

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

№ 101

ОЧЕРК РАЗВИТИЯ УЧЕНИЯ О СТРОЕНИИ АТОМНОГО ЯДРА *

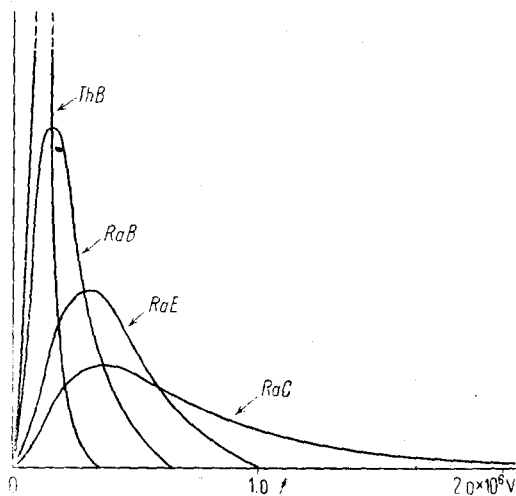
V. ПРОБЛЕМЫ β -РАСПАДА

Г. А. Гамов

§ 1. В противоположность ядерным процессам, касающимся движений тяжелых частиц (нейтронов, протонов, α -частиц), явление испускания ядерных электронов представляет по сие время чрезвычайно большие трудности для теоретического понимания.

Одной из основных трудностей является наличие непрерывного спектра β -лучей, т. е. непрерывного распределения энергии между β -частицами, испускаемыми различными ядрами данного распадающегося элемента.

Благодаря работам Гэрнея (Gurney), изучавшего магнитные спектры β -лучей, мы имеем в настоящее время кривые распределения энергии β -частиц для целого ряда радиоактивных элементов. Из рис. 1, дающего сводку результатов исследования Гэрнея и других авторов, мы видим, что β -спектры различных элементов имеют довольно характерный вид и что средняя энергия

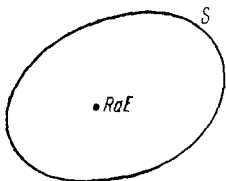


Фиг. 1.

β -частиц равняется приблизительно одной трети максимального значения. Вопрос о существовании верхней границы непрерывного β -спектра весьма долго находился в неопределенном состоянии и только недавно был решен в положительную сторону исследованиями Серджанта (Sergant), измерявшего верхние границы β -спектра для целого ряда элементов.

* См. Успехи физических наук 10, 531, 1930; 12, 31, 1932; 12, 389, 1932; 13 46, 1933.

Чем же объясняется непрерывность энергии β -спектра, так резко его отличающая от энергетического спектра тяжелых частиц, испускаемых ядрами? Гипотеза о том, что мы имеем при β -распаде с одновременным испусканием двух электронов, распределяющих между собой освобождающуюся при превращении энергию, должна быть сразу же отброшена, ибо из положения радиоактивных элементов в периодической системе Менделеева следует, что при β -распаде атомный номер меняется на единицу. Кроме того, непосредственные измерения Гэрнея показали, что число β -частиц в точности равно числу распавшихся атомов. Первоначальное предположение, что наблюдаемая непрерывность β -спектра обуславливается вторичным поглощением β -частиц в самом слое распадающегося вещества была опровергнута опытами Эллиса (Ellis) измерившего калориметрически полное количество энергии, выделяющейся при β -распаде RaE , и показавшего, что эта энергия совпадает со средней энергией наблюдаемого β -спектра, а не с его верхним пределом, как это должно было бы иметь место в случае вторичного поглощения.



Фиг. 2.

Точно так же приходится исключить предположение, что перед β -распадом различные ядра находились в различном энергетическом состоянии или что после β -распада получают ядра с различным запасом энергии. Дело в том, что опыт показывает, что различные ядерные процессы (испускание α -частиц, γ -лучей и т. д.) идут совершенно одинаково во всех ядрах как до, так и после испускания β -частицы, что было бы невозможно, если бы

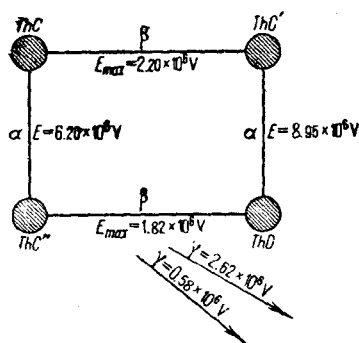
эти ядра находились в различном энергетическом состоянии.

Таким образом нам остаются только две возможности: предположить, что при β -распаде закон сохранения энергии не имеет места, или же принять, что избыток энергии уносится какими-то таинственными частицами, удачно избегающими наблюдения и в частности совершенно не застревающими в калориметре Эллиса.

Первая гипотеза была высказана Бором (Bohr), указавшим на то, что, поскольку процессы, связанные с ядерными электронами, не могут быть описаны современной волновой теорией и требуют для своего объяснения построения новой релятивистской теории квантов, нет никакой логической необходимости для сохранения законов сохранения энергии и количества движения при этих процессах. Однако, как показал Ландау, отбрасывание закона сохранения энергии приводит к серьезному конфликту с общей теорией гравитации. В самом деле представим себе, например, атом RaE (рис. 2), окруженный некоторой замкнутой поверхностью весьма большого размера. Из общей теории гравитации известно, что масса, заключенная внутри такой замкнутой поверхности, вполне определяется значением гравитационного поля на самой поверхности (формула Гаусса). Отсюда следует, что если при β -распаде нашего

ядра масса его изменилась на некоторую величину, то в течение времени, равного радиусу нашей поверхности, деленному на скорость света, где-то в другой части нашей области должна появиться компенсирующая масса. Изменение же общей массы, заключенной в ограниченной нами области, должно быть обязательно связано с прохождением соответствующей массы (или эквивалентного количества энергии) через нашу поверхность. Таким образом отказ от закона сохранения энергии должен необходимо повести к изменению общих уравнений гравитации для пустого пространства. Это конечно возможно, но весьма неудобно.

Вторая трудность, связанная с отбрасыванием закона сохранения энергии, заключается в существовании верхней границы непрерывного β -спектра, так как в этом случае естественнее было бы предположить, что кривая распределения энергии, подобно кривой Максвелла, экспоненциально убывает до каких угодно больших значений энергии. В действительности же β -спектр имеет вполне определенную верхнюю границу, и даже, как показали Эллис и Мотт (Ellis a. Mott), это максимальное значение энергии подчиняется закону сохранения. Например, на рис. 3 представлено место разветвления в семействе тория. Если мы сложим энергию α -частицы и максимальную энергию β -частиц для двух различных путей, ведущих от ThC к ThD (свинцу), то мы получаем для (ThC , ThC' , ThD): $2,20 + 8,95 = 11,15 \cdot 10^6 \text{ V}$, а для (ThC , ThC'' , ThD): $6,20 + 1,82 = 8,02 \cdot 10^6 \text{ V}$, т. е. различные значения. Но при учетывании энергетического баланса здесь необходимо так же принять во внимание, что ThC'' испускают две чрезвычайно интенсивные γ -линии $0,58 \cdot 10^6 \text{ V}$ и $2,62 \cdot 10^6 \text{ V}$. Измерения Эллиса показали, что на каждое распавшееся ядро ThC'' испускается по одному кванту каждой из двух вышеуказанных частот. Это приводит нас к заключению, что наблюдающийся β -спектр ThC'' соответствует образованию возбужденного состояния ядра ThD , соответствующего избытку энергии $0,58 + 2,62 = 3,20 \cdot 10^6 \text{ V}^*$ и переходящему потом в нормальное состояние испусканием двух γ -квантов. Сообразно этому мы должны при учете энергии по пути (ThC , ThC'' , ThD) прибавить к энергии α - и β -частиц еще энергию γ -лучей, что дает нам $8,02 + 3,20 = 11,22 \cdot 10^6 \text{ V}$, величину, совпадающую в пределах ошибок измерения с величиной,



Фиг. 3.

* Заметим, что энергетический баланс сходится лучше, если мы заменим ливию $0,58$ другой известной γ -линией $0,51$. В этом случае энергии возбужденного уровня должна быть $2,62 + 0,51 = 3,13$, что точно равняется $11,15 - 8,02$.

полученной для другого пути. Подобного же рода подсчет применим к учету энергии в разветвлениях уран-радиевого и актинового семейств. Оба вышеуказанных факта делают весьма сомнительной допустимость отбрасывания закона сохранения энергии при β -распаде.

Вторая возможная гипотеза для объяснения существования непрерывного спектра β -лучей была предложена Паули (Pauli) и заключается в предположении существования в природе нейтральных частиц, обладающих массой электрона или того еще меньшей, получивших название нейтрино. Такого рода частицы, выполняющие чрезвычайно важную роль убиения избытков энергии, получающихся при β -распаде, было бы чрезвычайно трудно заметить, ибо, не имея заряда и обладая чрезвычайно малой массой, они почти не должны взаимодействовать с материей и могут проходить через многокилометровый слой вещества, не вызывая никакого заметного действия. Само собой понятно, что введение таких гипотетических частиц, почти не подчиняющееся экспериментальной проверке, может быть оправдано лишь в том случае, если при их помощи возможно будет построить стройную теорию процессов испускания и поглощения ядерных электронов, что в настоящий момент еще далеко не сделано.

Здесь необходимо заметить, что кроме трудностей с сохранением энергии при процессе β -распада возникают также трудности с законом сохранения вращательного момента. Дело в том, что исследование явления сверхтонкой структуры спектральных линий дает возможность определить для целого ряда изотопов величину вращательного момента ядра. Этот вращательный момент (или спин) оказывается, как и следует ожидать по квантовой теории ротатора, целым кратным от половины боровского момента вращения:

$$\sigma = \frac{i}{2} \frac{h}{2\pi} \quad (i \text{ — целое число}), \quad (1)$$

причем для изотопов, обладающих четным атомным весом, i всегда оказывается четным числом, а для нечетных изотопов i всегда нечетно. Это как раз то, чего и следует ожидать, если мы предположим, что ядра построены из нейтронов и протонов, причем вращательные моменты этих обеих элементарных частиц равны каждый $\frac{1}{2} \frac{h}{2\pi}$.

При процессе β -распада атомный вес ядра не меняется, и, следовательно, разность спинов распадающегося ядра и ядра продукта должна быть равна четному кратному от $\frac{1}{2} \frac{h}{2\pi}$. Если бы закон сохранения вращательного момента имел бы место, то эта разность спинов должна была бы быть сообщена улетающему электрону. Но для электрона, покидающего ядро, вращательный момент складывается из орбитального момента, равного всегда целому кратному от $\frac{h}{2\pi}$, и собственного спина электрона, равного

как известно $\frac{1}{2} \frac{h}{2\pi}$, что в сумме дает нечетное число половинок от $\frac{h}{2\pi}$.

Эта неувязка, согласно гипотезе Бора, должна также идти за счет нарушения закона сохранения вращательного момента, а, по гипотезе Паули, должна компенсироваться вылетом нейтрино, которому поэтому необходимо приписать спин $\frac{1}{2} \frac{h}{2\pi}$.

§ 2. Сейчас мы обратимся к вопросу об устойчивости различных ядер по отношению к испусканию электронов. Общие условия ядерной устойчивости были разработаны Гейзенбергом (Heisenberg) на основе модели ядра, построенного из нейтронов и протонов. При подсчете энергии такой модели прежде всего необходимо сделать некоторые допущения о характере сил, действующих между элементарными частицами. В модели Гейзенберга мы имеем три рода взаимодействия: нейтрон—нейтрон, протон—протон и нейтрон—протон. Силы между двумя нейтронами Гейзенберг принимает чрезвычайно слабыми и не играющими существенной роли в строении ядра. Подобного же рода слабые силы следовало бы принять и между протонами, если бы последние не несли электрического заряда; в виду же заряда нужно ввести кулоновские силы отталкивания. В случае двух различных частиц (нейтрон—протон) следует, однако, ожидать весьма значительных сил притяжения, обязанных возможности обмена электрического заряда между этими двумя частицами (превращение нейтрона в протон и обратно) и чрезвычайно быстро убывающих с расстоянием. Пользуясь аналогией с квантовой химией, мы можем сказать, что силы между нейтроном и протоном аналогичны силам между H и H^+ , ведущим к образованию весьма устойчивого иона H_2^+ , тогда как силы между одноименными ядерными частицами аналогичны силам, связывающим H и H в молекулу H_2 . В теории ядра, как и в теории строения молекул, принимается, что последние силы гораздо менее значительны. Обозначая потенциал первого рода сил через $I(r)$, а второго $K(r)$ мы можем формулировать наши допущения следующим образом:

$$\begin{aligned} \text{нейтрон — протон} & \dots - I(r) \left(= b \cdot e^{-\frac{r}{a}} \right), \\ \text{нейтрон — нейтрон} & \dots - K_n(r) \\ \text{протон — протон} & \dots - K_p(r) + \frac{e^2}{r}. \end{aligned} \quad (2)$$

Ввиду допущения, что $K(r) \ll I(r)$, мы можем в первом приближении рассматривать лишь силы, обязанные потенциалу $-I(r)$ и $+\frac{e^2}{r}$.

Рассмотрим теперь ядро, составленное из n_1 нейтронов и n_2 протонов, и будем искать его наиболее устойчивое состояние, т. е. состояние, соответствующее максимальной энергии связи. При

этом мы примем, что общее число частиц $n = n_1 + n_2$ остается неизменным, но что нейтрон может превращаться в протон и обратно, испуская соответственно отрицательный или положительный электрон. Рассматривая сначала только силы, обязанные потенциалу $V(r)$, мы легко приходим к заключению, что наибольшее количество связей нейтрон—протон будет достигнуто, если количество частиц обоего рода будет одинаково ($n_1 = n_2 = \frac{n}{2}$).

С другой стороны, кулоновское отталкивание между протонами будет уменьшать энергию связи, и с этой точки зрения наиболее выгодным являлся бы случай полного отсутствия протонов ($n_1 = n$; $n_2 = 0$). Результирующее оптимальное состояние будет, очевидно, являться некоторым компромиссом между двумя вышеуказанными требованиями и будет соответствовать большому относительному количеству ядерных нейтронов ($n_1 \geq \frac{1}{2} n$; $n_2 \leq \frac{1}{2} n$).

Для легких элементов, для которых кулоновские силы играют сравнительно малую роль, оптимальное состояние будет еще соответствовать равному количеству нейтронов и протонов ($\frac{n_1}{n_2} = 1$), но при увеличении атомного номера относительное количество нейтронов ($\frac{n_1}{n_2}$) будет расти сильнее. Принимая во внимание, что

$$\frac{A}{z} = \frac{n_1 + n_2}{n_2} = \frac{n_1}{n_2} + 1,$$

мы должны ожидать, что для легких элементов $\frac{A}{z} = 2$, а для более тяжелых $\frac{A}{z} > 2$ в полном согласии с действительностью.

Применяя к указанной модели ядра статистический метод, Гейзенберг смог вычислить энергию связи ядра E как функцию от n_1 и n_2 , содержащую, конечно, неизвестные коэффициенты a и b из закона сил (2). Принимая $a = 8 \cdot 10^{-13}$ с.м и $b = 4,05 \cdot 10^{-5}$ эрг, он получает для энергии связи (выраженной в единицах массы протона) выражение:

$$E = \left(0,00347 n_2 - 0,0364 n_1 + 0,01211 \frac{n_1^2}{n_2} + \right. \\ \left. + n_2^{3/2} \left(3,19 - 0,715 \frac{n_1}{n_2} \right) \cdot 10^{-4} + 0,049, \right) \quad (3)$$

хорошо совпадающее с экспериментальной кривой дефекта массы, построенной на основании данных Астона (Aston). Исходя из этой формулы, мы можем сразу же получить относительное количество ядерных нейтронов ($\frac{n_1}{n_2}$) для наиболее устойчивого состояния; для этого необходимо найти минимум выражения (3) при

добавочном условии $n_1 + n_2 = \text{const}$, каковое очевидно напишется в виде:

$$\frac{\partial E}{\partial n_1} - \frac{\partial E}{\partial n_2} = 0, \quad (4)$$

или

$$\begin{aligned} & -0,0399 + 0,02422 \frac{n_1}{n_2} + 0,01211 \left(\frac{n_1}{n_2} \right)^2 - \\ & - \left(6,04 - 0,477 \frac{n_1}{n_2} \right) n_2^{2/3} \cdot 10^{-4} = 0. \end{aligned} \quad (4')$$

Также легко напишется условие для границы α -устойчивости, заключающееся в том, что работа извлечения из ядра двух нейтронов и двух протонов должна быть больше, нежели энергия связи этих частей в α -частице:

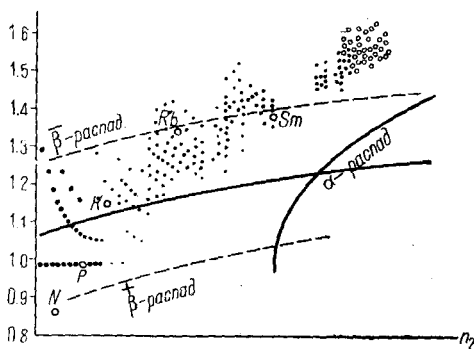
$$-2 \left(\frac{\partial E}{\partial n_1} + \frac{\partial E}{\partial n_2} \right) > \Delta M_\alpha \quad (5)$$

или

$$\begin{aligned} & 0,0658 - 0,04814 \frac{n_1}{n_2} + 0,02422 \left(\frac{n_1}{n_2} \right)^2 + \\ & + \left(9,2 - 0,954 \frac{n_1}{n_2} \right)^2 n_2^{2/3} \cdot 10^{-4} > 0,03 \end{aligned} \quad (5')$$

В обеих формулах принято для простоты, что дефект массы нейтрона равен нулю (т. е., что $M_n = M_p + m_e$). На рис. 4 нанесены обе кривые (4) и (5) вместе

с экспериментальными точками, соответствующими известным изотопам, причем по оси абсцисс отложено число протонов, а по оси ординат относительное число нейтронов. Мы видим, что теоретические кривые дают правильное представление о границах устойчивости, но что кривая (4') лежит слишком низко, а кривая (5') слишком вправо, что

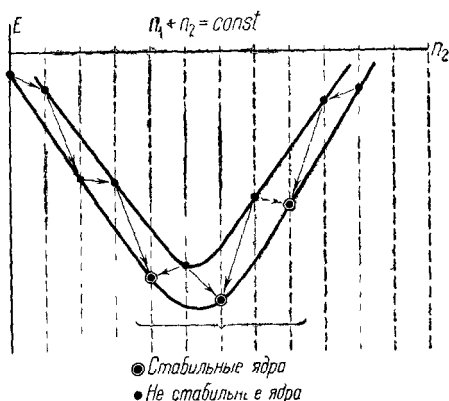


Фиг. 4.

может быть объяснено, во-первых, неточностью статистического метода, применяемого для вычисления выражения (3), а, во-вторых, произвольным допущением дефекта массы нейтрона равным нулю. [Согласно Чадвику (Chadwick) масса нейтрона равна 1,0065, что дает $\Delta M_n = 0,0012$, а согласно Жолио (Joliot) эта масса есть 1,011, что дает $\Delta M_n = -0,003$.] Нужно, однако, надеяться, что более точный подсчет передвинет теоретические кривые устойчивости на нужное место.

Вопрос о ширине полосы устойчивости, середина которой определяется кривой (4,4'), не может быть решен на основании

вышеизложенных простых соображений, поскольку последние не учитывают того факта, что четные ядерные протоны связаны более сильно, чем нечетные, вследствие образования в ядре α -частиц. Принимая во внимание этот факт, мы должны ожидать, что кривая энергии как функция от числа протонов при данной общей массе ядра должна расщепиться на две кривые, идущие более или менее параллельно друг другу, как указано на рис. 5. Это повлечет за собой следствие, что некоторые ядра, лежащие на довольно высокой части кривой энергии, все же будут устойчивы, так как для перехода вниз они должны будут сначала перейти на другую кривую, соответствующая точка на которой лежит несколько выше (например, на рис. 5 ядро a может перейти в ядро c только через b , что энергетически невозможно). Конечно можно мыслить себе непосредственный пере-



Фиг. 5.

себе непосредственный переход с одновременным испусканием двух электронов (в нашем примере непосредственно из a в c), но теоретические соображения показывают, что вероятность такого двойного перехода исчезающе мала. Не исключена, однако, возможность, что весьма слабая β -активность калия и рубидия связана именно с такого рода процессом.

Тот факт, что изотопы элементов с четным атомным номером имеют преимуще-

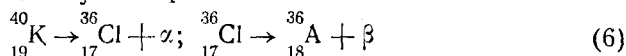
ственно четный атомный вес и обратно, указывает нам на то, что при четном значении $n_1 + n_2$ более низкая кривая энергии соответствует четному числу протонов, в то время как при нечетном значении $n_1 + n_2$ более низко лежит кривая для нечетного n_2 . Это находится также в согласии с тем фактом, что в семействах тория и уран-радия (четный атомный вес) элементы с четным атомным номером испускают более быстрые β -частицы, нежели элементы с нечетным номером, в то время как в семействе актиния (нечетный атомный вес) дело, повидимому, обстоит наоборот. Вышеизложенные соображения приводят нас к заключению, что область стабильности по отношению к испусканию электронов имеет определенную довольно большую ширину, зависящую от разности энергии связи четных и нечетных протонов в ядре. Теоретически оцененная ширина этой полосы стабильности находится в согласии с опытными фактами.

Рассмотрим положение неустойчивых элементов на диаграмме рис. 4. В области больших атомных весов, там, где кривые α - и β -устойчивости сближаются и даже пересекаются, расположены ра-

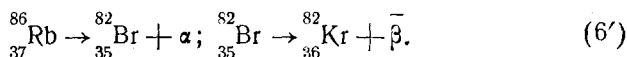
диоактивные элементы, принадлежащие к трем известным радиоактивным семействам. В этой области одиночный α - или β -распад может перевести точку, представляющую наше ядро, из одной нестабильной области в другую, и мы можем ожидать существование серий последовательных превращений, останавливающихся лишь тогда, когда атомный вес уменьшается настолько, что ширина стабильной полосы делается слишком большой.

В области более легких элементов известны только единичные случаи неустойчивых ядер. Гевеши и Палем (Hevesy a. Pahl) была обнаружена радиоактивность редкого элемента самария (Sm), испускающего α -частицы с пробегом около 1,5 см, обладающего периодом распада 10^{12} лет и лежащего, как видно из рис. 4, весьма близко от границы α -устойчивости. Заметим, что наблюдаемый период распада весьма хорошо совпадает с величиной, вычисленной по формуле Гамова для α -распада на основании наблюдаемого пробега α -частиц.

Гораздо менее ясным представляется случай с наблюдаемой β -активностью щелочных элементов калия (K) и рубидия (Rb), принадлежащей повидимому, как показал Гевеши, к более тяжелому изотопу (${}^{41}_{19}\text{K}$; ${}^{87}_{37}\text{Rb}$). Чрезвычайно большой период распада этих элементов (10^{13} и 10^{12} лет) не вяжется с сравнительно большой энергией испускаемых ими β -частиц (порядка миллиона вольт), что наводит нас на предположение, чем мы имеем здесь вышеупомянутый случай одновременного испускания двух ядерных электронов. Однако исследования Амбросена (Ambrosen) и Вохминцевой, применивших для нахождения парного β -испускания систему двух счетчиков Гейгера, дают, повидимому, отрицательный результат. Вторая возможность заключается в том, что наблюдаемая β -активность принадлежит сравнительно коротко живущим продуктам, получающимся из калия и рубидия путем α -распада.



и соответственно



В этом случае α -распад является ответственным за долгий период жизни.

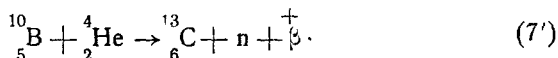
Энергия α -частиц, вычисленная по этому периоду согласно формуле Гамова, оказывается весьма незначительной и соответствует пробегу в воздухе порядка миллиметра. Этим может быть объяснен тот факт, что эти α -частицы не были ни кем еще обнаружены.

Ядра, испускающие самопроизвольно положительные электроны, неизвестны в природе и были лишь в начале текущего 1934 г. впервые построены искусственным путем. Жолио показал, что при бомбардировке α -частицами некоторых легких элементов кроме ис-

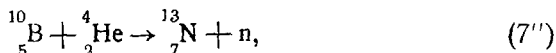
пускания обычных протонов наблюдается еще испускание нейтронов и положительных электронов. Эти наблюдения им были истолкованы, как наличие двух возможных преобразований, ведущих к одному и тому же конечному продукту. Например при α -бомбардировке бора возможны две следующие реакции



или



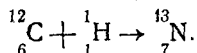
Дальнейшие исследования Жолио показали, что при удалении источника α -частиц испускание положительных электронов продолжается еще в течение нескольких минут, причем его интенсивность экспоненциально убывает. Это приводит нас к заключению, что превращение (7) в действительности заключается в выбивании из ядра бора сначала лишь одного нейтрона, ведущего к образованию β -неустойчивого элемента ${}_{7}^{13}\text{N}$, получившего название радио-азота. Испусканием положительного электрона радио-азот переходит в известный изотоп углерода



Энергия β -частиц, испускаемых радио-азотом равна $0,7 \cdot 10^6$ V, а период распада 14 мин. Жолио удалось также, воздействуя химически на кусочек бора непосредственно после бомбардировки, перевести получившиеся атомы радио-азота в аммиак и наблюдать увеличение β -активности с газовой фракцией.

Подобным же образом при бомбардировке α -частицами магния и алюминия Жолио получил новые β -активные элементы радио-кремний (${}_{14}^{27}\text{Si}$) с энергией β -частиц $0,7 \cdot 10^6$ V и периодом 2 м. 30 с. и радио-фосфор (${}_{15}^{30}\text{P}$) с энергией β -частиц $2,2 \cdot 10^6$ V и периодом 3 м. 15 с.

Отметим, что эти же элементы могут быть также получены, как показал Коккрофт (Cockcroft), путем бомбардировки протонами соответствующих стабильных изотопов, как например:



Пользуясь весьма мощным протонным пучком, Коккрофту удалось получить весьма сильно активированный слой углерода, что дало возможность исследовать распределение энергии в спектре β -частиц

По предварительным результатам энергия эта имеет (помимо обычного рассеяния) вполне определенное значение, что представляет собой непонятный контраст непрерывности спектра до сих пор известных β -активных тел.

На рис. 4 нанесены точки, соответствующие трем известным β -активным ядрам, и мы видим, что их положение находится в прекрасном согласии с теоретической границей β -стабильности. Заметим еще, что из расположения теоретических кривых ядерной устойчивости следует, что мы можем ожидать β -активности только для элементов с малым атомным весом.

§ 3. Сейчас мы обратимся к рассмотрению самого процесса β -распада и подсчету вероятности испускания электрона атомным ядром. Как было указано Бором, мы сталкиваемся на чрезвычайно большие принципиальные затруднения, пытаясь представить себе электрон, локализованный в столь малой области, как ядро атома. Дело в том, что пределы применения релятивистской квантовой механики Дирака к частице с массой m органичиваются областью размером

$$\Delta = \frac{h}{2\pi mc} = 3 \cdot 10^{-11} \text{ см}, \quad (9)$$

т. е. примерно в тридцать раз больше, нежели радиус атомного ядра, так что при попытках засадить электрон внутрь ядра мы не можем уже больше пользоваться этой теорией. Заметим, что возникающая здесь трудность вполне аналогична трудности, которую мы бы встретили, пытаясь засадить световой кват, испускаемый каким-либо атомом, внутри последнего, ибо длина волны нашего кванта значительно превосходит размеры самого атома. Естественным следствием из этого сопоставления является попытка, впервые сделанная Бекон (Beck), рассматривать электроны, испускаемые при β -распаде, как непосредственно возникающие в вышеуказанной области вокруг ядра вследствие преобразования ядерного нейтрона в протон или обратно. Эта точка зрения была успешно развита Ферми (Fermi) и привела его к стройной теории β -распада, дающей прекрасное согласие с опытными данными. Согласно Гейзенбергу мы будем формально рассматривать нейтрон и протон как два различных квантовых состояния одной и той же тяжелой частицы, характеризуемые добавочной координатной p , могущей принимать только два значения ± 1 . Мы примем, что состояние $p = +1$ соответствует нейтрону, а состояние $p = -1$ — протону. Переход тяжелой частицы из состояния нейтрона в состояние протона или обратно должен сопровождаться появлением в окружающем пространстве одного (отрицательного или положительного) электрона и одного нейтрино*.

* Как указал Бор, на основании общей симметрии следует ожидать также существования в природе отрицательных протонов, отличающихся от положительных только знаком заряда. Такого рода допущение не изменят

Если разность энергии связи между двумя ядрами, из которых одно содержит нейтрон в состоянии Un , а другое, вместо этого, протон в состоянии Vn есть ΔE , то условие для возможности β -распада будет:

$$\Delta E > (m + \mu) c^2, \quad (10)$$

где m и μ суть массы электрона и нейтрино. Избыток энергии, получающейся при этом преобразовании, будет распределен между испускаемыми электроном и нейтрино. Подобного же рода условие напишется для обратного перехода, соответствующего испусканию положительного электрона. Поскольку переход частицы из состояния нейтрона в состояние протона характеризуется изменением ρ от $+1$ к -1 и обратно, мы можем описывать такого рода переходы при помощи операторов:

$$Q = \begin{vmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{vmatrix} \text{ и } Q^* = \begin{vmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{vmatrix}, \quad (11)$$

применяемых к гамильтоновой функции тяжелой частицы, содержащей ρ .

Выражение гамильтоновой функцией нашей проблемы напишется как сумма трех членов, соответствующих энергии тяжелых частиц, энергии легких частиц и энергии взаимодействия между тяжелыми и легкими частицами, обусловливающей рассматриваемое преобразование. Для тяжелых частиц имеем:

$$H_1 = \frac{1+\rho}{2} N + \frac{1-\rho}{2} P, \quad (12)$$

где N и P суть операторы энергии для нейтрона и протона. При $\rho = +1$ наше выражение превращается в N , а при $\rho = -1$ — в P . Переход от одного значения к другому достигается очевидно применением операторов (11). Для гамильтоновой функции легких частиц следует написать

$$H_2 = \sum_s A_s I_s + \sum_s B_s n_s \quad (13)$$

где I_s и n_s представляют собой соответствующие операторы энергии, а A_s и B_s количество электронов и нейтрино в соответствующих квантовых состояниях. Согласно принципу Паули мы должны принять что A_s и B_s могут принимать лишь два значения: ноль или единица. За различные квантовые состояния для легких частиц мы должны принять в случае электронов стационарные состояния ψ_s в центральном кулоновском поле ядра (с учетом „загораживания“

существенно излагаемого здесь формализма. Необходимо будет принять, что число ρ может принимать три значения $+1$; 0 ; -1 (протон, нейтрон, отрицательный протон), изменивши соответственно вид формул. Испускание электрона данного знака будет возможно двумя путями, какой путь имеет место в том или другом случае, будет зависеть от энергетических условий ядра.

другими электронами), а в случае нейтрино просто плоские волны S_z , ибо обычными силами, действующими на нейтрино можно пренебречь.

Относительно сил, действующих между тяжелыми и легкими частицами и ведущих к рассматриваемым преобразованиям, мы сделаем весьма правдоподобную гипотезу, что эти силы действуют лишь в непосредственной близости от тяжелых частиц. При этом предположении наиболее простое выражение для оператора энергии взаимодействия будет:

$$H_3 = g[Q\psi(x, y, \dots)\varphi(x, y, \dots) + Q^*\psi^*(x, y, \dots)\varphi^*(x, y, \dots)], \quad (14)$$

где значения волновых функций электрона и нейтрино (составленные из ψ_s и φ_s) взяты для значения координат $x, y, \dots$ тяжелых частиц. Коэффициент g в выражении (14) для энергии взаимодействия имеет размерность L^5MT и является новой мировой постоянной, характеризующей превращения*.

На основании этих допущений о взаимодействии ядерных частиц Ферми приходит в результате весьма длинных и скучных выкладок к окончательной формуле, дающей распределение энергии непрерывного β -спектра и вероятность распада как функцию максимальной энергии β -частиц.

Полученное теоретически распределение энергии в общем совпадает с наблюдаемой формой β -спектра, причем вид кривой распределения около верхней границы спектра дает Ферми возможность вывести некоторые заключения о массе μ нейтрино. Дело в том, что распределение энергии между электроном и нейтрино должно сильно зависеть от отношения масс нейтрино и электрона $\frac{\mu}{m}$, причем $\frac{\mu}{m} \gg 1$ приводит к быстрому (вертикальному) спадению числа частиц вблизи верхней границы, в то время как $\frac{\mu}{m} \ll 1$ дает гладкий постепенный спуск. Тот факт, что экспериментальные кривые β -спектров имеют именно второй характер распределения, приводит Ферми к заключению, что масса μ нейтрино весьма мала по сравнению с массой электрона или даже равна нулю.

Для постоянной β -распада λ Ферми находит (для атомного номера $Z=82$) выражение:

$$\lambda = 1,75 \cdot 10^{95} g^2 F(\eta_0) |f u_n v_m V^* d \omega|^2, \quad (15)$$

где функция F от максимального значения количества движения испускаемых электронов $\eta_0 = \frac{P_{\max}}{mc}$ дается формулой:

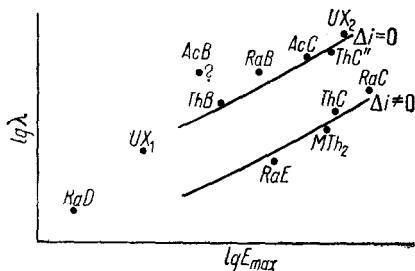
$$F(\eta_0) = \frac{2}{3} \sqrt{1 + \eta_0^2} - \frac{2}{3} + \frac{\eta_0^4}{12} - \frac{\eta_0^2}{3} + 0,355 \left\{ -\frac{\eta_0}{4} - \frac{\eta_0^3}{12} + \frac{\eta_0^5}{30} + \frac{\sqrt{1 + \eta_0^2}}{4} \lg(\eta_0 + \sqrt{1 + \eta_0^2}) \right\}. \quad (15')$$

* При дальнейшем развитии теории эта постоянная g должна быть выражена через другие мировые постоянные, как-то: M , m (масса нейтрона и электрона κ (пост. гравитации) e , c и h .

Заметим, что в формуле (15) матричный элемент $(\int u v^* d\omega)^2$ получается в виде отдельного множителя в виду того, что длина де-Бройлевской волны, соответствующей волновым функциям ψ и φ для электрона и нейтрино, может быть принята очень большой по сравнению с размерами ядра (т. е. с длиной волны нейтрона и протона).

Формула (15) приводит нас сразу к весьма интересным заключениям относительно принципа отбора при β -преобразованиях. В самом деле, легко видеть, что матричный элемент $(\int u v^* d\omega)^2$ будет отличен от нуля (и равен примерно единице) в тех и только в тех случаях, когда первоначальный нейтрон и получающийся после β -испускания протон имеют одинаковые моменты вращения, т. е. когда при β -распаде не меняется общий спин нашего ядра ($i = i'$).

В случае изменения спина ($i \neq i'$) формула (15) дает $\lambda = 0$, и данный переход является недозволенным.



Фиг. 6.

Однако, поскольку формула (15) является только приближенной, этот запрет в действительности не будет выполняться вполне строго. Тот факт, что длина волны испускаемого электрона не бесконечно велика по сравнению с размерами ядра (как допущено в вычислениях), приведет к существованию некоей конечной вероятности для запрещенных переходов. Легко видеть по ана-

логии с соответствующими явлениями в теории испускания света атомами, что вероятность подобного перехода будет, однако, примерно в $\left(\frac{\Lambda}{r_0}\right)^2 \sim 100$ раз меньше, нежели величина, даваемая форму-

лой (15) (здесь $\Lambda = \frac{h}{2\pi p}$ есть длина волны испускаемого электрона). Другим фактором, нарушающим строгое выполнение вышеуказанного принципа отбора, является наличие релятивистских членов в выражениях энергии тяжелых частиц в ядре [опущенных также при вычислении формулы (15)]; этот второй фактор также понижает вероятность распада примерно в 100 раз.

Для сравнения вышеизложенной теории с опытными фактами мы воспользуемся недавними измерениями Серджанта, определявшего верхние границы β -спектра для целого ряда радиоактивных элементов. На рис. 6 представлен график, полученный Серджантом и указывающий на существование определенной связи между константой распада и энергией испускаемых β -частиц. Мы видим, что β -распадающиеся тела резко делятся на два класса, причем тела второго класса имеют вероятность распада примерно в 100 раз меньшую, чем тела первого класса.

Вспоминая вышеизложенные следствия теории Ферми, мы должны рассматривать β -превращения, лежащие на верхней кривой, как дозволенные ($i = i'$), а лежащие на нижней — как недозволенные ($i \neq i'$).

Для сравнения экспериментальных кривых Серджанта с теорией Ферми необходимо дать постоянной g определенное значение. На рис. 6 проведены теоретические кривые для

$$g = 4 \cdot 10^{-50} \text{ эрг/см}^3, \quad (16)$$

и мы видим, что общий ход кривых прекрасно представляет распределение экспериментальных точек.

§ 4. Как показал Гамов, мы можем продолжить наш анализ, если примем согласно Эллису и Мотту, что в случаях, когда β -распад сопровождается сильным γ -излучением, наблюдаемые кривые распределения энергии в непрерывном β -спектре представляют собой сумму нескольких компонент, соответствующих возбуждению различных энергетических уровней ядра.

В нескольких случаях, в которых нам известна схема уровней получающегося в продукте β -распада ядра, мы можем произвести такого рода разложение наблюдаемого β -спектра, полагая, что верхняя граница различных компонент меньше максимального значения энергии данного β -распада на величину энергии возбуждения соответствующего уровня и что относительные интенсивности различных компонент определяются возбуждением соответствующих уровней. Так, например, для ядра RaC' , являющегося продуктом β -распада RaC , энергии и процент возбуждения главнейших квантовых уровней дается табл. 1, построенной на основании данных относительно

ТАБЛИЦА 1

Название компонент	Энергия возбуждения	Процент возбуждения	Верхняя граница соотв. компоненты в V	Вероятность распада для соотв. компоненты в сек-1.
β_0	0,00	0,00	$3,76 \cdot 10^6$	$< 3 \times 10^{-6}$
β_1	0,61	0,66	3,15	$3,4 \times 10^{-4}$
β_2	1,67	0,06 ₅	2,09	$3,3 \times 10^{-5}$
β_3	2,14	0,06 ₅	1,62	$3,3 \times 10^{-5}$
β_4	2,70	0,14	1,06	$7,2 \times 10^{-5}$
β_5	2,88	0,21	0,88	$1,1 \times 10^{-4}$

γ лучей и длиннопробежных α частиц этого элемента. В двух последних столбцах даны соответствующие верхние границы и вероятности распада для различных β -компонент, обуславливающих возбуждение ядра RaC' . Из рис. 6, где различные компоненты β -спектра RaC представлены небольшими кружками, мы видим, что β_4 и β_5 соответствуют, повидимому, разрешенным преобразованиям ($i = i'$),

а β_1 , β_2 и β_3 , лежащие на нижней кривой, запрещенным переходам (вероятно, $i = i' \pm 1$). Точка β_0 , соответствующая невозбуждающему распаду, лежит совсем низко, что говорит о том, что разность спинов между нормальными состояниями RaC и RaC' , повидимому, весьма велика ($i = i' \pm 2$ или еще больше). Подобного же рода заключения мы можем сделать относительно ряда других элементов.

Мы приведем здесь результаты Гамова, относящиеся к анализу семейства тория с точки зрения вышеприведенного правила отбора. На рис. 7 приведена схема превращений этого семейства, начиная с ThA и кончая устойчивым конечным продуктом ThD или, попросту, свинцом (^{208}P). Кроме вышеприведенного правила отбора Ферми для β превращений* мы должны будем еще пользоваться объяснением тонкой структуры α -лучей, предложенным Гамовым, согласно которому наличие интенсивных компонент в структуре α -излучения говорит о том, что при данном α -распаде спины начального и конечного ядра имеют различные значения. Обращаясь к нашему случаю, мы должны заключить, что, поскольку весь ряд α -превращений, ведущих от $RaTh$ к ThB (четыре α -распада) лишен тонкой структуры, все соответствующие ядра ($RaTh$, ThX , $ThEm$, ThA , ThB) имеют один и тот же спин. Поскольку все исследованные до сих пор ядра с четным атомным номером и четным атомным весом имеют спин, равный нулю, то мы можем почти с достоверностью принять, что и в данном случае

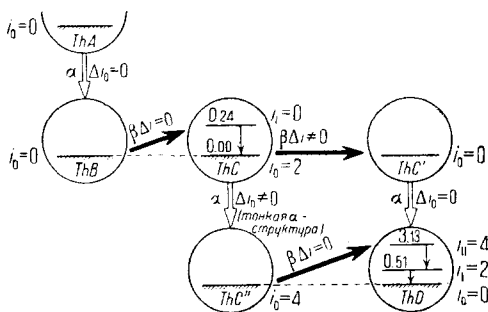
$$i_0(RaTh) = i_0(Thx) = \dots = i_0(ThB) = 0.$$

Обращаясь к β -превращению, ведущему от ThB к ThC , мы замечаем из рис. 6, что наблюдаемый β -спектр принадлежит к разрешенному классу. Однако, это β -превращение, как показывает опыт, всегда ведет не к нормальному, а к возбужденному состоянию ядра продукта. В самом деле, хорошо известно, что ThC обладает чрезвычайно сильной γ -линией $0,237 \cdot 10^6$ V, соответствующей в вторичном β -спектре электронной группе с абсолютной интенсивностью 0,25 (число электронов на один распад). Коэффициент внутреннего обращения, вычисленный для этой линии по формуле Мотта и Тэйлора (Mott a. Taylor), равняется 0,026 при предположении дипольного перехода и 0,205 в предположении квадрупольного**, что дает, для двух соответствующих гипотез, абсолютные интенсивности γ -линии (число γ -квантов на один распад) 9,6 и 1,2. Поскольку абсолютная интенсивность γ -линии не может быть больше единицы, мы должны исключить гипотезу дипольного перехода и приписать γ -линии $0,237 \cdot 10^6$ V квадрупольный характер и интен-

** Следует отметить, что употребляемое здесь правило отбора превращений ($i = i'$) является гораздо более общим, чем теория Ферми, и будет следовать практически из каждой теории, рассматривающей β распад как превращение ядерного нейтрона в протон.

* Как известно Мотт и Тэйлор показали, что коэффициент внутреннего обращения (число вторичных электронов: число первичных γ -квантов) значительно больше для квадрупольного излучения, нежели для дипольного.

сивность 1 (относя 0,2 за счет ошибок измерений и вычислений). Таким образом мы приходим к заключению, что ядро ThC почти всегда образуется в возбужденном состоянии (с избытком энергии в $0,237 \cdot 10^6$ V) и, поскольку β -испускание, приводящее к этому состоянию, принадлежит к первому классу $i_{\pi}(\text{ThC}) = i_0(\text{ThB}) = 0$, как указано на рис. 7, переход из возбужденного состояния в нормальное сопровождается излучением квадрупольной γ -линии, что дает для нормального состояния два возможных значения спина: 0 или 2*. Значение $i_0(\text{ThC}) = 0$ исключается, ибо тогда β -распад между нормальными состояниями ThB и ThC был бы разрешен, что оставляет только одну возможность $i_0(\text{ThC}) = 2$. Сравнивая ThC и ThC', мы должны принять во внимание, что ввиду отсутствия тонкой структуры α -лучей из ThC' нужно принять $i_0(\text{ThC}') = i_0(\text{ThD}) = 0$ (отсутствие спина и ThD = ^{208}Pb показано экспериментально). Отсюда следует заключить, что β -переход ThC—ThC' (не сопровождающийся интенсивным γ -излучением) принадлежит к нераз-



Фиг. 7.

шенному классу в согласии с рис. 6. Как мы указывали выше, β -распад, ведущий от Th'' к ThD, сопровождается двумя γ -линиями $2,62 \cdot 10^6$ V и $0,58 \cdot 10^6$ V с абсолютными интенсивностями 1. Из этих линий первая, повидимому, является квадрупольным переходом, а вторая дипольным. Это заставляет нас приписать уровню $2,62 + 0,58 = 3,20 \cdot 10^6$ V значение спина 1 или 3. Заметим, что, как было уже указано, энергетический баланс по двум путям, ведущим от ThC к ThD, сходится лучше, если мы заменим линию $0,58 \cdot 10^6$ другой сильной γ -линией $0,51 \cdot 10^6$, соответствующей квадрупольному переходу и обладающей абсолютной интенсивностью 0,3**. В этом случае возбужденное состояние ядра ThD будет соответствовать избытку энергии $3,13 \cdot 10^6$, и простые рассуждения приводят нас к заключению, что вращательный момент этого возбужденного ядра равен четырем. Поскольку β переход, ведущий от нормального состояния ядра ThC к возбужденному состоянию ThD, принадлежит к разрешенному классу, мы должны принять, что $i_0(\text{ThC}'') = i_{\pi}(\text{ThD})$, т. е. 1 или 3 в случае первой возможности и

* Согласно общему правилу, что дипольное излучение соответствует переходам $i \rightarrow i \pm 1$, а квадрупольное—переходам $i \rightarrow i \pm 2$ или $i \rightarrow i$ (при $i \neq 0$).

** Остаточная интенсивность должна быть отнесена за счет других γ -линий ThC''.

4 в случае второй. Все три возможности приводят к результату, что $i_0(\text{ThC}'')$ отличен от $i_0(\text{ThC})(=2)$, что находится в хорошем согласии с наличием тонкой структуры у α -лучей ThC. Заметим, что наблюдающееся распределение интенсивности между компонентами тонкой структуры α -лучей из ThC легче объясняется в предположении, что разность спинов соответствующих нормальных состояний ядер равна двум [(т. е. что $i_0(\text{ThC}'') = 4$)], что говорит в пользу второй возможности. Подобного же рода анализ может быть произведен и для других радиоактивных семейств и дает нам ряд интересных сведений о вращательных моментах радиоактивных ядер.

§ 5. Мы видим, что теория Ферми дает нам возможность удачно описывать целый ряд черт, характерных для β -распада. Однако сама сущность процесса превращения нейтрона в протон остается непонятной, и загадка запрячется в формулу (14), точнее говоря, в новую постоянную g , выражающую интенсивность взаимодействия между тяжелыми и легкими частицами. Чрезвычайная малость постоянной g ($4 \cdot 10^{-50}$ эрг/см³) обуславливает медленность β -превращений, но не следует забывать, что это численное значение новой постоянной определено отнюдь не теоретически, а подобрано так, чтобы объяснить опытные значения констант распада.

Чтобы определить порядок величины сил, обуславливающих переход нейтрона в протон и обратно, мы должны сначала решить вопрос о том, на каких расстояниях эти силы действуют, ибо величина g есть произведение некоей энергии (эрг) на некий объем (см³). Принимая, что силы действуют на ядерных расстояниях (10^{-12} см), мы получаем для соответствующей средней энергии значение $\frac{5 \cdot 10^{-50}}{(10^{-12})^3} = 5 \cdot 10^{-14}$ эрг, т. е. во много миллионов раз меньше,

нежели обычные кулоновские силы $\left(\frac{e^2}{r_0} = \frac{(5 \cdot 10^{-10})^2}{10^{-12}} = 2 \cdot 10^{-7} \text{ эрг} \right)$.

Это представляется весьма странным, и поэтому кажется необходимым значительно сократить радиус действия рассматриваемых сил. Предполагая, что силы действуют только при непосредственном сближении тяжелых частиц, т. е. на расстояниях порядка

$$\frac{1}{Mc^2} = \frac{(5 \cdot 10^{-10})^2}{10^{-24}(3 \cdot 10^{10})^2} = 2 \cdot 10^{-16} \text{ см},$$

мы получаем для энергии взаимодействия

$$\frac{5 \cdot 10^{-50}}{(2 \cdot 10^{-16})^3} = 5 \cdot 10^{-3} \text{ эрг},$$

что совпадает с величиной потенциальной энергии двух зарядов на этих же расстояниях $\frac{e^2}{r} = \frac{5 \cdot 10^{-10}}{2 \cdot 10^{-16}} = 10^{-3} \text{ эрг}$.

Таким образом мы приходим к возможности того, что β -превращения обуславливаются силами электромагнитного характера, действующими при непосредственном проникновении друг в друга заряженных тяжелых частиц. Вопрос о природе и точных законах, управляющих этими взаимодействиями, пока конечно совершенно не ясен и очевидно тесно связан с проблемой элементарного заряда