытки найти ионизацию, вызываемую нейтрино.

Единственным способом получить более прямое указание на существование нейтрино остается поэтому радиоактивный распад. Отдача ядер, которая принципиально может наблюдаться, должна дать возможность определенно заключить о том, какая гипотеза справедлива — о нейтрино или о несохранении энергии. Согласно гипотезе о нейтрино импульс ядер отдачи должен быть равен и противоположен векторной сумме импульсов электрона и нейтрино. Поэтому, если импульс ядра отдачи и испускаемого электрона могут наблюдаться одновременно как по величине, так и по направлению, может быть найден и импульс нейтрино. С другой стороны, энергия нейтрино непосредственно определяется по разности между верхним пределом β -спектра и энергией β -частицы, наблюдающейся в действительности. Импульс нейтрино p и его кинетическая энергия E должны быть связаны соотношением вида:

$$(E + \mu c^2)^2 = p^2 c^2 + \mu^2 c^4, \quad (203)$$

где μ — масса нейтрино. Все наблюдения должны описываться при допущении об одном и том же значении μ , что является строгой пробой гипотезы о нейтрино, если бы эти эксперименты можно было произвести. Очевидно, что такие опыты дали бы как прямое определение массы нейтрино, так и более непосредственное доказательство его существования.

Трудность опытов связана с небольшой величиной кинетической энергии ядер отдачи. Если мы допустим, что вся энергия E_0 передается электрону, ядро отдачи с массой M , как легко найти, получит:

$$E_r = \frac{E_0}{2Mc^2} (E_0 + 2mc^2) = \frac{540 E_0^{MV}}{A} (E_0^{MV} + 1) V, \quad (203a)$$

где E_0^{MV} — верхний предел β -спектра в MV и A — атомный вес радиоактивного ядра. Для $E_0 = 2 MV$, что примерно соответствует среднему значению для радиоактивных ядер, и $A = 20$

мы имеем $E_r = 160$ V. Наиболее благоприятный случай представляют Li^8 с $E_0 = 10,5$ MV, $A = 8$, и поэтому $E_r = 8000$ V; к несчастью, этот элемент обладает очень коротким периодом жизни ($\frac{1}{2}$ сек.).

Существующие в настоящее время данные о нейтрино могут быть резюмированы следующим образом.

Нейтрино не обладают зарядом. Обладают очень маленькой массой, возможно равной нулю, и заведомо малой по сравнению с массой электрона (что вытекает из вида β -спектров, § 40). Спин — $\frac{1}{2} h'$. Подчиняются статистике Ферми. Обладают магнитным моментом, меньшим $\frac{1}{7000}$ магнетона Бора, если вообще обладают моментом. Не обнаружимы в свободном состоянии.

В заключение этого параграфа следует сказать несколько слов относительно антинейтрино. Повидимому, нейтрино подчиняются волновому уравнению, аналогичному уравнению Дирака, только заряд (a , возможно, и масса) в этом уравнении равен нулю. Это уравнение допускает решения как для положительных, так и для отрицательных энергий. Также как и в случае электронов, следует допустить, что все состояния отрицательной энергии обычно заполнены, чтобы устранить серьезные затруднения, связанные с возможностью перехода из положительных в отрицательные энергии. Состояние отрицательной энергии, которое оказалось бы пустым, эквивалентно частице, аналогичной позитрону. Эта частица называется антинейтрино. Так как нейтрино не имеет заряда и, возможно, не имеет магнитного момента, антинейтрино нельзя никаким образом отличить от нейтрино. Поэтому нет нужды различать нейтрино и антинейтрино — делать это можно разве лишь чисто формально.

§ 40. Теория β -распада

Если ядро испускает β -частицу, его заряд повышается на 1 единицу, в то время как его вес остается неизменным. Другими словами, число протонов в ядре возрастает на 1, в то время как число нейтронов на 1 уменьшается. Таким образом, β -распад можно рассматривать как переход нейтрона в протон, электрон и нейтрино:



Аналогичным образом радиоактивные процессы, в которых испускается позитрон, могут описываться уравнением:



Едва ли нужно говорить после § 38, что нейтрон не должен рассматриваться, как состоящий из протона, электрона и нейтрино — он способен лишь переходить в эти три частицы. То же относится и к протону.

Задача теории β -распада заключается в вычислении вероятности процессов (204), (204a). Понятно, это вычисление нельзя проделать на основании существующей теории. Следует ввести

существенно новую „силу“, которая способна вызвать переходы (204) и (204а), т. е. которая преобразует нейтрон в протон (или наоборот) и в то же время вызовет (отрицательный или положительный) электрон и нейтрино. Такая сила была введена Ферми (F7), который использовал аналогию с испусканием света, указанную в конце § 38.

Вероятность того, что заряженная частица испустит свет и в то же время перейдет из состояния m в состояние n , дается известным выражением (релятивистской теории):

$$w = C \left| \int u_n^*(\mathbf{r}) \mathbf{A}(\mathbf{r}) \alpha u_m(\mathbf{r}) d\mathbf{r} \right|^2, \quad (205)$$

где u_n и u_m — волновые функции частицы, α — оператор Дирака, C — некоторая постоянная и $\mathbf{A}(\mathbf{r})$ — векторный потенциал световой волны частоты $\frac{E_m - E_n}{h}$ и интенсивности, равной единице в месте, где находится заряженная частица. Смысл (205) можно также выразить, сказав что в Гамильтоновой функции заряженной частицы существует член вида:

$$H = C' \mathbf{A}(\mathbf{r}) \alpha, \quad (205a)$$

соответствующий спонтанному испусканию света, и переходы частицы под влиянием этой Гамильтоновой функции следует вычислить по обычным правилам теории возмущений. Векторный потенциал \mathbf{A} можно рассматривать как некоторый вид волновой функции испускаемого светового кванта. Таким образом, Гамильтонова функция здесь является волновой функцией испускаемой частицы в месте нахождения испускающей частицы.

Следует допустить аналогичное выражение для взаимодействия между тяжелой частицей, электроном и нейтрино. Существуют только два отличия. Во-первых, образуются две частицы, а не одна; поэтому как волновая функция электрона, так и волновая функция нейтрино должны войти в Гамильтонову функцию. Во-вторых, испускание двух частиц меняет характер тяжелой частицы, превращая нейтрон в протон и наоборот. Введем оператор Q , соответствующий преобразованию нейтринов и протон, и Q^* , соответствующий обратному переходу. Тогда для Гамильтоновой функции β -испускания можно принять:

$$H = g(\psi^* \varphi^* Q + \psi \varphi Q^*), \quad (206)$$

где ψ — волновая функция электрона, φ — нейтрино, причем обе взяты в том месте, где находится тяжелая частица. Первый член соответствует возникновению электрона и нейтрино с одновременным переходом нейтрона в протон, второй член — поглощению электрона и нейтрино или испусканию позитрона и антинейтрино одновременно с преобразованием протона в нейтрон. g — постоянная, которую следует определить из опыта.

Математическое решение задачи упрощается при неизменных физических предпосылках, если мы будем считать, что в каждом процессе образуется и поглощается одна частица, а не две (K5). Это можно сделать, допустив, что испускание отрицательного электрона связано с испусканием антинейтрино (или поглощением нейтрино), в то время как испускание позитрона (или поглощение электрона) сопровождается испусканием нейтрино. Это

эквивалентно нашему начальному допущению вследствие неотличимости нейтрино и антинейтрино. Гамильтонова функция (206) должна быть при этом заменена:

$$H = g(\psi^* \varphi Q + \psi \varphi^* Q^*). \quad (206a)$$

Вероятность β -распада определяется при помощи обычной теории нестационарных возмущений. Если u_m и u_n — собственные функции тяжелой частицы до и после испускания, и $G_e G_n$ — число состояний электрона и нейтрино на единицу интервала энергии, вероятность β -распада, при котором электрон получает энергию от E до $E + dE$ в единицу времени, равна:

$$w = \frac{2\pi}{\hbar} g^2 \left| \int d\mathbf{r} u_n^*(\mathbf{r}) u_m(\mathbf{r}) \psi^*(\mathbf{r}) \varphi(\mathbf{r}) \right|^2 G_n G_e dE. \quad (206b)$$

До сих пор мы не учитывали теории относительности. Введение релятивистской волновой функции для легких частиц совершенно необходимо по той причине, что их энергия значительно больше их энергии „покоя“ mc^2 . Введение теории относительности для тяжелых частиц, вообще говоря, не необходимо, за исключением случаев запрещенных переходов (§ 41—43). Оно может быть сделано также из соображений симметрии.

Чтобы построить релятивистское выражение, аналогичное (206b) будем исходить из требования инвариантности подинтегрального выражения в (206b) (F8, K5). Из двух функций ψ и φ мы можем построить пять величин, инвариантных относительно преобразований Лоренца, а именно: скаляр, вектор, тензор, псевдовектор и псевдоскаляр⁽¹⁾. Скаляр:

$$i(\psi \dagger \varphi) = (\psi^* \beta \varphi). \quad (207a)$$

Четырехмерный вектор:

$$-(\psi \dagger \gamma \varphi) = \left\{ \begin{array}{l} i(\psi^* \alpha \varphi) \text{ (пространственные компоненты),} \\ (\psi^* \varphi) \text{ (временная компонента),} \end{array} \right\} \quad (207b)$$

Тензор:

$$(\psi \dagger \gamma_i \gamma_k \varphi) = \left\{ \begin{array}{l} (\psi^* \beta_{ij} \varphi) \text{ (если } i \text{ и } k = 1, 2, 3), \\ (\psi^* \beta_{\alpha} \varphi) \text{ (если } i \text{ или } k = 4). \end{array} \right\} \quad (207c)$$

Псевдовектор:

$$(\psi \dagger \gamma_i \gamma_k \gamma_l \varphi) = \left\{ \begin{array}{l} (\psi^* \sigma \varphi) \text{ („пространственные“ компоненты } i = 4, kl = 1, 2, 3) \\ i(\psi^* \gamma_5 \varphi) \text{ („временная“ компонента } ikl = 1, 2, 3). \end{array} \right\} \quad (207d)$$

Псевдоскаляр:

$$(\psi \dagger \gamma_1 \gamma_2 \gamma_3 \gamma_4 \varphi) = (\psi^* \beta \gamma_5 \varphi). \quad (207e)$$

Здесь $\alpha = (\alpha_x \alpha_y \alpha_z)$, β — обычные матрицы Дирака и γ — „матричный вектор“ с компонентами.

$$\gamma_k = -i\beta\alpha_k \text{ для } k = 1, 2, 3, \gamma_4 = -\beta, \quad (207f)$$

σ — спиновый оператор Паули, т. е.

$$\sigma_l = -i\alpha_i \alpha_k \quad (207g)$$

где значки ikl следуют циклически друг за другом, причем каждый есть одно из чисел 1, 2, 3.

$\psi \dagger$ — „сопряженная“ Дираковской волновой функции:

$$\psi \dagger = -i\psi^* \beta \quad (207h)$$

и, наконец,

$$\gamma_5 = \gamma_1 \gamma_2 \gamma_3 \gamma_4. \quad (207i)$$

(1) Pauli, Handbuch der Physik, т. 24/1, стр. 220.

Множители i и $-i$ с левой стороны выражений от (207а) до (207е) выбраны так, чтобы главные компоненты справа были действительны.

Из волновых функций тяжелых частиц $u_m u_n$ могут быть образованы пять величин, аналогичных выражениям от (207а) до (207е). Умножая любую из величин от (207а) до (207е) на соответствующую величину, образованную из $u_m u_n$, мы получим инвариант. Таким образом, существует пять различных возможностей подставить подинтегральное выражение (206b), удовлетворив релятивистской теории:

скаляром:

$$(u_n^* \beta u_m) (\psi^* \beta \varphi), \quad (208a)$$

вектором:

$$(u_n^* u_m) (\psi^* \varphi) - (u_n^* \alpha u_m) \cdot (\psi^* \alpha \varphi), \quad (208b)$$

тензором:

$$(u_n^* \beta \alpha u_m) \cdot (\psi^* \beta \alpha \varphi) + (u_n^* \beta \alpha u_m) \cdot (\psi^* \beta \alpha \varphi), \quad (208c)$$

псевдовектором:

$$(u_n^* \sigma u_m) \cdot (\psi^* \sigma \varphi) - (u_n^* \gamma_5 u_m) (\psi^* \gamma_5 \varphi), \quad (208d)$$

псевдоскаляром:

$$(u_n^* \beta \gamma_5 u_m) (\psi^* \beta \gamma_5 \varphi). \quad (208e)$$

Ферми выбрал первоначально выражение, аналогичное (208b). С точки зрения общей теории ядерных сил следовало бы предпочесть (§ 44) „тензорное“ и „псевдовекторное“ выражения (208c) и (208d). (Точка обозначает скалярное произведение).

Для тяжелых частиц оператор β практически не изменяет волновых функций, оператор σ действует на спиновую часть волновой функции, но оставляет порядок величины практически неизменным, в то время как $(u_n^* \alpha u_m)$ и $(u_n^* \gamma_5 u_m)$ малы в сравнении с $(u_n^* u_m)$, а именно, относительного порядка $\frac{v}{c}$,

где v — скорость тяжелых частиц⁽¹⁾. Поэтому вторыми членами в (208b, c, d) можно пренебречь (за исключением случаев запрещенных переходов — см. §§ 41—43). Это делает результаты, получающиеся из выражений (208a) и (208b) и из (208c) и (208d), почти идентичными.

Распределение β -частиц по энергии может быть легко вычислено из (206b) после выбора одного из выражений от (208a) до (208e) для подстановки в интеграл (206b). Следует просто подставить плоскую волну, вместо функции нейтрино, в то время как электронную волновую функцию ψ нужно взять в Кулоновском поле дезинтегрируемого ядра.

Для легких ядер можно пренебречь эффектом Кулоновского поля и, таким образом, заменить электронные волновые функции также плоскими волнами. Так как длины волн электрона и нейтрино велики в сравнении с радиусом ядер для всех известных β -превращений, ψ и φ можно считать постоянными и вынести их за знак интеграла. При таких упрощениях распределения β -частиц по энергии получаются полностью независимыми от того, которое из выражений от (208a) до (208e) принято. Результат для w есть:

$$w = \frac{1}{2\pi^3} \cdot \frac{mc^2}{h^2} \left(\frac{g}{mc^2 (h^2/mc^2)^3} \right)^2 \frac{E_e \cdot p_e \cdot E_n \cdot p_n \cdot dE}{mc^2 \cdot mc \cdot mc^2 \cdot mc \cdot mc^2} |G|^2, \quad (209)$$

где $E_e E_n p_e p_n$ — энергия и импульс электрона и нейтрино (предполагается, что энергия включает члены mc^2 и μc^2), G — матричный элемент.

(1) См. Handbuch der Physik, 24/1, стр. 301 и дальше.

$$G = \int d\tau u_n^* u_m \quad \text{для (208a) или (208b),} \quad (209a)$$

$$G = \int d\tau u_n^* \sigma u_m \quad \text{для (208c) или (208d).} \quad (209b)$$

В (209) отброшен малый член относительного порядка $\frac{mc^2\mu c^2}{E_e E_n}$.

Из формы β -спектра вблизи максимума энергии электронов может быть найдена масса нейтрино ($\bar{P}8$). Экспериментальный материал показывает, что масса нейтрино очень мала в сравнении с массой электрона — вероятно, нуль. Это заключение получается таким образом. Если E_e вблизи ее верхнего значения равна E_0 , множители E_e и p_e в (209) могут считаться постоянными. Если масса нейтрино не нуль, E_n можно также рассматривать как постоянную, именно равную μc^2 , если только $E_0 - E_e \ll \mu c^2$. При этих условиях мы можем подставить также для p_n нерелятивистское выражение:

$$p_n = (2\mu)^{1/2} (E_n - \mu c^2)^{1/2} = (2\mu)^{1/2} (E_0 - E_e)^{1/2}.$$

Таким образом, верхний край спектра (209) энергий частиц будет стремиться к нулю, как $(E_0 - E_e)^{1/2}$, т. е. будет *вертикально* пересекать ось энергии.

В действительности наблюдение показывает, что число β -частиц на единицу энергии стремится к нулю с *горизонтальной* касательной вблизи верхнего предела β -спектра. Это можно понять только в том случае, если μ предположить равной нулю. Тогда $E_n = cp_n = E_0 - E_e$ и (209) становится пропорциональной $(E_0 - E_e)^2$, если энергия электрона E_e вблизи верхнего предела есть E_0 . Очень малая масса нейтрино — до $\frac{1}{5}$ массы электрона, — повидимому, все же должна считаться допустимой в свете имеющихся опытных данных.

В дальнейшем мы положим массу нейтрино равной нулю. Тогда (209) может быть написано:

$$\omega = \frac{mc^2}{2\pi^3 \hbar} \left(\frac{gm^2 c^2}{\hbar^3} \right)^2 |G|^2 \varepsilon (\varepsilon^2 - 1)^{1/2} (\varepsilon_0 - \varepsilon)^2 d\varepsilon, \quad (210)$$

где

$$\varepsilon = \frac{E_e}{mc^2}, \quad \varepsilon_0 = \frac{E_0}{mc^2} \quad (210a)$$

Если $\varepsilon_0 \gg 1$, что имеет место для многих радиоактивных веществ, то единицей в $(\varepsilon^2 - 1)^{1/2}$ можно пренебречь в сравнении с ε в большей части спектра энергий. Тогда ω становится пропорциональной $\varepsilon^2 (\varepsilon_0 - \varepsilon)^2$, т. е. имеет место максимальная вероятность для одинакового распределения энергии среди электронов и нейтрино ($\varepsilon = \frac{1}{2} \varepsilon_0$), и распределение будет симметричным по отношению к двум частицам (P5). Это находится в противоречии с экспериментом. Как правило, находят, что электроны получают в среднем значительно меньше половины максималь-

ной энергии E_0 , другими словами, энергия нейтрино в среднем больше, чем энергия электронов (1).

Это показывает, что теория в том виде, в каком она использована до сих пор, не соответствует опытным данным. Ее необходимо исправить таким образом, чтобы испускание нейтрино высокой энергии становилось теоретически более вероятным. Это сделали Конопинский и Юленбек (К5), введя производную по времени от волновой функции нейтрино, вместо самой волновой функции. Существуют три возможных выражения, включающих первую производную от φ , которые соответствуют выражениям (208 b, c, d), а именно:

вектор:

$$(u_n^* u_m) \left(\psi^* \beta \frac{\partial \varphi}{\partial t} \right) - c (u_n^* \alpha u_m) (\psi^* \beta \text{grad } \varphi), \quad (211b)$$

тензор:

$$(u_n^* \beta \sigma u_m) \cdot (\psi^* [\alpha \times \text{grad } \varphi]) + (u_n^* \beta \alpha u_m) \left(\psi^* \alpha \frac{\partial \varphi}{c \partial t} - \psi^* \text{grad } \varphi \right) \quad (211c)$$

псевдовектор:

$$(u_n^* \sigma u_m) \cdot \left(\psi^* \beta \left\{ [\alpha \times \text{grad } \varphi] - i \sigma \frac{\partial \varphi}{c \partial t} \right\} \right) + \\ + i (u_n^* \gamma_5 u_m) (\psi^* \beta [\sigma \text{grad } \varphi]). \quad (211d)$$

Юленбек выбрал выражение (211b), в то время как должна быть взята линейная комбинация (211b) и (211c) или (211d), если желательно связать β -эмиссию с общими ядерными силами (§ 44). Делая те же предположения, как и при выводе (209), а именно, считая малым влияние ядерного заряда и принимая массу нейтрино равной нулю, мы получим из (211b):

$$w d\varepsilon = \frac{mc^2}{2\pi^3 \hbar^3} \left(\frac{g}{mc^2 (\hbar^2/mc)^2} \right)^2 |G|^2 \varepsilon (\varepsilon^2 - 1)^{1/2} (\varepsilon_0 - \varepsilon)^4 d\varepsilon, \quad (212)$$

где G имеет то же значение, что и в (209a), если выбрано выражение (211b), в то время как оно в $\left(\frac{2}{3}\right)^{1/2}$ и $\left(\frac{1}{3}\right)^{1/2}$ раза больше (209d) соответственно, если за взаимодействие между тяжелой частицей, электроном и нейтроном принять (211c) или (211d). Выражение (212) отличается от (210) тем, что оно содержит энергию нейтрино $\varepsilon_0 - \varepsilon$ в четвертой степени. Эта разница обусловлена содержащимися в (211) производными. Так как $\frac{\partial \varphi}{\partial t} = -i \frac{E_n \varphi}{\hbar}$, то введение производной вводит множитель E_n в интеграл в (206b), и поэтому множитель $E_n^2 = (E_0 - E_e)^2$ в вероятности перехода. Этот добавочный фактор — как раз то, что требуется, чтобы привести теорию в согласие с экспериментальными данными о распределении энергии β -частиц. Он увеличивает вероятность испускания медленных электронов и быстрых ней-

(1) Это справедливо как для легких, так и для тяжелых радиоактивных ядер. Расхождение поэтому не может объясняться тем, что мы пренебрегли электростатическим действием ядра на электроны.

трино. Наиболее вероятная энергия электрона сдвигается к $\frac{1}{3}E_0$ для больших E_0 .

Конопинский и Юленбек произвели количественное сравнение формулы (212) с экспериментальным распределением энергии для всех хорошо исследованных β -спектров (K5). Результат оказался вполне удовлетворительным. Кроме того *полная* вероятность распада [интеграл (212) по ϵ], т. е. величина, обратная времени жизни радиоактивных ядер, также хорошо передается (212) в зависимости от максимальной энергии (§ 41). Повидимому, одно из выражений (211) должно быть очень близким к правильному. Мы поэтому примем теорию Конопинского и Юленбека за основу наших дальнейших рассуждений.

§ 41. Время жизни и максимальная энергия при β -распаде (F8, S1, K16)

Полная вероятность β -распада может быть легко получена интегрированием (212) по всем энергиям электронов от $\epsilon = 1$ до $\epsilon = \epsilon_0$. Результатом является:

$$\frac{\log 2}{\tau} = \int_1^{\epsilon_0} w d\epsilon = |G|^2 \frac{f(\epsilon_0)}{\tau_0}, \quad (213)$$

где τ — половина жизни β -распадающегося ядра.

$$\tau_0 = \left(\frac{2\pi^3 h'}{mc^2} \right) \left(\frac{h'}{mc} \right)^8 (mc^2)^2 g^{-2} \quad (213a)$$

есть временная характеристика β -распада, G — матричный элемент, относящийся к переходу тяжелых частиц (см. 209a, b) и

$$f(\epsilon_0) = (\epsilon_0^2 - 1)^{1/2} \left(\frac{1}{105} \epsilon_0^6 - \frac{2}{21} \epsilon_0^4 - \frac{247}{420} \epsilon_0^2 - \frac{8}{105} \right) + \frac{1}{2} \epsilon_0 \left(\epsilon_0^2 + \frac{1}{2} \right) \log \left[\epsilon_0 + (\epsilon_0^2 - 1)^{1/2} \right] \quad (213b)$$

зависит от верхнего предела $E_0 = mc^2 \epsilon_0$ β -спектра. Если кинетическая энергия β -частиц мала, т. е. если $\epsilon_0 = 1$ мало в сравнении с единицей, (213b) можно разложить по степеням $\epsilon_0 - 1$, причем получается:

$$f(\epsilon_0) = \frac{256}{5 \cdot 7 \cdot 9 \cdot 11} \sqrt{2} (\epsilon_0 - 1)^{5/2} + 0 (\epsilon_0 - 1)^{3/2}. \quad (213c)$$

Время жизни τ β -распадающихся ядер согласно (213) обратно пропорционально $f(\epsilon_0)$ и поэтому быстро уменьшается с возрастанием кинетической энергии β -частиц. Для малой кинетической энергии $\tau \sim (\epsilon_0 - 1)^{-5/2}$ [см. (213c)], для большой кинетической энергии $\tau \sim (\epsilon_0 - 1)^{-7}$ [см. (213b)]. Такое поведение качественно и количественно согласуется с экспериментом. Это можно видеть из таблицы XV, в которой дано произведение

$f(\epsilon_0)\tau$ для ряда радиоактивных ядер, для которых хорошо известен β -спектра верхний предел ϵ_0 (¹). Теперь согласно (213)

$$\tau f(\epsilon_0) = \tau_0 \log 2 |G|^{-2}, \quad (213d)$$

где τ_0 — универсальная постоянная. Матричный элемент G близок к единице, если нейтрон перед дезинтеграцией находится почти в таком состоянии, как протон после дезинтеграции. Это правильно по крайней мере для большого числа легких радиоактивных ядер. Если же между состояниями протона и нейтрона имеет место значительное отличие, G должно быть меньше единицы. G может даже равняться нулю; в этом случае мы имеем „запрещенные переходы“, которые будут рассмотрены ниже.

Так как есть основания считать матричный элемент G близким к единице для значительного числа радиоактивных ядер, произведение τf должно иметь приблизительно одно значение для всех этих ядер. Это действительно имеет место для первой группы ядер в таблице XV (группа OA), для которых значение τf лежит между $0,4 \cdot 10^5$ и $3 \cdot 10^5$, несмотря на значительное различие во времени жизни τ ядер. Абсолютного равенства значений τf , конечно, нельзя ожидать вследствие разницы матричных элементов G . Однако согласие достаточно хорошо, чтобы можно было грубо определить значение универсальной постоянной τ_0 . Эта постоянная должна быть по меньшей мере приблизительно равной

$$\tau_0 = 0,7 \cdot 10^5 \text{ сек.}, \quad (214)$$

т. е. приблизительно около одного дня. Пользуясь этим значением и значением

$$\frac{h'}{mc^2} = 1,3 \cdot 10^{-21} \text{ сек.} \quad (214a)$$

для „характеристического времени электрона“, мы найдем из (213a) для постоянной β -распада:

$$g = 1,1 \cdot 10^{-13} mc^2 \left(\frac{h'}{mc}\right)^4 \quad (214b)$$

$$g = 6,5 \cdot 10^{-3} Mc^2 \left(\frac{h'}{Mc}\right)^4, \quad (214c)$$

$$g = 1,9 \cdot 10^{-60} \text{ эрг см}^4. \quad (214d)$$

В соответствии с тем обстоятельством, что время жизни β -распадающихся ядер (порядка нескольких секунд) очень велико в сравнении с характерными для ядер временами ($\sim 10^{-21}$ сек.), постоянная g делается чрезвычайно малой, если выбрать mc^2 и $\frac{h'}{mc}$ за единицу энергии и длины соответственно [см. (214b)]. За единицы удобнее принять Mc^2 и $\frac{h'}{Mc}$, так как β -распад есть свойство тяжелых частиц. В этих единицах g приблизительно равно $\frac{1}{150}$

(¹) Очень полезный метод определения этого верхнего предела был дан Кюри, Ричардсоном и Пакстоном (K16).

Незначительная величина g вызывает некоторые трудности при попытках связать силы, действующие между протонами и нейтронами, с β -распадом (§ 44).

Формулы (213) и (213b) правильны только для легких ядер, для которых влиянием ядерного поля на волновую функцию β -частицы можно пренебречь. Для тяжелых ядер следует пользоваться волновыми функциями электронов в кулоновском поле. Тогда (212) должно быть заменено выражением (K5):

$$w d\varepsilon = \frac{mc^2}{2\pi^3 \hbar^3} \cdot \frac{g^2}{(mc^2)^2 (\hbar^2/mc)^2} |G|^2 \varepsilon (\varepsilon^2 - 1)^{1/2} (\varepsilon_0 - \varepsilon)^4 e^{\pi\gamma\varepsilon (\varepsilon^2 - 1)^{-1/2}} \times \\ \times \left| \frac{\Gamma(s + i\gamma\varepsilon (\varepsilon^2 - 1)^{-1/2})}{\Gamma(2s + 1)} \right|^2 \left(\frac{2pR}{\hbar^2} \right)^{2s-2} d\varepsilon, \quad (215)$$

где

$$\left. \begin{aligned} \gamma &= \frac{Z}{137}, \quad s = (1 - \gamma^2)^{1/2}, \quad p - \text{момент электрона,} \\ R &- \text{радиус ядра,} \quad \Gamma = \Gamma - \text{функция.} \end{aligned} \right\} \quad (215a)$$

Выражение (215) может быть приближенно представлено в виде:

$$w d\varepsilon = \frac{|G|^2}{\tau_0} \cdot 2\pi\gamma\varepsilon (\varepsilon_0 - \varepsilon)^4 \cdot \frac{\varepsilon}{1 - e^{-2\pi\gamma\varepsilon (\varepsilon^2 - 1)^{-1/2}}} \times \\ \times [\varepsilon^2 (1 + 4\gamma^2) - 1]^{s-1} \left(\frac{Rmc}{\hbar^2} \right)^{2(s-1)} \cdot \frac{4}{(2s!)^2} \cdot d\varepsilon. \quad (215b)$$

Здесь можно пренебречь $e^{-2\pi\gamma\varepsilon (\varepsilon^2 - 1)^{-1/2}}$ даже для высоких энергий и средних величин зарядов ядер. Основное отличие между (212) и (215b) состоит, во-первых, в том, что здесь вместо добавочный множитель $2\pi\gamma$, который для $Z=88$ (радий) равен 4, и, во-вторых, четыре последних множителя (215b) стоят вместо $(\varepsilon^2 - 1)^{1/2}$, давая для $Z=88$ $R=9 \cdot 10^{-13}$ и $\varepsilon=3$, т. е. увеличение в 6 раз. Первый множитель был бы также и в нерелятивистской квантовой механике. Он вызван влиянием кулоновского поля, которое увеличивает вероятность для электронов, находившихся вблизи от ядра. Остальные множители характерны для релятивистской волновой механики. Вместе они повышают вероятность β -распада тяжелых ядер приблизительно в 24 раза. *Время жизни тяжелого радиоактивного ядра, распадающегося с испусканием электронов, должно было бы быть поэтому значительно короче, чем время жизни легкого радиоактивного ядра, при одном и том же верхнем пределе β -спектра в обоих случаях* (1).

Из (215b) путем интегрирования по ε легко найти величину, обратную продолжительность жизни. Квадратные скобки для

(1) Поэтому неправильно наносить времена жизни в зависимости от энергии на одной диаграмме для тяжелых и легких ядер (кривая Саржента). Если сравнивать тяжелые и легкие радиоактивные ядра, надо учитывать роль Кулоновского поля и релятивистских поправок.

этой цели можно считать постоянными. Таким образом, мы находим выражение вида (213), где

$$f_0(\epsilon_0) = 2\pi\gamma [\bar{\epsilon}^2(1+4\gamma^2) - 1]^{s-1} \left(\frac{2}{5} \cdot \frac{Rmc}{h'}\right)^{2(s-1)} \times \\ \times \frac{4}{(2s1)^2} \left[\frac{1}{105} \epsilon_0^7 - \left(\frac{1}{5} \epsilon_0^5 - \frac{1}{3} \epsilon_0^3 + \frac{1}{7} \epsilon_0\right)\right]. \quad (216)$$

Здесь $\bar{\epsilon}$ — соответственным образом выбранная средняя энергия электронов. Зависимость от максимальной энергии содержится главным образом в последних скобках; в этих скобках первый член значительно больше, чем другие, если ϵ_0 не очень мало. Для больших энергий ϵ_0 зависимость от энергии — одного и того же вида как для легких (см. 213b), так и для тяжелых ядер (216).

Значения $\tau f(\epsilon_0)$ для некоторых тяжелых радиоактивных ядер собраны в таблице XV в столбце 0B. Они хорошо согласуются друг с другом, но существенно выше аналогичных значений для легких ядер (группа 0A в таблице). Это может быть указанием на то, что матричный элемент G для тяжелых ядер в среднем меньше, чем для легких, что вполне возможно, так как волновые функции нейтрона и протона, безусловно, очень отличаются в тяжелых ядрах и очень похожи друг на друга в легких ядрах. Возможно, что β -распад тяжелого ядра всегда связан с полной перегруппировкой, что снижало бы величину G . (Изменения в основном выражении для β -распада не влияют существенно на отношение вероятности распада легких и тяжелых ядер).

Теперь мы рассмотрим *запрещенные переходы*. β -распад мы называем запрещенным, если для перехода матричный элемент G равен нулю. Наиболее простым случаем этого является изменение полного момента количества движения I ядра. Мы можем различать запрещенные переходы первого, второго, третьего и т. д. родов, в зависимости от того, меняется ли I на $L=1, 2, 3, \dots$. „Запрещенные“ переходы, конечно, не полностью запрещены, но только гораздо менее вероятны, чем „разрешенные“ переходы с $L=0$.

Чтобы вычислить вероятность запрещенных переходов, мы не должны делать приближений, которые мы делали до сих пор (в предыдущем параграфе, стр. 184).

Должны быть приняты в расчет зависимость волновой функции электрона и нейтрино от координат внутри ядра и „малый“ второй член в основном выражении (211b) для взаимодействия. Малый член во взаимодействии ни при каких условиях не вызывает больших вероятностей переходов, чем большой член, и поэтому им можно даже теперь пренебречь, считая, что мы хотим найти лишь порядок величины эффектов.

Если момент количества движения ядра меняется на L , произведение собственных функций u_n и u_m будет содержать шаровую функцию порядка L (¹).

(¹) Могут входить также и шаровые функции более высокого порядка, однако их ролью в вероятности перехода можно пренебречь.

кроме множителя, зависящего от радиуса r . Вероятность перехода будет тогда зависеть от интеграла [см. (211b), $\frac{\partial \varphi}{\partial t} = \frac{-iE_n \varphi}{\hbar'} = \text{const} \cdot \varphi$]:

$$\int P_L(\theta) F(r) [\psi_1^*(r\theta) - \psi_3^*(r\theta)] e^{-\frac{iE_n z}{\hbar' c}} d\tau, \quad (217)$$

где $F(r) P_L(\theta)$ представляет произведение $u_m^* u_n$, экспоненциальная функция относится к нейтрину, ψ_1, ψ_3 — первая и третья Дираковские компоненты электронной волновой функции⁽¹⁾. Направление движения нейтрино предполагается параллельным z . Без нарушения общности z можно считать осью сферической системы координат, так что $z = r \cos \theta$. Экспоненциальное выражение в (217) может быть развернуто в ряд: каждый член разложения значительно меньше, чем предыдущий, и отношение их равно приблизительно $\frac{E_n R}{\hbar' c}$ (где R — радиус

ядра), т. е. равно около $\frac{1}{20}$ для энергии нейтрино порядка 1 MV. n -й член разложения содержит множитель $(\cos \theta)^n$. Из электронных волновых функций ψ_1 и ψ_3 одна содержит шаровую функцию $P_k(\theta)$, другая $P_{k-1}(\theta)$, если момент количества движения электрона равен $k - \frac{1}{2} = j$. Функция, содержащая P_k , несколько меньше, чем другая, однако она отличается от другой лишь на множитель порядка γ , т. е. около $\frac{1}{2}$ для тяжелых ядер и $\frac{1}{7}$ для легких ядер, например К.

Для того, чтобы выражение (217) не равнялось нулю, мы должны учесть такой член в разложении волновой функции нейтрино, чтобы его произведение на ψ или ψ_3 содержало $(\cos \theta)^L$. Для этой цели надо взять $L - k$ -член, помноженный на малую электронную функцию, или $L - k + 1$ -член, помноженный на большую электронную функцию. Согласно предыдущему первый выбор даст значительно большую величину для значения интеграла. Члены от различных значений k приблизительно одинаковы, причем возможно, что они несколько больше для $k = 1$ (s - и $p_{1/2}$ -электроны), чем для больших величин k (2, 3, ..., L). Влияние члена $k = 1$ на вероятность перехода поэтому будет того же порядка величина, что и полная вероятность перехода⁽²⁾. Продолжительность жизни в случае запрещенных переходов становится при этом снова вида (213), но $f(\epsilon_0)$ заменяется теперь через

$$f_L(\epsilon_0) = \frac{4\pi}{9} \gamma^3 \epsilon_0^{2L+5} \left(\frac{mcR}{\hbar'}\right)^{2L-4+2s} \frac{L}{(2L+3)(2L+4)(2L+5)} \times \\ \times \frac{1}{1^2 \cdot 3^2 \cdot 5^2 \dots (2L-1)^2} \cdot \frac{4}{(2s!)^2} [\epsilon^2(1+4\gamma^2) - 1]^{s-1}, \quad (218)$$

причем G заменяется через

$$G_L = \int u_n^* u_m Y_{LM} \left(\frac{r}{R}\right)^L d\tau, \quad (218a)$$

где Y_{LM} — шаровая функция и M — разность между магнитными квантовыми числами состояний u_m и u_n . G_L — снова порядка единицы или, скорее, несколько меньше.

(1) Мы считаем спин нейтрино параллельным z . Если он направлен противоположно, вместо ψ_1, ψ_3 , появляется ψ_2 и ψ_4 . Это не меняет результата.

(2) Добавление части от более высоких k увеличивает вероятность перехода, учет второго члена в выражении взаимодействия (211b) уменьшает ее. Результат с точностью до множителя 2 совпадает с (218).

Таблица XV
Продолжительности жизни β -радиоактивных ядер (1)

Ядро	τ (сек.)	ϵ_0^{-1}	$f(\epsilon_0)$	$\tau f(\epsilon_0)$
Группа 0A				
C ¹¹	1200	2,5	30	0,4·10 ⁵
N ¹³	660	2,83	60	0,4·10 ⁵
O ¹⁵	150	3,9	450	0,7·10 ⁵
F ¹⁷	70	4,9	1900	1,3·10 ⁵
Si ²⁷	150	3,9	450	0,7·10 ⁵
Mg ²⁷	620	(3,9)	450	2,8·10 ⁵
Группа 0B				
UX ₂	94	5,5	f_0 19700	τf_0 18·10 ⁵
Ra B	2300	2,27	21,9	5·10 ⁵
Th B	55000	1,7	1,1	6·10 ⁶
Th C''	275	4,5	5700	16·10 ⁵
Ac C''	410	3,73	1410	6·10 ⁵
Группа 2 или выше				
P ³²	1,3·10 ⁶	4,1	600	0,8·10 ⁹
K ⁴⁰	3·10 ¹⁶	1,4	1,0	3·10 ¹⁵
Группа 1A				
Li ⁸	1 $\frac{1}{2}$	21,8	3,10 ⁷	1,5·10 ⁷
B ¹²	$\frac{1}{50}$	25,8	12,10 ⁷	0,6·10 ⁷
N ¹⁶	9	(13)	10 ⁶	0,9·10 ⁷
F ²⁰	40	(10)	2·10 ⁵	0,8·10 ⁷
Na ²²	1,5·10 ⁷	(1,2)	0,4	0,6·10 ⁷
Na ²⁴	54000	4,1	600	3,4·10 ⁷
Al ²⁸	180	7,8	3,6·10 ⁴	0,7·10 ⁷
P ³⁰	195	9,6	1,3·10 ⁵	2,5·10 ⁷
Si ³¹	9600	4,1	600	0,6·10 ⁷
Cl ³⁵	2200	12,5	10 ⁴	2,2·10 ⁷
K ⁴²	4850	9,0	10 ⁵	4,5·10 ⁷
Группа 1B				
Ra C	1700	7,14	140000	2,4·10 ⁸
Ra E	6·10 ⁶	3,38	650	4,0·10 ⁹
Th C	8500	5,29	18000	1,5·10 ⁸
Ms Th ₂	32000	6,21	65000	1,7·10 ⁹

Сравнивая (218) и (216), находим:

$$\frac{f_L(\epsilon_0)}{f_0(\epsilon_0)} = \frac{\gamma^2 (E_0 R)^{2L-2}}{9 (h'c)^{2L-2}} \cdot \frac{7 \cdot 5 \cdot 6}{(2L+5)(2L+4)(2L+3)} \cdot \frac{L}{1^2 \cdot 3^2 \cdot 5^2 \dots (2L-1)^2} \quad (218b)$$

Таким образом, вероятности первого запрещенного ($L=1$) и разрешенного перехода относятся как $\frac{\gamma^2}{9}$, т. е. примерно как

(1) Данные преимущественно по Кюри, Ричардсону и Пакстону (K16), а также по Фаулеру, Делассо и Лоритсену (F15).

1:40 для тяжелых ядер и существенно меньше для легких. Однако для очень легких ядер и большой энергии E_0 это несправедливо; в этом случае отношение будет скорее $\left(\frac{E_0 R}{\hbar c}\right)^2$, чем $\frac{1}{9}$; во всяком случае первая величина больше второй. Так как

запрещенные переходы первого порядка имеют для легких ядер в большинстве случаев высокое значение максимальной энергии E_0 , отношение возрастает до 1:100 для вероятностей первых запрещенных и разрешенных переходов. В таблице XV собран ряд данных о ядрах, для которых β -распад, повидимому, относится к первому запрещенному типу. Группа 1A содержит легкие ядра, 1B — тяжелые ядра этого типа. Для простоты мы снова вычислили $\tau f_0(\epsilon_0)$ для каждого ядра. Так как в действительности $\tau f_1(\epsilon_0)$ должно быть равно $\tau_0(\log^2)|G|^{-2}$, можно ожидать, что τf_0 будет примерно в сто раз больше. Действительно, значения τf_0 примерно в 100 раз больше для группы 1, чем для группы 0. Разница между тяжелыми и легкими ядрами заметна и в случае запрещенных переходов.

Вероятность запрещенных переходов более высокого порядка уменьшается согласно (218b) на множитель $\left(\frac{E_0 R}{\hbar c}\right)^2$ на порядок.

Кроме того существует другой множитель [последний множитель в (218b)], который также быстро уменьшается при возрастании L . Таким образом, продолжительность жизни β -радиоактивных ядер становится очень большой, если β -распад соответствует запрещенному переходу. Существует три β -распада, для которых известно исключительно большое значение τ : K, Sr и Nd. Согласно утверждению Клемперера (K4) в случае K радиоактивность обусловлена, повидимому, изотопом K^{40} . Максимальная энергия β -частиц K — около $0,7 \text{ MV} = 1,4 \text{ mc}^2$, радиус ядра, — вероятно, около $4,5 \cdot 10^{-13} \text{ см}$; поэтому $\left(\frac{E_0 R}{\hbar c}\right) = 0,016$.

Изменения момента количества движения на $L=3$ достаточно для объяснения наблюдающейся продолжительности жизни. Для $L=3$ мы имеем из (218b):

$$\frac{f_{33}}{f_0^4} = \frac{1}{9} \cdot \frac{1}{7^2} \cdot 0,016^4 \frac{7 \cdot 6 \cdot 5}{11 \cdot 10 \cdot 9} \cdot \frac{3}{3^2 \cdot 5^2} = 4 \cdot 10^{-13}, \quad (218c)$$

что соответствует в $2 \cdot 5 \cdot 10^{12}$ раз большей продолжительности жизни, чем в случае разрешенных переходов. В действительности величина $\tau f(\epsilon_0)$ только в $3 \cdot 10^{10}$ раз больше для K, чем для большинства разрешенных распадов. Таким образом, допущение об изменении ядерного момента на 3 единицы более чем достаточно для объяснения длинного периода распада K^{40} . Такое изменение, повидимому, укладывается в рамки общих представлений (§ 34).

§ 42. Обратные β -процессы: захват орбитальных электронов ядрами, распад ядер под влиянием электронов и нейтрино

Представляют интерес следующие три процесса „обращения“ обычных β -распадов:

- (1) захват орбитального электрона атома ядром с испусканием нейтрино;
- (2) захват падающего свободного электрона ядром с испусканием нейтрино;
- (3) захват падающего нейтрино ядром с испусканием положительного или отрицательного электрона.

Процессы (1) и (2) приводят к уменьшению заряда ядра на единицу, процесс (3)—к увеличению, если испускается отрицательный, и к уменьшению, если испускается положительный электрон.

Все три процесса, понятно, возможны только при наличии необходимой энергии; например, условие для процесса (1) (если энергией орбитального электрона пренебречь по сравнению с ядерными энергиями) заключается в том, чтобы

$$Z^A + \epsilon^- > (Z-1)^A + n^0, \quad (219)$$

где Z^A обозначает массу исходного ядра заряда Z с массовым номером A , $(Z-1)^A$ — масса получающегося ядра, ϵ^- — масса захватываемого электрона и n^0 — масса испускаемого нейтрино. Подобное условие должно выполняться и для всех позитронных испускателей; действительно в этом случае должно выполняться более жесткое условие:

$$Z^A > (Z-1)^A + \epsilon^+ + n^0. \quad (219a)$$

Однако процесс захвата электрона не представляет большого интереса для позитронных испускателей, потому что для этих ядер испускание позитронов вообще гораздо более вероятно, чем захват орбитального электрона. Следует однако, безусловно, ожидать наличия некоторых ядер Z^A , для которых имеет место не (219a), а (219). Одним из таких ядер является He^3 , если считать, что масса нейтрино равна нулю (или очень мала), как мы приняли в § 40. Возможно, что F^{18} является другим примером, о чем можно заключить на основании масс аналогичных соседних ядер. Наконец, вероятно, что In^{118} , Sn^{115} и Te^{128} (или по крайней мере один из них) принадлежат к этой категории, будучи изобарами относительно „соседних“ ядер Cd^{118} , In^{116} и Sb^{128} соответственно (см. § 43).

Вероятность захвата, конечно, наиболее велика для K -электронов, так как они наиболее часто находятся внутри ядра. Эта вероятность может быть легко вычислена из общей теории β -распада. Она является функцией кинетической энергии $E_0 = \epsilon_0 mc^2$, передаваемой нейтрино при процессе, т. е. функцией избытка энергии в левой стороне выражения (219) по сравнению с правой. Продолжительность жизни может опять быть представлена в виде (213), где G имеет вид (213b) и (218a) для разрешенных и запрещенных переходов соответственно и где

$$f_K(\epsilon_0) = 2\pi \gamma^3 \epsilon_0^4 \left(\frac{2R}{a_K} \right)^{2s-2} \frac{1+s}{2s!} \quad (220)$$

для разрешенных переходов ($L = 0$) и

$$f_K^L(\epsilon_0) = \frac{2\pi}{9} \gamma^5 \frac{\epsilon_0^3 (L-1 + \epsilon_0)^2}{1^2 \cdot 3^2 \dots (2L-1)^2 L} \left(\frac{E_0 R}{\hbar c} \right)^{2L-2} \left(\frac{2R}{a_K} \right)^{2s-2} \frac{1+s}{2s!} \quad (220a)$$

для запрещенных переходов, при которых ядерный момент меняется на $L \cdot a_K$ обозначает боровский радиус K оболочки [относительно s см. (215a)].

Для ядра He^3 мы имеем $\gamma = \frac{2}{137}$ и поэтому $s \approx 1$. Таким образом,

$$f_K = 2 \cdot 10^{-5} \left(\frac{E_0}{mc^2} \right)^4, \quad (221)$$

и при $G = 1$ и (213)

$$\tau = 2,5 \cdot 10^9 \left(\frac{mc^2}{E_0} \right)^4 \text{ сек} = 100 \left(\frac{mc^2}{E_0} \right)^4 \text{ лет}. \quad (221a)$$

Энергия, освобождающаяся при захвате электрона ядром He^3 , равна разности масс He^3 и H^3 . Эта разность, по видимому, близка к 0,0002 массовых ед. = $0,4 mc^2$ (см. главу XVII или § 22). При этом значении ядро He^3 имело бы продолжительность жизни около 5000 лет. Это означало бы, что He^3 нельзя найти в природе, потому что он давно распался бы уже. Однако искусственно произведенный He^3 не переходит в H^3 за время, удобное для наблюдения. Следует заметить, что захват электрона ядром не наблюдается как β -процесс, но может быть выведен из того обстоятельства, что получающееся вещество (в нашем случае H^3) медленно накапливается в веществе, которое вначале содержало только исходный продукт (He^3).

Для $Z = 50$, т. е. в области, в которой найдены пары соседних изобар (§ 43), мы имеем $\gamma = 0,365$, $s = 0,93$, $R = 7 \cdot 10^{-13}$ см, $a_K = 1,05 \cdot 10^{-10}$ см, и поэтому

$$f_K = 0,62 \epsilon_0^4, \quad (222)$$

$$f_K^L = 0,009 \epsilon_0^2 \frac{(L-1 + \epsilon_0)^2}{1^2 \cdot 3^2 \dots (2L-1)^2 L} \left(\frac{E_0 R}{\hbar c} \right)^{2L-2}. \quad (222a)$$

Продолжительность жизни поэтому равна:

$$\tau = 0,8 \cdot 10^5 \left(\frac{mc^2}{E_0} \right)^4 \text{ сек} = 1 \left(\frac{mc^2}{E_0} \right)^4 \text{ дней} \quad \text{для } L = 0, \quad (222b)$$

$$\tau = 0,15 \left(\frac{mc^2}{E_0} \right)^4 \text{ лет} \quad \text{для } L = 1, \quad (222c)$$

$$\tau = 0,8 \cdot 10^4 \left(\frac{mc^2}{E_0} \right)^4 \left[\frac{mc^2}{E_0 + mc^2} \right]^2 \text{ лет} \quad \text{для } L = 2, \quad (222d)$$

$$\tau = 0,9 \cdot 10^9 \left(\frac{mc^2}{E_0} \right)^6 \left[\frac{mc^2}{E_0 + 2mc^2} \right]^2 \text{ лет} \quad \text{для } L = 3. \quad (222e)$$

Продолжительность жизни, таким образом, возрастает очень быстро с повышением порядка запрещенных переходов — обстоятельство, которое очень важно в вопросе о стабильности изобар (§ 43).

Теперь мы вернемся к процессам (2) и (3), о которых была речь в начале этого параграфа, т. е. к разрушению ядер свободными электронами или нейтрино. Оба эти процесса приблизительно одинаково вероятны для равной энергии падающих частиц, потому что β -теория почти симметрична относительно электронов и нейтрино. Оба процесса исключительно редки, так как малая величина должна быть приписана характеристической постоянной g . Их вероятность может быть очень легко оценена из вероятности захвата β -частицы — вероятность „разрешенного“ процесса захвата пропорциональна вероятности падающей частице оказаться внутри ядра. Для захвата из K -оболочки эта вероятность равна объему ядра, деленного на объем K -оболочки, который для малых зарядов ядра равен πa_K^3 . Для свободных электронов, движущихся через вещество, содержащее N атомов в $см^3$, ядра которых могут быть разрушены, вероятность равна объему ядра, деленному на объем, приходящийся на атом, причем последний равен $\frac{1}{N}$. Отношение вероятностей, таким образом, равно $\pi N a_K^3$. Так как $a_K = \frac{h'}{mc\gamma}$, функция $f(\epsilon_0)$ становится для захвата свободного электрона легким ядром равной [см. (220)]:

$$f_e(\epsilon_0) = 2\pi^2 N \left(\frac{h'}{mc} \right)^3 \epsilon_0^4. \quad (223)$$

Время до захвата свободного электрона равно при этом [см. (213)]:

$\frac{\tau_0 \log 2}{|G|^2 f_e(\epsilon_0)}$. Допуская, что электроны движутся со скоростью света, путь, проходимый ими до дезинтеграции, равен „продолжительности жизни“, помноженной на c , т. е.

$$l_e = c\tau_0 \log 2 \frac{1}{2\pi^2 |G|^2} \left(\frac{mc^2}{E_0} \right)^4 \left(\frac{mc}{h'} \right)^3 N^{-1}. \quad (223a)$$

Для твердого вещества, все атомы которого могут разрушаться электронами, число N может быть оценено как $6 \cdot 10^{22}$. Полагая $G = 1$, мы получим:

$$l_e = 2 \cdot 10^{22} \left(\frac{mc^2}{E_0} \right)^4 см. \quad (223b)$$

Таким образом, если даже разрушение ядер энергетически возможно и соответствует „разрешенному“ переходу и если даже энергия E_0 , передаваемая нейтрино, очень велика, вероятность процесса ничтожна. Другими словами, разрушение ядер путем захвата свободных электронов и испускания нейтрино практически не наблюдаемо (1).

(1) Электроны могут однако разрушать ядра, благодаря своему электрическому полю. Этот процесс аналогичен дезинтеграции, γ -лучами (см. § 16 и В17) и его можно было бы наблюдать; разрушающий ядро электрон не захватывается в процессе дезинтеграции. Дезинтеграция, идущая с захватом электрона, также могла бы наблюдаться. Выражение для вероятности β -дезинтеграции в этом случае меняется таким образом, как необходимо для объяснения ядерных сил (§ 44). При этом нужно, чтобы энергия падающего электрона и вылетающего нейтрино были порядка $137 mc^2$.

Вероятность разрушения ядер свободными нейтрино в основном та же, что и при разрушении электронами. Путь, который нейтрино с энергией E_0 должно пройти в твердом веществе, содержащем $6 \cdot 10^{22}$ ядер в $см^3$, равен:

$$l_n = 2 \cdot 10^{22} \left(\frac{mc^2}{E_0} \right)^2 \left(\frac{mc^2}{E} \right) \left(\frac{mc}{p} \right) см, \quad (223с)$$

если E и p — энергия и количество движения электрона, который должен освободиться при ядерном распаде, и если каждое ядро вещества может быть разрушено нейтрино данной энергии. Очень печально, что вероятность разрушения ядер нейтрино так мала, потому что это разрушение есть единственное действие свободных нейтрино, которое может быть предсказано с достоверностью.

§ 43. Стабильность изобар и запрещенные β -процессы

В § 10 мы нашли, что два ядра с одной и той же массой и зарядом, отличающимся на единицу (соседние изобары), не могут оба быть стабильными. Действительно, пары соседних изобар практически не встречаются в природе. Однако несколько таких пар, повидимому, твердо установлены экспериментально. Сюда относятся Cd^{113} In^{113} , In^{115} Sn^{115} , Sb^{123} Te^{123} , K^{40} Ca^{40} и Rb^{87} Sr^{87} . Все изотопы первых трех пар экспериментально были подтверждены Бейнбриджем, который воспользовался свободными от водорода источниками, исключив таким образом кажущиеся „изотопы“, обусловленные гидридами. Другие редкие изотопы, которые были бы изобарами с соседними устойчивыми ядрами, не могли быть подтверждены Бейнбриджем. Сюда относятся Cd^{115} (должен быть изобарен с In^{115}), Sn^{121} (Sb^{121}), Hg^{197} (Au^{197}), Hg^{203} (Tl^{203}), Pb^{203} (Tl^{203}), Pb^{205} (Tl^{205}), Pb^{209} (Bi^{209}), Pb^{210} это ядро, можно сказать почти с достоверностью, не реально по той причине, что радиоактивный элемент RaD идентичен с Pb^{210} , т. е. Pb^{210} не может встречаться в природе в виде стабильного изотопа). Все эти изотопы, повидимому, гораздо более редки, чем думали первоначально; Бейнбридж думает однако, что его результаты требуют подтверждения, чтобы была уверенность в том, что сомнительные изотопы действительно не существуют.

Последние две из указанных пар твердо установленных изобар не входят в наше настоящее рассмотрение, потому что K и Rb радиоактивны. В случае K , повидимому, очень вероятно, что радиоактивность обусловлена K^{40} . Действительно, K^{40} был открыт Ниром (N3) после того, как Клемперер привел веские соображения в пользу того, что он является радиоактивным изотопом ($K4$) (см. §§ 33 и 40). В случае Rb правдоподобно считать, что радиоактивным изотопом является Rb^{87} по той причине, что он изобарен с Sr^{87} . Эта точка зрения подтверждается тем обстоятельством, что никакие другие изотопы рубидия, кроме Rb^{85} и Rb^{87} , не обнаружены (N4).

Остаются три пары установленных соседних изобар, ни один из которых не показывает сколько-нибудь заметной β -активности. Число этих пар очень мало по сравнению с числом „разрешенных“ изобарических пар, ядерные заряды которых отличаются на 2 единицы. Это число превышает 50 (см. табл. I). Однако то обстоятельство, что три „запрещенных“ пары изобар существуют, достаточно важно и требует объяснения.

Повидимому, существуют два возможных объяснения: (а) или масса нейтрино не равна нулю, (б) или β -преобразование одного изобара в другой исключительно строго запрещено.

Если мы допустим первое, то условия для энергетической стабильности двух изобар Z^A и $(Z-1)^A$ состоят в следующем: ядро $(Z-1)^A$ не должно быть способным испускать β -частицы. Это, безусловно, имеет место, если его масса меньше суммы масс частиц, которые получились бы при таком распаде, т. е. ядра Z^A , электрона и нейтрино. Мы имеем, следовательно, условие для масс:

$$(Z-1)^A < Z^A + e^- + n_0. \quad (224)$$

Аналогичным образом Z^A должно быть неспособным к захвату одного из орбитальных электронов (§ 42) и испусканию нейтрино. Это условие будет выполнено, если сумма масс исходных частиц меньше суммы масс получающихся частиц, т. е.

$$Z^A + e^- < (Z-1)^A + n_0. \quad (224a)$$

Ядра Z^A и $(Z-1)^A$ будут поэтому оба энергетически стабильны, если

$$(Z-1)^A - n_0 < Z^A + e^- < (Z-1)^A + n_0. \quad (224b)$$

Другими словами, если масса ядра Z^A плюс электрон равны массе ядра $(Z-1)^A$ с точностью до массы нейтрино, то оба изобара будут энергетически стабильны относительно β -преобразований.

Мы можем попробовать оценить массу нейтрино из этого условия, считая, что существуют как раз три пары соседних изобар с атомным весом меньше 150. В §§ 9 и 10 мы показали (21), что в очень грубом приближении точный вес атомов с массовым числом A может быть представлен в зависимости от заряда Z выражением:

$$E(Z) = B + k_1(Z - Z_A)^2 = B + \frac{C(Z - Z_A)^2}{A}, \quad 225$$

где B и C — некоторые постоянные и Z_A — „наиболее благоприятный“ заряд для атомного веса A [см. (19a)]. C зависит только незначительно от атомного веса A и имеет при A около 120 значение 100 MV [см. (21) и (22)]. Если мы имеем два изобара с зарядами Z и $Z-1$, мы определяем величину β , положив

$$Z_A = Z - \frac{1}{2} + \beta, \quad (225a)$$

причем предполагается, что β лежит в промежутке от $-\frac{1}{2}$ до $+\frac{1}{2}$. Примем теперь, что любое значение β в этой области одинаково вероятно, т. е. что значения β распределены согласно случаю. Веса двух изобар как функции β равны:

$$\left. \begin{aligned} B + \left(\frac{C}{A}\right)\left(\frac{1}{2} - \beta\right)^2 & \text{ для ядра заряда } Z, \\ B + \left(\frac{C}{A}\right)\left(\frac{1}{2} + \beta\right)^2 & \text{ для ядра заряда } Z-1, \end{aligned} \right\} (225b)$$

так что разность равна

$$\Delta E = \frac{2C\beta}{A}. \quad (225c)$$

Эта разность предполагается меньшей, чем масса нейтрино n_0 . Таким образом, для изобара должны быть оба стабильными, если

$$|\beta| < \frac{n_0 A}{2C}. \quad (225d)$$

Вероятность этого при случайном распределении β равна:

$$p = \frac{n_0 A}{C}. \quad (225e)$$

Полное число изобарических пар нечетного атомного веса, меньшего 150, должно поэтому быть:

$$P = \sum_{\substack{\text{по всем} \\ \text{нечетным } A}}^{150} \frac{n_0 A}{C} = \frac{150^2 n_0}{4C} = \frac{5600 n_0}{C}. \quad (225f)$$

Полагая это число равным трем и подставляя $C = 100 \text{ MV}$, находим:

$$n_0 = 0,05 \text{ MV}. \quad (225g)$$

Таким образом, масса нейтрино должна быть равна одной десятой массы электронов, чтобы объяснить наблюдаемое число пар изобар на основе энергетической устойчивости (1). Такая масса, повидимому, совместима с данными о распределении β -частиц по энергиям. Однако не очень вероятно допущение, что масса нейтрино так мала и все же не равна нулю. Допущение о нулевой массе казалось бы гораздо более удовлетворительным.

Таким образом, мы приходим к альтернативе (b) (см. выше), которая предполагает, что один из соседних изобар может быть энергетически нестабильным, но не переходить в другой, потому что соответствующий β -переход в высокой степени запрещен.

(1) Эта величина основана на допущении о зависимости энергии изобар от ядерного заряда, данной в (225). Если были бы какие-нибудь нерегулярности в этой зависимости, для массы нейтрино потребовалась бы большая величина. Следует также отметить, что далеко ненадежно делать статистические заключения на основе всего лишь трех пар.

Надо различать два случая: или изобар с большим ядерным зарядом имеет большую энергию, или большую энергию имеет изобар с меньшим зарядом. В первом случае будет происходить „обратный“ β -процесс. т. е. захват K -электронов неустойчивым ядром, во втором случае будет иметь место обычный β -процесс. Только во втором случае будет существовать принципиально наблюдаемая радиоактивность, „обратный“ β -процесс проявляется только в постепенном исчезновении изобар с большей энергией. Соответственно этому необходимо сделать следующие требования относительно продолжительности жизни нестабильного изобара:

(а) Если ядро с более высоким зарядом нестабильно, его время жизни должно быть порядка возраста земли (около 10^9 лет). Иначе такое ядро не могло бы больше быть обнаружено на земле.

(б) Если большей энергией обладает ядро с *меньшим* зарядом, его продолжительность жизни должна быть такой, что радиоактивность становится ненаблюдаемой (1). С целью оценить необходимую продолжительность жизни мы должны допустить возможность наблюдать радиоактивность, равную одной частице в час с 1 см^2 площади твердого вещества. Допустим кроме того, что верхний предел β -спектра равен $200\,000 \text{ V}$, что соответствует средней энергии, несколько меньшей $100\,000 \text{ V}$. Если τ есть полупериод в годах, число β -частиц, наблюдаемых с 1 см^2 в час равно:

$$\beta = Nx \cdot \frac{\log 2}{24 \cdot 365 \cdot \tau}, \quad (226)$$

где N — число атомов распадающегося изотопа в см^3 вещества и x_0 — средняя глубина, из которой выходят β -частицы. Эта последняя зависит от рассеяния и торможения и ее можно вычислить [B14, формулы (32), (30), (29)]. Если распадающийся изотоп состоит на сто процентов из радиоактивного вещества, что имело бы место в случае In^{115} , имеем $Nx_0 = 5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-2}$ для $Z = 50$ и энергии электрона в $100\,000 \text{ V}$. Тогда (226) дает:

$$\beta = \frac{4 \cdot 10^{15}}{\tau} \text{ частиц/час} \quad (226a)$$

Таким образом, необходим был бы период жизни 10^{15} лет для того, чтобы сделать радиоактивность ненаблюдаемой.

Если мы находим в природе пару изобар, не наблюдая β -радиоактивности изобара с меньшим зарядом, — *наиболее правдоподобно, что изобар с большим зарядом энергетически нестабилен*. Поэтому мы должны допустить в дальнейшем, что во всех трех наблюдаемых изобарических парах реализован случай (а) и In^{113} , Sn^{115} , Te^{123} — энергетически нестабильные изобары.

(1) Делая это утверждение, мы предполагаем, что элементы Cd , In , Sb не обладают никакой радиоактивностью. Было бы, конечно, очень интересно найти такую радиоактивность. Можно ожидать, что β -частицы в этих случаях будут иметь очень маленькую энергию.

Для этих изобар время жизни дается (222b, c, d, e). Легко видеть, что изменение момента ядра на две единицы привело бы к требуемой продолжительности жизни в 10^9 лет или больше только при условии, что энергия E_0 испускаемого нейтрино меньше 25 000 V. Весьма невероятно, что энергии двух изобар так точно совпадают. Однако изменение ядерного момента на три единицы привело бы ко времени жизни в 10^9 лет, даже если бы E_0 было больше 500 000 V, что, понятно, не противоречит оценке разности энергий двух изобар. Таким образом, существование пар соседних изобар возможно, если:

(1) разность ядерных спинов двух изобар равна по меньшей мере трем единицам;

(2) изобар с большим зарядом обладает большей энергией.

Разница на три единицы в полном спине весьма правдоподобна ввиду высокого момента количества движения отдельных частиц в ядре (§ 32) и высокого общего момента, наблюдаемого для ряда ядер (§ 48). Таким образом, объяснение изобарических пар на основе запрещенных β -переходов кажется удовлетворительным. Поэтому нет никаких возражений против допущения о нулевой массе нейтрино.

В заключение этого параграфа скажем несколько слов об основной паре изобар, а именно о нейтрине и протоне. Из этих двух частиц нейтрон должен быть нестабильным, его вес приблизительно на 350 000 V выше веса протона и электрона вместе. Это утверждение основано на энергии связи дейтерона (2,14 MV, § 16) и указанной Бейнбриджем величине масс протона и дейтерона $H^2 = 2,01423$, если $H^1 = 1,00807$. Повидимому, есть некоторые указания на то (A5), что масса дейтерона на самом деле больше 2,01423; это сделало бы нейтрон еще более неустойчивым.

Переход $n^1 \rightarrow H^1 + e^- + \nu^0$, понятно, „разрешен“, поэтому его вероятность определяется (213) и (213b). Подставляя $\epsilon_0 = 1,7$ в (213b), мы получим $f(\epsilon_0) = 0,02$ и по (213) и (214) при $G = 1$:

$$\tau_{\text{нейтрон}} = 2,5 \cdot 10^6 \text{ сек.} = 1 \text{ мес.} \quad (227)$$

Аналогичная величина была найдена Мотцом и Швинглером (M17). Время жизни (227) слишком велико, чтобы можно было наблюдать β -распад нейтронов. Это было бы однако возможно при Астоновской массе H^2 (2,0148), что привело бы к верхнему значению энергий β -частиц нейтрона около 0,9 MV, т. е. $\epsilon_0 = 2,8$, $f(\epsilon_0) = 4$ и

$$\tau = 1,2 \cdot 10^4 \text{ сек.} = 3 \text{ час.} \quad (227a)$$

Было бы интересно оценить еще продолжительность жизни ядер Be^{10} и C^{14} , образующихся при некоторых ядерных реакциях. Так как ядра B^{10} и N^{14} стабильны, их изобарические соседи должны быть нестабильны, если считать массу нейтрино равной нулю. Разность энергий в обоих случаях очень мала — вероятно от 100 000 до 200 000 V. Считая распады разрешенными, получим время жизни между $\frac{1}{2}$ и 20 годами.

§ 44. Ядерные силы и β -распад

Гейзенберг ⁽¹⁾ первый высказал мысль, что может существовать связь между „полем Ферми“, соответствующим β -дизинтеграции, и силами, действующими между протонами и нейтронами. Эту связь можно представить себе аналогичной связи между испусканием света (электромагнитное поле) и кулоновским взаимодействием между заряженными частицами. В квантовой электродинамике кулоновское взаимодействие между двумя частицами не вводится как отдельное допущение; каждая частица предполагается взаимодействующей только с электромагнитным полем. Только вследствие взаимодействия обеих частиц с полем они взаимодействуют между собой. Кулоновское поле, таким образом, рассматривается как второе приближение взаимодействия между полем и отдельными частицами.

Эта точка зрения может быть распространена на поле Ферми и ядерные силы. Предположим, что мы имеем две частицы 1 и 2 и желаем исследовать энергию взаимодействия, соответствующего превращению первой частицы из нейтрона в протон, происходящему одновременно с обратным превращением второй частицы. Пусть задана Гамильтонова функция, описывающая взаимодействие обеих частиц с полем Ферми, которое мы предположим в форме Конопинского-Юленбека [(206a), (211b)], отбрасывая малый член, содержащий α -оператор тяжелых частиц:

$$\left. \begin{aligned} H &= H_1 + H_1^* + H_2 + H_2^*, \\ H_1 &= \frac{gE_n}{\hbar c} [\psi^*(\mathbf{r}_1) \beta \varphi(\mathbf{r}_1)] Q_1. \end{aligned} \right\} \quad (228)$$

Здесь E_n — энергия нейтрино, β — оператор Дирака, $\varphi(\mathbf{r}_1)$ и $\psi(\mathbf{r}_1)$ — волновые функции нейтрино и электрона в месте нахождения тяжелой частицы, Q — оператор, превращающий нейтрон в протон, и Q^* — обратный оператор, индексы 1 и 2 относятся к первой и второй тяжелым частицам и H_1^* — комплексно сопряженная H_1 .

Гамильтонова функция (228) во втором приближении приводит автоматически к одновременному преобразованию частицы 1 из нейтрона в протон и 2 — из протона в нейтрон. Функция Гамильтона, связанная с этим преобразованием, согласно обычной теории возмущений Шредингера равна:

$$W = - \sum_b \frac{H_2^{*bd} H_1^{ab}}{E_b - E_a} - \sum_c \frac{H_1^{cd} H_2^{*ac}}{E_c - E_a}. \quad (228a)$$

Здесь a, b, c, d означают начальное, два промежуточных и конечное состояние, H_1^{ab} и т. д. — соответственные матричные элементы, E_a, E_b — полные энергии. Состояния описываются так:

⁽¹⁾ Гейзенберг, лекции в Кевендишской лаборатории в Кембридже, 1934 год (не опубликовано).

Начальное состояние (а): частица 1 равняется нейтрону, частица 2 равняется протону, все состояния электронов и нейтрино с отрицательной энергией заняты, все состояния с положительной энергией пусты.

Промежуточное состояние (b): частица 1 равняется протону, 2 равняется протону, одно состояние нейтрино с отрицательной энергией E_n пусто, одно электронное состояние с положительной энергией E_e занято.

Промежуточное состояние (c): частица 1 равняется нейтрону, 2 равняется нейтрону, одно электронное состояние с отрицательной энергией E_e пусто, одно состояние нейтрино с положительной энергией E_n занято.

Конечное состояние (d): частица 1 равняется протону, 2 равняется нейтрону, все отрицательные состояния заняты, все положительные состояния пусты.

Таким образом, в обоих случаях

$$E_b - E_a = E_c - E_a = E_n + E_e. \quad (228b)$$

Подставим теперь для φ и ψ плоские волны, нормированные на единицу импульса:

$$\varphi(\mathbf{r}_1) = \frac{1}{h^3} \cdot \bar{\varphi}(\mathbf{p}_n) e^{i(\mathbf{p}_n \mathbf{r}_1) / h'} \quad (228c)$$

и так далее, где \mathbf{p}_n — импульс нейтрино и $\bar{\varphi}$ — постоянный спинор. После простого вычисления, заключающего эти спиноры, (228) сводится к

$$W = -2 \left(\frac{g}{h'c} \right)^2 h^{-6} \int \frac{d\mathbf{p}_n d\mathbf{p}_e}{E_n + E_e} E_n^2 \cdot e^{i(\mathbf{p}_n - \mathbf{p}_e) \cdot \mathbf{r} / h'} \quad (228d)$$

если массу нейтрино предположить равной нулю, $\mathbf{r} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$ есть расстояние между двумя частицами, и интеграл берется по всему пространству импульсов электрона и нейтрино. Вводя сферические координаты \mathbf{p}_n и \mathbf{p}_e — пространства и интегрируя по всем углам, мы получим:

$$W = -32 \pi^3 \left(\frac{g}{h'c} \right)^2 (2\pi h')^{-6} \left(\frac{h'}{r} \right)^2 \cdot \int \frac{p_n dp_n \cdot p_e dp_e E_n^2}{E_n + E_e} \sin \left(\frac{p_n r}{h'} \right) \sin \left(\frac{p_e r}{h'} \right) \quad (228e)$$

Главную роль в интеграле, очевидно, играют высокие энергии электрона и нейтрино. Мы поэтому положим

$$p_n = \frac{E_n}{c}, \quad p_e = \frac{E_e}{c}. \quad (228f)$$

Вводим кроме того сокращения

$$x = \frac{E_n r}{h'c}, \quad y = \frac{E_e r}{h'c}. \quad (228g)$$

Тогда (228c) становится

$$W = -\frac{1}{2} \pi^{-4} \frac{g^2}{h'c} r^{-7} \int_0^\infty \frac{x^3 dx \cdot y dy}{x+y} \sin x \cdot \sin y. \quad (228h)$$

Интеграл расходится. Он может быть однако вычислен как

$$\left[\frac{\partial^4 F(pq)}{\partial p^3 \partial q} \right]_{p=q=1} \quad (228i)$$

$$F = \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \frac{dx dy}{x+y} \cos px \cos py. \quad (228j)$$

F имеет значение ⁽¹⁾ $\frac{\pi}{2(p+q)}$, поэтому (228i) равно $\frac{4! \pi}{2(1+1)^5} = \frac{3\pi}{8}$.

Таким образом

$$W = -\left(\frac{3}{16}\right) \pi^{-3} \left(\frac{g^2}{h'c}\right) r^{-7}. \quad (229)$$

Взаимодействие нейтрона и протона, таким образом, обратно пропорционально седьмой степени их расстояния, т. е. увеличивается очень быстро с уменьшением расстояния, как мы всегда и предполагали. Взаимодействие должно становиться бесконечным для $r=0$, и энергия связи всех ядер также должна становиться бесконечной, если (229) было бы верно до $r=0$. Мы должны поэтому предположить, что, по соображениям до сих пор еще неизвестным, (229) на малых расстояниях не имеет места. Чтобы определить более точно радиус a , при котором начинается неостоятельность выражения (229), мы положим:

$$\left. \begin{aligned} W &= -W_0 = -\left(\frac{3}{16}\right) \pi^{-3} \left(\frac{g^2}{h'c}\right) a^{-7} && \text{для } r < a, \\ W &= \text{выражению (229)} && \text{для } r > a. \end{aligned} \right\} \quad (229a)$$

Это соответствовало бы практически потенциальной яме глубиной W_0 и радиусом a . Выбором подходящего значения для расстояния a мы могли бы сделать взаимодействие (229a) и соответствующие энергии связи какими угодно большими. Например,

⁽¹⁾ Чтобы высчитать F , мы введем $s = x + y$, $t = x - y$, $\alpha = \frac{p+q}{2}$, $\beta = \frac{p-q}{2}$.

Тогда

$$F = \frac{1}{4} \int_0^{\infty} \frac{ds}{s} \int_{-s}^s dt [\cos(\alpha s + \beta t) + \cos(\beta s + \alpha t)], \quad (A)$$

$$\begin{aligned} F &= \frac{1}{4} \int_0^{\infty} \frac{ds}{s} \cdot \frac{1}{\beta} [\sin(\alpha + \beta)s - \sin(\alpha - \beta)s] + \\ &+ \frac{1}{4} \int_0^{\infty} \frac{ds}{s} \cdot \frac{1}{\alpha} [\sin(\beta + \alpha)s - \sin(\beta - \alpha)s]. \end{aligned} \quad (B)$$

Теперь

$$\int_0^{\infty} \frac{ds}{s} \sin k_1 s = \left\{ \begin{aligned} &+\frac{\pi}{2}, && \text{если } k_1 > 0; \\ &-\frac{\pi}{2}, && \text{если } k_1 < 0. \end{aligned} \right\} \quad (C)$$

Так как $\alpha + \beta = p > 0$, $\alpha - \beta = q > 0$, первый интеграл в (B) есть нуль, второй равен $\frac{\pi}{4\alpha} = \frac{\pi}{2(p+q)}$.

если мы желаем получить правильное значение для энергии связи дейтерона, мы должны выбрать (40):

$$W_0 a^2 = \left(\frac{\pi^2}{4}\right) \frac{h'^2}{M}, \quad (229b)$$

$$\begin{aligned} \text{т. е. } (\pi a)^5 &= \frac{3}{4} g^2 \frac{M}{h'^3 c} = \frac{3}{4} g^2 \frac{M}{h'^3 c} = \frac{0,75 \cdot 3,6 \cdot 10^{-120} \cdot 1,7 \cdot 10^{-24}}{1,1 \cdot 10^{-81} \cdot 3 \cdot 10^{10}} = \\ &= 1,3 \cdot 10^{-73} \text{ см}^5, \end{aligned}$$

$$a = 0,85 \cdot 10^{-15} \text{ см}, \quad W_0 = 1,3 \cdot 10^{12} \text{ В.} \quad (230)$$

Однако, предположение о такой малой области действия и такой большой величине сил между нейтроном и протоном является совершенно неудовлетворительным. Оно должно было бы привести к чрезвычайно большой энергии связи α -частицы (глава IV). Чтобы получить согласие с эмпирическими данными о ядерных силах, мы должны предположить, что „уничтожение“ взаимодействия происходит вблизи $r = 2 \cdot 10^{-13}$ см (§ 21). Это однако ведет к энергии взаимодействия, ничтожно малой в сравнении с эмпирическим значением. Величина $W_0 a^2$, определяющая энергию связи дейтерона, пропорциональна a^{-5} и поэтому уменьшается в $250^{-5} = 10^{-12}$ раз, если область действия сил увеличить в 250 раз, от $0,8 \cdot 10^{-15}$ до $2 \cdot 10^{-13}$ см. Таким образом, *взаимодействие получается слабее наблюдающегося в 10^{12} раз, если мы ограничим потенциал (229) наблюдаемой областью действия ядерных сил.*

Полученный весьма неудовлетворительный результат, конечно, обусловлен чрезвычайно малым значением постоянной g , входящей в теорию β -распада. Однако общая идея связи между β -испусканием и ядерными силами так заманчива, что отбросить ее очень нежелательно. Принципиально, повидимому, открыты следующие пути.

(а) Взаимодействие, ведущее к β -испусканию, является только частью более общего взаимодействия. Другие „компоненты“ этого общего взаимодействия более сильны. Эта гипотеза была высказана Гейзенбергом по аналогии с электродинамикой, где также Гамильтонова функция, ведущая к эмиссии и поглощению света (поперечными электромагнитными волнами), мала в сравнении с функцией Гамильтона, связанной с „продольными“ электромагнитными волнами. Последняя вызывает большую часть кулоновского взаимодействия. Как подобная точка зрения должна быть проведена в теорию β -превращений, конечно, не ясно.

(б) Основное выражение для β -распада содержит в действительности высокие производные волновой функции электрона и нейтрино. Это должно означать более быстрое увеличение вероятности β -дезинтеграции с увеличением энергии. Постоянная g получается из определенных продолжительностей жизни ядер, испускающих β -частицы в несколько миллионов вольт. С другой стороны, энергии, которые дают наибольшую часть взаимодействия нейтрона и протона на расстоянии a , как раз таковы, что электрон и нейтрино обладают длинами волн порядка a . Энергия,

соответствующая $a = 2 \cdot 10^{-13}$ см, составляет: $E = \frac{h'c}{a} \approx 100$ MV,

т. е. приблизительно в сто раз превышает энергию большинства β -частиц. Каждая добавочная производная, вводимая в выражение (211), умножает Гамильтонову функцию, соответствующую β -распаду, на величину E_n или E_e в зависимости от того, вводится производная для функции нейтрино или электрона. Так как W содержит (см. 228a) квадрат β -Гамильтоновой функции, вводится множитель E_e^{2k} или E_n^{2k} , если в (211) ввести k -е производные. Постоянная g должна быть вновь определена так, чтобы продолжительность жизни β -распадающихся ядер согласовалась с опытом, причем W следует помножить на $2k$ -степень отношения энергий, входящих в (228a) и в β -распад. Это отношение около 100, т. е. W множится на 10^{4k} . Введение третьей производной в (211) (т. е. всего вместе четыре) повело бы поэтому к согласию с наблюдаемыми ядерными силами.

Однако такое изменение в основных предположениях теории привело бы также к существенному уменьшению продолжительности жизни β -распадающихся ядер по сравнению с продолжительностью жизни распадающихся ядер с малой энергией. Это нарушило бы согласие, полученное в § 41, таблица XV. Единственный путь, который при этом остается, заключается в допущении, что все наблюдаемые β -превращения с высокой энергией запрещены по меньшей мере во втором порядке, что очень мало правдоподобно.

(с) Может случиться, что поведение электронов с близкой к $\frac{e^2}{mc^2}$ ($= 2,8 \cdot 10^{-13}$ см) длиной волны настолько существенно отличается от обычного поведения электрона, что эти электроны дают гораздо больше в (228a), чем мы приняли без допущения о том, что взаимодействие существенно отличается от предложенного Конолинским и Юленбеком выражения для малых энергий. Эту точку зрения трудно опровергнуть вследствие ее неопределенности.

Допуская пока, что проблема о величине ядерных сил в отношении их к β -распаду будет решена тем или другим образом в будущем, мы можем исследовать природу силы между нейтроном и протоном, вытекающую из теории β -распада. Ясно, что эта сила — обменного типа, связанная с изменением роли нейтрона и протона (см. выше). Это находится в согласии с нашими опытными сведениями относительно сил, действующих между нейтроном и протоном. Однако эти силы должны быть силами Гейзенберга, потому что в процессе (228) спины остаются неизменными, если мы будем рассматривать частицу в данной точке r_1 или r_2 . Только „заряд переходит“ от точки r_2 к точке r_1 , так что нейтрон, образующийся в процессе в месте r_2 , имеет спин, который прежде в этой точке был у протона. Это характерно для силы Гейзенберга и неприменимо для основных сил ядерной физики (§§ 7 и 11).

Легко однако изменить основное выражение для β -распада так, чтобы получить в основном силы Майорана, а не Гейзенберга. Для этого необходимо только принять одно из взаимодействий вида (211c), (211d), а не взаимодействие Конопинского и Юленбека (211b). Оставляя неизменной величину сил, это введет множитель $\sigma_{\text{тяж}}$ в Гамильтонову функцию (228) и следовательно множитель $\sigma_1 \cdot \sigma_2$ в выражение (228a) для энергии взаимодействия нейтрона и протона. Произведение $\sigma_1 \cdot \sigma_2$ положительно, когда спины протона и нейтрона параллельны; в этом случае мы получим предыдущий результат. Если спины антипараллельны, $\sigma_1 \cdot \sigma_2$ отрицательно; в этом случае знак взаимодействия изменится на обратный. В этом как раз и состоит разница между силами Гейзенберга и Майорана (30a) и (30b). Их знаки одинаковы, если спины протона и нейтрона параллельны, и противоположны — для противоположных спинов.

Числовой множитель однако оказывается неверным. Для параллельных спинов $\sigma_1 \cdot \sigma_2$ имеет значение 1, для антипараллельных — 3. Сила между нейтроном и протоном поэтому будет в три раза больше для антипараллельных спинов, чем для параллельных, в то время как в действительности (§ 14) силы почти равны, и сила для параллельных спинов даже несколько больше. Таким образом, следует принять линейную комбинацию сил (211b), (211c, d), чтобы получить нужного вида взаимодействие между нейтронами и протонами. Это опять несколько неудовлетворительно.

Замена (211b) через (211c, d) не меняет существенно наших рассуждений относительно β -спектра. Единственная разница состоит в том, что изменение спинового момента количества движения на единицу при ядерных превращениях становится разрешенным. Если связь между спиновым и орбитальным моментами слаба, мы должны при этом говорить об изменении орбитального момента, а не полного момента, при рассмотрении запрещенных β -превращений. Если связь между спином и орбитальными движениями ядер сильна, что повидимому имеет место, изменения полного момента на $L+1$ будут приблизительно также вероятны, как изменения на L в наших предыдущих рассуждениях. При этом мы должны требовать изменения L на 4 единицы для радиоактивного K^{40} и для изобарных пар (§ 43).

„ β -гипотеза ядерных сил“ дает в первом приближении силы только между протонами и нейтронами. Во втором приближении появляются силы между одинаковыми частицами, механизм которых состоит примерно в следующем: каждый из двух нейтронов испускает „виртуально“ (промежуточное состояние, см. 228a) электрон и нейтрино и затем поглощает частицы, испущенные другим нейтроном. Следует ожидать, что это второе приближение не мало по сравнению с первым. Действительно, если бы теория β -взаимодействия приводила к наблюдаемым значениям протяженности сил между нейтроном и протоном, мы должны были бы принять, что для энергии электрона и нейтрино порядка 100 MV β -взаимодействие N (228) должно быть также порядка

100 MV. Электроны энергии порядка 100 MV дали бы главную часть W , потому что их длина волны — порядка протяженности ядерных сил. С другой стороны, W — порядка $\frac{H^2}{E_e + E_n}$, согласно (228a, d) и составляет 30 MV на основании опыта (§ 21). Это требует, чтобы матричный элемент H , соответствующий испусканию электронов и нейтрино в 100 MV, также был порядка 100 MV. Но если это верно, мы должны были бы ожидать, что второе приближение почти так же велико, как первое, т. е. что силы между одинаковыми частицами не должны быть существенно меньше сил между нейтроном и протоном, в согласии с заключениями, вытекающими из энергии связи ядер (§ 21).

§ 45. Магнитные моменты протона и нейтрона (W11)

Вик (W11) впервые допустил, что аномальные значения магнитных моментов протона и нейтрона (§ 5) могут быть объяснены на основе β -теории. Согласно этой теории, нейтрон никогда не может рассматриваться как вполне изолированная частица — он всегда связан с окружающим его „ β -полем“. Другими словами, если мы в данный момент наблюдаем нейтрон, мы не всегда найдем его, но вместо него иногда найдем протон, электрон и нейтрино. В течение коротких промежутков времени, когда нейтрон заменяется протоном, электроном и нейтрино, внешнее магнитное поле будет действовать на спин электрона. Энергия взаимодействия между магнитным полем и нейтроном будет поэтому равна энергии взаимодействия между полем и электроном, помноженной на вероятность найти нейтрон временно „превратившимся“ в протон, электрон и нейтрино, помноженной на вероятность того, что спин электрона будет параллельным спину нейтрона.

То же соображение справедливо для протона, с единственной разницей, что слово „электрон“ следует заменить словом „позитрон“. Больше того, протон будет взаимодействовать с магнитным полем, даже если он не разложен; в течение этого времени его взаимодействие должно соответствовать „нормальному“ магнитному моменту $\frac{h'e}{2Mc}$, вытекающему из теории Дирака.

Вероятность того, что нейтрон временно распался на протон, электрон с энергией E_e и нейтрино с энергией E_n , согласно теории возмущений Шредингера, равна:

$$\frac{|H(E_e, E_n)|^2}{(E_e + E_n)^2}, \quad (231)$$

где H — матричный элемент β -взаимодействия (211), относящегося к испусканию электрона и нейтрино с энергиями E_e, E_n .

Если мы подставим в (231) обычное взаимодействие, полученное из вероятности β -распада, мы окажемся перед теми же

трудностями, как и в предыдущем параграфе, когда мы пробовали построить ядерные силы. Если мы примем β -взаимодействие как оно есть, то выражение для магнитного момента нейтрона окажется расходящимся. Если мы устраним расхождение, отсекая β -взаимодействие для высоких энергий электрона и нейтрино, мы получим слишком маленькую величину магнитного момента.

Мы допустим поэтому так же, как и в предыдущем параграфе, что настоящая теория β -распада несправедлива в области высоких энергий электрона и нейтрино и что будущая правильная теория даст более высокую вероятность распада для электрона с энергией порядка 100 MV. Кроме того мы предположим, что эта вероятность должна дать правильную величину ядерных сил. Это обозначает (конец § 44), что матричные элементы H в (231) почти так же велики, как знаменатель $E_e + E_n$, если E_e и E_n порядка 100 MV. Тогда (231) делается почти равной единице, возможно порядка $\frac{1}{10}$. Другими словами, в течение значительного промежутка времени нейтрон будет „распавшимся“ на протон, электрон и нейтрино.

Магнитный момент электрона с большой энергией равен $\frac{1}{3}$ магнетона Бора (1). Связь между направлениями спина нейтрона и испускаемого электрона оценить не легко; она зависит от частного вида линейной комбинации выражений (211 b, c, d), представляющих правильные β -взаимодействия (2). Небольшой связи достаточно для того, чтобы объяснить наблюдаемый магнитный

(1) Это легко видеть из волновой функции Дирака для свободного электрона со спином, параллельным оси Z , компоненты которой равны:

$$\psi_1 = -Acp_z, \psi_2 = -Ac(p_x + ip_y), \psi_3 = -A(E + mc^2), \psi_4 = 0,$$

$$A = [2E(E + mc^2)]^{-1/2} e^{i(\mathbf{p}\mathbf{r} - Et)/\hbar}.$$

Магнитный момент в магнетонах Бора определяется:

$$(\psi^* \sigma_z \psi) = \psi_1^* \psi_1 - \psi_2^* \psi_2 + \psi_3^* \psi_3 - \psi_4^* \psi_4 =$$

$$= \frac{c^2 p_z^2 - c^2 (p_x^2 + p_y^2) + (E + mc^2)^2}{2E(E + mc^2)}.$$

Усредняя по всем направлениям движение электрона, получим:

$$p_k^2 = p_y^2 = p_z^2 = \frac{1}{3} p^2 = \frac{(E + mc^2)(E - mc^2)}{3c^2}.$$

Мы имеем поэтому:

$$(\psi^* \sigma_z \psi) = \frac{E + mc^2 - \frac{1}{3}(E - mc^2)}{2E} = \frac{1}{3} + \frac{2}{3} \frac{mc^2}{E}.$$

Для малых E — порядка mc^2 — это выражение равно 1; для больших E ($\gg mc^2$) оно равно $\frac{1}{3}$.

(2) Если взаимодействие β -лучей представляется только одним из выражений (211 b, c, d), между спинами нейтрона и электрона не будет никакой связи.

момент нейтрона $\frac{2,0h'}{2Mc} = \frac{1}{900}$ магнетона Бора. Согласно с предыдущим, вероятность наличия электрона — порядка $\frac{1}{10}$, магнитный момент электрона, если он существует, равен $\frac{1}{3}$ магнетона Бора. Таким образом, магнитный момент нейтрона был бы равен $\frac{1}{30}$ магнетона Бора, если бы спин испускаемого электрона всегда оказывался параллельным спину нейтрона.

Таким образом, наша теория повидимому дает даже *слишком большое* значение магнитного момента нейтрона, если мы выводим β -взаимодействие из сил между нейтроном и протоном.

Магнитный момент протона можно вычислить таким же способом. Так как теория β -распада вполне симметрична относительно нейтронов и протонов, *добавочный* момент протона должен быть равен и противоположен магнитному моменту нейтрона. Под *добавочным* моментом мы понимаем избыток действительного магнитного момента протона по сравнению с его „элементарным“ моментом $\frac{h'}{2Mc}$, вытекающим из теории Дирака. Мы должны были бы поэтому заключить, что сумма магнитных моментов нейтрона и протона, т. е. магнитный момент дейтерона, равен элементарному магнитному моменту протона, так как *добавочный* момент протона и нейтрона уничтожают друг друга. Наблюдаемое значение магнитного момента дейтерона равно $\frac{0,85h'}{2Mc}$. Это почти, но все же не вполне, совпадает с ожидаемым значением. Разница может: (а) быть связанной с разностью масс нейтрона и протона или (б) объясняться тем обстоятельством, что протон, в действительности распадаясь на нейтрон, позитрон и нейтрино в течение большого времени, не обладает в это время „элементарным“ моментом.

ГЛАВА VIII

МОМЕНТЫ ЯДЕР

Основные особенности строения атомов и молекул описываются квантовой механикой в предположении, что атом состоит из небольшого массивного ядра, окруженного электронами, которые удерживаются полем ядра. Для большинства целей теории атомов и молекул вполне достаточно рассматривать только кулоновское поле на больших расстояниях от ядра. Поскольку имеются в виду основные особенности молекулярных и атомных спектров, ядро входит лишь как центр этого кулоновского поля. Существуют однако некоторые детали как в атомных, так и в молекулярных спектрах, которые непосредственно дают указания об атомных ядрах.

Хорошо известно, что для атомов вся совокупность энергетических состояний, определяющихся из обычного спектрального

анализа, как в отношении числа этих состояний, так и (несколько труднее) в отношении их расположения, описывается квантовой теорией, рассматривающей движение электронов в центральном кулоновском поле. Эти состояния характеризуются квантовыми числами электронов, полным моментом количества движения электронов и обычно также спином и орбитальным моментом количества движения. Наиболее близкими являются те состояния (по крайней мере в случае связи Рессель-Саундерса), которые отличаются лишь общим моментом количества движения. Такие состояния образуют „мультифлет“ и дают тонкую структуру — расстояние между ними мало.

Детальное рассмотрение отдельных линий спектров показывает, что отдельные состояния ее являются единичными, но сами часто развиваются на группы состояний. Эта мультиплетность называется сверхтонкой структурой. Сверхтонкая структура спектральных линий не поддается объяснению на основе вышеперечисленных соображений. Паули (P4) первый отметил, что сверхтонкая структура связана с действием магнитного поля ядра на электроны. Что взаимодействие носит магнитный характер, следует непосредственно из сравнения групп сверхтонкой структуры с обычными группами тонкой структуры. Такое сравнение выявляет поразительное сходство. Ядерное происхождение сверхтонкой структуры подтверждается различными способами; мы упомянем здесь только об одном из них. Те состояния, при которых электроны обладают высокой вероятностью находиться вблизи от ядра, показывают сверхтонкую структуру, в то время как те состояния, для которых электроны находятся далеко от ядра, этой структурой не обладают. В настоящее время достоверно известно, что сверхтонкая структура спектральных линий обусловлена главным образом взаимодействием ядерного магнитного момента с электронами, не находящимися на замкнутых оболочках. Происхождение ядерного магнитного диполя, наличие которого обуславливает сверхтонкую структуру, вероятно связано с движением электрических зарядов, и следует ожидать, что ядро обладает известным моментом количества движения (спином). То же заключение, понятно, получается и при учете того, что ядра построены из протонов и нейтронов, имеющих собственные моменты количества движения и магнитные моменты. Детальное изучение сверхтонкой структуры какого-либо элемента позволяет найти угловой момент ядра элемента и с несколько большими трудностями в истолковании — также величину магнитного момента ядра. Затруднения возникают, если момент обладает несколькими изотопами, но и эти затруднения часто можно преодолеть.

Для двухатомных молекул, построенных из одинаковых атомов, найдено, что наличие момента количества движения ядра отражается на статистическом весе вращательных состояний. Для нулевого момента количества движения мы находим, что чередующиеся линии в полосатом спектре выпадают. При наличии

момента количества движения найдено, что последовательные линии полос обладают отношением интенсивности, зависящим от величины ядерного спина. Таким образом, изучая интенсивности молекулярных спектров, можно определить момент ядра.

Существуют другие указания на наличие ядерных спинов и магнитных моментов. Например, для водорода, вследствие наличия спина протона, молекула может состоять из двух атомов водорода, у которых направление ядерных спинов протонов или одинаковое (ортоводород) или противоположно (параводород). Наличие этих двух сортов водорода теоретически известно из поведения теплоемкости при низких температурах (Д2) и в действительности два сорта водорода экспериментально были разделены. В присутствии парамагнитного газа, например, кислорода, скорость перехода из параводорода в ортоводород зависит от величины ядерного магнитного момента. Из этой зависимости удалось определить отношение ядерных магнитных моментов водорода и дейтерия. Детальный обзор этих атомных и молекулярных эффектов дается в следующих параграфах.

§ 46. Взаимодействие ядерного момента с электронами

Если взаимодействие, дающее сверхтонкую структуру, обусловлено наличием ядерного магнитного диполя в поле электронов, известные свойства его можно получить без вычислений. Обозначим через I и J соответственно момент количества движения ядра и электронов в единицах \hbar . Член взаимодействия, который должен быть добавлен к потенциальной энергии системы, пропорционален косинусу угла между I и J и может быть представлен в виде:

$$V = A' (I \cdot J) = \frac{1}{2} A' (F^2 - I^2 - J^2), \quad (232)$$

где F — векторная сумма I и J , или полный момент количества движения системы в единицах \hbar . Добавление к энергии такого возмущающего потенциала непосредственно приводит к характеристическим значениям для квадратов момента количества движения:

$$W = \frac{1}{2} A [F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)]. \quad (233)$$

Все состояния группы сверхтонкой структуры имеют одно и то же значение квантовых чисел I и J . F — серии принимают значения от $I+J$ до $|I-J|$, как это дается в квантовой теории. W имеет ряд значений: $A[IJ]$, $A[IJ - (I+J)]$, $A[(IJ+1) - 2(I+J)]$, $A[(IJ+3) - 3(I+J)]$, ... и разница энергий последовательных состояний $A(I+J)$, $A(I+J-1)$, $A(I+J-2)$, ... (Разность энергии для двух рассматриваемых состояний тем больше, чем больше F). Эта закономерность называется правилом интервала, а множитель A — фактором интервала. Формула (233) приводит непосредственно к этой закономерности и может поэтому рассматриваться как основа правила интервала. Так как (233) вытекает непосред-

ственно из закона косинуса для взаимодействия, следует ожидать, что это правило интервала должно выполняться точно (G9). Единственным исключением из него может быть случай, когда два атомных состояния с разными J отделены друг от друга промежутком, сравнимым с промежутками сверхтонкой структуры. Промежутки сверхтонкой структуры редко превышают несколько см^{-1} , так что это исключение встречается очень редко. В последнее время были найдены отклонения от этого правила интервалов, не укладывающиеся в указанное исключение, которые говорят, следовательно, что член взаимодействия должен быть несколько изменен. Это можно сделать, допустив, что ядро имеет наибольший электрический квадрупольный момент (см. дальше, § 50).

Из формулы (233) следует, что относительное расстояние и число компонент сверхтонкой структуры известно при известных F , I и J . В случае $I < J$ можно определить непосредственно из числа состояний сверхтонкой структуры, равного $2I + 1$. Для $I > J$ однако число состояний определяется J . В любом случае квантовое число F сверхтонкой структуры может быть определено из точных измерений относительных расстояний, пользуясь правилом интервалов (за исключением $J = \frac{1}{2}$). При определенном таким образом F и известном J может быть найдена величина I . Так можно определить момент количества движения ядра без точного знания природы взаимодействия.

Постоянная взаимодействия A содержит ядерный магнитный момент μ и множители, относящиеся к электронам и их вероятности нахождения вблизи от ядра. Постоянная μ относится к абсолютной величине промежутков сверхтонкой структуры. Чтобы найти μ , необходимо сперва определить другие множители в A и затем использовать экспериментально определенное расстояние для определения μ . Рассмотрим случай одного электрона в поле ядерного магнитного диполя с зарядом Ze . Чтобы получить формулы, применимые как к s -электронам, так и к другим электронам, необходимо пользоваться уравнениями Дирака. Запишем член взаимодействия через векторный потенциал.

$$A = \frac{(\mu r)}{r^3} = \frac{g\mu_0(\mathbf{I}r)}{r^3}, \quad (234)$$

где $\mu = g\mu_0 \mathbf{I}$ — магнитный момент ядра $\mu_0 = \frac{eh}{2mc}$. Если этот векторный потенциал ввести в уравнение Дирака и исключить две „малых“ волновых функции, чтобы получить уравнение двух „больших“ функций, член, представляющий взаимодействие ядра с электроном, может быть записан в форме (B23), (F5), (B12):

$$H_1 = g\mu_0 (\mathbf{A} \cdot \mathbf{I}), \quad (235)$$

где

$$A = 2\mu_0 [r^{-3} \mathbf{L} - r^{-3} \sigma + 3r^{-5} (\mathbf{r} \cdot \sigma) \mathbf{r}] \left(1 + \frac{eA_0}{2mc^2}\right)^{-1} - 2\mu_0 \times \\ \times [r^{-2} \sigma - r^{-4} (\mathbf{r} \cdot \sigma) \mathbf{r}] \frac{d}{dr} \left(1 + \frac{eA_0}{2mc^2}\right)^{-1}. \quad (235a)$$

Здесь Lh' — вектор момента количества движения, sh' — момент количества движения спина, σ — половина матрицы Паули для спина, A_0 — скалярный потенциал электростатического поля ядра и E заменено через mc^2 . При (235) для взаимодействия, пользуясь свойствами момента количества движения и тем обстоятельством, что A содержит только координаты электрона, возмущающую энергию запишем в виде (B 23):

$$W_1 = g\mu_0 (\mathbf{A}\mathbf{J})_j [F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)] [2J(J+1)]^{-1}, \quad (236)$$

где $(\mathbf{A}\mathbf{J})_j$ — диагональный элемент матрицы $(\mathbf{A}\mathbf{J})$ для состояния J . $(\mathbf{A}\mathbf{J})$ может быть найдено из (235а), пользуясь $\mathbf{J} = \mathbf{L} + \sigma$. Если второй член (235а) очень мал по сравнению с первым и если $\frac{eA_0}{2mc^2}$ можно пренебречь по сравнению с единицей, мы получим:

$$(\mathbf{A}\mathbf{J}) = 2\mu_0 [r^{-3}L^2 - r^{-3}\sigma^2 + 3r^{-5}(r\sigma)^2 + 3r^{-5}(r\sigma)(rL)]. \quad (237)$$

Здесь $(rL) = 0$, так как $\mathbf{L} = h'(\mathbf{r}\mathbf{p})$ и $3r^{-5}(r\sigma)^2 - r^{-3}\sigma^2 = 0$. Вследствие свойств матриц Паули для спина 2σ .

Пользуясь (237), справедливой для электронов, не находящихся в s -состоянии, (236) можно переписать в виде:

$$W_1 = g\mu_0 \frac{L(L+1)}{J(J+1)} r^{-3} [F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)]. \quad (238)$$

Для s -электронов первый член (235а) пропадает и мы имеем:

$$\begin{aligned} (\mathbf{A}\mathbf{J})^s &= -2\mu_0 [r^{-2}\sigma^2 - r^{-4}(r\sigma)^2] \frac{d}{dr} \left(1 + \frac{eA_0}{2mc^2}\right)^{-1} = \\ &= -\mu_0 r^{-2} \frac{d}{dr} \left(1 + \frac{eA_0}{2mc^2}\right)^{-1}. \end{aligned}$$

Диагональный элемент J становится:

$$\begin{aligned} (\mathbf{A}\mathbf{J})^s &= -\mu_0 \int_0^\infty R^2(r) r^{-2} \frac{d}{dr} \left(1 + \frac{eA_0}{2mc^2}\right)^{-1} r^2 dr = \\ &= \mu_0 \int_0^\infty \left(1 + \frac{eA_0}{2mc^2}\right)^{-1} \frac{d}{dr} R^2(r) dr \simeq \mu_0 R^2(0). \end{aligned} \quad (239)$$

$R(r)$ — радиальная функция и $R(0)$ — ее значение в начале координат. $\frac{eA_0}{2mc^2}$ мы пренебрегли по сравнению с единицей. Из (238), (236) и (239) можно получить сравнением с (233) выражение для факторов разделения. Для отдельных электронов назовем их a_s или a_l . Пусть эти электроны обладают квантовыми числами l , j и т. д.

$$a_s = \frac{4}{3} g(l) \mu_0^2 R^2(0), \quad (240)$$

$$a_l = 2g(l) \mu_0^2 r^{-3} \frac{l(l+1)}{j(j+1)}. \quad (241)$$

Так как $\mu = g\mu_0 I$, уравнения (240) или (241) определяют величину ядерного магнитного момента⁽¹⁾, если множители разделения и квантовые числа известны из опыта и если возможно определить $R^2(0)$ или r^{-3} . Для любого атома поэтому необходимо знание волновых функций для определения магнитного момента. Кроме того необходимо знать волновые функции, точные вблизи от ядра, если μ требуется определить точно. В настоящее время таких точных функций мы не знаем. Вычисления Вильса и Брайта (W15) и Шуппа, Бартлетта и Данна (S21) для $3s$ -, $3p_{3/2}$ - и $4p_{3/2}$ -состояний натрия при помощи функций Хартри дают $\mu = 5,85, 22$ и $10,4$ ядерных магнетонов, т. е. $\frac{\mu_0}{1838}$ соответственно при $\mu = 2,5, 5,1, 3,1$, если воспользоваться функциями Фока. Оба эти сорта волновых функций дают промежутки спинового дублета слишком высоким. Эмпирическая поправка, необходимая для получения правильного разделения дублета сверхтонкой структуры, приводит к значениям для $\mu \cdot 2,5-3,0$ ядерных магнетонов. В то время как натрий может быть не особенно удобным примером, в других случаях пользование волновыми функциями вообще недостоверно. Поэтому очень желательно иметь приближенный метод, который приводил бы к последовательным результатам и для применения которого не надо было бы знать волновых функций.

Рассмотрим случай водородоподобных волновых функций. При этом $R^2(0) = \frac{4Z^3}{n^3 a_0^3}$, и (240) может быть переписано в виде:

$$a_s = \frac{8}{3} \frac{R\alpha^2 Z^3}{n^3} g(I) \text{ см}^{-1}, \quad (242)$$

где

$$R = \frac{me^4}{4\pi\hbar^2 c} \quad \text{и} \quad \alpha = \frac{e^2}{\hbar c}.$$

Для водородных функций

$$\overline{r^{-3}} = \frac{Z^3}{n^3 a_0^3 (l+1) \left(l + \frac{1}{2}\right) l}.$$

Пользуясь этим значением в (241), находим:

$$a_c = g(I) \frac{R\alpha^2 Z^3}{n^3 (j+1) \left(l + \frac{1}{2}\right)} \text{ см}^{-1}. \quad (243)$$

Для этого случая (243) сводится к (242) для $j = \frac{1}{2}$ и $l = 0$.

Для атомов, содержащих один электрон вне замкнутой оболочки, (243) оказывается плохим приближением, если Z обозначает атомный номер, так как в этой формуле мы пренебрегаем

(1) Обычно дается $\frac{\mu}{\mu_0}$, т. е. измеряется в магнетонах Бора μ_0 . Моменты ядер—порядка $10^{-3} \mu_0$ и их удобно выражать в ядерных магнетонах $\frac{\mu_0}{1838}$.

экранирующим действием других электронов, играющим существенную роль. Путь, которым можно учесть экранирование, указывается тем, что (243) аналогично выражению для разделения спинового дублета.

$$a(\Delta\nu) = \frac{\Delta\nu}{l + \frac{1}{2}} = \frac{R\alpha^2 Z^4}{n^3 \left(l + \frac{1}{2}\right) l(l+1)} \text{ см}^{-1}.$$

Было найдено, что для атомов типа щелочных металлов справедливы приближенные формулы для разделения дублета, в которых Z^4 заменяется через $Z_l^2(1+Z)^2$ и n — через n^* . Здесь Z — степень ионизации, n^* — эффективное полное квантовое число и $Z_l = Z$ для s -электронов, в то время как $Z_l = (Z - 4)$, повидимому, справедливо для p -электронов. Для более высоких значений l разность становится больше и требующееся приближение получить труднее. Это приближение для глубоко проникающих состояний впервые получил Ланде (L1), который воспользовался теорией Бора; его приближение теперь может быть обосновано также при помощи волновой механики.

Аналогичным образом Гаудсмит (G6) и Ферми и Серге (F11) получили приближение для сверхтонкой структуры, пользуясь наблюдаемым разделением дублета:

$$a_l = g(l) \frac{\Delta\nu l(l+1)}{j(j+1) \left(l + \frac{1}{2}\right) Z_l} \text{ см}^{-1}. \quad (244)$$

Это приближенное выражение можно использовать при заданных $\Delta\nu$ и Z , чтобы вычислить $g(l)$ из наблюдаемого множителя разделения. Для s -электронов приближение (1) аналогичное сделанному в дублетном разделении, дает:

$$a_s = g(l) \frac{R\alpha^2 Z_l (1+Z)^2}{n^{*3} j(j+1) \left(l + \frac{1}{2}\right)}. \quad (245)$$

При Z_l , определенном как было раньше, (244) и (245) становятся полуэмпирическими формулами, главная ценность которых состоит в их применимости к большому количеству примеров. Эти формулы дают значения для μ , которые совпадают, несмотря на то, что μ определяются из разных состояний электронов.

Были сделаны известные приближения ($E \cong mc^2$, $eA_0 \ll 2mc^2$), чтобы получить (240) и (241), справедливые для легких элементов, но неверные для тяжелых. Более точные вычисления Брайта (B22)

(1) Ферми и Серге отметили, что (255) следовало бы помножить на $\left(\frac{1-ds}{dn}\right)$, где $n-s=n^*$. Этот множитель повысил бы величины μ , определенные из нижних s -состояний NaI, CsI и TI III на 2, 5 и 10% соответственно. Таким множителем, безусловно, можно пренебречь в случае легких элементов, и для тяжелых он также вероятно меньше ошибок, обусловленных возмущениями.

и Рака (R5), которые не пользовались этими приближениями, показывают, что (244) или (245) надо множить на

$$k(j, Z) = \frac{4j(j+1)(j+\frac{1}{2})}{(4\rho^2 - 1)\rho}, \quad (246)$$

где

$$\rho = \left[\left(j + \frac{1}{2} \right)^2 - Z^2 \alpha^2 \right]^{1/2}.$$

Этот множитель становится важным ($\sim 1,20$) для $Z = 40$ для $j = \frac{1}{2}$ и $Z = 80$ для $j = \frac{3}{2}$. Этот релятивистский поправочный множитель может быть введен непосредственно в приближения (244) и (245), если воспользоваться Z_i , определенным выше для Z . Разделение дублета в (244) должно быть поправлено иначе. В этом случае найдено (B22), (R5), что разделение дублета должно множиться на

$$\lambda(l, Z) = \left[\frac{2l(l+1)}{Z^2 \alpha^2} \right] \{ [l+1]^2 - Z^2 \alpha^2 \}^{1/2} - 1 - \{ l^2 - Z^2 \alpha^2 \}^{1/2}. \quad (247)$$

Если воспользоваться этими поправочными множителями, (245) и (244) обращаются в

$$\mu' = \frac{a l n^{*3} j(j+1) \left(l + \frac{1}{2} \right)}{R \alpha^2 Z_i (1+Z)^2 k(l, Z_i)} 1838, \quad (248)$$

$$\mu' = \frac{a l j(j+1) \left(l + \frac{1}{2} \right) Z_i^\lambda(l, Z_i)}{\Delta \nu l(l+1) k(l, Z_i)}. \quad (249)$$

Здесь μ' — ядерный магнитный момент, выраженный в ядерных магнетонах $\frac{\mu_0}{1838}$ и $\Delta \nu$ — наблюдаемое разделение линий дублета. В таблице XVI приведены значения (G6) k_1 и λ для нескольких Z_i . Если дублетное разделение велико, как это имеет место для тяжелых элементов, требуется дальнейшая поправка (B24):

Таблица XVI⁽¹⁾

Z_i	k		λ $l=1$	Z_i	k		λ $l=1$
	$j=1/2$	$j=3/2$			$j=1/2$	$j=3/2$	
10	1,01	1,00	1,00	70	1,78	1,10	1,12
20	1,04	1,01	1,00	80	2,25	1,15	1,17
30	1,09	1,02	1,01	85	2,61	1,17	1,20
40	1,18	1,03	1,03	90	3,10	1,20	1,24
50	1,30	1,05	1,05	92	3,36	1,21	1,27
60	1,49	1,07	1,08				

Сравнение с (238), например, показывает, что для положительного g (или μ) уровни сверхтонкой структуры располагаются таким образом, что состояние с наименьшим F самое низкое.

(¹) Таблица XVI дает поправочный множитель k_1 для сверхтонкого разделения и λ — для дублетного разделения при различных Z_i .

В этом случае говорят, что уровни регулярны, величины a и μ положительны. Для случая, когда состояние с наибольшим F самое низкое, говорят, что уровни обращены, множитель a и величина μ отрицательны.

Если рассматриваемый атом имеет больше одновалентного электрона, вышеприведенных соотношений непосредственно применить нельзя. Часто случается, что взаимодействие обусловлено наличием проникающего s -электрона в группе валентных электронов. В этом случае разделение для данного состояния можно получить непосредственно через постоянную разделения s -электрона. Для многих конфигураций все валентные электроны сильно взаимодействуют с ядром. В этих случаях можно найти соотношения, которые дают сверхтонкую структуру через постоянные разделения различных электронов (G7) (1). Имея, таким образом, определенные множители разделения для одного электрона, магнитные моменты ядер можно найти из (248) и (249). Если эти уравнения дают одинаковые постоянные для различных атомных состояний, мы видим, что сверхтонкое разделение должно для разных состояний сильно различаться. Это действительно было найдено.

Хорошо известно, что возмущение между различными состояниями постоянно встречается в атомных спектрах, иными словами, волновая функция, представляющая частное атомное состояние, содержит волновую функцию не только данного состояния, но также и других, возмущающих его. Эти возмущения часто становятся очень большими, когда состояния близки друг к другу, так как действительная волновая функция может быть написана в форме:

$$\psi'_0 = \psi_0 + \sum_i \frac{\psi_i V_{0i}}{E_0 - E_i}, \quad (250)$$

где V_{0i} — матричный элемент электростатической энергии взаимодействия двух состояний. Множитель $(E_0 - E_i)^{-1}$ показывает, что поправка к волновой функции обычно невелика. Случай очень малых возмущений имеет место если $V_{01} = 1\text{ev}$ и $(E_0 - E_1) = 10\text{ev}$. Возмущающее состояние может быть также и выше потенциала ионизации, при таком значении $E_0 - E_1$ ψ'_0 содержало бы 0,1 ψ_1 и ψ_1^2 давало только один процент (2) в ψ_0^2 . Ферми и Серге (FII)

(1) Сверхтонкая структура в случае нескольких валентных электронов была рассмотрена в следующих статьях: (G5), (G16), (R5), (B28) — для (sp , sd , sf , p^2 , pp , p^3 , p^2s); (C18) — для (d^2s), (C22) — для (p^3s). Более поздняя работа Брайта, Крауфорда и Виллса дает сверхтонкую структуру для указанных конфигураций электронов также при средней связи, выраженную в разделениях случая одного электрона.

(2) В некоторых случаях возможно также влияние перекрестных членов. Если конфигурации двух электронов для ψ_0 и ψ_1 отличаются лишь в отношении одного электрона и кроме того обладают одной четностью, войдет член $\int \psi_0 H' \psi_1 d\tau$, где H' — взаимодействие сверхтонкой структуры. Наиболее часто встречаются возмущения для случая, когда конфигурации относительно одного и другого электрона различны, но указанный эффект может ожидать, например, между ps и pd .

отметили, что даже в таких неблагоприятных случаях возмущение сверхтонкой структуры может быть велико. Предположим, что сверхтонкая структура возмущающего состояния в пятьдесят раз превышает структуру состояния 0, что может случиться, если первое состояние обладает ненасыщенным s -электроном и последнее таким электроном не обладает. Сверхтонкая структура последнего состояния в этом случае возрастет на 50·1% вследствие возмущения и будет, таким образом, наполовину больше, чем при отсутствии возмущения. Эти возмущения очень трудно вычислить точно и, так как они могут оказывать большое влияние на вычисление μ , их необходимо исключить, воспользовавшись при определении μ состояниями, не подверженными значительным изменениям. Состояния с малой сверхтонкой структурой дают наибольшее процентное изменение. Поэтому, определяя μ , желательно пользоваться состояниями, сверхтонкая структура которых велика и не подвержена большому действию возмущений. Возмущающими друг друга состояниями являются состояния с одним и тем же J и с одной четностью. Для сильной связи $L-S$ имеет место добавочное ограничение — эти состояния должны обладать одним и тем же суммарным L и S .

§ 47. Методы определения моментов количества движения ядер и сверхтонкой структуры

1. Непосредственное наблюдение сверхтонкой структуры

Существует большое количество способов для определения спина ядра и интервалов сверхтонкой структуры. Наибольшее количество точных сведений о сверхтонкой структуре можно получить непосредственно из разделения спектральных линий. Это дает возможность получить указания как из нормальных, так и из возбужденных состояний почти всех атомов, спектр которых может быть возбужден. Знание спектра возбужденных состояний важно для независимого определения μ . Ограничения при этом в основном возникают из сложности следов и небольшой величины промежутков структуры.

А. Число компонент. Если каждое из двух состояний, между которыми осуществляются переходы с излучением, обладает сверхтонкой структурой, получающаяся спектральная линия также имеет структуру. Структура этой линии будет сложнее структуры отдельных состояний, потому что, как это легко показать для сверхтонкой структуры F , имеют место те же правила отбора, что и для полного момента количества движения атомов, а именно переходы $F \rightarrow F$, $F \pm 1, 0 \rightarrow 0$ запрещены. Поэтому часто встречаются линии, состоящие из пятнадцати или двадцати штрихов, весьма близко расположенных друг к другу, и их полное разрешение выше экспериментальных возможностей. Существует много случаев однако, когда экспериментальные возможности позволяют определить расстояние между штрихами. Если уровни сверхтонкой

структуры одного состояния лежат очень близко друг от друга и уровни другого состояния разделены большими промежутками, набор штрихов покажет в основном лишь разделение одного уровня. Действительно, на основании правила интервалов такая линия имеет характерный вид „флага“, т. е. промежутки равномерно убывают по изображению следа. В § 46 было отмечено, что число состояний сверхтонкой структуры, на которое разбивается уровень атома под влиянием магнитного момента ядра, равно $2I+1$ для $J > I$ или $2J+1$ для $I > J$. Очевидно, полный анализ сверхтонкой структуры для состояния, разделенного на меньшее число компонент, чем $2I+1$, может послужить к убедительному определению I . Для этой цели очень полезно наличие штрихов в виде флага. Для малых значений спина ядра очень часто спектральная линия полностью разрешима. Точные значения промежутков сверхтонкой структуры в большей своей части получаются от тех следов, которые можно полностью разрешить.

В. Относительные разделения. Часто в случае простого спектра при одном электроне не удается найти ни одного достаточно большого значения J со сколько-нибудь заметной сверхтонкой структурой. В этом случае для определения F -значений для сверхтонких состояний и нахождения ядерного спина I при известном J может быть использовано правило интервала и (233). Относительные разделения нечувствительны к I , если I велико, так что в таком случае следует пользоваться исключительно точными значениями разделений. Определение I при помощи правила интервалов обусловлено применимостью последнего, связанной с предположением о взаимодействии, пропорциональном косинусу. Ввиду возможных отклонений от этого закона взаимодействия, которые были обнаружены в последнее время и которые, повидимому, связаны с электрическим квадрупольным моментом, надежнее пользоваться правилом интервалов для определения I только в тех случаях, когда нет квадрупольного момента, а именно только для состояний электронов s или p . Так как правило интервалов неприменимо к состоянию $J = \frac{1}{2}$, оно может быть использовано вполне надежно только в некоторых состояниях большего, чем один, числа электронов.

С. Относительные интенсивности. Относительные интенсивности компонент мультиплета сверхтонкой структуры подчиняются соотношениям интенсивности (H14), справедливым для мультиплетов в случае связи Ресельсаундерса, при замене квантовых чисел L , J и S соответственно через J , F и I . При известном J для начального и конечного состояния можно, исходя из точного знания относительных интенсивностей, найти I , так как значение F может быть представлено через I и J . Этот метод очень полезен, когда спин нельзя определить непосредственно из числа компонент.

Д. Зееман-эффект. Существует еще один метод определения ядерного спина путем непосредственного наблюдения сверхтон-

кой структуры — использование Зееман-эффекта. В атомных уровнях Зееман-эффект приводит к смещению $M_J g(J) \mu_0 H$, где H — магнитное поле, M_J — магнитное квантовое число для состояния J и $J_g(J) \mu_0$ — магнитный момент атома в состоянии J . Если включить момент ядра, получатся два добавочных члена в выражении для энергии (ВЗ):

$$W_1 = M_J g(J) \mu_0 H + M_I g(I) \mu_0 H + A_{MI} M_J,$$

где M_I относится к одному из магнитных подсостояний I и $g(I) \mu_0 I$ есть ядерный магнитный момент; поэтому второй член очень мал по сравнению с первым. Третий член представляет взаимодействие между ядерным магнитным моментом и внешними электронами, A — постоянные разделения. Вышеприведенное выражение для энергии справедливо только для сильных полей, т. е. для таких полей, в которых разделение Зееман-эффекта велико по сравнению с разделением сверхтонкой структуры. Обычной силы поля, которыми пользуются при изучении Зееман-эффекта, удовлетворяют этому требованию и мы поэтому обычно имеем Пашен-Бак-эффект сверхтонкой структуры. Вследствие наличия третьего члена каждое состояние M_J расщепляется на $2I + 1$ (возможное число значений M_I) сверхтонких состояний. В спектральной линии каждый переход состоит из $M_J \rightarrow M_J'$ составляющих, так как в сильном поле изменения M_I невозможны. Таким образом можно определить ядерные спины непосредственно из числа компонент Зееман-эффекта. Сверхтонкий Зееман-эффект известен также экспериментально и теоретически для „несильных“ полей.

II. Поляризация резонансного излучения

Известно, что если атомы находятся в слабом магнитном поле и их возбуждают их собственным излучением, падающим в направлении поля, то излучение окажется поляризованным. Найдено, что процент поляризации меняется с величиной магнитного поля. Это изменение с силой поля обусловлено тем, что интенсивности компонент эффекта Зеемана в отдельных состояниях зависят от $\frac{H}{A}$, где H — сила поля и A — постоянная разделения сверхтонкой структуры. Таким образом атомом в поле испускаются разные составляющие излучения, обладающие различными интенсивностями, и, если даже отдельные компоненты не могут быть замечены, изменение интенсивности проявляется в поляризации испускаемого света. Поляризация для частного значения поля также зависит от спина ядра. Важное применение этого метода, развитого Эллетом и Гейзенбергом (E2), (H12), (H13), (L3), состоит не в определении спина ядра, а в определении очень малых разделений сверхтонкой структуры, настолько малых, что их нельзя непосредственно наблюдать. Таким путем удалось определить сверхтонкие разделения, меньшие, чем 10^{-3} см^{-1} . Этим способом были получены малые разделения возбужденных состояний Na и Cs.

III. Молекулярные и атомные пучки

Принцип эффекта Штерн-Герлаха был непосредственно применен к пучку водородных молекул Штерном, Эстерманом и Фришем (F14), (E4). Пучок водородных молекул пропусклся через сильное магнитное поле, обладавшее резким градиентом под прямыми углами к направлению пучка. Пучок разделялся на ряд компонент в зависимости от числа магнитных подсостояний, и магнитный момент можно было определить по степени расщепления пучка. Для водородных молекул в дополнение к магнитному моменту, обусловленному двумя ядрами, существует еще момент, связанный с вращением молекулы. Для параводорода два момента ядра ориентированы противоположно, так что для чистого параводорода наблюдаемое магнитное расщепление полностью ротационного происхождения. В случае пучка из обычного водорода можно определить вращательный магнитный момент из наблюдения над параводородом и затем ввести необходимую поправку на момент, наблюдаемый над ортоводородом. Ортоводород расщепляется на три составляющих (полный спин 1), каждая из которых состоит из трех компонент, обусловленных вращательным моментом. Центральная составляющая совпадает с положением параводорода; магнитный момент можно вычислить из разделения двух внешних компонент, введя поправки на вращательный момент. Измерения, произведенные таким способом, представляют единственные непосредственные определения момента ядра.

Пучок атомов, проходящих через сильное магнитное поле с градиентом поля, перпендикулярным пучку (Шторн-Герлях), показывает расщепление на $(2J + 1)$ компонент. Если существует момент ядра, каждая из этих компонент состоит из $2I + 1$ линий, совпадающих в сильных полях друг с другом. Брайт и Раби (B26) отметили, что, если сила поля приближается к нулю, эти компоненты перестают совпадать. В случае водородного атома ($I = \frac{1}{2}$) в его нормальном состоянии существует четыре магнитных подсостояния, которые в слабом поле дают отдельные линии. Кроме того промежуток компонент меняется с уменьшением поля до тех пор, пока центральная линия не совпадает с положением, соответствующим нулевому полю. Отклонение в поле зависит от составляющей магнитного момента в направлении поля. Для двух состояний с $M = M_I + M_S = 0$ эти составляющие зависят от $\frac{H}{A}$, где H —магнитное поле и A —множитель разделения сверхтонкой структуры. Компоненты магнитного момента в направлении поля равны:

$$\mu_z(M_S, M_I) = \mu_z\left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\right) = \mu_0,$$

$$\mu_z\left(\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\right) = \frac{x \mu_0}{(1+x^2)^{1/2}}, \quad \mu_z\left(-\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\right) = \frac{-x \mu_0}{(1+x^2)^{1/2}},$$

$$\mu_z\left(-\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\right) = -\mu_0,$$

где $x = \frac{\mu_0 H}{\pi h' c \Delta\nu}$. Точное измерение отдельных линий следа наряду с измерением градиента поля позволяет определить $\mu_z\left(\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\right)$ и $\mu_z\left(-\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\right)$, а также $\Delta\nu$ сверхтонкой структуры. Спин ядра получается непосредственно из числа компонент $(2I + 1)$, имеющих одно и то же M_S и, таким образом, совпадающих в сильных полях. Метод атомных пучков с особым успехом был разработан Раби и его сотрудниками (R2), (R3), (R1), (M13), (F13) и в последнее время был ими расширен (R4), (K3), так что он дает возможность определять регулярность или обращение сверхтонкой структуры. Это позволяет сказать, положительный или отрицательный знак имеет магнитный момент. Метод был применен к водороду и различным щелочным металлам, причем его ограничения обусловлены главным образом тем, что приходится создавать пучок атомов и находить после его отклонения. Этот метод дает спин ядра и сверхтонкую структуру только для нормальных состояний. Он, таким образом, дает указание в вопросах, на которые не может быть найден ответ при изучении поляризации резонансного излучения. Метод атомных пучков применим к случаям, когда разделение сверхтонкой структуры слишком мало для непосредственного измерения. Он был применен с успехом к H, D, Li, Na, K, Rb и Cs.

IV. Полосатые спектры

Наличие спина ядра вызывает изменение статистического веса, связанного с данным состоянием вращения двухатомной молекулы с одинаковыми ядрами и поэтому вызывает изменение ожидаемых интенсивностей в полосатом спектре. Если бы не было спина ядра, статистический вес любого состояния, для которого полный момент количества движения есть J , был бы $2J + 1$. Наличие спина ядра увеличивает вырождение и изменяет статистические веса состояний. Найдено, что состояния с волновыми функциями, симметричными относительно координат положения двух ядер, меняются не так, как состояния, волновые функции которых антисимметричны. Допустим, что волновая функция, симметричная относительно координат положения, множится на весовой фактор g_s , а антисимметричная множится на фактор g_a . Мы знаем (см. § 4), что данная молекула может иметь только состояния с симметричными или антисимметричными волновыми функциями, подчиняясь статистике Бозе или Ферми. Если ядро имеет четный атомный вес, оно подчиняется статистике Бозе; при нечетном атомном весе справедлива статистика Ферми. В случае, когда спин ядра равен 0, мы видим, что или g_s или g_a должно быть равно нулю, так как симметрия полностью определяется координатами положения.

Если спин ядра равен I , для каждого из ядер возможны $2I+1$ ориентации спина и поэтому $(2I+1)^2$ функции спина представляют компоненты двух ядерных спинов. Из них $(2I+1)$ имеют одинаковые составляющие для двух спинов и поэтому симметричны. Для остальных $2I(2I+1)$ функций половина может быть построена как симметричная комбинация и половина как антисимметричная. Таким образом, всего есть $(I+1)(2I+1)$ симметричных и $I(2I+1)$ антисимметричных функций спина. Для молекулы, содержащей ядра, которые подчиняются статистике Ферми, полную волновую функцию можно сделать антисимметричной из симметричной или антисимметричной функции координат, помножив ее на антисимметричную или симметричную функцию спина соответственно. Вследствие неравного веса различных состояний, соответствующих функциям спина, те состояния, для которых функция положения антисимметрична, должны иметь больший вес. Отношение весов равно:

$$\frac{g_a}{g_s} = \frac{(I+1)}{I}.$$

Для молекулы, содержащей ядра, подчиняющиеся статистике Бозе, общая волновая функция может быть сделана симметричной из симметричной или антисимметричной функции положения, помноженной на симметричную или антисимметричную функцию спина. Это приводит к отношению весов:

$$\frac{g_s}{g_a} = \frac{(I+1)}{I}.$$

Последовательные вращательные состояния обладают переменной симметрией относительно координат положения и, таким образом, им присущи различные статистические веса. Это приводит к структуре полос, в которой последовательные линии обладают отношением интенсивности $\frac{I+1}{I}$ независимо от того, подчиняются ли ядра статистике Ферми или статистике Бозе. Определение симметрии функций координат, характерных для вращательных состояний, позволяют найти состояния с большим весом и определить, подчиняются ли ядра статистике Ферми или статистике Бозе. Найдено, что ядра H^1 , Li^7 , Na^{23} , P^{31} , Cl^{35} и K^{39} подчиняются статистике Ферми, в то время как ядра H^2 , He^4 , N^{14} , O^{16} и S^{32} подчиняются статистике Бозе.

Вышеуказанный метод очень полезен при определении спинов ядер, в особенности для легких ядер. Основное преимущество определения спинов при помощи анализа молекулярных спектров состоит в том, что чередование интенсивностей зависит только от момента количества движения ядер и дает возможность определить спин, даже равный нулю. Методы, определяющие сверхтонкую структуру, не позволяют отличить нулевое значение магнитного момента от нулевого значения спина. С другой стороны, относительно ядерных магнитных моментов из этого метода чередующихся интенсивностей ничего узнать

пельзя. Перечислим ядра, которых моменты количества движения определяются из молекулярных спектров: H^1 , H^2 , He^4 , Li^7 , Cl^{32} , N^{14} , O^{16} , F^{19} , Na^{23} , P^{31} , S^{32} и Cl^{35} .

V. Другие методы

Теплоемкость газа зависит от распределения молекул по различным низким энергетическим состояниям. При обычных температурах kT велико по сравнению с расстоянием между вращательными уровнями, и веса различных состояний не существенны. Для очень низких температур этого нет и теплоемкость водорода, например, при небольших kT , существенно отлична от теплоемкости при высокой температуре. Для водородной молекулы чередующиеся вращательные состояния симметричны относительно ядер, начиная с наиболее низкого состояния $J=0$, в то время как состояния с нечетным J антисимметричны. Согласно вышеуказанному это значит, что, так как ядра подчиняются статистике Ферми, $\frac{g_s}{g_a} = \frac{I}{(I+1)}$. При обычных условиях между симметричным и антисимметричным состояниями переходов не может быть, так что, если газ довести до очень низкой температуры, молекулы не смогут перейти в наиболее низкое энергетическое состояние. Это отсутствие переходов между различными состояниями заставляет рассматривать водород как смесь двух различных газов и соответствующим образом определять его теплоемкость. Лишь после того, как такое представление было выдвинуто Деннисоном (D2), стало возможным объяснить поведение теплоемкости водорода при низких температурах. Кроме того, чтобы удовлетворить ходу теплоемкости, было найдено необходимым приписывать веса четным и нечетным состояниям в отношении $\frac{1}{3}$. Согласно вышеуказанному это приводит к $I = \frac{1}{2}$.

В то время как между симметричными и антисимметричными состояниями при обычных условиях переходов нет, хорошо известно, что параводород можно отделить от ортоводорода поглощением водорода или дейтерия на угле при температуре жидкого водорода. Это может быть проделано с большой чистотой, и чистые продукты являются при этом очень устойчивыми. Можно однако вызвать пара-ортопревращения при наличии неоднородного магнитного поля, которое может создаваться например парамагнитными молекулами кислорода. А. Фаркаш и Л. Фаркаш (F1) нашли, что как параводород, так и ортодейтерий в присутствии кислорода медленно приближаются к равновесию. При соответствующих условиях можно сравнить степень перехода параводорода и ортодейтерия. Калькар и Теллер (K1) нашли, что относительная скорость перехода зависит только от спинов и магнитных моментов и от равновесных концентраций. Измеряя относительные скорости превращения, можно точно

определить отношения магнитных моментов водорода и дейтерия. Фаркаш и Фаркаш нашли $\frac{\mu_P}{\mu_D} = 3,96 \pm 0,11$.

§ 48. Значения спинов и магнитных моментов ядер

Существует большое количество элементов, исследованных одним или несколькими из вышеуказанных способов (§ 46), ядерные спины которых известны. Значения спинов ядер собраны в таблицах XVII, XVIII и XIX. Первая из этих таблиц содержит достоверно известные спины ядер. Спины ядер, определенные несколько менее достоверно, собраны в таблице XVIII, причем *A*, *B* и *C* указывают понижающую степень достоверности. Подразделение на эти группы по необходимости несколько произвольны, потому что нет резкого критерия степени достоверности определения ядерных спинов. Из § 47 однако, повидимому, следует, что не все методы определения ядерных спинов одинаково достоверны, и по этой причине мы сделали указанное подразделение. Во второй графе таблицы указан источник, где можно найти сведения об определении момента. Звездочка указывает на то, что этот элемент будет рассмотрен ниже.

Спины ядер в каждом случае относятся к отдельным изотопам. Вообще это может быть сделано просто, потому что элемент содержит один или несколько изотопов, относительное количество которых хорошо известно. В таких случаях не может быть ошибки в определении ядерных спинов. В других случаях известно много изотопов и требуется специальное исследование. Прежде всего заметим, что большинство изотопов, представленных в таблицах, имеют нечетные массовые числа и что все изотопы с нечетными массовыми числами обладают кратными половине спинами. Изотопы с четными массовыми числами обладают четными спинами, чаще всего равными нулю. Кроме того следует отметить, что не было найдено никакой измеримой сверхтонкой структуры для изотопов с четным массовым числом *A* и четным атомным номером *Z* (что указывает или на очень малый магнитный момент или на равный нулю спин). В вышеуказанных случаях, для которых существует большое число изотопов, все изотопы были изучены путем непосредственного наблюдения сверхтонкой структуры. При объяснении получающихся структур принимается, что четные изотопы не дают никакой структуры. Это допущение весьма правдоподобно ввиду вышеуказанных закономерностей и получило свое подтверждение в случаях Pb и Hg. В первом из этих случаев Копферману (K7) удалось определить изотопы, пользуясь урановым и ториевым свинцом. Для ртути существуют указания на то, что основная центральная составляющая структуры образуется четными изотопами, которые не имеют сверхтонкой структуры, что видно по распределению интенсивностей и подтверждается наличием одной линии, для которой центральные компоненты отсутствуют.

Таблица XVII
Спины ядер⁽¹⁾

Элемент	Источник	Z	A	I	Элемент	Источник	Z	A	I	Элемент	Источник	Z	A	I
H	—	1	1	1/2	Cu	—	29	63	3/2	Sb	—	—	123	7/2
H	—	1	2	1				65	3/2	Cs	—	55	133	7/2
He	B	2	4	0	Ga	—	31	69	3/2	Pr	H (W5)	59	141	5/2
Li	—	3	7	3/2				71	3/2	Eu	—	63	151	5/2
C	B	6	12	0	As	—	33	75	3/2			—	153	5/2
N	—	7	14	1	Br	—	35	79	3/2	Ta	H (M5)	73	181	7/2
O	B	8	16	0				81	3/2	Re	H (Z1)	75	185	5/2
F	—	9	19	1/2	Rb	—	37	85	5/2		(G14) (M12)	—	187	5/2
Na	—	11	23	3/2				87	3/2	Hg	—	80	199	1/2
Al	—	13	27	1/2	Cd	—	48	111	1/2			—	201	3/2
P	B	15	31	1/2				113	1/2	Tl	—	81	203	1/2
S	B	16	32	0	In	—	49	115	9/2			—	205	1/2
K	—	19	39	3/2	Sn	—	50	117	1/2	Pb	—	82	207	1/2
	—	19	41	3/2				119	1/2	Bi	—	83	209	9/2
Mn	—	25	55	5/2	Sb	—	51	121	5/2					

Таблица XVIII
Добавочные вероятные спины ядер⁽²⁾

Элемент	Источник	Z	A	I	Элемент	Источник	Z	A	I	Элемент	Источник	Z	A	I
Li	—	3	6	1C	Cb	—	41	93	9/2B	Tb	H (S6)	65	159	3/2B
Cl	B	17	35	5/2C	Ag	—	47	107	3/2C	Ho	H (S14)	67	165	7/2A
K	—	19	41	1/2				109	3/2C	Tu	H (S13)	69	169	1/2B
Sc	—	21	45	7/2A	I	—	53	127	5/2A	Lu	—	71	175	7/2B
V	—	23	51	7/2B	Xe	—	54	129	1/2A	Hf	H (R8)	72	177	3/2C
Co	—	27	59	7/2A				131	3/2B			—	179	3/2C
Zn	—	30	67	3/2B	Ba	—	56	135	5/2C	Ir	H (S15)	77	191	1/2C
Kr	—	36	83	9/2C				137	5/2C	Pt	H (V2)	78	195	1/2C
Sr	—	38	87	3/2C	La	—	57	139	7/2A	Au	—	79	197	3/2C
										Pa	H (S5)	91	231	3/2A

Эта линия обычно запрещена, но может возникнуть вследствие того, что два атомных состояния разделены расстоянием, небольшим по сравнению с сверхтонкой структурой. „Запрещенная“ линия, таким образом, должна появляться только для изотопов, обладающих структурой. Другие случаи, в которых известное число четных изотопов существует наряду с нечетными, следующие: Zn, Kr, Sr, Cd, Sn, Xe, Ba и Hf. Эти четные изотопы имеют равный нулю спин или очень малый магнитный момент.

В большинстве известных случаев спины ядер относятся к нечетным Z и A (класс I); в этом случае спины кратны половине. Существует меньшее число с четным Z и нечетным A (класс II); спины этих ядер также кратны половине. Известны

(1) Таблица XVII содержит те спины ядер, которые можно считать достоверными. В колонке „Источник“ B обозначает, что спин определен из полосатых спектров, H — из сверхтонкой структуры, звездочка — что об этом спине сказано в тексте.

(2) Таблица XVIII содержит добавочные ядерные спины, которые можно считать вероятными. Понижающаяся степень вероятности обозначена буквами A, B, C, причем A — почти достоверно.

Таблица XIX
Магнитные моменты ядер (1)

Элемент	Z	A	I	μ	Класс	Наблюд. отношен.	Элемент	Z	A	I	μ	Класс	Наблюд. отношен.
H	1	1	1/2	2,9	I	3,96	Cd	—	109	3/2C	0,2	I	1,00
Li	—	2	1	0,85	III		Cd	48	111	1/2	-0,65	II	
Li	3	6	1C	0,8	III		In	—	113	1/2	-0,65	II	
N	—	7	3/2	3,2	I	1,81	In	49	115	9/2	5,7	I	1,00
F	7	14	1	0,2	III		Sn	50	117	1/2	-0,89	II	
Na	9	19	1/2	3	I		—	119	1/2	-0,89	II		
Al	11	23	3/2	2,0	I	1,00	Sb	51	121	5/2	3,7	I	1,32
Al	13	27	1/2	2,2	I		—	123	7/2	2,8	I		
K	19	39	3/2	0,40	I		—	129	1/2	-0,9	II		
—	—	41	3/2	$\pm 0,22$	I	0,79	—	131	3/2B	0,8	II	-1,11	
Sc	21	45	7/2A	3,6	I		Cs	55	133	7/2	2,5		I
Cu	29	63	3/2	2,5	I		Ba	56	135	5/2C	1,0		II
—	—	65	3/2	2,5	I	0,494	—	137	5/2C	1,0	II	2,20	
Zn	30	67	3/2B	-1,7	II		La	57	139	7/2A	2,8		I
Ga	31	69	3/2	2,1	I		Eu	63	151	5/2	—		I
—	—	71	3/2	2,7	I	0,98	—	153	5/2	—	I	-0,90	
As	33	75	3/2	1,5	I		Au	79	197	3/2C	0,3		I
Kr	36	83	9/2C	-1	II		Hg	80	199	1/2	0,5		II
Rb	37	85	5/2	1,4	I	0,98	—	201	3/2	-0,6	II	0,98	
—	—	87	3/2	2,8	I		Tl	81	203	1/2	1,4		I
Sr	38	87	3/2C	-0,8	II		—	205	1/2	1,4	I		
Ag	47	107	3/2C	0,2	I	Pb	82	207	1/2	0,6	II	1	
						Bi	83	209	9/2	4,0	I		

только три случая (этот тип ядер очень редок) с нечетным Z и четным A (класс III); они имеют спины, равные единице. Наконец, известны четыре случая с четными Z и A (класс IV), причем во всех этих случаях спин равен нулю.

Ядерные магнитные моменты приведены в таблице XIX. Они получены главным образом из разделения сверхтонкой структуры при помощи уравнений Гаудсмитта (248) и (249). Величина магнитных моментов дана в графе, озаглавленной μ , в единицах $\frac{\mu}{1838}$. Все элементы, для которых указаны моменты ядер, коротко рассматриваются в тексте. Магнитные моменты ядер грубо следуют известным закономерностям. Чаще всего бывает, что ядра класса I обладают большими положительными магнитными моментами (> 1). Ядра класса II имеют малые магнитные моменты, почти всегда отрицательные. Три ядра класса III имеют все малые моменты, причем момент H^2 положителен. Для элементов класса IV магнитные моменты неизвестны, так как ни один из них не дает сверхтонкой структуры. Как было сказано выше, это может обозначать наличие момента количества движения, равного нулю, или очень малого магнитного момента. Так как

(1) Таблица XIX содержит магнитные моменты (μ) различных элементов в единицах $\frac{eh}{2Mc}$. Число, данное в колонке отношений, есть отношение магнитного момента изотопа с меньшим A к изотопу с большим A (A — массовое число). Все элементы, приведенные в таблице, рассматриваются в тексте.

немногие ядра этого типа, для которых известны спины, все имеют $I=0$, первая возможность более правдоподобна.

Ввиду тех приближений, которые необходимы, чтобы определить магнитные моменты ядер, большой интерес представляет еще один вид указаний, свободных от этих приближений. В случаях, когда есть два изотопа, отношение магнитных моментов может быть определено непосредственно из разделения сверхтонкой структуры и значений спинов, пользуясь тем обстоятельством, что волновые функции двух изотопов одинаковы вблизи от ядра. Существует двенадцать таких отношений, собранных в таблице XIX, где даны отношения магнитного момента изотопа с меньшим A к магнитному моменту изотопа с большим A . Так как при этих определениях имеет значение лишь неточность в измерении сверхтонкой структуры, эти отношения служат для наиболее аккуратного определения магнитных моментов.

В действительности нет ни одного удовлетворительного способа оценки ошибок значения самих магнитных моментов ядер. Было найдено, что вычисления, при которых пользуются волновыми функциями (в случае натрия), дают сильно колеблющиеся результаты (см. стр. 221). Чем лучше поправлены волновые функции, тем лучше согласуются получающиеся значения с найденными при помощи приближенных формул Гаудсмита, Ферми и Сегре. Вероятно, наилучшие указания на точность можно получить, пользуясь значениями для различных атомных состояний, т. е. пользуясь различными индивидуальными электронными разделениями сверхтонкой структуры. При определении магнитного момента требуется осторожность в пользовании состояниями, подвергающимися большим возмущениям (см. стр. 231). Почти невозможно устранить эти возмущения в атомах, имеющих сложную конфигурацию валентных электронов, хотя и можно указать случаи, где они не имеют большого значения. Вообще наиболее точные данные получаются для атомов или ионов, имеющих простую валентную конфигурацию. Существует ряд ядер, структура внешней электронной оболочки которых слишком сложна, чтобы при существующих методах можно было определить ядерные моменты (например, случай Eu).

Н

Известно, что ядра H^1 и H^2 имеют спин соответственно $\frac{1}{2}$ и 1. Эти значения были определены из полосатых спектров (N16), (K2), (M19), а в первом случае также по методу атомных пучков (не опубликовано) и из теплоемкости при низких температурах (D2). Величина магнитного момента H^1 ($\mu=2,9$) найдена Раби, Келлогом и Захариасом из разделения сверхтонкой структуры нормального состояния [неопубликованная работа и (R2), (K4)]. Магнитный момент H^2 также был найден Раби, Келлогом и Захариасом (R3). Для водорода при вычислении магнитного момента, понятно, пользуются точными волновыми функ-

циями. Ошибки обусловлены трудностями измерения. Значение 0,7 для H^2 согласуется с отношением $\frac{\mu(H^1)}{\mu(H^2)} = 3,96$, определенным Фаркашом и Фаркашом (F1)*.

Li

Работа Фокса и Раби (F13), которые пользовались методом атомного пучка, указывает на то, что Li^6 имеет спин ≥ 1 . Возможно, что этот спин равен единице (см. § 36). Отношение магнитных моментов может быть определено непосредственно и дает $\frac{\mu(Li^6)}{\mu(Li^7)} \cong 0,25$. Это значит, что магнитный момент Li^6 приблизительно равен моменту H^2 . Для Li^7 спин ядра был определен из молекулярных спектров Гарвеем и Дженкинсом (H5) из сверхтонкой структуры Гуттенгером (G15) и Шюлером, (S2), Гуттенгером и Паули (G16) и Гранатом (G10) и по методу атомных пучков — Фоксом и Раби (F13). Магнитный момент был найден из разделения сверхтонкой структуры $Li II 1s 2s^3 S_1$ (G10) и из разделения сверхтонкой структуры основного состояния $Li I$ (F13). Полученные два значения практически совпадают.

N

Известно, что ядро N^{14} имеет спин, равный единице. Это установлено, на основании наблюдений Ориштейна и Ван Вика (O2), из чередующихся интенсивностей молекулярных спектров. Из изучения линий спектра $N I$, для которого можно ожидать большой сверхтонкой структуры, вследствие большого взаимодействия с ядром, вытекает, что магнитный момент должен быть около 0,2 или меньше (B1). Ввиду важности магнитных моментов легких элементов было бы очень желательно иметь измерения нормального состояния по методу атомного пучка. Ядро азота следует статистике Бозе (H11), (R7).

F

Ядро фтора имеет спин $\frac{1}{2}$, определенный из молекулярных спектров Геллем и Монком (G1) и подтвержденный на основании измерения сверхтонкой структуры Кемпбеллом (C2). Момент ядра был получен из этих последних измерений Брауном и Бартлеттом (B30), которые произвели вычисления, воспользовавшись функциями Хартри, и получили величины, близкие к 3. Существует большое колебание между значениями, полученными из разных уровней, причем по меньшей мере частично эти колебания связаны с тем, что сверхтонкая структура следов не вполне разрешена.

Na

Спин ядра Na^{23} был определен из отклонения атомного пучка (R1), из полосатых спектров (J5), из интенсивности линий сверхтонкой структуры (G12) и из поляризации резонансного

излучения (E 2), (L 3), причем найденное значение равно $I = \frac{3}{2}$. Была измерена сверхтонкая структура отдельных состояний (R1), (E2), (L3), (G12), (J3), (F13) и магнитные моменты были вычислены (W15), (S21) при помощи соотношений при различных видах волновых функций (см. стр. 231). Величина, указанная в таблицах, получена из соотношений для состояний $3s^2 S_{1/2}$ и $4p^2 P_{1/2}$. Значения для $3p^2 P_{3/2}$ лежат между 2,25 и 2,6 в зависимости от величины использованного разделения.

Al

Ритчель (R11) из наблюдений над рядом компонент сверхтонкой структуры нашел значение спина $I = \frac{1}{2}$. Измерения дают только множитель разделения для одного электрона $a(3s)$, так как наблюдаемые величины разделения для Al II и Al I приписываются этому электрону (R11), (P3), (G8). Величина магнитного момента определена из этого единственного разделения. Браун и Кук (B31) из той же структуры получили магнитный момент 2,4, воспользовавшись функциями Хартри.

K

Ядерный спин K^{89} был определен Мильманом (M13) по способу атомного пучка; он равен $\frac{3}{2}$. Магнитный момент определен из разделения нормального состояния $4s^2 S_{1/2}$, которое было тщательно измерено по методу отклонения (F13) и при помощи определения сверхтонкой структуры Джексоном и Куном (J3), (J4). Последние измерения (Раби и его сотрудников — не опубликовано) с атомными пучками указывают на регулярную сверхтонкую структуру нормального состояния K^{89} , и поэтому магнитный момент положителен. Этот результат противоречит наблюдаемым результатам интенсивностей (J4) сверхтонкой структуры, однако расхождение может объясняться обращением сверхтонких линий. Из соотношений Гибсон и Бартлет (G4), воспользовавшись функциями Хартри, получили $\mu = 1,2$. Это находится в противоречии с вышеуказанными данными, но, ввиду аналогичных трудностей при пользовании функциями Хартри при Na, принимается первое значение. Манлей (не опубликовано) нашел по методу атомных пучков, что спин ядра K^{41} равен $\frac{3}{2}$. Магнитный момент, определенный из сверхтонкой структуры равен $\pm 0,22$.

Sc

Шюлер и Шмидт (S11) и Копферман и Расмуссен (K10) нашли ядерный спин Sc^{45} равным $\frac{7}{2}$, причем первые определили его из числа компонент. Магнитный момент был определен Копферманом и Расмуссеном из $ds^2^2 D_{3/2} =$ и $^2 D_{3/2} =$ разделений.

Так как эти разделения не разрешаются непосредственно, а выведены из неразрешенных пятен, и так как является сомнительным, выбрано ли правильное значение Z_i (они пользовались $Z_i = 8$), — результирующий магнитный момент очень неточен, несмотря на то, что два разделения дают одинаковое значение μ .

V

Сверхтонкая структура спектра VI была исследована Копферманом и Расмуссеном (K12), которые нашли ядерный спин равным $\frac{7}{2}$. Вследствие чрезвычайной сложности неразрешенных пятен это значение не может быть рассматриваемо как достоверное. Взаимодействия слишком сложны, чтобы из наблюдаемых разделений определить магнитный момент.

Mn

Ядерный спин $\frac{5}{2}$ для Mn^{55} был определен Уайтом и Ритчелем (W7). Сложность электронных конфигураций не позволяет определить значение для μ .

Co

Из работ Мора (M16) и Копфермана и Расмуссена (K11) практически достоверно, что ядерный спин Co^{59} равен $\frac{7}{2}$. Значение магнитного момента невозможно определить из измерения разделений вследствие сложности электронных конфигураций.

Cu

Сверхтонкая структура CuI была изучена Ритчелем (R10), который нашел спины Cu^{63} и Cu^{65} равными $\frac{3}{2}$. Хотя линии в суммарных пятнах не совпадают для двух изотопов, все же они имеют тот же самый спин и те же сверхтонкие разделения. Это означает, что оба они имеют один и тот же магнитный момент. Магнитный момент, равный 2,5, определен из $d^{10}s^2S_{1/2}$ и $d^9s^2^2S_{1/2, 3/2}$, которые дают соответственно 2,5, 2,5 и 2,1 со значением $Z_i = 19,6$, определенным Ферми и Сегре для d -электронов. Эти значения выбраны потому, что для них можно рассчитывать получить небольшие возмущающие эффекты от термов с большей структурой. Возмущающие эффекты могут однако быть для обоих из этих термов, и это увеличивает неточность в значении магнитного момента. Приблизительное согласие значений, данное выше, показывает, что эти возмущения, повидимому, не важны.

Zn

Сверхтонкая структура была найдена Шюлером и Вестмайером (S19) для $ZnII$. Наблюдаемые компоненты очень слабы в сравнении с сильными, приписываемыми четным изотопам в согласии с ожидаемыми для Zn^{67} . Указанные авторы заключили, что спин равен $\frac{3}{2}$, хотя это заключение не совсем досто-

верно, потому что пятна не полностью разрешаются. С помощью наблюдаемых разделений для $d^9s^2\ ^2D_{3/2}$, магнитный момент должен быть около $-1,7$. Это значение других подтверждений не имеет.

Ga

Ядерные спины Ga^{69} и Ga^{71} были определены Джексоном (J1) и Кемпбеллом (C1) на основании изучения сверхтонкой структуры. Оба ядра имеют одинаковый спин $I = \frac{3}{2}$, но, как нашел Кемпбелл, различные магнитные моменты. Отношение точно равно $\frac{\mu^{69}}{\mu^{71}} = 0,79$. Отдельные магнитные моменты определены из постоянных разделений для состояний $5s\ ^2S_{1/2}$ и $4p\ ^2P_{1/2}$ в GaI и из постоянной разделения GaII, определенной из многочисленных разделений в $a(4s) = 0,43\ \text{см}^{-1}$. Это дает 2,24, 2,36 и 2,07 для μ^{69} . Повидимому, ни одно из этих значений не является точным.

As

Ядерный спин As^{75} был определен Толанским (T4) и Кроффордом и Крукером (C20) из измерений интервалов сверхтонкой структуры. На эти интервалы мог повлиять электрический квадрупольный момент ядра. Кроффорд и Крукер (C20) определили интервалы $4s\ 5s\ ^3S_1$, AsIV; их измерения не допускают однако такой возможности. Магнитный момент, равный $\mu = 1,5$, вычислен из фактора разделения $a(4s)$, определенного путем измерений с AsIV. Разделения в AsII подвержены большим возмущениям и не могут служить непосредственно для нахождения μ .

Br

Спины ядер Br^{79} и Br^{81} , повидимому, с достоверностью равны $\frac{3}{2}$, как это следует из работы Толанского (T3). Хотя ни одна из исследованных спектральных линий не была полностью разрешена, наличие почти совпадающих структур для линий четырех различных компонент, имеющих конечным состоянием $4p\ ^4S\ ^4P_{3/2}$, указывает на $I = \frac{3}{2}$. Оба изотопа содержатся в одинаковом количестве и их структуры налагаются одна на другую. Существует несколько известных разделений, но взаимодействие с ядром имеет место для всех пяти электронов, и возможны также большие возмущения. Магнитный момент неизвестен.

Kr

Криптон имеет ряд четных изотопов и один нечетный — Kr^{83} . Спектральные линии были изучены Копферманом и Кнудсенем (K13). Было найдено, что они имеют очень сильную центральную компоненту, соответствующую четным изотопам, и слабую структуру, обусловленную Kr^{83} . Отсюда можно заключить, что $I > \frac{1}{2}$ и совпадение центра структуры с линией четных изото-

пов имеет место при $I = \frac{9}{2}$. Это значение недостоверно. Пользуясь правилом сумм Гаудсмита (G5), можно получить значение для μ из $a(5s)$. Это значение отрицательно и приблизительно равно единице.

Rb

Спины Rb^{85} и Rb^{87} были определены Копферманом (K8) из сверхтонкой структуры линий Rb II и Фоксом и Мильманом (не опубликовано), которые пользовались методом атомного пучка.

Оба метода дают $I(85) = \frac{5}{2}$ и $I(87) = \frac{3}{2}$. Магнитные моменты были определены из разделений $5s^2S$ нормального состояния Rb I. Отношение магнитных моментов (0,494), повидимому, совершенно точно ($\sim 1/0$).

Sr

Известно, что стронций имеет сверхтонкую структуру (M18), (S17), (S3), (W4), приписываемую Sr^{87} . Спин очень недостоверен, но, пользуясь значением $I = \frac{3}{2}$, значение для магнитного момента может быть определено из разделений нормального состояния Sr II ($\Delta\nu = -0,15 \text{ см}^{-1}$).

Cb

Спин Cb^{93} был определен Баллардом (B7) из сверхтонкой структуры. Линии не полностью разрешены, но тщательным изучением получено значение $I = \frac{9}{2}$. Значение магнитного момента (B7) $\mu = 3,7$ в лучшем случае очень грубо.

Ag

Удвоение резонансных линий серебра наблюдалось Хиллом (H15). Благодаря соотношению интенсивностей компонент заключено, что структура соответствует сверхтонкой, а не изотопическому сдвигу, так как два изотопа находятся почти в одинаковом количестве, а наблюдаемая структура показывает одну слабую компоненту и одну сильную. Для обоих изотопов было предположено значение спинов $\frac{3}{2}$. Если это правильно, то два изотопа должны иметь одинаковые магнитные моменты. Они должны быть равны около $+0,2$.

Cd

Кадмий имеет 6 изотопов: 4 четных и 2 нечетных; массовые числа последних — 111 и 113. Линии спектра были изучены Шюлером и сотрудниками (S4), (S9). Найдено, что имеется сильная центральная компонента, обусловленная четными изотопами, и простая сверхтонкая структура, обусловленная изотопами 111 и 113 совместно. Спины двух нечетных изотопов являются достоверными при этих предположениях, сделанных почти

безоговорочно при определении изотопического сдвига (S_{20}) в Cd II. Магнитные моменты для нечетных изотопов определены из фактора разделения $a(5s)$ для $5s$ -электрона, которым обусловлена большая часть структуры в Cd I, и также для $6s$ -электрона (J6). Магнитные моменты оказываются равными $\mu = -0,66$ и $-0,63$ соответственно для обоих изотопов.

In

Ядерный спин In^{115} был определен Джексонем (J2) и Пашеном и Кемпбеллом (P1), (P2). Хотя не найдено линий, где большой спин мог бы быть определен прямо из числа компонент, точно промеренные разделения $5s/6s$ 3S_1 , в которых не должно бы ожидать заметного квадрупольного эффекта, делают спин с полной достоверностью равным $I = \frac{9}{2}$. Необычно большой магнитный момент определен из наблюдаемых разделений в In I, $a(6s) = 0,056$ $см^{-1}$ и $a(6p_{1/2}) = 0,076$ $см^{-1}$ и выведен из In II, $a(5s) = 0,70$ $см^{-1}$. Это дает для магнитных моментов $\mu = 5,2, 5,9$ и $6,0$ соответственно.

Sn

Олово имеет большое число изотопов, но только два из них — Sn^{117} и Sn^{119} — являются нечетными и присутствуют в заметном количестве. Изучение сверхтонкой структуры Толанским (T5) и Шюлером и Вестмейером (S18) показывает, что линии могут быть интерпретированы аналогичным образом, как в случае Cd, т. е. приписывая слабую структуру нечетным изотопам. Если эта структура обуславливается обоими нечетными изотопами, то совершенно достоверно, что спин каждого из них есть $\frac{1}{2}$. Из разделений сверхтонкой структуры $6s$ $^3S_{1/2}$ и $6p$ $^2P_{1/2}$ в Sn II следует, что магнитные моменты равны соответственно $\mu = -0,90$ и $-0,87$.

Sb

Ядерные спины двух изотопов сурьмы Sb^{121} и Sb^{123} были определены в работах Крофорда и Бэтсона (C19), Бадами (B4) и Толанского (T6). Крофорд и Бэтсон получили полное разрешение линии $5s$ $6p$ $^3P_0 \rightarrow 5s6s$ 3S_1 , Sb IV и измерили интервалы, причем спины оказались равными $I(121) = \frac{5}{2}$ и $I(123) = \frac{7}{2}$. Можно ожидать, что правило интервалов здесь выполняется хорошо, так как возможный квадрупольный эффект не должен оказывать влияния на эти состояния. Магнитные моменты определены из фактора разделения $a(5s) = 1,4$ $см^{-1}$ для Sb^{121} , определенного из этих измерений. Определение того же фактора $a(5s)$ из sp^3 конфигурации Sb II привело к меньшему значению $a(5s) = 1,04$, но этого можно было ожидать, так как последняя конфигурация, несомненно, возмущена и ее сверхтонкая структура вследствие этого уменьшена. Пользуясь первым значением,

$\mu(121) = 3,7$. Отношение $\frac{\mu(121)}{\mu(123)} = 1,32$ можно найти непосредственно из наблюдаемых разделений.

I

Сверхтонкая структура спектра иода была изучена Толанским (Т7), (Т8), (Т9), который наблюдал большое число линий. Измерения интервалов линий, дающих структуру преимущественно с одного уровня, показали, что спин, очень вероятно, равен $\frac{5}{2}$. Большое число возможных энергетических состояний и наличие больших возмущений не позволяют в настоящее время оценить магнитный момент I^{127} .

Хе

Существует значительное число изотопов Хе, но только два — Хе¹²⁹ и Хе¹³¹ — имеют нечетные массовые числа. Копферман и Киндал (К9) и Джонс (J7) нашли, что наблюдаемые сверхтонкие структуры могут быть объяснены, если ядерные моменты отнести к этим нечетным изотопам. Спин Хе¹²⁹ почти достоверно равен $\frac{1}{2}$ и Хе¹³¹, вероятно, равен $\frac{3}{2}$. При помощи правила сумм Гаудсмита (G5) можно найти фактор разделения $a(6s) = -0,164 \text{ см}^{-1}$ для Хе¹²⁹. Это дает грубое значение для магнитного момента $\mu = -0,9$. Отношение моментов известно из наблюдаемых разделений и спинов $\frac{\mu(129)}{\mu(131)} = -1,11$. В случае ксенона два магнитных момента имеют противоположные знаки.

Cs

Ядерный спин Cs¹³³ был определен Копферманом (К6) из сверхтонкой структуры и Коэном (С11) — методом атомного пучка. Значение $I = \frac{7}{2}$ совершенно достоверно. Точные измерения разделений сверхтонкой структуры нескольких состояний были сделаны Гранатом и Странатаном (G11) и Гейденбургом (H13). Факторы разделения и полученные из них магнитные моменты равны:

$$\begin{aligned} a(6^2S_{1/2}) &= 0,0767 \text{ см}^{-1}, \mu = 2,70; \\ a(6^2P_{1/2}) &= 0,00925 \text{ см}^{-1}, \mu = 2,45; \\ a(6^2P_{3/2}) &= 0,00142 \text{ см}^{-1}, \mu = 2,37; \\ a(7^2P_{1/2}) &= 0,00329 \text{ см}^{-1}, \mu = 2,67; \\ a(7^2P_{3/2}) &= 0,000486 \text{ см}^{-1}, \mu = 2,48. \end{aligned}$$

Значения $Z_i = Z$ и $Z_i = Z - 4$ были использованы для s - и p -электронов, как обычно. Небольшая разница в значениях Z_i , определенного из дублетных разделений или из наблюдаемого отношения разделений сверхтонкой структуры двух членов дублета, приводит к небольшому изменению в вышеприведенных значениях (G11), (H13).

Ва

Кругер, Гиббс и Вильямс (K14) из изучения интенсивностей сверхтонкой структуры Ва II заключили, что спин Ва¹³⁵ и Ва¹³⁷, вероятно, равен $\frac{5}{2}$. Наличие нескольких изотопов делает это заключение неточным. Все линии показывают сильные центральные компоненты, соответствующие четным изотопам. Если воспользоваться разделениями (K14), (R12) 6²S- и 6²P_{1/2}-состояний, то магнитные моменты оказываются соответственно равными $\mu = 1,06$ и $0,82$ при $I = \frac{5}{2}$.

La

Момент количества движения La¹³⁹, вероятно, равен $\frac{7}{2}h'$, как следует из измерений сверхтонкой структуры, произведенных Андерсоном (A1), (A2). Магнитный момент был определен Кроффордом и Грэсом (C21) из наблюдаемых разделений в La III. Они нашли для состояний 6s²S и 6p²P_{1/2} значение $\mu = 2,84$ и $2,87$. Изучая d²s-конфигурацию, Кроффорд (C18) получил для фактора разделения несколько отличное значение, дающее $\mu = 2,5$.

Eu

Два изотопа европия Eu¹⁵¹ и Eu¹⁵³, как было найдено Шюлером и Шмидтом (S15), для каждого типа ядра имеют момент количества движения $\frac{5}{2}h'$. Эти значения установлены непосредственно из числа наблюдаемых компонент. Индивидуальные магнитные моменты не могут быть найдены легко вследствие сложной электронной структуры, но их отношение можно найти непосредственно. Это доказывает, что для Eu правило интервалов не одинаково хорошо выполняется для двух изотопов. Такое отклонение не может быть объяснено возмущающими эффектами (см. § 50).

Lu (Ср)

Из относительной интенсивности сверхтонких компонент Шюлер и Шмидт (S16) нашли значение $\frac{7}{2}h'$ для момента количества движения ядра Lu¹⁷⁵. Обнаружены также отклонения от правила интервалов.

Au

Сверхтонкая структура, найденная для золота Ричлем (R9) и Вульфом (W6), показывает, что Au¹⁹⁷ имеет ядерный спин, равный, повидимому, $\frac{3}{2}$. Пользуясь этим значением и наблюдаемым разделением нормального состояния, находим $\mu = 0,2$.

Hg

Ртуть имеет несколько изотопов с четными массовыми числами и два с нечетными — Hg¹⁹⁹ и Hg²⁰¹, — которым и припи-

сывается наблюдаемая сверхтонкая структура. Эти два изотопа, как найдено Шюлером, Кейстоном и Джонсом (S8), (S7), имеют спин $\frac{1}{2}$ и $\frac{3}{2}$ соответственно. Были исследованы многочисленные линии спектра HgI, и разделения хорошо известны. Эти разделения однако главным образом обуславливаются $6s$ -электроном, который имеет большой фактор разделения. Значения $a(6s)$ для Hg¹⁹⁹, определенные из различных конфигураций, не особенно хорошо согласуются [из $6s\ 9s\ a(6s)=1,37$, пренебрегая $a(9s)$; из $6s\ 6p\ a(6s)=1,15$]. Это дает $\mu(199)=0,52$ и $0,43$ соответственно. Отношение магнитных моментов дает $\frac{\mu(199)}{\mu(201)} = -0,90$.

Тl

Сверхтонкая структура была найдена в спектрах TlI, II и III (S10), (M3), (M2). Все структуры показывают, что $I = \frac{1}{2}$ для Tl²⁰³ и Tl²⁰⁵. Разделения в TlII обусловлены всецело $6s$ -электроном, так что, в то время как можно сделать несколько оценок факторов разделения, последнее приводит только к одному определению μ . При пользовании (248) и (249) получены следующие значения μ из различных разделений: TlIII $a(7s)=1,37\ \text{см}^{-1}$, $\mu=0,9$; $a(8s)=0,606\ \text{см}^{-1}$, $\mu=1,5$; $a(6p_{1/2})=1,21\ \text{см}^{-1}$, $\mu=1,8$; $a(7p_{1/2})=0,375\ \text{см}^{-1}$, $\mu=1,4$; TlII $a(6s)=5,8\ \text{см}^{-1}$, $\mu=1,7$; TlI $a(7s)=0,402\ \text{см}^{-1}$, $\mu=1,1$; $a(6p_{1/2})=0,710\ \text{см}^{-1}$, $\mu=2,0$. Эти значения широко колеблются и, повидимому, не очень надежны. Вычисления Брайта (B24) и Виллса (W14) дают $\mu(6p_{1/2})=1,45$ и $\mu(7s)=1,35$ из разделений TlI. Имеются довольно большие возмущения в спектре таллия, которые делают некоторые из разделений очень неправильными. Особенно ненадежные из них выше не приведены. Хотя компоненты, обуславливаемые двумя изотопами, обычно не разделяются, имеется указание (S10), что Tl²⁰⁵ может иметь несколько большие разделения, хотя этот маленький эффект может быть обусловлен наличием квадрупольного момента у одного из изотопов.

Pb

Свинцовые изотопы с $A = 204, 206, 207, 208$ имеют сверхтонкую структуру. Копферман (K7), пользуясь образцами уранового свинца (206) и ториевого свинца (208), показал, какие компоненты должны быть приписаны этим изотопам. Pb²⁰⁷ показывает структуру, указывающую на ядерный спин $I = \frac{1}{2}$. Наличие возмущений делает определение μ несколько неточным. Пользуясь разделениями (M4) $6s\ 7s\ ^3S_1$ из PbIII и пренебрегая значением $a(7s)$, имеем из (248) $\mu=0,64$. Если бы это значение было меньше $a(7s)$, последним нельзя было бы пренебречь. Пользуясь $a(6s)=1,89$, как определено Розе (R13) из PbII sp^2 мы найдем $\mu=0,40$. Это значение, повидимому, преуменьшено

вследствие возмущений. Брайт и Виллс (В28) нашли $\mu = 0,75$ и $0,67$ из рассмотрения $6p^2$ - и $6p7s$ -конфигураций Pb I.

Vi

Для Vi^{209} $I = \frac{9}{2}$. Это значение было найдено Баком и Гаудсмитом из Зееман-эффекта сверхтонкой структуры (В3). Была наблюдена сверхтонкая структура и изучены спектры $Vi I - V$. Можно ожидать, что в случаях $Vi II$ и $Vi III$ должно иметь место большое влияние возмущений, связанное с возбуждением внутренних электронов. Для $Vi IV$ также имеют место возмущения, но из нескольких невозмущенных уровней можно найти (M1) $a(6s) = 2,3 \text{ см}^{-1}$. Это значение практически совпадает с найденным непосредственно из состояния $6s6p_{1/2}$, которое должно было бы быть сильно возмущено. Из структуры $Vi V$ в нормальном состоянии $a(6s)$ оказывается равным $2,6 \text{ см}^{-1}$ (A3). Подставляя это значение в (248), получаем $\mu = 3,5$. Возможно, что конфигурация $p^3 Vi I$ не сильно возмущена, и из нее можно найти постоянную разделения $a(6p_{1/2}) = 0,375 \text{ см}^{-1}$. При помощи (249) получаем $\mu = 3,5$. Согласно нельзя придавать большого значения, так как вторая величина, безусловно, была бы больше при учете экранирования внешних p -электронов. Брайт и Виллс нашли $\mu = 5,4$ из $p^3 Vi I$. Значение $3,5$, приведенное в таблице XIX, вероятно, не очень надежно.

§ 49. Изотопическое смещение в атомных спектрах

Спектральные линии, обусловленные различными изотопами элемента, обычно не имеют одной и той же длины волны, и энергетические состояния различных изотопов должны поэтому быть различными. Если этот эффект проявляется, существует столько компонент данной спектральной линии, сколько есть изотопов, и их относительные интенсивности пропорциональны относительному содержанию изотопов. Если мы рассмотрим энергетические состояния какого-нибудь изотопа и сравним их с состояниями другого изотопа, то из самого изотопического смещения мы не сможем сказать, как уровни одного изотопа располагаются относительно другого; мы можем найти только разницу между энергетическими состояниями. В соответствии с этим можно ожидать, что такой изотопический эффект можно открыть лишь путем изучения переходов между различными энергетическими состояниями.

В предыдущих параграфах наличие нескольких изотопов вызывало осложнения, благодаря которым затруднялась интерпретация сверхтонкой структуры. Было найдено, что изотопы, имеющие четные массовые числа A , не показывают разделения сверхтонкой структуры, за исключением немногих ядер класса III (H^2 , Li^6 , B^{10} , N^{14}). Эти ядра при нечетном A обычно показывают сверхтонкую структуру. Для элементов, имеющих ряд изотопов,

мы можем ожидать наличия одного изотопического смещения для ядер с четным A и изотопического смещения наряду с сверхтонкой структурой для ядер с нечетным A . В первом случае мы можем определить относительное расположение уровней непосредственно из наблюдаемых смещений. Во втором случае необходимо рассмотреть сверхтонкую структуру и найти положение гипотетического уровня без сверхтонкой структуры. Это можно легко сделать вследствие правильного разделения и известных весов уровней, и таким образом можно определить изотопическое смещение для всех изотопов, независимо от того, показывают ли они сверхтонкую структуру или нет; в первом случае лишь значительно труднее процесс интерпретации.

Для того, чтобы выяснить причину изотопического смещения, лучше всего рассмотреть роль разных масс отдельных изотопов. Хорошо известно, что, если рассматривать ядро водорода подобного атома неподвижным, необходимо ввести поправку на расположение энергетических уровней. Известно также, что уровни зависят от массы ядра и что спектральные линии H^1 и H^2 не совпадают друг с другом, но разделены расстояниями, как раз совпадающими с теми, которых следует ожидать, исходя из разности их масс.

В случае атома с несколькими электронами было найдено, что смещение энергетических уровней состоит из двух частей ($H17$), ($B11$), одна из которых совпадает со смещением в случае водорода и называется нормальной, а другая характерна для многоэлектронной проблемы и называется специфической. Если центр массы считать неподвижным, уравнение Шредингера для N электронов с массой m и ядра с массой M может быть записано:

$$-h^2 \left[\frac{1}{2\mu} \sum_{k=1}^N \nabla_{k_i}^2 + \frac{1}{M} \sum_{k_i < j} \nabla_{k_i} \cdot \nabla_j \right] + [V(x) - W] \psi = 0, \quad (251)$$

где

$$\mu = \frac{mM}{M+m}, \quad \nabla_{k_i} = i \frac{\partial}{\partial x_{k_i}} + j \frac{\partial}{\partial y_{k_i}} + k \frac{\partial}{\partial z_{k_i}}$$

и x_{k_i} , y_{k_i} , z_{k_i} — координаты k_1 -го электрона относительно ядра. Рассмотрим те характеристические значения $W(m)$ и решения $\psi(m)$, которые известны для неподвижных ядер. Чтобы сравнить их с точными значениями, пренебрежем вторым членом в (251). Тогда путем введения координат относительно центра массы можно видеть, что энергия W' связана с энергией случая стационарных ядер простым соотношением:

$$W' = \alpha W(m), \quad (251a)$$

где $\alpha = \frac{\mu}{m}$. Если считать дальше второй член в (251) как возмущение, он дает добавочный член энергии:

$$\Delta W = -\frac{h^2}{M} \int \psi^*(m) \left[\sum_{k_i < j} \nabla_{k_i} \cdot \nabla_j \right] \psi(m) d\tau. \quad (251b)$$

Мы видим, что разница между энергией (251) и энергией случая неподвижных ядер разделилась на две части: нормальный эффект (251a) и специфический эффект (251b). Чтобы вычислить (251b), необходимо воспользоваться волновыми функциями атома. Хюг и Эккарт (H17) произвели это вычисление для случая лития и нашли согласие с опытными данными относительно Li II и Li I. Бартлетт и Гибвонс (B11) произвели вычисления для неона. В этом случае согласие неудовлетворительно, так как некоторые линии дают в действительности значительно большее специфическое смещение, чем можно было бы ожидать.

Смещение, обусловленное специфическим эффектом (251b), обратно пропорционально массе M или A , если мы заменим M через массовое число рассматриваемого изотопа. Для нормального эффекта мы имеем тогда:

$$\left. \begin{aligned} W' &= \frac{A}{A+m} W(m) = \left(1 - \frac{m}{A} + \dots\right) W(m), \\ W' - W(m) &= -\frac{m}{A} W(m). \end{aligned} \right\} \quad (252a)$$

Так как специфический эффект также обратно пропорционален массовому числу, полное смещение энергии $D = W' - W(m) + \Delta W$ пропорционально $\frac{1}{A}$. Если рассмотреть элемент с несколькими изотопами, обладающими массовыми числами A , $A + \delta_1$, $A + \delta_2$, и т. д. относительное смещение для этих различных изотопов может быть записано в форме:

$$\left. \begin{aligned} D_0 - D_1 &= \frac{C}{A} - \frac{C}{A + \delta_1} \approx \frac{C\delta_1}{A^2}, \\ D_0 - D_2 &\approx \frac{C\delta_2}{A^2}. \end{aligned} \right\} \quad (252b)$$

Ввиду того, что δ_1 , δ_2 практически всегда малы по сравнению с A , это является хорошим приближением. Относительное смещение, таким образом, пропорционально разности масс двух изотопов. Для нескольких изотопов с последовательными массовыми числами можно ожидать одного и того же расстояния между компонентами последовательных изотопов. Это дает способ нахождения изотопического смещения без производства вычислений в каждом отдельном случае. Первый элемент в периодической системе, имеющий больше двух таких изотопов, из которых все содержатся в достаточном для наблюдения количестве, есть Mg. У магния имеется три изотопа с $A = 24, 25$ и 26 , содержащиеся в количестве, относящемся как 7:1:1. Согласно (252b) мы могли бы ожидать, что любое энергетическое состояние должно иметь смещение, пропорциональное разности масс и, следовательно, то же должно быть верно и для относительного смещения спектральных линий. Некоторые из спектральных линий Mg I дают изотопическое смещение (B2), но, вместо трех одинаково отстоящих друг от друга компонент, в действительности существуют только две. Это значит, что наблюдаемое

смещение не может быть объяснено только влиянием масс. Для других элементов было найдено, что при четном A они обычно приблизительно обладают смещением (252b), но нечетные изотопы не занимают требующихся положений (99). Шюлер и Шмидт (S12) нашли, что у Sm четные изотопы также не дают правильных расстояний. Следует заключить, что один эффект масс достаточен для объяснения наблюдающихся смещений лишь в случаях некоторых легких элементов.

Если изотопическое смещение состояния, для которого внешние электроны редко находятся вблизи от ядра (большое l), условно назвать нулевым, то, как найдено, смещения состояний с электронами, имеющими малое l , в особенности с s -электронами, велики. Величина смещения растет с возрастанием числа проникающих к ядру электронов и степени их проникновения. Это значит, что влияние возмущений очень существенно как для изотопического смещения, так и для сверхтонкой структуры. Простой пример этого найден в случае Mg (B2), где в своем большинстве наблюдаемые смещения непосредственно связаны с действием возмущений и качественно могут быть объяснены как результат возмущения. Важность тех состояний, когда электроны проникают глубоко, указывает, что вычисления (D3), в частности для тяжелых атомов, принимающие связь Рессель-Саундерса и пренебрегающие возмущениями, не надежны.

Наличие больших смещений в случае проникающих электронов указывает, что изотопическое смещение может быть обусловлено некоторой разницей поля вблизи от ядра. Бартлетт (B8) отметил, что такой разницы следует ожидать, если принять плотность ядра постоянной. Более тяжелые изотопы имеют большие радиусы, так как $R \propto A^{1/3}$, и должны слабее связывать проникающие электроны, чем легкие ядра. Брейт и Розенталь (B25) и (R14) и Рака (R6) произвели вычисления и нашли, что изменение энергии s -состояния, обусловленное изменением радиуса ядра Δr_0 , равно:

$$\delta W = \frac{R a_0^2}{Z} R^2(0) \frac{1+s}{[\Gamma(2s+1)]^2} \left[y_0^{2s} + \frac{v}{2\gamma^2} y_0^{2s+1} \right] \frac{\Delta y_0}{y_0},$$

где

$$s = (1 - \gamma^2)^{1/2}, \quad y_0 = \frac{2Zr_0}{a_0}, \quad v = \frac{V}{mc^2}, \quad \gamma = \frac{Z}{137}.$$

r_0 — есть радиус ядра в см , внутри которого потенциальная энергия V считается постоянной, a_0 — боровский радиус, R — постоянная Ридберга. $R(0)$ равно значению радиальной функции Шредингера при $r=0$ и может быть выражено через наблюдаемое разделение сверхтонкой структуры посредством (240), если магнитный момент заранее определен по (248) или (249). Брейт нашел, что при $R^2(0)$, определенном таким способом, для Hg , Tl , и Pb существует общее согласие теории с опытом. Можно ожидать, что r_0 будет больше нормального для ядер с нечетным числом нейтронов и протонов, так что смещение для ядер с чет-

ным Z и нечетным A должно быть ближе к смещению ядра Z , $(A+1)$, чем Z , $(A-1)$. Для тяжелых ядер однако известно, что смещение для ядер Z , A ближе к смещению Z , $A-1$. Возможно, что избыточный нейтрон взаимодействует с электронами, вызывая такой эффект. Детальных сравнений для других элементов пока еще не было сделано, но легкие элементы не подтверждают такого „эффекта радиуса“, так как ядрам Ne , Mg , Cu и Zn следовало бы приписать меньшие радиусы, чем ядрам с большим массовым числом. Хотя не было найдено полностью удовлетворительного объяснения наблюдаемым изотопическим смещениям, изменение последних при различных атомных состояниях указывает на разницу в полях различных изотопов вблизи от ядра.

§ 50. Квадрупольные моменты

Шюлер и Шмидт (S15) нашли, что некоторые элементы дают отклонения от правила интервалов. Таких отклонений можно ожидать, если два атомных состояния очень близки друг к другу, но, с другой стороны, правило интервалов должно было бы выполняться, если бы взаимодействие между электронами и ядерным моментом подчинялось правилу косинуса. Отклонения, найденные Шюлером и Шмидтом для Eu (S15) и Минцом Гранатом (M14) для Bi , не могут быть объяснены возмущением. В первом случае два изотопа Eu^{151} и Eu^{153} показывают различные отклонения от правила интервалов, а во втором — отклонения найдены для $p^{3/2}D_{3/2}$ -состояния Bi , которое отстоит достаточно далеко от любого другого состояния, чтобы их можно было объяснить возмущениями.

Шюлер и Шмидт заметили, что отклонения могли бы быть удовлетворительно объяснены при наличии члена взаимодействия, пропорционального квадрату косинуса угла между спином ядра и внеядерным моментом количества движения. Такого взаимодействия, как они отмечают, следовало бы ожидать при наличии у ядра квадрупольного момента. Действительно, вполне законно ожидать, что ядра имеют небольшой квадрупольный момент. Он возникает от того, что протоны не распределены с шаровой симметрией в ядре.

Вычисление изменения энергии, обусловленного наличием у ядра квадрупольного момента, было произведено Бете (B15) и Казимиром (C3). Было найдено, что в случае одного внешнего электрона вне замкнутых оболочек для изменения энергии сверхтонкого состояния F , связанного с атомным состоянием $j = I - \frac{1}{2}$, можно записать:

$$W_F = -\frac{1}{2} \bar{R}^2 e^2 r^{-3} \frac{3C(C+1) - 4I(I+1)j(j+1)}{(2I+1)(2I+3)(2I-1)(2I+3)}, \quad (253)$$

где $C = F(F+1) - I(I+1) - j(j+1)$. \bar{R}^2 измеряет ядерный квадрупольный момент, так как R есть координата ядерного про-

тона относительно центра тяжести ядра. Из (241) можно найти $\overline{r^{-3}}$. Можно также заменить $\overline{r^{-3}}$ через $\frac{\overline{Z(r)r^{-3}}}{Z_1}$ и определить эту величину из разделения сверхтонкой структуры, так как $\overline{Z(r)r^{-3}} = \frac{\Delta v}{R\alpha^2 a_0^3 (l+1/2)}$. Чтобы найти соответствующее выражение для W_F при $j = l + \frac{1}{2}$ (253), надо помножить на $\frac{2l+3}{2l-3}$.

Из (253) видно, что при $j = \frac{1}{2}$ W_F обращается в нуль. Поэтому для s - и $p_{1/2}$ -электронов нет квадрупольного эффекта. Для других состояний следует ожидать эффектов, грубо говоря, пропорциональных разделению дублета сверхтонкой структуры, так что для внутренних $p_{3/2}$ - и для d -электронов тяжелых ядер следует ожидать больших эффектов.

Для случая нескольких электронов положение усложняется. В случае Eu Казимир нашел, что наблюдаемые отклонения можно было бы приписать квадрупольным моментам $R^2 = 5,1$ и $2,4 \times 10^{-24}$ см² для Eu¹⁵¹ и Eu¹⁵³ соответственно. Для Bi Бете нашел квадрупольный момент, равный $\overline{R^2} = 0,61 \cdot 10^{-24}$ см². Этот момент висмута примерно совпадает с тем, которого следовало бы ожидать, если бы один протон был несимметрично распределен в ядре.

ССЫЛКИ

Помещаемый ниже список не претендует на исчерпывающую полноту. Он содержит лишь указания, касающиеся работ, о которых говорится в тексте книги. Некоторые статьи, из которых взят экспериментальный материал, здесь не указываются; на них будут даны ссылки во второй части, где будут изложены результаты, касающиеся ядерных реакций.

Ссылки расположены по алфавиту и обозначены буквой и числом, указывающими порядок ссылки. Указан также номер параграфа, к которому ссылка относится.

- | | |
|--|---|
| A1. Anderson, O. E., Phys. Rev. 45, 685 [1934]. [§ 48] | B4. Badami, Zeits. f. Physik 79, 206, 224 [1932]. [§ 48] |
| A2. Anderson, O. E., Phys. Rev. 46, 473 [1934]. [§ 48] | B5. Bainbridge, Phys. Rev. 42, 1 [1932]; 43, 103, 378, 424; 44, 56, 57, 123 [1933]. [§ 2] |
| A3. Arvidsson, Nature 126, 565 [1931]. [§ 48] | B6. Bainbridge and Jordan, Phys. Rev. 49, [1936]. [§ 43] |
| A4. Aston, <i>Mass Spectra and Isotopes</i> [Лондон, 1933]. [§ 1, 2] | B7. Ballard, Phys. Rev. 46, 806 [1934]. [§ 48] |
| A5. Aston, Nature 135, 541 [1935]. [§ 16, 43] | B8. Bartlett, Nature 128, 408 [1931]. [§ 49] |
| A6. Atkinson, Phys. Rev. 48, 382 [1935]. [§ 33] | B9. Bartlett, Phys. Rev. 41, 370 [1932]; 42, 145 [1932]. [§ 32] |
| B1. Bacher, Phys. Rev. 43, 1001 [1933]. [§ 48] | B10. Bartlett, Phys. Rev. 49, 102 [1936]. [§ 11] |
| B2. Bacher and Sawyer, Phys. Rev. 47, 587 [1935]. [§ 49] | B11. Bartlett and Gibbons, Phys. Rev. 44, 538 [1933]. [§ 49] |
| B3. Back and Goudsmit, Zeits. f. Physik 47, 174 [1928]. [§ 47, 48] | |

- B12. Bethe, *Handbuch der Physik*. Vol. 24/1, p. 385. [§ 46]
- B13. Bethe, *Phys. Rev.* 47, 633 [1935]. [§ 2, 16, 33]
- B14. Bethe, *Proc. Camb. Phil. Soc.* 31, 108 [1935]. [§ 39]
- B15. Bethe, *Phys. Rev.* [1936]. [§ 47, 50]
- B16. Bethe and Peierls, *Proc. Roy. Soc. A*148, 146 [1935]. [§ 11, 12, 16]
- B17. Bethe and Peierls, *Nature* 133, 532, 6*9 [1934]. [§ 39, 42]
- B18. Bethe and Peierls, *Proc. Roy. Soc. A*149, 176 [1935]. [§ 14, 15]
- B19. Bhabha, *Nature* 134, 934 [1934]. [§ 15]
- B20. Bonner and Brubaker, *Phys. Rev.* 49, 19 [1936]. [§ 22]
- B21. Brasch, Lange, Waly, Banks, Chalmers, Szilard and Hopwood, *Nature* 134, 880 [1934]. [§ 16]
- B22. Breit, *Phys. Rev.* 35, 1447 [1930]. [§ 46]
- B23. Breit, *Phys. Rev.* 37, 51 [1931]. [§ 46]
- B24. Breit, *Phys. Rev.* 38, 463 [1931]. [§ 46, 48]
- B25. Breit, *Phys. Rev.* 42, 348 [1932]. [§ 49]
- B26. Breit and Rabi, *Phys. Rev.* 38, 2082, [1931]. [§ 47]
- B27. Breit and Wigner, *Phys. Rev.* 48, 918 [1935]. [§ 11]
- B28. Breit and Wills, *Phys. Rev.* 44, 470 [1933]. [§ 46, 48]
- B29. Briscoe, *J. Am. Chem. Soc.* 127, 696, 1925; 282, 1927. [§ 1]
- B30. Brown and Bartlett, *Phys. Rev.* 45, 527 [1934]. [§ 48]
- B31. Brown and Cook, *Phys. Rev.* 45, 731 [1934]. [§ 48]
- C1. Campbell *Nature* 131, 204 [1933]; также неопубл. [§ 48]
- C2. Campbell, *Zeits. f. Physik* 84, 393 [1933]. [§ 48]
- C3. Casimir, *Physica* 2, 719 [1935]. [§ 50]
- C4. Chadwick, *Phil. Mag.* 40, 734 [1920]. [§ 1].
- C5. Chadwick, *Proc. Roy. Soc. A*136, 705 [1932]. [§ 1]
- C6. Chadwick, *Proc. Roy. Soc. A*142, 1 [1933]. [§ 14, 15]
- C7. Chadwick and Goldhaber, *Nature* 134, 237 [1934]. [§ 16]
- C8. Chadwick and Goldhaber, *Proc. Roy. Soc. A*151, 479 [1935]. [§ 16]
- C9. Cockcroft, *Inter. Conf. on Physics* [Лондон, 1934] [§ 33]
- C10. Cockcroft and Walton, *Proc. Roy. Soc. A*144, 704 [1934]. [§ 33]
- C11. Cohen, *Phys. Rev.* 46, 713 [1934]. [§ 48]
- C12. Condon and Breit, *Phys. Rev.* 49, 229 [1936]
- C13. Condon and Shortley, *Theory of Atomic Spectra* [Cambridge Univ. Press, and Macmillan Co.]. [§ 24]
- C14. Crane, Delsasso, Fowler and Lauritsen, *Phys. Rev.* 47, 971 [1935]. [§ 39]
- C15. Crane, Delsasso, Fowler and Lauritsen, *Phys. Rev.* 47, 887 [1935]. [§ 39]
- C16. Crane, Delsasso, Fowler and Lauritsen, *Phys. Rev.* 48, 484 [1935]. [§ 39]
- C17. Crane, Delsasso, Fowler and Lauritsen, *Phys. Rev.* 48, 125 [1935]. [§ 23]
- C18. Crawford, *Phys. Rev.* 47, 768 [1935]. [§ 46, 48]
- C19. Crawford and Bateson, *Can. J. Research* 10, 693 [1934] [§ 48].
- C20. Crawford and Crooker, *Nature* 131, 655 [1933]. [§ 48]
- C21. Crawford and Grace, *Phys. Rev.* 47, 536 [1935]. [§ 48]
- C22. Crawford and Wills, *Phys. Rev.* 48, 69 [1935]. [§ 46]
- D1. Dee and Walton, *Proc. Roy. Soc. A*148, 623 [1935]. [§ 23]
- D2. Dennison, *Proc. Roy. Soc. A*115, 483 [1927]. [§ 47, 48]
- D3. Dickinson, *Phys. Rev.* 46, 598 [1934]. [§ 49]
- D4. Dunning, Pegram, Fink and Mitchell, *Phys. Rev.* 48, 265 [1935]. [§ 14, 17]
- E1. Ehrenfest and Oppenheimer, *Phys. Rev.* 37, 333 [1931]. [§ 4]
- E2. Ellett and Heydenburg, *Phys. Rev.* 46, 583 [1934]. [§ 47, 48]
- E3. Elsasser, *J. de phys. et rad.* 4, 549 [1933]; 5, 389, 635 [1934]; *Comptes rendus* 199, 46, 1213 [1934]. [§ 32, 34]
- E4. Estermann and Stern, *Zeits. f. Physik* 85, 17 [1933]. [§ 47]
- F1. Farkas and Farkas, *Proc. Roy. Soc. A*152, 152 [1935]. [§ 5, 47, 48]
- F2. Feenberg, *Phys. Rev.* 47, 850 [1935]. [§ 12, 20, 21]
- F3. Feenberg, *Phys. Rev.* 48, 906 [1935]. [§ 12, 20, 21]
- F4. Feenberg, *Phys. Rev.* 49, 328 [1936]. [§ 23]
- F5. Fermi, *Zeits. f. Physik* 60, 320 [1930]. [§ 46]
- F6. Fermi, *Nature* 133, 898 [1934]. [§ 1].
- F7. Fermi, *Zeits. f. Physik* 88, 161 [1934]. [§ 39, 40, 41]
- F8. Fermi, *Phys. Rev.* 48, 570 [1935]. [§ 17]

- P9. Fermi, Amaldi, d'Agostino, Rasetti and Segré, Proc. Roy. Soc. A146, 483 [1934]. [§ 1]
- F10. Fermi and Amaldi, Ricerca Scientifica 1, 56, [1936].
- F11. Fermi and Segré, Zeits. f. Physik 82, 729 [1933]. [§ 46]
- F12. Flugge, Zeits. f. Physik 96, 459 [1935]. [§ 26, 29]
- F13. Fox and Rabi, Phys. Rev. 48, 746 [1935]. [§ 47, 48]
- F14. Frisch and Stern, Zeits. f. Physik 85, 4 [1933]. [§ 47]
- F15. Fowler, Delsasso and Lauritsen, Phys. Rev. 49, 561 [1936]
- G1. Gale and Monk, Astrophys. J. 69, 77 [1929]. [§ 48]
- G2. Gamow, Comptes rendus 197, 1620 [1933]. [§ 3]
- G3. Gamow, Inter. Conf. on Physics [London, 1934]. [§ 31, 34]
- G4. Gibbons and Bartlett, Phys. Rev. 47, 692 [1935]. [§ 48]
- G5. Goudsmit, Phys. Rev. 37, 663 [1931]. [§ 46, 48]
- G6. Goudsmit, Phys. Rev. 44, 636 [1933]. [§ 46]
- G7. Goudsmit and Bacher, Phys. Rev. 34, 1501 [1929]. [§ 46]
- G8. Goudsmit and Bacher, Phys. Rev. 43, 894 [1933]. [§ 48]
- G9. Goudsmit and Back, Zeits. f. Physik 43, 321 [1927]. [§ 46]
- G10. Granath, Phys. Rev. 42, 44 [1932]. [§ 48]
- G11. Granath and Stranathan, Phys. Rev. 48, 725 [1935]. [§ 48]
- G12. Granath and Van Atta, Phys. Rev. 44, 935 [1934]. [§ 48]
- G13. Guggenheimer, J. de phys. et rad. 5, 253, 475 [1934]. [§ 34]
- G14. Gremmer and Ritschl, Zeits. f. Instrumentenk. 51, 170 [1931]. [§ 48]
- G15. Guttinger, Zeits. f. Physik 64, 749 [1930]. [§ 48]
- G16. Guttinger and Pauli, Zeits. f. Physik 67, 743 [1931]. [§ 46, 48]
- H1. Hall, Phys. Rev. 49, 401 [1936]. [§ 16]
- H2. Harkins, Phys. Rev. 19, 135 [1922]. [§ 1]
- H3. Harkins, Gans, Kamen and Newson, Phys. Rev. 47, 511 [1935]. [§ 15]
- H4. Hartree, Proc. Camb. Phil. Soc. 24, 89 [1928]. [§ 24]
- H5. Harvey and Jenkins, Phys. Rev. 58, 789 [1930]. [§ 48]
- H6. Hassé, Proc. Camb. Phil. Soc. 26, 542 [1930]. [§ 20]
- H7. Heisenberg, Zeits. f. Physik 77, 1 [1932]. [§ 1, 6, 7, 8, 11]
- H8. Heisenberg, Zeits. f. Physik 78, 156; 80, 587 [1932]. [§ 6, 7, 8]
- H9. Heisenberg, Rapport du VII^{me} Congrès Solvay [Paris, 1934]. [§ 26]
- H10. Heisenberg, Zeits. f. Physik 90, 473 [1935]. [§ 26, 32, 35]
- H11. Heitler and Herzberg, Naturwiss. 17, 673 [1929]. [§ 48]
- H12. Heydenburg, Phys. Rev. 43, 640 [1933]. [§ 47]
- H13. Heydenburg, Phys. Rev. 46, 802 [1934]. [§ 47, 48]
- H14. Hill, E. L., Proc. Nat. Acad. Sci. 15, 779 [1929]. [§ 47]
- H15. Hill, H., Phys. Rev. 48, 233 [1935]. [§ 48]
- H16. Hori, Zeits. f. Physik 44, 834 [1927]. [§ 48]
- H17. Hughes and Eckart, Phys. Rev. 36, 694 [1930]. [§ 49]
- I1. Iwanenko, Comptes rendus 195, 439 [1932]; Nature 129, 798 [1932]. [§ 1]
- J1. Jackson, Zeits. f. Physik 75, 229 [1932]. [§ 48]
- J2. Jackson, Zeits. f. Physik 80, 59 [1933]. [§ 48]
- J3. Jackson, and Kuhn, Proc. Roy. Soc. A148, 335 [1935]. [§ 48]
- J4. Jackson and Kuhn, Nature 137, 107 [1936]. [§ 48]
- J5. Joffe and Urey, Phys. Rev. 43, 761 [1933]. [§ 48]
- J6. Jones, Proc. Phys. Soc. 45, 625 [1933]. [§ 48]
- J7. Jones, Proc. Roy. Soc. A144, 587 [1934]. [§ 48]
- K1. Kalckar and Teller, Proc. Roy. Soc. A150, 520 [1935]. [§ 5, 47]
- K2. Kapuschinski and Eymers, Proc. Roy. Soc. A122, 58 [1929]. [§ 48]
- K3. Kellogg, Rabi and Zacharias, Phys. Rev. 49 [1936]. New York meeting. [§ 47]
- K4. Klemperer, Proc. Roy. Soc. A148, 638 [1935]. [§ 34, 41, 43]
- K5. Konopinski and Uhlenbeck, Phys. Rev. 48, 7 [1935]. [§ 40 to 45]
- K6. Kopfermann, Zeits. f. Physik 73, 437 [1931]. [§ 48]
- K7. Kopfermann, Zeits. f. Physik 75, 363 [1932]. [§ 48]
- K8. Kopfermann, Zeits. f. Physik 83, 417 [1933]. [§ 48]
- K9. Kopfermann and Kindal, Zeits. f. Physik 87, 460 [1934]. [§ 48]
- K10. Kopfermann and Rasmussen, Zeits. f. Physik 92, 82 [1934]. [§ 48]
- K11. Kopfermann and Rasmussen, Zeits. f. Physik 94, 58 [1935]. [§ 48]

- K12. Kopfermann and Rasmussen, *Zeits. f. Physik* **98**, 624 [1936]. [§ 48]
- K13. Kopfermann and Wieth-Knudsen, *Zeits. f. Physik* **85**, 353 [1933]. [§ 48]
- K14. Kruger, Gibbs and Williams, *Phys. Rev.* **41**, 322 [1932]. [§ 48]
- K15. Kurie, *Phys. Rev.* **44**, 463 [1933]. [§ 15]
- K16. Kurie, Richardson and Paxton, *Phys. Rev.* **48**, 167 [1935]; **49**, 203 [1936]. [§ 41]
- L1. Landé, *Zeits. f. Physik* **25**, 46 [1924]. [§ 46]
- L2. Landé, *Phys. Rev.* **43**, 620 [1933]. [§ 34]
- L3. Larrick, *Phys. Rev.* **46**, 581 [1934]. [§ 47, 48]
- L4. Lawrence and Livingston, *Phys. Rev.* **44**, 316 [1933]. [§ 33]
- L5. Lawrence, MacMillan and Henderson, *Phys. Rev.* **47**, 254 [1935]. [§ 33]
- M1. McLay and Crawford, *Phys. Rev.* **44**, 986 [1933]. [§ 48]
- M2. McLennan and Allin, *Proc. Roy. Soc. A* **129**, 43 [1930]. [§ 48]
- M3. McLennan and Crawford, *Proc. Roy. Soc. A* **132**, 10 [1931]. [§ 48]
- M4. McLennan, Crawford and Leppard, *Nature* **128**, 301 [1931]. [§ 48]
- M5. McMillan and Grace, *Phys. Rev.* **44**, 949 [1933]. [§ 48]
- M6. Majorana, *Zeits. f. Physik* **82**, 137 [1933]. [§ 7, 11, 25]
- M7. Margenau, *Phys. Rev.* **46**, 613 [1934]. [§ 32]
- M8. Massey and Mohr, *Proc. Roy. Soc. A* **148**, 206 [1935]. [§ 14]
- M9. Massey and Mohr, *Proc. Roy. Soc. A* **152**, 693 [1935]. [§ 20]
- M10. Massey and Mohr, *Nature* **136**, 141 [1935]. [§ 31]
- M11. Mattauch, *Zeits. f. Physik* **91**, 361 [1934]. [§ 1, 34]
- M12. Meggers, King and Bacher, *Phys. Rev.* **38**, 1258 [1931]. [§ 48]
- M13. Millman, *Phys. Rev.* **47**, 739 [1935]. [§ 47, 48]
- M14. Mintz and Granath, *Phys. Rev.* **49**, 196 [1936]. [§ 50]
- M15. Monod-Herzen, *J. de phys. et rad.* **5**, 95 [1934]. [§ 15]
- M16. More, *Phys. Rev.* **46**, 470 [1934]. [§ 48]
- M17. Motz and Schwinger, *Phys. Rev.* **48**, 704 [1935]. [§ 43]
- M18. Murakawa, *Tokyo Inst. Phys. Chem. Res.* **18**, 305 [1932]. [§ 48]
- M19. Murphy and Johnston, *Phys. Rev.* **46**, 95 [1934]. [§ 48]
- N1. Nahmias, *Proc. Camb. Phil. Soc.* **31**, 99 [1935]. [§ 39]
- N2. Newson, *Phys. Rev.* **48**, 790 [1935]. [§ 33]
- N3. Nier, *Phys. Rev.* **48**, 283 [1935]. [§ 43]
- N4. Nier, *Phys. Rev.* **49**, 272 [1936]. [§ 43]
- O1. Oliphant, Kempton and Rutherford, *Proc. Roy. Soc. A* **149**, 406 [1935]. [§ 22]
- O2. Ornstein and Van Wijk, *Zeits. f. Physik* **49**, 315 [1928]. [§ 48]
- P1. Paschen, *Sitzungsber. d. Preuss. Akad.* **24**, 430 [1935]. [§ 48]
- P2. Paschen and Campbell, *Naturwiss.* **22**, 136 [1934]. [§ 48]
- P3. Paschen and Ritschl, *Ann. d. Physik* **18**, 867 [1933]. [§ 48]
- P4. Pauli, *Naturwiss.* **12**, 741 [1924], Chapter 8.
- P5. Perrin, *Comptes rendus* **197**, 1625 [1933]; **198**, 2086 [1934]. [§ 39]
- P6. Plesset, *Phys. Rev.* **49** [1936]. New York Meeting. [§ 11]
- P7. Present, *Phys. Rev.* **48**, 919 [1935]. [§ 18]
- P8. Present, *Phys. Rev.* **49** [1936]. New York Meeting. [§ 20]
- R1. Rabi and Cohen, *Phys. Rev.* **46**, 707 [1934]. [§ 47, 48]
- R2. Rabi, Kellogg and Zacharias, *Phys. Rev.* **46**, 157. [1934]. [§ 47, 48]
- R3. Rabi, Kellogg and Zacharias, *Phys. Rev.* **46**, 163 [1934]. [§ 47, 48]
- R4. Rabi, Kellogg and Zacharias, *Phys. Rev.* **49**, 421 [A] [1936]. [§ 47, 48]
- R5. Racah, *Zeits. f. Physik* **71**, 431 [1931]. [§ 46]
- R6. Racah, *Nature* **129**, 723 [1932]. [§ 49]
- R7. Rasetti, *Zeits. f. Physik* **61**, 598 [1930]. [§ 48]
- R8. Rasmussen, *Naturwiss.* **23**, 69 [1935]. [§ 48]
- R9. Ritschl, *Naturwiss.* **19**, 690 [1931]. [§ 48]
- R10. Ritschl, *Zeits. f. Physik* **79**, 1 [1932]. [§ 48]
- R11. Ritschl, *Nature* **131**, 58 [1933]. [§ 48]
- R12. Ritschl and Sawyer, *Zeits. f. Physik* **72**, 36 [1931]. [§ 48]
- R13. Rose, *Phys. Rev.* **47**, 122 [1935]. [§ 48]
- R14. Rosenthal and Breit, *Phys. Rev.* **41**, 459 [1932]. [§ 49]
- R15. Rutherford, *Phil. Mag.* **21**, 669 [1911]. [§ 1]
- S1. Sargent, *Proc. Roy. Soc. A* **139**, 659 [1933]. [§ 40]

- S2. Schuler, Zeits. f. Physik 66, 431 [1930]. [§ 48]
- S3. Schuler, Zeits. f. Physik 88, 323 [1934]. [§ 48]
- S4. Schuler and Bruck, Zeits. f. Physik 56, 291 [1929]. [§ 48]
- S5. Schuler and Gollnow, Naturwiss. 22, 511 [1934]. [§ 48]
- S6. Schuler and Gollnow, Naturwiss. 22, 714 [1934]. [§ 48]
- S7. Schuler and Jones, Zeits. f. Physik 74, 631 [1932]. [§ 48]
- S8. Schuler and Keyston, Zeits. f. Physik 72, 423 [1932]. [§ 48]
- S9. Schuler and Keyston, Zeits. f. Physik 71, 413 [1931]. [§ 48]
- S10. Schuler and Keyston, Zeits. f. Physik 70, 1 [1931]. [§ 48]
- S11. Schuler and Schmidt, Naturwiss. 22, 758 [1934]. [§ 48]
- S12. Schuler and Schmidt, Zeits. f. Physik 92, 148 [1934]. [§ 49]
- S13. Schuler and Schmidt, Naturwiss. 22, 838 [1934]. [§ 48]
- S14. Schuler and Schmidt, Naturwiss. 23, 69 [1935]. [§ 48]
- S15. Schuler and Schmidt, Zeits. f. Physik 94, 457 [1935]. [§ 48, 50]
- S16. Schuler and Schmidt, Zeits. f. Physik 95, 265 [1935]. [§ 48]
- S17. Schuler and Westmeyer, Naturwiss. 21, 561 [1933]. [§ 48]
- S18. Schuler and Westmeyer, Naturwiss. 21, 660 [1933]. [§ 48]
- S19. Schuler and Westmeyer, Zeits. f. Physik 81, 565 [1933]. [§ 48]
- S20. Schuler and Westmeyer, Zeits. f. Physik 82, 585 [1933]. [§ 48]
- S21. Shoupp, Bartlett and Dunn, Phys. Rev. 47, 705 [1935]. [§ 46]
- S22. Slater, Phys. Rev. 34, 1293 [1929]. [§ 24]
- S23. Sommerfeld, Zeits. f. Physik 80, 415 [1933]. [§ 7]
- T1. Teller, Phys. Rev. 49, 421 [A] [1936]. [§ 14]
- T2. Thomas, Phys. Rev. 47, 903 [1935]. [§ 9, 19]
- T3. Tolansky, Proc. Roy. Soc. A136, 585 [1932]. [§ 48]
- T4. Tolansky, Proc. Roy. Soc. A137, 541 [1932]. [§ 48]
- T5. Tolansky, Proc. Roy. Soc. A144, 574 [1934]. [§ 48]
- T6. Tolansky, Proc. Roy. Soc. A146, 182 [1934]. [§ 48]
- T7. Tolansky, Proc. Roy. Soc. A149, 269 [1935]. [§ 48]
- T8. Tolansky, Proc. Roy. Soc. A152, 663 [1935]. [§ 48]
- T9. Tolansky, Proc. Phys. Soc. London 48, 49 [1936]. [§ 48]
- T10. Tuve and Hafstad, Phys. Rev. 48, 106 [1935]. [§ 33]
- T11. Tuve, Heydenburg and Hafstad, Phys. Rev. 49, 432 [1936]. [§ 18]
- V1. Van Vleck, Phys. Rev. 48, 367 [1935]. [§ 24, 37]
- V2. Venkatesachar and Sibaiya, Nature 136, 65 [1935]. [§ 48]
- W1. Weizsäcker, Physik. Zeits. 36, 779 [1935]. [§ 20]
- W2. Weizsäcker, Zeits. f. Physik 96, 431 [1935]. [§ 8, 26, 29, 30]
- W3. Westcott and Bjerge, Proc. Camb. Phil. Soc. 31, 145 [1935]. [§ 17]
- W4. Westmeyer, Zeits. f. Physik 94, 590 [1935]. [§ 48]
- W5. White, H. E., Phys. Rev. 34, 1397 [1929]. [§ 48]
- W6. White, H. E. and Eliason, Phys. Rev. 44, 753 [1933]. [§ 47]
- W7. White, H. E. and Ritschl, Phys. Rev. 35, 146 [1930]. [§ 48]
- W8. White, M. G., Phys. Rev. 49, 309 [1936]. [§ 18]
- W9. Wick, Zeits. f. Physik 84, 799 [1933]. [§ 12, 15]
- W10. Wick, Nuovo Cim. 11, 227 [1934]. [§ 26]
- W11. Wick, Att. Acad. Lincei 21, 170 [1935]. [§ 45]
- W12. Wigner, Phys. Rev. 43, 252 [1933]. [§ 9, 11, 19, 21]
- W13. Wigner, Zeits. f. Physik 83, 253 [1933]. [§ 14, 15]
- W14. Wills, Phys. Rev. 45, 883 [1934]. [§ 48]
- W15. Wills and Breit, Phys. Rev. 47, 704 [1935]. [§ 46]
- W16. Wolff, Phys. Rev. 44, 512 [1933]. [§ 48]
- Y1. Young, Phys. Rev. 48, 913 [1935]. [§ 10]
- Z1. Zeeman, Gisolf and de Bruin, Nature 128, 637 [1931]. [§ 48]

ОГЛАВЛЕНИЕ

	Стр.		Стр.
I. Основные свойства ядер	3	§ 27. Опровержение существования обычных сил	134
§ 1. Заряд. Вес	3	§ 28. Силы между одинаковыми частицами	136
§ 2. Энергия	6	§ 29. Поверхностный эффект	138
§ 3. Размер	10	§ 30. Полуэмпирические формулы Вейцекера	142
§ 4. Статистика	12	VI. Детальная теория тяжелых ядер	148
§ 5. Спин и магнитный момент	14	§ 31. α -частицы как составные части тяжелых ядер	148
II. Количественные данные о ядерных силах	17	§ 32. Квантовые состояния отдельных частиц („оболочки“ нейтронов и протонов)	153
§ 6. Отношение атомного веса к заряду ядра	17	§ 33. Данные о периодичности, получающиеся из энергии ядер	157
§ 7. Насыщение ядерных сил	19	§ 34. Периодичности в изотопах	161
§ 8. Электростатическое отталкивание протонов. Устойчивость относительно α -распада	23	§ 35. Энергия O^{16} и Ca^{40} в приближении Хартри	166
§ 9. Дейтерон и α -частица. Вид потенциальной функции	28	§ 36. Схема связи в ядрах	168
§ 10. Силы, действующие между одинаковыми частицами. Четные и нечетные изотопы	30	§ 37. Потенциал Ван-Флека	173
III. Теория дейтерона	38	VII. β -распад и ядерные силы	176
§ 11. Волновые уравнения Гейзенберга, Вигнера и Майорана	38	§ 38. Опровержение существования электронов в ядрах	176
§ 12. Основное состояние дейтерона	42	§ 39. Нейтрино	178
§ 13. Возбужденные состояния дейтерона	49	§ 40. Теория β -распада	184
§ 14. Эффективный поперечник рассеяния нейтронов протонами	53	§ 41. Время жизни и максимальная энергия при β -распаде	190
§ 15. Угловое распределение при рассеянии нейтронов протонами	63	§ 42. Обратные β -процессы: захват орбитальных электронов ядрами, распад ядер под влиянием электронов и нейтрино	197
§ 16. Фотовольтрическая дезинтеграция дейтерона	69	§ 43. Стабильность изобар и запрещенные β -процессы	200
§ 17. Захват нейтронов протонами	74	§ 44. Ядерные силы и β -распад	205
§ 18. Рассеяние протонов протонами	81	§ 45. Магнитные моменты протона и нейтрона	211
IV. Теория H^2 , He^3 и He^4	89	VIII. Моменты ядер	213
§ 19. Доказательство Томаса конечной протяженности ядерных сил	89	§ 46. Взаимодействие ядерного момента с электронами	215
§ 20. Вычисление энергии H^2 , He^3 и He^4 из вариационного принципа	94	§ 47. Методы определения моментов количества движения ядер и сверхтонкой структуры	222
§ 21. Эквивалентная задача двух тел Финберга	103	§ 48. Значения спиновых и магнитных моментов ядер	229
§ 22. Сравнение H^3 и He^3	109	§ 49. Изотопическое смещение в атомных спектрах	242
§ 23. Возбужденные состояния α -частицы	111	§ 50. Квадрупольные моменты	246
V. Статистическая теория ядер	115	Ссылки	247
§ 24. Метод Хартри	115		
§ 25. Статистическая модель. Качественные выводы	121		
§ 26. Количественные результаты и ограничения статистической модели	127		

ОПЕЧАТКИ

Стр.	Строка	Напечатано	Должно быть
83	15 св.	z —разность их, z —координат	z —разность их координат
128	8 св.	. . . $(p - 1)$ $(n - 1)$. . .
206	18 св.	ВОЛЬНЫ	ВОЛНЫ
206	19 св.	. . . $e \frac{i (p_n r_i)}{h'}$. . . $e \frac{i (p_n r_i)}{h'}$
206	22 св.	. . . $e \frac{i (p_n - p_e) \cdot r}{h'}$. . . $e \frac{i (p_n - p_e) \cdot r}{h'}$

