

Учет этого обстоятельства, а также рассмотрение поведения образовавшейся α -частицы внутри ядра потребовали бы подробного рассмотрения физических процессов, происходящих внутри ядра, чего изложенная теория совсем не делает. Однако несомненно, что вероятностный процесс выхода α -частицы из ядра теория описывает правильно. Поэтому и в более полной теории формула (73.7) должна сохраниться, по в ней должно быть выяснено происхождение предэкспоненциального множителя v и дано его количественное выражение. Этого еще не сделано, хотя множитель v оценивался и с другой точки зрения, отличной от той, которая была принята Гамовым.

В свете сделанного замечания не приходится удивляться, что α -распады разделяются на *облегченные* и *необлегченные*. Облегченным называется α -распад, для которого достаточно хорошо выполняется формула (73.8). Если же реальный период полу-распада превышает рассчитанный по этой формуле более чем на порядок (наблюдаются отклонения примерно на два-три порядка), то процесс называется необлегченным (ср. с изложенным в пункте 2). Причин возникновения необлегченных распадов мы касаться не будем, поскольку этот вопрос выяснен еще недостаточно, хотя и имеются качественные соображения относительно указанных причин. Отметим только, что облегченные распады обычно происходят в четно-четных ядрах, а необлегченные — в нечетно-четных и нечетно-нечетных.

§ 74. Бета-распад

1. *Бета-распад* есть самопроизвольный процесс, в котором нестабильное ядро ${}^A_Z X$ превращается в ядро-изобар ${}^A_{Z+1} X$ или ${}^A_{Z-1} X$. Копечным результатом этого процесса является превращение в ядре нейтрона в протон или протона в нейтрон. Можно сказать, что β -распад есть не внутриядерный, а *внутринуклонный* процесс. При нем, следовательно, происходят более глубокие изменения вещества, чем при α -превращении. Поэтому и его теория более сложна и разработана с меньшей полнотой, чем теория α -распада.

Различают три вида β -распада:

1) *электронный* β^- -распад, в котором ядро испускает электрон, а потому зарядовое число Z увеличивается на единицу;

2) *позитронный* β^+ -распад, в котором ядро испускает позитрон и по этой причине его зарядовое число уменьшается на единицу;

3) *электронный захват* (*e-захват*), в котором ядро поглощает один из электронов электронной оболочки, а потому зарядовое число уменьшается на единицу. Обычно электрон поглощается из K -слоя атома, поскольку этот слой ближе всего находится от ядра. В этом случае *e-захват* называют также *K-захватом*. Электрон может поглощаться и из L - или M -слоя и т. д., но эти про-

цессы значительно менее вероятны. Электронный захват имеет особенно существенное значение в случае тяжелых ядер, у которых K -слой расположен близко к ядру. Можно сказать, что в этом случае у электрона K -слоя имеется конечная вероятность находиться внутри ядра. Электронный захват всегда сопровождается рентгеновским излучением. Допустим, например, что был захвачен электрон из K -слоя. На освободившееся место в K -слое переходит электрон из L -слоя. На освободившееся место в L -слое в свою очередь переходит электрон из M -слоя и т. д. В результате возбуждается весь спектр характеристического рентгеновского излучения атома. По наблюдению такого спонтанного характеристического излучения и было открыто явление e -захвата.

2. Сформулируем условие энергетической возможности всех перечисленных процессов. В случае β^- -распада в конечном состоянии получается ядро, электрон и, возможно, какая-то одна или несколько неизвестных частиц, которые при обычных условиях опыта ускользают от наблюдения. Но эти неизвестные частицы, если они действительно существуют, уносят определенную энергию. Поэтому для возможности β^- -распада энергия (масса) начального ядра во всяком случае должна превосходить сумму энергий (масс) конечного ядра и электрона:

$$M(Z, A) > M(Z + 1, A) + m_e, \quad (74.1)$$

где M означает массу ядра. Однако в таблицах всегда приводятся не массы ядер M , а массы атомов $M_{\text{ат}}$. Поэтому целесообразно выразить условие (74.1) через $M_{\text{ат}}$. Для этого к обеим частям неравенства (74.1) прибавим массу Z электронов Zm_e . Тогда получим

$$M_{\text{ат}}(Z, A) > M_{\text{ат}}(Z + 1, A) \quad (\beta^- \text{-распад}). \quad (74.1a)$$

Здесь мы пренебрегли различием энергий связи электронов в атомах. Это различие находится за пределами точности самых прецизионных измерений. Смысл условия (74.1a) легко также уяснить из следующих соображений. Электронный β^- -распад есть процесс, происходящий внутри атома. Один из нейтронов ядра превращается в протон с рождением электрона. Электрон захватывается электронной оболочкой, а заряд ядра возрастает на единицу. В конечном состоянии возникает атом с зарядовым числом $Z + 1$. Этот внутренний процесс может идти самопроизвольно только с уменьшением массы атома, что и выражает условие (74.1a).

Аналогично, для β^+ -распада

$$M(Z, A) > M(Z - 1, A) + m_e, \quad (74.2)$$

так как масса позитрона равна массе электрона. После прибавления Zm_e к обеим частям неравенства получается

$$M_{\text{ат}}(Z, A) > M_{\text{ат}}(Z - 1, A) + 2m_e \quad (\beta^+ \text{-распад}). \quad (74.2a)$$

Позитронный β^+ -распад есть также процесс, происходящий внутри ядра атома. В результате этого процесса один из протонов ядра превращается в нейтрон с рождением позитрона. Освобождается, кроме того, один электрон из электронной оболочки атома. В результате возникает система, состоящая из атома с числом электронов $Z - 1$, освободившихся электрона и позитрона (общей массой $2m_e$). Условие (74.2а) и выражает, что для возможности β^+ -распада необходимо, чтобы масса атома в начальном состоянии превосходила суммарную массу образовавшейся системы.

Наконец, в случае e -захвата в начальном состоянии имеются ядро (Z, A) и электрон, а в конечном — ядро ($Z - 1, A$) без электрона. Поэтому энергетическое условие e -захвата записывается в виде

$$M(Z, A) + m_e > M(Z - 1, A), \quad (74.3)$$

или после прибавления к обеим частям неравенства по Zm_e ,

$$M_{\text{ат}}(Z, A) > M_{\text{ат}}(Z - 1, A) \quad (e\text{-захват}). \quad (74.3a)$$

Это условие также непосредственно очевидно, так как в начальном состоянии имеется атом (Z, A), а в результате e -захвата в конечном состоянии возникает только атом ($Z - 1, A$) и больше ничего, что обычно доступно наблюдению.

3. Для некоторых ядер могут одновременно выполняться условия (74.1) и (74.2). Из второго из них следует, что будет выполняться и условие (74.3). В таком случае ядро (Z, A) может испытывать все три вида β -превращений. Например, ядра $^{64}_{29}\text{Cu}$ в 40 % случаев испускают электроны, в 20 % — позитроны, а в 40 % испытывают e -захват.

Позитронный β -распад и электронный захват в случае исходных ядер одного и того же сорта приводят к одипаковым окончательным состояниям. Поэтому эти два процесса часто идут одновременно, конкурируя друг с другом. Как уже выяснило, условие (74.2а) позитронного распада вытекает из условия (74.3а) электронного захвата. Поэтому принято говорить, что электронный захват энергетически более выгоден, чем позитронный β -распад. В частности, если

$$M_{\text{ат}}(Z - 1, A) < M_{\text{ат}}(Z, A) < M_{\text{ат}}(Z - 1, A) + 2m_e,$$

или

$$0 < [M_{\text{ат}}(Z, A) - M_{\text{ат}}(Z - 1, A)] < 2m_e,$$

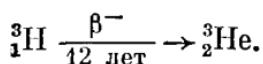
то электронный захват разрешен, а позитронный β -распад запрещен. Примером может служить ядро бериллия $^{7}_{4}\text{Be}$. В этом случае $Z = 4, A = 7$. По таблицам находим $M_{\text{ат}}(4, 7) - M_{\text{ат}}(3, 7) = -0,8616$ МэВ, тогда как $2m_e = 1,022$ МэВ. Поэтому электронный захват наблюдается, а позитронный β -распад невозможен.

Если энергетически возможны оба конкурирующих процессы — β^+ -распад и e -захват, — то для легких и средних ядер обычно преобладает позитронный распад, который часто практически полностью подавляет e -захват. Это связано с тем, что при электронном захвате вероятность обнаружения электрона даже из K -слоя в объеме, занятом ядром, исчезающе мала по сравнению с вероятностью обнаружения его вне ядра. Отношение этих вероятностей порядка $(R/r_0)^3$, где R — радиус ядра (10^{-12} — 10^{-13} см), а r_0 — радиус K -слоя (10^{-8} — 10^{-10} см), так что указанное отношение меняется в пределах 10^{-15} — 10^{-6} . При переходе к тяжелым ядрам R увеличивается, а r_0 уменьшается. Оба эти обстоятельства ведут к увеличению $(R/r_0)^3$. Поэтому для тяжелых ядер, перегруженных протонами, обычно основным β -процессом является электронный захват. Отметим попутно, что в мезоатомах, где электрон замещен отрицательным мюоном, масса которого примерно в 207 раз больше массы электрона (а следовательно, r_0 во столько же раз меньше), отношение $(R/r_0)^3$ возрастает на семь порядков. Поэтому в этом случае вероятность K -захвата (мюона) увеличивается примерно на семь порядков, и в тяжелых ядрах этот процесс становится более вероятным, чем распад мюона, среднее время жизни которого $2,2 \cdot 10^{-6}$ с.

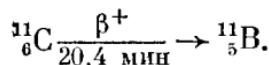
4. Масса нейтрона $m_n = 939,5731$ МэВ несколько больше массы протона $m_p = 938,2796$ МэВ. Разница масс составляет 1,2935 МэВ. Поэтому энергетически возможно самопроизвольное превращение свободного нейтрона в протон. Такое превращение действительно наблюдается — среднее время жизни свободного нейтрона составляет около 15,3 мин, а период полураспада — 10,6 мин. Самопроизвольное превращение свободного протона в нейтрон энергетически невозможно. Но превращение протонов в нейтроны возможно и действительно идет внутри атомных ядер — именно в этом состоит само явление позитронного β -распада. Недостаток энергии протона пополняется за счет энергии атомного ядра.

Альфа-распад наблюдается только у самых тяжелых ядер и некоторых ядер редкоземельных элементов. Напротив, β -активные ядра гораздо более многочисленны. Для каждого Z (по крайней мере для надежно исследованных $Z < 100$) без исключения существуют нестабильные изотопы, обладающие β^\pm -активностью. Энергия, выделяющаяся в процессе β -распада, лежит в пределах от 0,0186 МэВ (${}^3_1\text{H} \rightarrow {}^3_2\text{He}$) до 16,6 МэВ (${}^{12}_7\text{N} \rightarrow {}^{12}_6\text{C}$). Период полураспада β -активных ядер меняется от 10^{-2} с (для ${}^{12}_4\text{Be}$) до $4 \cdot 10^{12}$ лет (для ${}^{187}_{75}\text{Re}$).

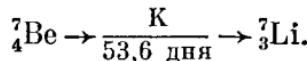
Простейшим примером электронного β -распада (после β -распада нейтрона) является распад трития:



Примером позитронного β -распада может служить распад ядра $^{11}_6\text{C}$:



Наконец, в качестве примера радиоактивных ядер, испытывающих K -захват, приведем легкий изотоп берилля ^7_4Be , который после K -захвата превращается в изотоп лития ^7_3Li :



(Во всех приведенных примерах время означает период полу-распада.)

5. При β -распаде ядро превращается в соседний с ним изобар, т. е. меняется зарядовое число Z , но массовое число A остается неизменным. Применим к этому процессу полуэмпирическую формулу Вейцзеккера (64.6). Для исследования зависимости энергии ядра ($-\mathcal{E}_{\text{св}}$) от Z в этой формуле следует положить $A = \text{const}$. Тогда найдем формулу вида

$$-\mathcal{E}_{\text{св}} = aZ^2 + bZ + c,$$

где a , b , c — постоянные. Графиком функции $-\mathcal{E}_{\text{св}} = -\mathcal{E}_{\text{св}}(Z)$ будет парабола, причем, разумеется, аргумент Z может принимать только целочисленные значения. Даже получатся целых три параболы, сдвинутые одна относительно другой вверх и вниз. Ниже всех лежит парабола для четно-четных ядер (Z четное, N четное), выше всех — для нечетно-нечетных ядер (Z нечетное, N нечетное), а посередине между ними — парабола для нечетных A .

Рассмотрим сначала случай нечетных A . Тогда функция $-\mathcal{E}_{\text{св}}(Z)$ однозначна. Возможные значения Z при заданном A изображены кружками на рис. 130. Однако не все ядра, соответствующие этим значениям, стабильны. Стабильным ядрам соответствует минимум энергии $-\mathcal{E}_{\text{св}}$. Поэтому ядра 1, 2, 3, ... будут испытывать последовательные β -превращения с испусканием электронов и с повышением зарядового числа Z на единицу. Ядра же 8, 7, 6, ..., испустив нозитрон или испытав e -захват, будут в свою очередь уменьшать зарядовое число на единицу. Одно из оставшихся двух ядер, у которого энергия больше, также испытает β -превращение. В результате останется, вообще

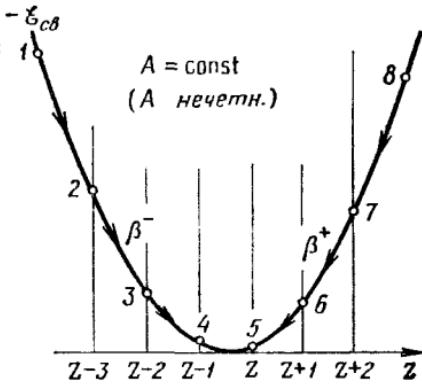


Рис. 130

говоря, только одно стабильное ядро. Поэтому при нечетном A , как правило, может существовать только один изобар. Но возможны и исключения из этого правила. Это будет тогда, когда в результате β -превращений возникнут два ядра 4 и 5 с одинаковыми значениями энергии — два стабильных изобара. Зарядовые числа этих изобаров должны отличаться на единицу. Известны всего три таких изобарных пары: $^{113}_{48}\text{Cd}$ и $^{113}_{49}\text{In}$, $^{115}_{49}\text{In}$ и $^{115}_{50}\text{Sn}$, а также $^{187}_{75}\text{Re}$ и $^{187}_{76}\text{Os}$.

В случае четных A функция $-\mathcal{E}_{cb}(Z)$ двузначна и представляется двумя параболами. Нижней параболе соответствуют четные, верхней — нечетные значения Z . Здесь также путем соответствующих β -превращений осуществляется переход ядра в

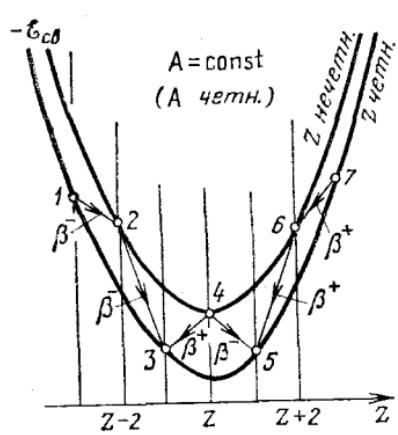


Рис. 131

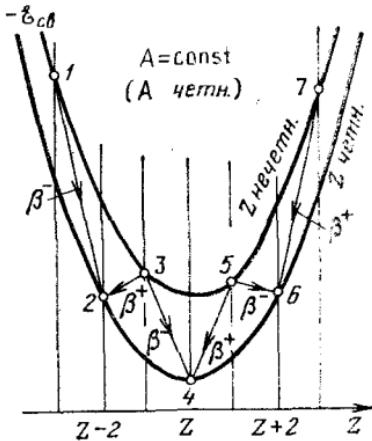


Рис. 132

энергетически более низкие состояния. На рис. 131 он завершается двумя изобарами 3 и 4, лежащими на нижней параболе, т. е. имеющими четные значения Z . В подобных случаях массовому числу A соответствуют два изобара, зарядовые числа которых отличаются на два. Переход одного из этих изобар в другой, более устойчивый, может быть осуществлен путем одновременного испускания либо двух электронов, либо двух позитронов. Но такой двойной β -распад хотя в принципе и возможен, но крайне мало вероятен. Рис. 132 соответствует случаю, когда процессы β -распада заканчиваются тремя стабильными изобарами 2, 4 и 6. Все они также лежат на нижней параболе, причем зарядовые числа Z соседних изобаров отличаются на 2. Превращения каждого из изобаров в соседний, энергетически более устойчивый, могли бы осуществляться путем двойного β -распада, а поэтому они не наблюдаются.

Таким образом, в случае четного A могут существовать два и даже три стабильных изобара. Разумеется, может существовать и только один стабильный изобар. Такое положение имеет место,

в особенности для легких ядер. Наиболее легкой при четных A является стабильная изобарная пара $^{40}_{18}\text{Ar}$ и $^{40}_{20}\text{Ca}$.

Особо следует отметить случай, изображенный на рис. 133. Здесь четно-четные ядра 1 и 3, лежащие на нижней параболе, энергетически менее устойчивы, чем нечетно-нечетное ядро 2, лежащее на верхней параболе. Ядро 1 испытывает электронный, а ядро 3 — позитронный β -распад, и в обоих случаях возникает ядро 2. Этим можно объяснить существование всех нечетно-нечетных (с четными A) стабильных ядер: ^2_1H , ^6_3Li , $^{10}_5\text{B}$ и $^{14}_7\text{N}$, о которых уже говорилось выше (см. § 64).

6. Энергии α - и β -частиц, испускаемых радиоактивными веществами, поскольку эти частицы заряжены, можно измерить методом отклонения их в электромагнитных полях. Такие измерения показали, что каждое радиоактивное вещество испускает α -частицы вполне определенной энергии, присущей только этому веществу. Этот результат вполне естествен. Ядро перед испусканием α -частицы находится в невозбужденном квантовом состоянии с определенной энергией. После испускания получаются α -частица и дочернее ядро также в невозбужденном состоянии с определенной энергией. Разность этих энергий поэтому также имеет вполне определенное значение и проявляется в виде кинетической энергии дочернего ядра и α -частицы. А так как масса последней очень мала по сравнению с массой ядра, то практически вся кинетическая энергия уносится α -частицей. Наличие тонкой структуры в α -спектрах многих α -активных ядер ничего не меняет принципиально, так как это связано с тем, что при распаде или материнское ядро, или дочернее ядро оказываются в определенном возбужденном состоянии. Все это можно рассматривать как экспериментальное доказательство, что состояния материнского и дочернего ядер квантованы, а потому вполне определены.

Совсем иной результат получается при испускании β -частиц. Радиоактивные атомы одного и того же сорта испускают электроны самых различных энергий, начиная от пуля и кончая некоторым предельным значением, характерным для рассматриваемого β -излучателя. Это предельное значение называется *верхней границей β -спектра*. Для примера на рис. 134 приведен β -спектр, возникающий при распаде $^{210}_{83}\text{Bi}$. Казалось бы, что и к β -распаду

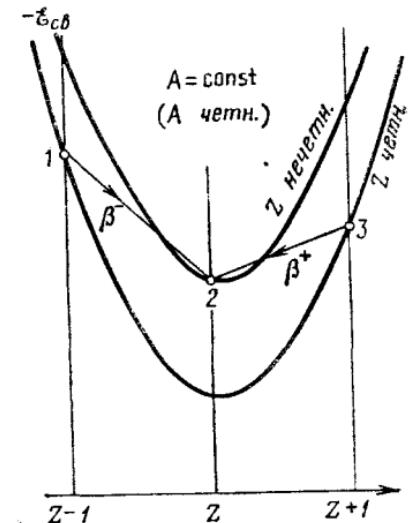
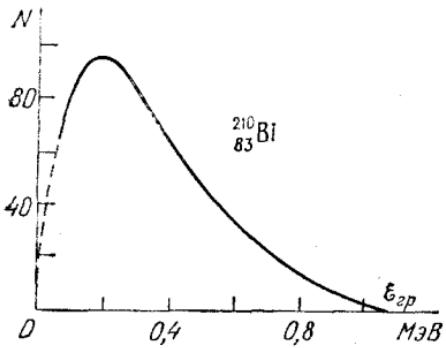


Рис. 133

применимо рассуждение, приведенное нами для α -распада. В самом деле, пусть ядро A получилось в результате α -распада и, следовательно, на основании сказанного выше находится во вполне определенном энергетическом состоянии. Пусть затем оно испустило β -частицу и превратилось в ядро B . Допустим, далее,

что получившееся ядро B опять α -радиоактивно. Тогда оно также будет находиться в определенном энергетическом состоянии. Но ядро B получается из A путем β -распада. Поэтому естественным представляется заключение, что β -частицы должны получаться вполне определенной энергией, а их энергетический спектр в действительности оказывается сплошным, как это было установлено Чедвиком уже в 1914 г. Получилось противоречие, которое требовало разъяснения.

Рис. 134



7. Существование верхней границы β -спектра дало повод некоторым ученым высказать предположение, что в момент испускания все β -частицы получают одинаковые энергии, соответствующие границе β -спектра. Однако на пути к детектору не все они сохраняют эту энергию, а по-разному растратывают ее на излучение. Другие предполагали, что β -излучение всегда сопровождается γ -излучением, так что энергия определенным образом распределяется между β - и γ -лучами. Правдоподобность последнего предположения, казалось, подтверждалась тем, что β -излучение часто сопровождается γ -излучением, тогда как при α -распаде γ -лучи наблюдаются реже. При справедливости любого из этих предположений полная энергия, освобождающаяся при β -распаде ядра, должна быть строго определенной, поскольку однозначно определены энергетические состояния материнского и дочернего ядер. Этот вывод допускает экспериментальную проверку.

Эллис (1895—1980) и Вустер (р. 1903) поставили соответствующий опыт в 1927 г. Они окружали β -излучатель ($^{210}_{83}\text{Bi}$) свинцовой оболочкой такой толщины, что она полностью поглощала электроны, а также рентгеновское и γ -излучение, исходившие от β -излучателя. По нагреванию свинцовой оболочки из-за β -распада радиоактивного препарата и по числу распадов за определенное время можно было определить среднюю полную энергию, приходящуюся на один акт распада. Правда, калориметрические опыты очень трудны ввиду незначительности нагревания свинцовой оболочки. Эту трудность экспериментаторы преодолели, изготовив два совершенно одинаковых свинцовых калориметра, в один из которых помещался радиоактивный излучатель,

а другой оставался пустым. По разности температур калориметров можно было с достаточной точностью измерить искомую величину. Оказалось, что полная энергия, приходящаяся в среднем на один акт β -распада, составляет 0,35 МэВ. С другой стороны, максимальная энергия β -частиц (верхняя граница β -спектра) для $^{210}_{83}\text{Bi}$ составляет 1,05 МэВ, т. е. в три раза больше среднего значения, найденного калориметрически. Такая же полный β -спектр рассматриваемого излучателя, можно было вычислить среднюю энергию, уносимую одним электроном при β -распаде. Она оказалась равной 0,39 МэВ. Это значение в пределах погрешностей измерений хорошо согласуется с величиной, найденной калориметрически. Отсюда следует, что никакой дополнительной энергии, о которой говорилось выше в обоих предположениях, при β -распаде не выделяется. Оба предположения должны быть отвергнуты.

8. Не остававшаяся более па истории вопроса, приведем сразу решение его, предложенное Паули в 1930 г. Паули выдвинул гипотезу, позднее доказанную экспериментально, согласно которой при β -распаде наряду с электроном вылетает еще какая-то неизвестная нейтральная частица, не регистрируемая в калориметре. Благодаря этому закон сохранения энергии соблюдается и при β -распаде. В редких случаях вся освобождающаяся энергия уносится электроном. Такая энергия соответствует верхней границе электронного β -спектра. Подтверждением этого может служить опытный факт, что указанная граница совпадает с разностью энергий материнского и дочернего ядер. В других редких случаях вся энергия уносится гипотетической частицей. Но чаще всего энергия уносится и этой частицей, и электроном. Распределение энергии между ними носит случайный характер, чем и объясняется форма β -спектра.

Чтобы согласовать свою гипотезу с результатами опытов Эллиса и Вустера, Паули предположил, что гипотетическая частица очень слабо взаимодействует с веществом. Она не ионизует атомы среды, с которыми сталкивается, и поэтому свободно проходит через свинцовую оболочку и не улавливается последней, как это было в опытах Эллиса и Вустера. Это заставило предположить, что частица Паули не обладает электрическим зарядом, так как заряженная частица с энергией порядка миллиона электронвольт не могла бы пройти через толстый слой свинца. Гипотеза Паули появилась еще до открытия нейтрона. Ферми назвал эту незаряженную гипотетическую частицу *нейтрино* (что в переводе с итальянского означает уменьшительное «нейтрончик»). Масса нейтрино, если таковая имеется у этой частицы, должна быть во всяком случае меньше массы электрона. Это видно уже из того, что при β -распаде, когда должен соблюдаться и закон сохранения импульса, электроны уносят меньше половины освобождающейся энергии. Нейтрино не может быть пейтроном, так

как в противном случае при испускании нейтрино заметно изменялась бы масса ядра, а это при β -распаде не наблюдается. Кроме того, если бы нейтрино и нейтрон были одной и той же частицей, то она обнаружилась бы при столкновении с другими атомными ядрами.

Поскольку нейтрино не ионизует атомы, магнитный момент этой частицы также должен равняться нулю (или, во всяком случае, быть весьма малым). Спин нейтрино должен быть полуцелым. Действительно, характер спина ядра (целый или полуцелый) целиком определяется значением массового числа A (см. § 68). При β -распаде A не меняется, а потому не должен меняться и характер спина ядра. Но вылетающий электрон (позитрон) уносит спин, равный $1/2$. Поэтому спин другой частицы — нейтрино,— во всяком случае, должен быть полуцелым. Теоретические расчеты энергетического спектра электронов (позитронов), рождающихся при β -распаде, выполненные при разных предположениях относительно спина нейтрино, показали, что спин этой частицы равен $1/2$.

9. На основе гипотезы Паули в 1933 г. Ферми построил количественную теорию β -распада. Подробное изложение ее далеко выходит за рамки этой книги; ограничимся общими замечаниями. Основная идея Ферми состоит в том, что β -частицы и нейтрино не существуют в атомных ядрах, а рождаются в них в процессе β -распада, подобно тому как фотон не является составной частью атома, а появляется в процесселучеиспускаия. Ферми потребовалось ввести гипотезу о существовании особого типа короткодействующих сил, которые и вызывают в ядре процессы превращения нейтрона в протон или протона в нейтрон с испусканием β -частиц и нейтрино в обоих случаях. Соответствующие силы называются *слабыми силами*, а взаимодействия, осуществляемые под их действием,— *слабыми взаимодействиями*. Чтобы составить представление о величине слабых взаимодействий, укажем, что теоретические соображения и последующие опытные измерения показали, что средняя длина свободного пробега нейтрино с энергией 1 МэВ в воде равна примерно 10^{21} см (100 световых лет). Это намного превышает линейные размеры звезд, т. е. длины порядка 10^{13} см. Такие нейтрино свободно пронизывают Солнце, а тем более земной шар. С уменьшением энергии нейтрино их пропижающая способность становится еще меньше. Радиус действия слабых взаимодействий не превышает 10^{-15} см.

10. Для полноты заметим, что постулированная Паули частица, появляющаяся при β^- -распаде вместе с электроном, позднее стала называться *электронным антинейтрино* ($\bar{\nu}_e$), а частица, появляющаяся при β^+ -распаде вместе с позитроном,— *электронным нейтрино* (ν_e). Конечно, деление на частицы и античастицы условно. Что называть частицей и что античастицей — это вопрос соглашения, по условиться об этом необходимо. В соответ-

ствии с припятым соглашением процессы β^- - и β^+ -распадов пишутся в виде

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e, \quad (74.4)$$

$$p \rightarrow n + e^+ + \nu_e. \quad (74.5)$$

Дело в том, что в дальнейшем были открыты другие типы нейтрино и антинейтрино: *мюонные нейтрино* (ν_μ) и *антинейтрино* ($\bar{\nu}_\mu$), *таонные нейтрино* (ν_τ) и *антинейтрино* ($\bar{\nu}_\tau$). Эти частицы появляются в процессах взаимодействия совместно с другими частицами: мюонами и τ^\pm -лентонами (масса τ -лентона $m_{\tau^\pm} = 1,78$ ГэВ, среднее время жизни порядка $3 \cdot 10^{-13}$ с).

Лентонами называют класс элементарных частиц, не участвующих в сильных взаимодействиях, т. е. участвующих в электромагнитном, слабом и гравитационном взаимодействиях. Нейтрино и антинейтрино сверх того не участвуют и в электромагнитном взаимодействии (если масса нейтрино отлична от пуля, то не исключено наличие у нейтрино магнитного момента, не превышающего $10^{-10} \mu_B$). Все лентоны имеют спин $1/2$, т. е. являются фермионами. К лентонам относятся электрон, мюон, тяжелый лептон (τ), электронное, мюонное и τ -нейтрино и соответствующие им античастицы.

Мюонные нейтрино и антинейтрино появляются при распаде заряженных пионаов одновременно с мюонами. *Пионами* (старое название π -мезоны) называют семейство из трех нестабильных элементарных частиц — двух заряженных (π^+ и π^-) и одной незаряженной (π^0). Времена жизни обеих заряженных частиц равны $2,6 \cdot 10^{-8}$ с, масса $m_{\pi^\pm} = 273 m_e$, а для нейтрального пиона соответственно $0,83 \cdot 10^{-16}$ с, $m_{\pi^0} = 264 m_e$. Пионы относятся к классу *мезонов*, который в свою очередь относится к обширной группе *адронов*, т. е. частиц, участвующих в сильных взаимодействиях. Пионы — наиболее легкие адроны. Интересующие нас процессы распада заряженных пионов записываются следующим образом:

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu, \quad (74.6)$$

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu. \quad (74.7)$$

Что электронные и мюонные нейтрино (а также их античастицы) не тождественны — это доказано экспериментально. Поэтому заменять ν_e и $\bar{\nu}_e$ соответственно на ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$ и обратно нельзя. Так, например, процессы

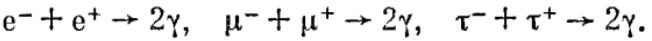
$$n \not\rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_\mu, \quad p \not\rightarrow n + e^+ + \nu_\mu,$$

$$\pi^- \not\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_e, \quad \pi^+ \not\rightarrow \mu^+ + \nu_e,$$

получающиеся из (74.4)–(74.7) путем такой замены, не идут, что доказано и экспериментально. Поэтому они и снабжены пе-

речеркнутой стрелкой. Доказано также, что v_e и v_μ не тождественны со своими античастицами \bar{v}_e и \bar{v}_μ . Существование v_τ и \bar{v}_τ прямыми экспериментами пока не доказано, но подтверждается теоретическими соображениями и косвенными экспериментальными данными.

Каждый лептон характеризуется определенным квантовым числом, называемым *лептонным зарядом* или *лептонным числом*. Следует различать *электронный* (для e^- , e^+ , v_e , \bar{v}_e), *мюонный* (для μ^- , μ^+ , v_μ , \bar{v}_μ) и *таонный* (для τ^- , τ^+ , v_τ , \bar{v}_τ) *лептонные заряды*, обозначаемые соответственно через L_e , L_μ , L_τ . Это существенно различные величины, хотя им условно и приписываются одинаковые числовые значения. Условились для всех отрицательно заряженных частиц (e^- , μ^- , τ^-) считать лептоны заряды равными +1. Лептонные заряды всех остальных частиц находятся из экспериментально установленного факта, согласно которому в замкнутой системе разность между числом лептонов и антилептонов каждого типа остается постоянной. Для этого надо этому факту придать форму *закона сохранения лептонного заряда*. При этом лептоны заряды всех других частиц, за исключением лептонов, принимаются равными нулю, так как у этих частиц свойства, связанные с существованием лептонного заряда, не обнаруживаются. Закон сохранения лептонного заряда требует, чтобы все положительно заряженные лептоны (e^+ , μ^+ , τ^+) имели лептонный заряд -1. Это видно из того, что возможны реакции



Только тогда суммарный лептонный заряд в левой части будет равен нулю, а это необходимо, так как γ -квант лептонного заряда не имеет. Из возможности процессов (74.5) и (74.7) следует, что лептонный заряд v_e и v_μ равен +1, а из возможности реакций (74.4) и (74.6) — что лептонный заряд v_e и v_μ равен -1. Аналогично, надо приписать v_τ лептонный заряд +1, а \bar{v}_τ — лептонный заряд -1. Таким образом, лептонные заряды всех отрицательно заряженных лептонов и всех пейтритино равны +1, а положительно заряженных лептонов и всех антипейтритино -1.

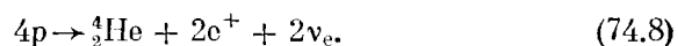
Примером процессов, в которых соблюдается закон сохранения лептонных зарядов L_e и L_μ , могут служить процессы



которые действительно происходят.

Процесс (74.4) происходит в ядерных реакторах. При делении ядер освобождаются пейтритоны, после распада которых возникают антинейтрино v_e . Антинейтрино v_e образуется в ядерных реакторах также и в процессах распада β^- -активных продуктов реакции деления. Таким образом, ядерный реактор является источником

ком антинейтрино. В недрах Солнца происходят термоядерные реакции, конечным результатом которых является превращение водорода в гелий:



Закон сохранения лептонного заряда требует, чтобы из недр Солнца исходил поток уже *нейтрино*, а не антинейтрино.

11. Для упрощения теории β -распада Ферми построил ее в предположении, что масса нейтрино равна нулю. Но это предположение не является обязательным требованием теории и не может считаться доказанным. Нет принципа, заставляющего полагать массу нейтрино равной нулю, тогда как в случае фотона такой принцип существует.

Вопрос о массе нейтрино постоянно обсуждался с момента появления гипотезы Паули. Верхний предел для массы электронного нейтрино (и антинейтрино) был получен из анализа формы электронного спектра β -распада трития. Оказалось, что верхний предел для массы электронного нейтрино $m_{\nu_e} < 35$ эВ, что примерно в 15 000 раз меньше массы электрона. В 1980 г. Е. Ф. Третьяков, В. А. Любимов и другие сотрудники Института экспериментальной и теоретической физики опубликовали результаты своих многолетних измерений массы электронного нейтрино. Согласно этим измерениям масса электронного нейтрино хотя и очень мала по сравнению с массой электрона, но все же *отлична от нуля*. (Было найдено $14 < m_{\nu_e} < 46$ эВ.) Этот результат не всеми признается как окончательный. Вопрос о массе электронного нейтрино остается открытым.

Оценка верхнего предела массы ν_μ была получена в результате исследования распадов π -мезонов. Оказалось, $m_{\nu_\mu} < 0,57$ МэВ. Оценка верхнего предела массы ν_τ производилась из рассмотрения распада $\tau^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\tau$. Оказалось, $m_{\nu_\tau} < 250$ МэВ.

Нейтрино играло первостепенную фундаментальную роль в происхождении Вселенной и продолжает играть эту роль и сейчас в ее развитии, чего, разумеется, не мог предполагать Паули и даже Ферми при создании теории β -распада. Если масса нейтрино отлична от нуля, то многие теоретические представления о процессах с участием нейтрино должны быть пересмотрены. Роль нейтрино во Вселенной окажется более значительной, чем в случае безмассовых нейтрино.

Если бы масса нейтрино была равна нулю, то эта частица не могла бы находиться в состоянии покоя. Она всегда двигалась бы со скоростью света с относительно любой системы отсчета. Проекция вектора спина этой частицы па направление движения может быть равна либо $+1/2$, либо $-1/2$. В первом случае условились говорить, что частица имеет *правую, или положительную, спиральность* $\lambda = +1$, во втором — *левую, или отрицательную,*

спиральность $\lambda = -1$. Понятие спиральности, конечно, имеет определенный смысл только для безмассовых частиц. Только в этом случае частица имеет определенную спиральность независимо от системы отсчета. Если же масса частицы отлична от нуля, то понятие определенной спиральности лишено смысла: одна и та же частица имела бы то правую, то левую спиральность, в зависимости от того, в какой системе отсчета рассматривается ее движение. Прямыми опытом установлено, что v_e имеет спин, направленный по импульсу. Поэтому если $m_e = 0$, то нейтрино будет обладать левой, а антинейтрино — правой спиральностью.

12. Введенное Ферми слабое взаимодействие оказалось более универсальным, чем предполагалось в первоначальной теории β -распада. Оказалось, что слабые взаимодействия с участием нейтрино всех видов проявляются не только при β -распаде, но и во многих других процессах, связанных с превращением элементарных частиц. Не входя в существование вопроса, ограничимся замечанием, что представилось возможным установить *единую природу слабых и электромагнитных сил* и создать теорию *единого электрослабого взаимодействия*. Согласно этой теории слабые взаимодействия возникают в результате обмена виртуальными тяжелыми частицами со спином, равным 1: промежуточными заряженными W^\pm -бозонами и нейтральным промежуточным бозоном Z^0 , а электромагнитные взаимодействия — обменом виртуальными фотонами — безмассовыми частицами также со спином, равным 1. Например, распад $n \rightarrow p + e^- + v_e$ происходит следующим образом: нейtron превращается в протон и на короткое время испускает промежуточный W^- -бозон, который распадается затем на электрон и антинейтрино v_e . Теория предсказала и массы W^\pm - и Z^0 -бозонов. Бозоны W^\pm и Z^0 были открыты в 1983 г. Их массы оказались близкими к предсказанным теорией: $M_{W^\pm} \approx 80 \text{ ГэВ}$, $M_{Z^0} \approx 90 \text{ ГэВ}$.

Основные представления и главные результаты теории β -распада Ферми сохранили свое значение и в современных теориях (при энергиях, значительно меньших M_W).

13. В заключение этого параграфа остановимся на вопросе об экспериментальном доказательстве существования нейтрино. В дальнейшем имеются в виду только электронные нейтрино и антинейтрино. Соответствующие опыты очень трудно осуществить из-за слабости взаимодействия нейтрино с веществом (см. пункт 9). Поэтому вначале опыты по обнаружению нейтрино носили косвенный характер. Первый опыт такого рода был поставлен в 1936 г. А. И. Лейпунским (1903—1972), который исследовал реакцию β -распада $^{11}_6\text{C} \rightarrow ^{11}_6\text{B} + e^+$. Не останавливаясь на деталях опыта, ограничимся изложением лишь его идеи. Если бы не было нейтрино, то импульсы позитрона e^+ и ядра отдачи $^{11}_6\text{B}$

были бы равны по модулю, но противоположны по знаку. Поскольку обе частицы заряжены, их импульсы можно измерить и таким образом сравнить энергетические спектры ядра $^{11}_5\text{B}$ и позитрона. С другой стороны, можно было бы и непосредственно измерить распределение по энергии ядер отдачи $^{11}_5\text{B}$. Это распределение оказалось не соответствующим безнейтринной схеме расчета, хотя количественные результаты получить и не удалось.

Более совершенная, но все же косвенная идея опыта принадлежала А. И. Алиханову (1904—1970) и А. И. Алиханьяну (1908—1978), предложившим использовать процесс K -захвата электрона ядром ^7Be , при котором возникает ядро ^7Li . Спин ядра с нечетным A полуцелый. При K -захвате A не меняется, а потому не должна меняться и четность спина ядра. С другой стороны, электрон имеет спин $1/2$. Поэтому спин ядра после поглощения электрона должен меняться на $1/2$, т. е. стать четным. Противоречие устраивается, если предположить, что и при K -захвате образуется нейтрино, которое и уносит нечетный спин. Преимущество схемы опыта, предложенного Алихановым и Алиханьяном, состоит в том, что при K -захвате образуются только две частицы: ядро отдачи ^7Li и пейтрино, а потому распределение кинетической энергии между ними определяется однозначно. Полная кинетическая энергия, выделяющаяся при K -захвате ядер ^7Be , равна

$$\mathcal{E} = [M_{\text{ат}}(^7\text{Be}) - M_{\text{ат}}(^7\text{Li})]c^2 = 0,864 \text{ МэВ.} \quad (74.9)$$

В силу закона сохранения импульса $\mathbf{P}_{\text{яд}} + \mathbf{p}_v = 0$, где $\mathbf{P}_{\text{яд}}$ — импульс ядра отдачи, а \mathbf{p}_v — импульс нейтрино. Ядро отдачи получает кинетическую энергию

$$\mathcal{E}_{\text{яд}} = \frac{\mathbf{P}_{\text{яд}}^2}{2M_{\text{яд}}} = \frac{\mathbf{p}_v^2}{2M_{\text{яд}}} = \frac{c^2 p_v^2}{2M_{\text{яд}} c^2}. \quad (74.10)$$

Но нейтрино — релятивистская частица, так что ее кинетическая энергия $\mathcal{E}_v = cp_v$. Она уносит подавляющую часть энергии, а потому в предыдущем соотношении с большой точностью можно принять $cp_v = \mathcal{E}_v = \mathcal{E}$. Таким образом, на долю ядра отдачи ^7Li приходится кинетическая энергия

$$\mathcal{E}_{\text{яд}} = \mathcal{E}^2 / 2M_{\text{яд}} c^2. \quad (74.11)$$

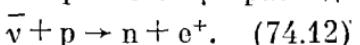
Кинетическую энергию ядра отдачи ^7Li можно измерить непосредственно и сравнить ее с выражением (74.11). К этому и сводится идея опыта. При этом, как показывает формула (74.11), выгодно использовать легкие ядра. Вот почему в качестве исходного ядра Алиханов и Алиханян предложили взять наиболее легкое ядро ^7Be , в котором наблюдается K -захват.

Из-за начавшейся войны самими Алихановым и Алиханьиным опыт поставлен не был. Он был осуществлен только в 1942 г. Алленом (р. 1908) в США и привел к положительному результату, т. е. указывал на участие нейтрино в процессе K -захвата. Однако и качественный опыт Лейпунского и количественный опыт Аллена еще не могут рассматриваться как экспериментальное доказательство существования нейтрино, поскольку в этих опытах еще не наблюдалось взаимодействие свободного нейтрино с веществом. Опыт Аллена доказывает только, что в реакции K -захвата гипотеза нейтрино согласуется с законами сохранения энергии и импульса.

14. Зарегистрировать действие свободных антинейтрино стало возможным только после появления мощных ядерных реакторов. Осколки деления тяжелых ядер перегружены нейтронами, а потому они испытывают β^- -распад. Радиоактивные продукты β^- -распада в свою очередь подвергаются β^- -распаду, пока этот процесс не закончится образованием стабильных ядер. В процессе же β^- -распада испускаются антинейтрино. При каждом акте деления испускаются в среднем 5—6 антинейтрино. Поэтому ядерные реакторы являются мощными источниками антинейтрино. При мощности реактора около 100 МВт плотность потока антинейтрино за толстой стеной, защищающей от нейтронов и

γ -квантов, но легко проникающей для нейтрино, составляет примерно $10^{19} \text{ с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$.

Впервые опыт был осуществлен в США Рейнесом (р. 1918) и Коуэном (р. 1919) в 1953 г. и повторен ими в более совершенном виде в 1954 г. (краткое описание этого второго опыта и приводится ниже). Им удалось зарегистрировать реакцию обратного β^- -распада



Эта реакция возможна, если энергия антинейтрино превышает 1,8 МэВ, так как именно на такую величину масса ($n + e^+$) больше массы протона p .

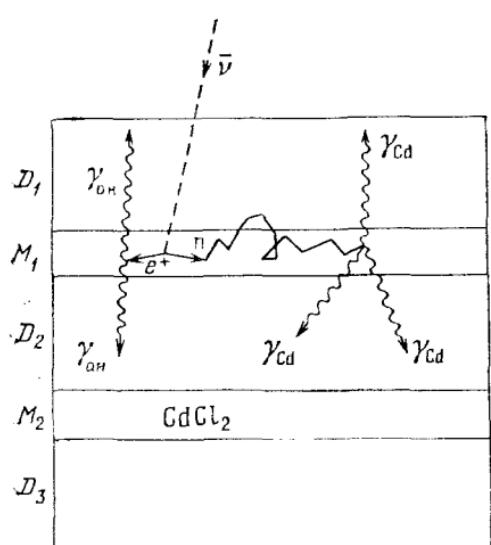


Рис. 135

Схема установки Рейнесса и Коуэна представлена на рис. 135. Она состояла из трех больших ($1,9 \times 1,3 \times 0,6$ м) баков-детекторов D_1 , D_2 и D_3 , наполненных сцинтиллирующим водным раствором, объем которого «просматривался» 110 фотоумножителями. Между детекторами помещались мишени M_1 и M_2 — два слоя

воды (толщиной 7 см каждый), содержащие растворимую соль кадмия $CdCl_2$, для поглощения нейтронов. Каждый слой — миниатюрный с двумя соседними баками-детекторами — образовывал независимую триаду. Для защиты от нейтронного и γ -излучения установка была заключена в свинцово-парафиновую оболочку и помещена глубоко под землей. Там она и облучалась потоком антинейтрино от ядерного реактора.

Позитрон, возникающий в реакции (74.12) через короткое время порядка 10^{-8} с, анигилировал с электроном с образованием двух γ -квантов (энергия которых равна энергии анигиляции), которые регистрировались детекторами D_1 и D_2 , включенными в схему совпадений. Нейтрон, возникающий в той же реакции (74.12), замедляется в результате последовательных столкновений с протонами, диффундирует и в конце концов за время порядка 10^{-6} с поглощается кадмием. При этом испускаются несколько γ -квантов (с суммарной энергией до 10 МэВ), которые также регистрируются детекторами. Сигналы с детекторов передавались по коаксиальным кабелям на вход специального электронного устройства, где они анализировались по высоте и времени сдвига совпадений. Проводилось фотографирование сигналов с помощью трехлучевого осциллографа, каждая из пластин которого была соединена с одним из детекторов. Акт взаимодействия антинейтрино с веществом (74.12) обнаруживался по появлению в установке двух скоррелированных импульсов, сдвинутых во времени на время замедления и диффузии нейтрона (от 1 до 25 мкс). В процессе длительной (около 1400 ч) работы установки детектор регистрировал в среднем $2,88 \pm 0,22$ импульса в час. Этому соответствует эффективное сечение реакции (74.12) $\sigma_v \sim \sim 10^{-43} \text{ см}^2$.

Для повышения точности полученных результатов авторами ставились многочисленные и разнообразные контрольные опыты, на описание которых мы останавливаться не будем.

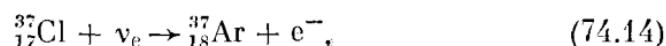
Следует заметить, что в противоположность реакции (74.12) реакция



запрещена, как это показал Дэвис. Это указывает на то, что нейтрино и антинейтрино — действительно разные частицы, отличающиеся одна от другой характером взаимодействия.

15. В порядке краткой информации скажем еще об обнаружении солнечных нейтрино, т. е. нейтрино, исходящих из недр Солнца при термоядерных реакциях. Здесь речь идет именно о нейтрино, а не об антинейтрино, как об этом уже говорилось в пункте 10. Вопрос этот систематически исследуется Дэвисом с группой сотрудников из Брукхейвенской национальной лаборатории (США), а сами опыты производятся в шахте на глубине 1490 м для уменьшения фона космических лучей (сами измере-

ния, не считая подготовительной работы, делятся уже более 15 лет). Для регистрации нейтринного излучения от Солнца используется хлор-argonовый метод, предложенный Б. М. Поптекорво (р. 1913) еще в 1946 г. Детектором служит резервуар, заполненный 615 т жидкого перхлорэтилена (C_2Cl_4). В него предварительно вводится около 1 см³ неактивного изотопа аргона ^{36}Ar . Под действием солнечных нейтрино происходит реакция



в которой образуется изотоп ^{37}Ar . Последний радиоактивен и испытывает K -захват с периодом полураспада 35 дней. Накопившийся радиоактивный ^{37}Ar извлекается методом носителя, в качестве которого применяется неактивный изотоп аргона ^{36}Ar . В этом методе через объем бака с C_2Cl_4 в течение нескольких часов пропускается гелий. Последний в виде мелких пузырьков проходит через жидкую C_2Cl_4 и «вылавливает» из него атомы аргона вместе с радиоактивными атомами ^{37}Ar . Затем гелий поступает в ловушки, заполненные активированным углем и охлаждаемые жидким азотом. Аргон конденсируется и адсорбируется углем, а гелий свободно проходит через ловушки. Повторив такую операцию несколько раз, ловушки отделяют, соединяют с детектором и нагревают. Уголь выделяет адсорбированный аргон и последний поступает в пропорциональный счетчик. Зная количество аргона, добавленного к C_2Cl_4 и поступившего в счетчик, а также число актов, зарегистрированных счетчиком, можно получить и полное количество радиоактивных атомов ^{37}Ar , образовавшихся в C_2Cl_4 . Было найдено, что под действием солнечных нейтрино в одной тонне C_2Cl_4 образуется в среднем 0,330 атомов ^{37}Ar в год. Это примерно в 3—4 раза меньше теоретических предсказаний, основанных на традиционных представлениях о свойствах нейтрино и структуре центральных областей Солнца (см. § 102, пункт 4). Такое расхождение получило название «загадки солнечных нейтрино». Мы не будем более останавливаться на этом вопросе, так как его еще нельзя считать решенным ни теоретически, ни экспериментально.

Заметим только, что в Приэльбрусье близится к завершению строительство Баксанской нейтринной обсерватории Института ядерных исследований АН СССР. Обсерватория располагается на глубине около 2 км под горой Апдырчи. Хлор-argonовая установка по объему будет в пять раз превышать установку Дэвиса. С помощью реакции превращения хлора в аргон можно зарегистрировать лишь относительно малоинтенсивную часть спектра солнечных нейтрино, обладающих высокими энергиями. Поэтому будет использован еще и новый метод, предложенный В. А. Кузьминым, основанный на превращении ^{71}Ga в ^{71}Ge . Метод по-

зволит регистрировать и основную часть пейтринного излучения Солнца — пейтрино более низких энергий от реакции $p + p \rightarrow d + e^+ + \nu_e$, задающей скорость энерговыделения в Солнце.

Можно надеяться, что эти исследования прояснят «загадку солнечных пейтрин», а также приведут к выяснению вопросов о внутреннем строении Солнца, что можно сделать только методами «нейтринной астрономии».

§ 75. Гамма-излучение ядер и внутренняя конверсия электронов

1. Гамма-излучением называется электромагнитное излучение, возникающее при переходе атомных ядер из возбужденных в более низкие энергетические состояния. В таких процессах числа протонов и нейтронов в ядре не изменяются, но испускаются γ -кванты. Спектр γ -излучения всегда *дискретный*, так как дискретны энергетические уровни самого ядра. Обычно энергия γ -квантов, испускаемых атомными ядрами, лежит в пределах примерно от 10 кэВ до 5 МэВ ($10^{-8} \geq \lambda \geq 2 \cdot 10^{-11}$ см).

Переход ядра из возбужденного состояния в нормальное при γ -излучении может быть *однократным*, когда ядро после испускания одного кванта сразу переходит в нормальное состояние

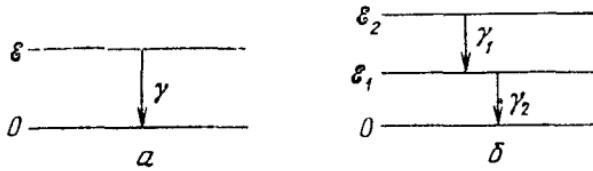


Рис. 136

(рис. 136a). Но снятие возбуждения может быть и *каскадным*, когда переход осуществляется в результате последовательного испускания нескольких γ -квантов (рис. 136б).

Изолированный свободный нуклон испускать γ -квант не может, так как в противном случае было бы нарушено одновременное выполнение законов сохранения энергии и импульса (см. § 1). Однако этот процесс может происходить и действительно происходит внутри ядра, поскольку испущенный (или поглощенный) γ -квант может обмениваться импульсом не только с рассматриваемым нуклоном, но и с остальными нуклонами ядра. Таким образом, в противоположность β -распаду, испускание γ -лучей есть *внутриядерный*, а не *внутринуклонный* процесс.

2. Возбужденные ядра образуются при β -распаде в тех случаях, когда распад материнского ядра в основное состояние дочернего ядра оказывается запрещенным. Дочернее ядро в этом случае может получиться как в нижнем, так и в одном из верх-