

В заключение сделаем небольшое замечание об  $\alpha$ -распаде из возбужденных состояний материнского ядра. Альфа-распад — процесс довольно медленный. Поэтому, если  $\alpha$ -активное ядро

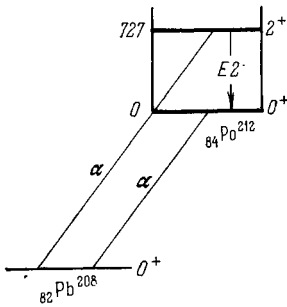
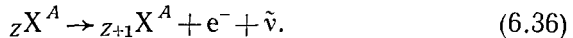


Рис. 6.12. Схема  $\alpha$ -распада ядра  ${}_{84}\text{Po}^{212}$  из основного и возбужденного состояний.

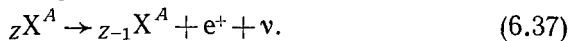
находится в одном из низших возбужденных состояний, то оно, как правило, сначала переходит в основное состояние путем одного или нескольких последовательных  $\gamma$ -распадов и только после этого испытывает  $\alpha$ -распад. Лишь для очень короткоживущих  $\alpha$ -активных ядер  $\alpha$ -распад иногда может с заметной интенсивностью идти из возбужденных состояний. Примерами являются изотопы полония  ${}_{84}\text{Po}^{212}$ ,  ${}_{84}\text{Po}^{214}$ , периоды полураспада которых (из основных состояний) равны соответственно  $3 \cdot 10^{-7}$  и  $2 \cdot 10^{-4}$  с (рис. 6.12).

#### § 4. Бета-распад

1. Явление  $\beta$ -распада состоит в том, что ядро самопроизвольно испускает электрон  $e^-$  и легчайшую электрически нейтральную частицу антинейтрино  $\bar{\nu}$ , переходя при этом в ядро с тем же массовым числом  $A$ , но с атомным номером  $Z$ , на единицу большим:

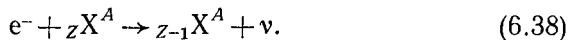


Тем самым при  $\beta$ -распаде один из нейтронов ядра превращается в протон. Другим типом  $\beta$ -распада является процесс, в котором ядро испускает позитрон  $e^+$  и другую легчайшую электрически нейтральную частицу — нейтрино  $\nu$ . При этом один из протонов ядра превращается в нейтрон:

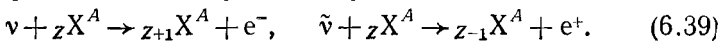


Распад (6.36) называют еще *электронным* или  $\beta^-$ -распадом, а распад (6.37) — *позитронным* или  $\beta^+$ -распадом.

В круг  $\beta$ -распадных явлений входит также электронный захват (часто называемый также  $K$ -захватом), при котором ядро поглощает один из электронов атомной оболочки (обычно из  $K$ -оболочки, чем и объясняется происхождение второго термина), испуская нейтрино. При этом, как и в позитронном распаде, один из протонов превращается в нейтрон:

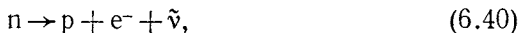


Наконец, родственными  $\beta$ -распаду являются процессы взаимодействия нейтрино и антинейтрино с ядрами:



Главной особенностью  $\beta$ -распада является то, что он обусловлен не ядерными и не электромагнитными силами, а третьим из четырех типов фундаментальных взаимодействий в природе — слабыми взаимодействиями (см. § 1, а также гл. VII, § 8). За счет того, что интенсивность слабых взаимодействий на 24 порядка меньше ядерных, периоды полураспадов  $\beta$ -активных ядер в среднем имеют порядок минут и часов.

Бета-распад — процесс не внутриядерный, а внутринуклонный. В ядре распадается одиночный нуклон. Это видно уже из того, что  $\beta$ -активным является свободный нейтрон, распадающийся на протон, электрон и антинейтрино,



с периодом полураспада 11,7 мин. При позитронном распаде в ядре распадается одиночный протон:



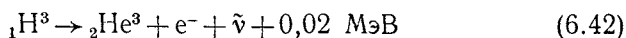
С другой стороны, для того чтобы выполнялись законы сохранения энергии и момента, ядро при  $\beta$ -распаде должно перестраиваться. Поэтому период, а также другие характеристики  $\beta$ -распада в сильнейшей степени зависят от того, насколько сложна эта перестройка. В результате периоды  $\beta$ -распада варьируются в столь же широких пределах, как и периоды  $\alpha$ -распада.

Таким образом, если  $\alpha$ -распад представляет собой чисто ядерное явление, то  $\beta$ -активные процессы — явление гораздо более сложное, связанное как с теорией слабых взаимодействий (а через нее, например, с теорией распадов так называемых странных элементарных частиц), так и со структурой ядра.

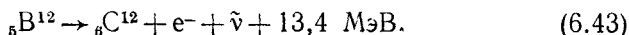
Нетривиален вопрос о том, существуют ли электроны, нейтрино и другие вылетающие при  $\beta$ -распаде частицы в ядре заранее или рождаются в процессе распада. Согласно современным теоретическим воззрениям эти частицы рождаются во время распада. Здесь проявляется весьма общее свойство взаимопревращаемости элементарных частиц.

Если  $\alpha$ -распад наблюдается только у самых тяжелых и некоторых редкоземельных ядер, то  $\beta$ -активные ядра гораздо более многочисленны и имеются во всей области значений массового числа  $A$ , начиная от единицы (свободный нейтрон) и кончая массовыми числами самых тяжелых ядер.

Выделяющиеся при единичном акте  $\beta$ -распада энергии варьируются от 0,02 МэВ для распада трития



до 13,4 МэВ для распада тяжелого изотопа бора  ${}_5\text{B}^{12}$



Для  $\beta^+$ -распада, как правило, несуществен кулоновский барьер, несмотря на то, что вылетающие позитроны положительно заряжены, а их энергии часто меньше энергий распадных  $\alpha$ -частиц. Это связано с тем, что у позитрона очень мала масса и, следовательно, велик импульс. Поэтому позитрон не может долго находиться в ядре без нарушения соотношения неопределенностей.

2. Рассмотрим теперь баланс энергии при  $\beta$ -распаде. Сейчас считается, что масса покоя нейтрино и антинейтрино равна нулю (подробнее см. ниже п. 4). Поэтому  $\beta$ -распад согласно (6.1) разрешен энергетически, если

$${}_Z M^A > {}_{Z+1} M^A + m, \quad (6.44)$$

где  $m$  — масса электрона, а  ${}_Z M^A$ ,  ${}_{Z+1} M^A$  — массы исходного и конечного ядер, лишенных своих электронных оболочек. В масс-спектроскопических измерениях, однако, определяются не массы ядер, а массы атомов. Именно массы атомов приводятся в справочных таблицах. Массы  $M_i$ ,  $M_f$  соответственно исходного и конечного атомов связаны с массами их ядер соотношениями

$$M_i = {}_Z M^A + Zm, \quad M_f = {}_{Z+1} M^A + (Z+1)m. \quad (6.45)$$

Заметим, что в (6.45) мы пренебрегли разностью энергий связи электронов в атомах. Эта энергия находится на границе точности самых прецизионных измерений. Подставив (6.45) в (6.44), мы получим, что условие неустойчивости ядра по отношению к  $\beta^-$ -распаду принимает форму

$$M_i > M_f \quad (\beta^- \text{-распад}). \quad (6.46)$$

Для позитронного распада соотношения, аналогичные (6.44), (6.45), имеют вид

$${}_Z M^A > {}_{Z-1} M^A + m, \quad M_i = {}_Z M^A + Zm, \quad M_f = {}_{Z-1} M^A + (Z-1)m,$$

так что условие неустойчивости имеет уже несколько другую форму, а именно

$$M_i > M_f + 2m \quad (\beta^+ \text{-распад}). \quad (6.47)$$

Наконец, для электронного захвата формулы (6.44), (6.46) заменяются на

$${}_Z M^A + m > {}_{Z-1} M^A, \quad M_i = {}_Z M^A + Zm, \quad M_f = {}_{Z-1} M^A + m(Z-1),$$

из которых получается следующее условие неустойчивости:

$$M_i > M_f \quad (\text{электронный захват}). \quad (6.48)$$

При  $\beta^+$ -распаде и электронном захвате ядро претерпевает один и тот же процесс превращения протона в нейтрон. Поэтому оба эти процесса могут идти для одного и того же ядра и часто конкурируют друг с другом. Из сравнения условий (6.47), (6.48) видно, что

с энергетической точки зрения электронный захват более выгоден. В частности, если начальное и конечное ядра удовлетворяют неравенствам

$$M_f + 2m > M_i > M_f, \quad (6.49)$$

то электронный захват разрешен, а  $\beta^+$ -распад запрещен. Такая ситуация имеет место при превращении изотопа бериллия  ${}_4\text{Be}^7$  в изотоп лития  ${}_3\text{Li}^7$ . Ядро  ${}_4\text{Be}^7$  претерпевает электронный захват



но неспособно к позитронному распаду, так как различие масс атомов в энергетической шкале составляет 0,864 МэВ, т. е. меньше, чем  $2mc^2 = 1,02$  МэВ.

3. Бета-распадные процессы идут всегда, когда они разрешены энергетически.

Посмотрим теперь, каковы области значений  $A$  и  $Z$  ядер, обладающих теми или иными типами  $\beta$ -активности. Будем основываться на соотношениях энергетического баланса и полуэмпирической формуле (2.8) для энергий связи ядер. Как уже отмечалось в гл. II, § 3, для изучения  $\beta$ -распадных процессов надо пользоваться не энергией связи, а дефектом массы (2.7), поскольку в энергии связи не учитывается энергия, выделяющаяся при превращении нейтрона в более легкую частицу — протон и поглощающаяся при обратном процессе. Согласно (2.5), (2.7) дефект массы связан с энергией связи  $E_{\text{св}}$  соотношением

$$-\Delta = E_{\text{св}} + \frac{1}{c^2} \left\{ -ZM_p - (A - Z)M_n + \frac{A}{12} M_{6,12} \right\}. \quad (6.51)$$

Подставив теперь для энергии связи ее значение из полуэмпирической формулы Вейцекера (2.8), мы получим соответствующую полуэмпирическую формулу для дефекта массы в виде

$$-\Delta = a_1 A - a_2 A^{2/3} - a_3 \frac{Z^2}{A^{1/3}} - a_4 \frac{(A - 2Z)^2}{A} - \delta E_{\text{св}} + \\ + Zc^2 (M_n - M_p) + \frac{c^2 A}{12} M_{6,12}. \quad (6.52)$$

Употребляемые в формулах (6.51), (6.52) обозначения приведены в гл. II, § 3. Там же объяснен физический смысл слагаемых в (6.52), содержащих коэффициенты  $a_1, \dots, a_4$ . Массовое число  $A$  при  $\beta$ -распадных процессах не меняется. Поэтому первые два слагаемых в (6.52) (объемная и поверхностная энергия) не влияют на  $\beta$ -распад. По тем же причинам не является существенным и последнее слагаемое в (6.52). Наиболее важны для  $\beta$ -распада третье и четвертое слагаемые. Четвертое слагаемое стремится приравнять друг к другу числа протонов и нейтронов. С точки зрения третьего слагаемого ядру выгодно иметь по возможности меньший процент протонов.

Равновесное число  $Z_{\text{равн}}$  протонов в ядре (при фиксированном  $A$ ) определяется минимумом по  $Z$  суммы третьего и четвертого слагаемых. Легко убедиться, что этот минимум достигается при значении

$$Z_{\text{равн}} = \frac{2a_3 A}{a_3 A^{2/3} + 4a_4}. \quad (6.53)$$

Если подставить в (6.53) приведенные в гл. II, § 3 численные значения  $a_3$ ,  $a_4$ , то эта формула примет вид

$$Z_{\text{равн}} = \frac{A}{0.015A^{2/3} + 2}. \quad (6.54)$$

При  $Z < Z_{\text{равн}}$  ядро нестабильно по отношению к электронному распаду, а при  $Z > Z_{\text{равн}}$  — к позитронному распаду и электронному захвату. Поэтому  $\beta$ -стабильные ядра при всех  $A$  должны группироваться вокруг значений  $Z_{\text{равн}}$  с возможным небольшим разбросом в обе стороны за счет индивидуальных особенностей ядер (напомним, что полуэмпирическая формула справедлива лишь в среднем) и за счет пятого слагаемого, о котором речь будет идти ниже.

Из (6.54) видно, что при малых  $A$

$$Z_{\text{равн}} \approx A/2 \quad (\text{малые } A), \quad (6.55)$$

т. е. легкие стабильные ядра должны иметь примерно одинаковое количество протонов и нейтронов. И действительно, устойчивыми являются, например, ядра  ${}_1\text{H}^2$ ,  ${}_2\text{He}^4$ ,  ${}_3\text{Li}^7$ ,  ${}_6\text{C}^{12}$ ,  ${}_8\text{O}^{16}$ ,  ${}_7\text{N}^{14}$ , ...,  ${}_{20}\text{Ca}^{40}$ . Это происходит вследствие того, что роль кулоновской энергии у легких ядер мала и  $Z_{\text{равн}}$  в основном определяется третьим слагаемым в (6.52). С увеличением  $Z$  относительная роль кулоновской энергии возрастает. Уже наряду с ядром  ${}_{20}\text{Ca}^{40}$  устойчиво и ядро  ${}_{20}\text{Ca}^{48}$ , а в устойчивом изотопе свинца  ${}_{82}\text{Pb}^{208}$  нейтронов уже в полтора раза больше, чем протонов. Здесь уместно отметить, что поскольку процент нейтронов в  $\beta$ -стабильных ядрах увеличивается с ростом  $A$ , то при реакциях деления ядер, например в ядерных реакторах (см. гл. XI, § 3), образуются  $\beta$ -активные изотопы, а при термоядерных реакциях слияния (см. гл. XI, § 4) получаются  $\beta^+$ -активные изотопы. Так как при  $\beta^-$ -распаде вылетает антинейтрино, а при  $\beta^+$ -распаде — нейтрино, то из реактора идет мощный поток антинейтрино, а от Солнца и звезд должен идти поток нейтрино.

Рассмотрим теперь вопрос о том, какую роль для  $\beta$ -распада играет пятое слагаемое (энергия спаривания) в полуэмпирической формуле (6.52). Если  $A$  нечетно, то пятое слагаемое не меняется при  $\beta$ -распаде и тем самым воздействия на этот процесс не оказывает. При четном же  $A$  за счет пятого слагаемого при прочих равных условиях энергетически более выгодны четно-четные ядра (четные  $Z$  и  $N$ ). Поэтому, если в ядре соотношение протонов и нейтронов соответствует условию стабильности (6.53), но  $A$  — четно, а  $Z$  — нечетно, то ядру будет энергетически выгодно путем того или иного  $\beta$ -распадного процесса перейти в ядро с четным  $Z$ . Именно

вследствие этого почти все нечетно-нечетные ядра (за исключением  ${}^1_1\text{H}^2$ ,  ${}^3_3\text{Li}^6$ ,  ${}^5_5\text{B}^{10}$ ,  ${}^7_7\text{N}^{14}$ ) нестабильны по отношению к  $\beta$ -распаду. Рассмотрим, например, изотоп брома  ${}^{80}_{35}\text{Br}$ , имеющий 35 протонов и 45 нейтронов. Из (6.54) следует, что стабильное число протонов при  $A = 80$  как раз равно 35. Но ядро  ${}^{80}_{35}\text{Br}$  — нечетно-нечетное. Поэтому здесь возникает эффект, объяснимый только влиянием энергии спаривания: ядро  ${}^{80}_{35}\text{Br}$  стремится стать четно-четным всеми возможными способами. На нем идут и  $\beta^-$ -распад, и  $\beta^+$ -распад, и электронный  $K$ -захват (рис. 6.13). За счет спаривания для большинства значений  $A$  в области от  $A = 36$  до  $A = 200$  имеется по два, а иногда даже по три стабильных ядра с различными обязательно четными  $Z$ . Например, стабильными являются ядра  ${}^{96}_{40}\text{Zr}$ ,  ${}^{96}_{42}\text{Mo}$ ,  ${}^{96}_{44}\text{Ru}$ . Напротив, при каждом нечетном  $A$  имеется не более одного стабильного ядра. Число стабильных изотопов одного и того же элемента, т. е. число стабильных ядер с одинаковыми  $Z$  и разными  $A$ , каким-либо специальным ограничением не подвержено, так как при радиоактивном распаде эти ядра не могут превращаться друг в друга.

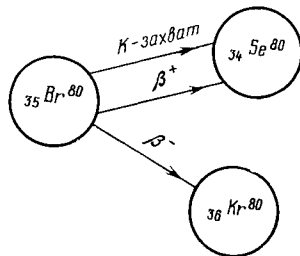


Рис. 6.13. Типы распада ядра брома  ${}^{80}_{35}\text{Br}$ .

Например, как мы уже упоминали, олово ( $Z = 50$ ) имеет десять стабильных изотопов (см. гл. II, § 2).

Наконец, остановимся на роли для  $\beta$ -распада шестого слагаемого  $Zc^2 (M_n - M_p)$  в полуэмпирической формуле (6.52). Именно этим слагаемым дефект массы отличается от энергии связи. Это слагаемое несколько увеличивает равновесное число протонов в ядре. При изменении  $Z$  на единицу это слагаемое меняется всего лишь на 1,3 МэВ при любых  $A$ , так что его роль невелика. И действительно, оно существенно только для самых легких ядер, в частности, для объяснения  $\beta$ -активности свободного нейтрона и стабильности изотопа гелия  ${}^3_2\text{He}$ .

4. При  $\beta$ -распаде (в отличие от  $\alpha$ -распада) из ядра вылетают не одна, а две частицы. Поэтому энергетические соотношения для  $\beta$ -распада характеризуются не только общей энергией, выделяющейся при распаде, но и распределением этой энергии между вылетающими частицами (энергия отдачи ядра сравнительно мала и ею обычно можно пренебрегать). В силу статистического характера явления радиоактивности при одиночном акте, скажем,  $\beta^-$ -распада соотношение энергий электрона и антинейтрино может быть любым, т. е. кинетическая энергия электрона  $E$  может иметь любое значение от нуля до максимально возможной энергии  $E_m$  (полная энергия, выделяющаяся при распаде). Для очень большого числа распадов одинаковых ядер в результате статистического усреднения

получится уже не случайное, а вполне определенное распределение  $N(E)$  вылетающих электронов по энергиям. Это распределение называется *спектром* электронов  $\beta$ -распада или, короче,  $\beta$ -спектром. На рис. 6.14 приведен спектр электронов для  $\beta$ -распада нейтрона. Спектры такой формы довольно типичны.

Нередко встречаются и  $\beta$ -спектры более сложной формы. Примером может служить изображенный на рис. 6.15  $\beta$ -спектр ядра  ${}_{25}\text{Mn}^{56}$ . Общими свойствами всех  $\beta$ -спектров являются, во-первых, их плавность (в частности, отсутствие острых пиков) и, во-вторых,

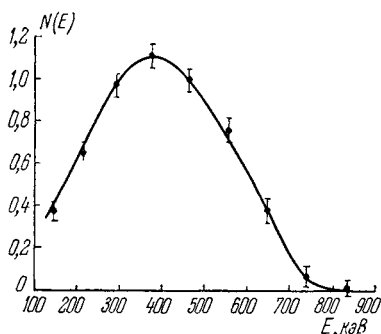


Рис. 6.14.  $\beta$ -спектр нейтрона.

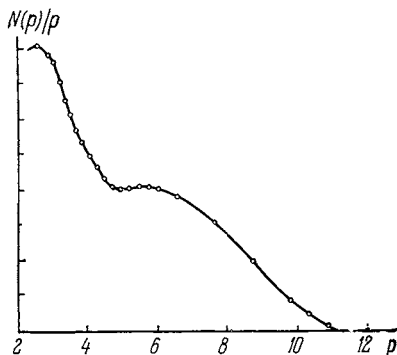


Рис. 6.15.  $\beta$ -спектр ядра марганца  ${}_{25}\text{Mn}^{56}$ .  
 $p$  — импульс электрона.

наличие максимальной энергии  $E_m$ , на которой спектр обрывается. Оба эти свойства являются прямым следствием вылета антинейтрино (или нейтрино) при распаде.

Исторически именно на основании этих свойств  $\beta$ -спектров Паули в 1930 г. (т. е. еще до открытия нейтрона!) предсказал существование нейтрино — на четверть столетия раньше его непосредственного экспериментального наблюдения.

Посмотрим теперь, какие можно сделать теоретические заключения о форме  $\beta$ -спектра. Вероятность  $dw$  того, что при распаде электрон вылетит с импульсом в интервале  $dp$ , а антинейтрино с импульсом в интервале  $dk$ , очевидно, пропорциональна произведению этих дифференциалов. Но мы должны еще учесть закон сохранения энергии, согласно которому импульсы  $p$ ,  $k$  электрона и антинейтрино связаны соотношением

$$E_m - E - ck = 0, \quad (6.56)$$

где кинетическая энергия электрона  $E$  связана с его импульсом обычным релятивистским соотношением

$$E = c\sqrt{p^2 + m^2c^2} - mc^2,$$

а через  $ck$  обозначена энергия антинейтрино с импульсом  $k$ . (Такая связь энергии антинейтрино с его импульсом получится, если массу

покоя этой частицы считать равной нулю.) Условие (6.56) можно учесть введением в выражение для  $d\omega$   $\delta$ -функции \*)

$$\delta(E_m - E - ck),$$

по определению не равной нулю только при соблюдении (6.56).

Таким образом, вероятность  $d\omega$  может быть записана в виде

$$d\omega = D\delta(E_m - E - ck) dp dk = \\ = D\delta(E_m - E - ck) p^2 dp k^2 dk d\Omega_e d\Omega_{\bar{\nu}}, \quad (6.58)$$

где  $D$  — некоторый коэффициент пропорциональности,  $d\Omega_e$ ,  $d\Omega_{\bar{\nu}}$  — элементы телесных углов направлений вылета электрона и антинейтрино. Вероятность  $d\omega$  непосредственно связана с  $\beta$ -спектром, поскольку для очень большого числа  $N_0$  распадов число  $dN$  распадов с вылетом электрона и антинейтрино с импульсом соответственно от  $p$  до  $p + dp$  и от  $k$  до  $k + dk$  определяется соотношением

$$dN = N_0 d\omega. \quad (6.59)$$

Коэффициент  $D$  в (6.59), кроме мировых постоянных и константы, характеризующей интенсивность слабых взаимодействий, может еще зависеть от энергий  $E$ ,  $E_m$ , от взаимных ориентаций спинов и от угла между импульсами электрона и антинейтрино. Происхождение этих зависимостей может быть двояким. Во-первых, коэффициент  $D$  может зависеть от энергии за счет свойств слабых взаимодействий. Такая зависимость будет проявляться во всех без исключения распадах, в том числе в распаде свободного нейтрона. Во-вторых, зависимость  $D$  от  $E$  может возникнуть за счет особенностей структуры ядра. В этом случае  $D$  будет константой для распада свободного нейтрона и для тех распадов, при которых не меняется конфигурация нуклонов в ядре. В остальных случаях форма спектра будет различной для ядер разных типов.

Рассмотрим сначала, какую форму будет иметь спектр при  $D = \text{const}$ . В этом случае величину  $d\omega$  из (6.59) можно проинтегрировать по всем углам и по абсолютному значению импульса нейтрино. Интегрирование по каждому телесному углу дает множитель  $4\pi$ , а интегрирование по  $dk$  проводится с использованием основного свойства  $\delta$ -функции (6.57). Поэтому при интегрировании по  $k$   $\delta$ -функция исчезнет, а  $ck$  всюду заменится на  $(E_m - E)$ . После умножения на полное число распадов  $N_0$  проинтегрированное выра-

\*) Если бы  $E_m$ ,  $E$ ,  $ck$  принимали дискретный ряд значений, то соотношение (6.56) можно было учесть, введя в формулы символ Кронекера  $\delta_{E_m, E+ck}$ . Обобщением символа Кронекера на случай непрерывных переменных является введенная Дираком  $\delta$ -функция. Основные свойства этой функции таковы:

$$\delta(x) = 0 \quad \text{при } x \neq 0, \quad \int_{-\infty}^{+\infty} f(x) \delta(x) dx = f(0), \quad (6.57)$$



жение приобретает смысл числа электронов  $dN$ , вылетающих из ядра с импульсом, абсолютная величина которого лежит между  $p$  и  $p + dp$ :

$$dN = \frac{16\pi^2 N_0}{c^3} D p^2 (E_m - E)^2 dp. \quad (6.60)$$

Чтобы получить распределение электронов не по импульсам, а по энергиям, надо в (6.60) перейти от  $dp$  к  $dE$

$$dE = \frac{c^2 p}{E + mc^2} dp, \quad (6.61)$$

после чего выражающая форму  $\beta$ -спектра величина  $N(E) = dN/dE$  приобретает вид

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dE} &= N_0 B c p (E + mc^2) (E_m - E)^2 = \\ &= N_0 B \sqrt{E(E + 2mc^2)} (E + mc^2) (E_m - E)^2, \end{aligned} \quad (6.62)$$

где  $B = \frac{16\pi^2}{c^4} D$ . В предельных случаях очень малых и очень больших энергий электрона формула (6.62) несколько упрощается.

Именно, в нерелятивистском приближении

$$\begin{aligned} N(E) &\approx \sqrt{E} (E_m - E)^2, \\ E &\ll mc^2, \end{aligned} \quad (6.63)$$

а в ультрарелятивистском случае

$$\begin{aligned} N(E) &\approx E^2 (E_m - E)^2, \\ E &\gg mc^2. \end{aligned} \quad (6.64)$$

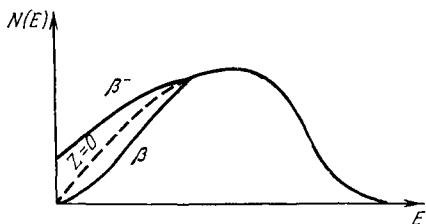


Рис. 6.16. Обогащение и обеднение низкоэнергетической части соответственно  $\beta^-$ - и  $\beta^+$ -спектров вследствие взаимодействия вылетающей  $\beta$ -частицы с кулоновским полем ядра.

Кривая с  $Z = 0$  соответствует гипотетическому случаю незаряженного ядра.

ядром и вылетающей из него заряженной частицей. При электронном распаде кулоновское взаимодействие является притягивающим, т. е. стремящимся уменьшить энергию вылетающего электрона. При позитронном распаде, напротив, кулоновское взаимодействие — отталкивающее, так что оно ускоряет вылетающий позитрон. В результате кулоновского взаимодействия  $\beta^-$ -спектры обогащаются, а  $\beta^+$ -спектры обедняются низкоэнергетическими частицами, как это изображено на рис. 6.16. Если учесть кулоновские эффекты, то

$$N(E) = N_0 B c p (E + mc^2) (E_m - E)^2 F(Z, E), \quad (6.65)$$

где функция  $F(Z, E)$  точно вычисляется и протабулирована. Спектры

типа (6.62), (6.65) наблюдаются у целого ряда ядер, причем как раз в тех случаях, когда конфигурация нуклонов в ядре не меняется при распаде. В частности, такую форму имеет уже упоминавшийся нами спектр нейтрона (см. рис. 6.14). Спектры формы (6.65) называются *разрешенными*. Из существования разрешенных спектров следует, что слабое взаимодействие имеет сравнительно простую математическую форму, поскольку за счет этого взаимодействия у коэффициента  $D$  в (6.58) не появляется зависимости от углов и энергий. Если спектр не имеет формы разрешенного, то он называется *запрещенным*. Отклонение спектра от разрешенного свидетельствует о влиянии структуры ядра на  $\beta$ -распад.

При выводе формулы (6.65) для формы разрешенного  $\beta$ -спектра мы заранее предполагали, что масса покоя нейтрино  $m_\nu$  (и его двойника — антинейтрино) равна нулю. Если бы нейтрино имело хотя и малую, но конечную массу покоя, то форма разрешенного  $\beta$ -спектра существенно изменилась бы в окрестности  $E_m$ . При нулевой массе покоя кривая формы спектра (см., например, рис. 6.14) касается оси абсцисс (как парабола). При ненулевой массе эта кривая подходила бы к оси абсцисс под некоторым конечным углом. Кроме того, максимальная энергия  $E_m$  оказалась бы смещенной влево на энергию, соответствующую массе покоя нейтрино. Разумеется, чем меньше масса нейтрино, тем слабее проявляются эти особенности. Специальные тщательные измерения формы спектра вблизи  $E_m$  для уже упоминавшегося нами распада трития (см. п. 1) показали, что в пределах ошибок эксперимента  $m_\nu = 0$ . Во всяком случае  $m_\nu$  не может превышать 0,07% массы электрона. Ниже в п. 10 мы увидим, что существуют серьезные теоретические основания считать массу покоя нейтрино точно равной нулю.

5. Рассмотрим теперь зависимость периода полураспада  $T_{1/2}$  от энергии  $E_m$ , выделяющейся при  $\beta$ -распаде. Обратная пропорциональная периоду полураспада вероятность  $\lambda$  распада в единицу времени получается интегрированием  $\beta$ -спектра (6.62) по энергии и делением на общее число  $N_0$  ядер в исследуемом образце:

$$\begin{aligned} \lambda &= \frac{\ln 2}{T_{1/2}} = \frac{1}{N_0} \int dN = \frac{1}{N_0} \int N(E) dE = \\ &= B \int_0^{E_m} \sqrt{E(E+2mc^2)} (E+mc^2) (E_m-E)^2 dE = Bf(E_m), \end{aligned} \quad (6.66)$$

где  $f(E_m)$  — довольно сложная, но вполне определенная и поддающаяся точному вычислению функция  $E_m$ . При учете кулоновского взаимодействия эта функция зависит еще и от значения  $Z$  исходного ядра:

$$f = f(E_m, Z).$$

Величина  $B$  в (6.66) может изменяться от ядра к ядру только за

счет влияния структуры ядра на распад. Поскольку согласно (6.66)

$$B = \frac{\ln 2}{fT_{1/2}},$$

то очевидно, что величина  $fT_{1/2}$  характеризует степень этого влияния. Поскольку  $fT_{1/2}$  меняется в пределах многих порядков, то обычно пользуются ее логарифмом  $\lg(fT_{1/2})$ . В ультрарелятивистском случае ( $E_m \gg mc^2 = 0,5 \text{ МэВ}$ ) и в пренебрежении кулоновскими эффектами величина  $f(E_m)$  может быть вычислена:

$$f(E_m) = \int_0^{E_m} E^2 (E_m - E)^2 dE = E_m^5 \int_0^1 x^2 (1 - x^2) dx = \frac{2}{15} E_m^5. \quad (6.67)$$

В этом случае, следовательно, период полураспада оказывается обратно пропорциональным пятой степени энергии, так что время жизни  $\beta$ -активных ядер зависит от выделяющейся энергии хотя и очень сильно, но все же не столь исключительно сильно, как в  $\alpha$ -распаде.

6. Как показывают наблюдения,  $\beta$ -распад часто происходит не только на основной, но и на возбужденные уровни конечного ядра. При этом, в отличие от  $\alpha$ -распада, энергия этих возбужденных уровней не обязательно мала, а может быть сравнимой с полной энергией  $E_m$ , выделяющейся

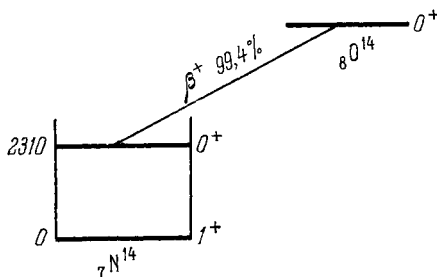


Рис. 6.17. Схема  $\beta^+$ -распада ядра изотопа кислорода  ${}_8\text{O}^{14}$

при распаде с переходом на основной уровень. Нередки случаи, когда распады на возбужденные уровни идут даже с большей интенсивностью, чем на основной. Для примера приведем схему  $\beta^+$ -распада изотопа  ${}_8\text{O}^{14}$  (рис. 6.17). Из схемы видно, что  $\beta^+$ -распад идет в основном на возбужденный уровень ядра  ${}_7\text{N}^{14}$ . Этот пример показывает, что влияние структуры ядра на процесс  $\beta$ -распада может быть определяющим, т. е. более сильным, чем влияние зависимости вероятности распада от энергии  $E_m$ .

7. Рассмотрим влияние структуры ядра на  $\beta$ -распад подробнее. В п. 5 мы установили, что одной из основных величин, характеризующих это влияние, является произведение  $fT_{1/2}$ . В табл. 6.2 приведены значения логарифма  $fT_{1/2}$  для различных распадов. Из этой таблицы видно, что  $\beta$ -распады можно разделить на несколько групп так, что внутри каждой группы значения  $\lg(fT_{1/2})$  близки друг к другу. Эти группы распадов (или, что то же самое, переходов) имеют специальные названия, приведенные в табл. 6.2.

Разделение переходов на разрешенные и запрещенные производится по орбитальному моменту  $l$  количества движения, уносимому

Таблица 6.2. Классификация  $\beta$ -переходов по значениям  $\lg(fT_{1/2})$ 

Группа переходов	Разрешенные		Запрещенные		
	сверхразрешенные	нормально разрешенные	запрещенные 1-го порядка	запрещенные 2-го порядка	запрещенные 3-го порядка
Среднее значение $\lg(fT_{1/2})$ в группе	3,5	5	9	15	18

парой электрон—антинейтрино. Переход называется разрешенным при  $l = 0$ , однократно запрещенным при  $l = 1$  и т. д. Сильное увеличение  $fT_{1/2}$  с ростом степени запрета перехода можно понять на основе тех же аргументов, которыми объяснялось доминирование  $S$ -волны в ядерных реакциях при малых энергиях (см. гл. IV, § 2, п. 4). Повторим эти аргументы применительно к рассматриваемой классификации.

Как мы знаем (гл. I, § 3), орбитальный момент количества движения может быть либо нулем, либо кратным постоянной Планка. Отсюда следует, что с точки зрения классической механики испускание пар  $e - \bar{\nu}_e$  с  $l > 0$  и с суммарными импульсами  $p < \hbar/R$ , где  $R$  — радиус ядра, является невозможным. Квантовая механика допускает испускание таких пар, но с сильно подавленной вероятностью процесса. Именно, при прочих равных условиях отношение вероятностей  $\omega_l$ ,  $\omega_0$  вылета пар с орбитальными моментами  $l$  и нуль равно

$$\omega_l/\omega_0 \approx (R/\lambda)^{2l}. \quad (6.68)$$

Для типичного  $\beta$ -распада  $R/\lambda \sim 1/100$ , что объясняет наблюдаемое увеличение  $fT_{1/2}$  на несколько порядков при возрастании на единицу степени запрета.

Будет ли  $\beta$ -распад разрешенным или запрещенным, определяется моментами и четностями материнского и дочернего ядер. Чтобы установить связь типа  $\beta$ -распада с моментами и четностями ядер, выясним, чему равняются полный момент и четность, уносимые парой  $e - \bar{\nu}_e$ . Полный момент пары складывается из ее орбитального и спинового моментов. Последний в свою очередь равняется сумме орбитального момента относительного движения  $e - \bar{\nu}_e$  и их спинового момента  $S = 0$  или 1. Мы уже указывали в п. 1, что  $\beta$ -распад — процесс внутринуклонный, т. е. электрон и антинейтрино вылетают практически из точки. В этих условиях их относительный орбитальный момент всегда должен равняться нулю \*).

\*) Более точно, вероятность отличного от нуля орбитального момента  $l$  относительного движения пропорциональна  $(R_0/\lambda)^{2l}$ , где  $R_0$  — радиус нуклона. Эффектами такого порядка величины мы пренебрегаем.

Поэтому полный момент пары  $e - \tilde{\nu}_e$  в разрешенных переходах равняется 0 или 1, в однократно запрещенных — 0, 1, 2, в двукратно запрещенных — 1, 2, 3 и т. д.

Уносимая парой  $e - \tilde{\nu}_e$  четность определяется, как и для всякой микросистемы, ее орбитальным моментом, т. е. равняется  $(-1)^l$ . Поэтому  $\beta$ -переход будет разрешенным, если моменты  $J_i, J_f$  и четности материнского и дочернего ядер связаны соотношением

$$J_f - J_i = \Delta J = 0, \pm 1, \text{ нет}, \quad (6.69)$$

где слово «нет» означает, что четность ядра в  $\beta$ -переходе не меняется. Аналогичным образом для однократно запрещенного перехода

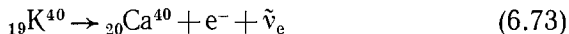
$$\Delta J = 0, \pm 1, \pm 2, \text{ да} \quad (6.70)$$

и т. д.

Приведем несколько примеров. Распады



являются разрешенными, поскольку в обоих случаях четности материнских и дочерних ядер одинаковы (и положительны); спины же ядер  ${}_8\text{O}^{14}$  и  ${}_7\text{N}^{14}$  равны нулю, а ядер  ${}_2\text{He}^6$  и  ${}_3\text{Li}^6$  — соответственно 0 и 1. Переход



является переходом 3-го порядка запрета, поскольку спин ядра  ${}_{19}\text{K}^{40}$  равняется 4, спин ядра  ${}_{20}\text{Ca}^{40}$  — нуль, а четности ядер противоположны. И действительно, для этого перехода  $\lg(ft_{1/2}) = 18$ , а период  $T_{1/2} \approx 10^9$  лет, т. е. сравним с временем жизни Солнечной системы. Поэтому изотоп  ${}_{19}\text{K}^{40}$  до сих пор имеется в природной смеси изотопов калия.

Разрешенные переходы подразделяют на *фермиевские* и *гамов-теллеровские*. Фермиевскими и гамов-теллеровскими называются переходы, в которых суммарный спин пары  $e - \tilde{\nu}_e$  равняется соответственно нулю и единице. Поэтому правила отбора для фермиевских переходов имеют вид

$$\Delta J = 0, \text{ нет}, \quad (6.74)$$

а для гамов-теллеровских

$$\Delta J = 0, +1, \text{ нет (кроме } 0-0\text{-переходов)}. \quad (6.75)$$

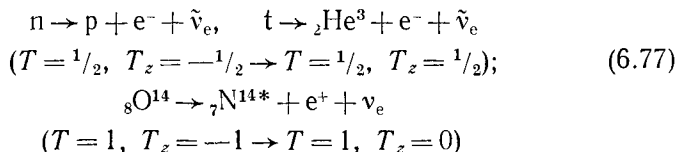
Например,  $\beta$ -распад (6.71) является чисто фермиевским, а  $\beta$ -распад (6.72) — чисто гамов-теллеровским. Напротив,  $\beta$ -распад



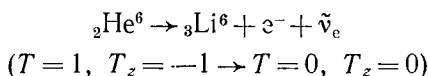
является смешанным: он происходит как посредством фермиевских переходов, так и гамов-теллеровских. В фермиевских переходах

изоспин ядра не меняется, т. е.  $\Delta T = 0$ , в гамов-теллеровских —  $\Delta T = 0, \pm 1$  (опять-таки кроме переходов  $0 \rightarrow 0$  по изоспину).

Разрешенные переходы подразделяются на сверхразрешенные и нормально разрешенные. Сверхразрешенными называются такие переходы, которые происходят без какого-либо изменения ядерной структуры. Они характеризуются наименьшими значениями  $\lg (fT_{1/2}) \approx 2,5\text{—}3,0$  и идут, как правило, между соседними компонентами одного и того же изомультиплета (см. гл. V, § 5). Например, сверхразрешенными являются  $\beta$ -распады:

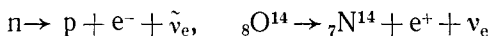


и т. д. Переход



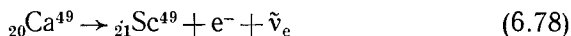
происходит между компонентами разных изомультиплетов, однако является сверхразрешенным, поскольку ядра  ${}_2\text{He}^6$  и  ${}_3\text{Li}^6$  очень близки по своей структуре. Из-за сильного возрастания энергии возбуждения аналоговых уровней (гл. V, § 6, п. 8) в средних и тяжелых ядрах сверхразрешенные  $\beta$ -переходы встречаются только у ядер с  $A \lesssim 40$ .

Неизменность ядерной структуры в сверхразрешенных переходах



позволяет точно, т. е. без привлечения каких-либо модельных соображений, рассчитать ядерную часть вероятности  $\beta$ -распада. Это сделало возможным численное определение фундаментальных констант (см. гл. VII, § 8), характеризующих интенсивность слабого взаимодействия.

Нормально разрешенными называются переходы, которые происходят уже с некоторой перестройкой ядра. Они характеризуются значением  $\lg (fT_{1/2}) \approx 5$ . С точки зрения оболочечной модели эта перестройка состоит либо в изменении изоспина всего ядра при неизменных квантовых числах нуклона, испытывающего  $\beta$ -распад, либо в переориентации спина нуклона относительно орбитального момента в процессе  $\beta$ -распада. Например, в нормально разрешенном переходе

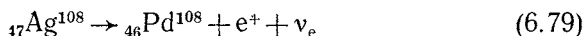


нейтрон в оболочечном состоянии  $2p_{3/2}$  превращается в протон, находящийся в том же одночастичном состоянии  $2p_{3/2}$ , но при

этом изоспин ядра изменяется:

$$T = \frac{9}{2} ({}_{20}\text{Ca}^{49}) \rightarrow T = \frac{7}{2} ({}_{21}\text{Sc}^{49}).$$

В нормально разрешенном  $\beta$ -распаде



протон, первоначально находящийся в состоянии  $1g_{3/2}$ , превращается в нейтрон в состоянии  $1g_{7/2}$ . Для изучения различных отклонений формы  $\beta$ -спектра от разрешенного удобно использовать

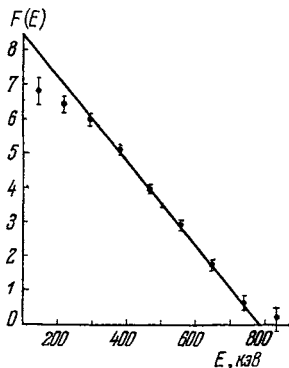


Рис 6.18. График Ферми для нейтрона  $F(E)$  — в произвольных единицах.

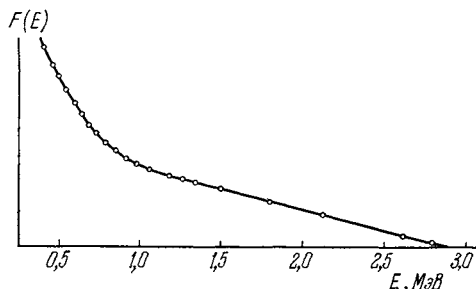


Рис. 6.19. График Ферми для ядра  ${}_{25}\text{Mn}^{56}$

так называемый *график Ферми*, на котором по оси абсцисс откладывается энергия  $\beta$ -распадного электрона (или позитрона), а по оси ординат — величина

$$F(E) = \sqrt{\frac{dN}{dE}} \frac{1}{\sqrt{c_p(E + mc^2) F(Z, E)}}. \quad (6.80)$$

Из (6.62) следует, что для разрешенного распада на один уровень график величины  $F(E)$  будет представлять собой прямую линию, упирающуюся в ось абсцисс при  $E = E_m$ . Таков, например, приведенный на рис. 6.18 график Ферми для распада свободного нейтрона. Отклонения от этого графика будут указывать на отклонения реального спектра от разрешенного. Для сложного распада, состоящего из нескольких разрешенных распадов на разные уровни (рис. 6.19), график Ферми будет иметь прямолинейный участок при больших энергиях электронов, где распад идет только в основное состояние. Для однократно запрещенного распада график Ферми плавно искривляется на всем его протяжении (рис. 6.20). По кривизне кривой можно установить степень запрещенности перехода. Таким образом, по графику Ферми можно разделить слож-

ный спектр на простые составляющие и определить порядок запрещенности каждой составляющей. Эти данные полезны для изучения структуры ядра, так как с их помощью можно устанавливать энергии и спины возбужденных уровней ядра, а также получать некоторую информацию о расположении нуклонов внутри ядра.

8. Остановимся теперь на некоторых вопросах, связанных с индивидуальными орбитальными моментами и спинами частиц, вылетающих из ядра при  $\beta$ -распаде.

Небольшое замечание будет касаться разделения полного момента частицы на орбитальную и спиновую части. Забегая вперед, скажем, что никаких трудностей здесь не возникает. Остановиться же на этом вопросе нас побудили две причины. Во-первых, в литературе, особенно старой, можно нередко встретить утверждение, что полный момент электрона нельзя разделить на спиновую и орбитальную части, поскольку каждая из этих частей якобы не сохраняется даже при свободном движении. Это утверждение, однако, неправильно и возникло из-за того, что точное определение спинового (внутреннего) и орбитального моментов в релятивистском случае было сформулировано лишь через много лет после того, как Дирак опубликовал (1928 г.) свое знаменитое уравнение, описывающее движение релятивистского квантового электрона. Из этого точного определения следует, что разделение полного момента частицы с ненулевой массой покоя на спиновую и орбитальную части возможно всегда как в нерелятивистском, так и в релятивистском случаях. Для покоящейся частицы (т. е. при  $\mathbf{p} = 0$ ) полный момент просто равен спиновому. Переход к частице, движущейся с импульсом  $\mathbf{p}$ , осуществляется посредством преобразования Лоренца, которое для спинового момента имеет довольно сложную, но вполне определенную форму. Релятивистская частица с нулевой массой не может покоиться. Поэтому для таких частиц разделение полного момента на орбитальный и спиновый в общем случае произвести не удается. Например, бессмысленно говорить об орбитальном моменте фотона. Поскольку массы нейтрино и антинейтрино равны нулю, то для них, казалось бы, эта проблема также должна возникнуть. Здесь, однако, существенно проявляется то обстоятельство, что спины нейтрино и антинейтрино равны  $1/2$ . Для спина такой малой величины, оказывается, понятия спинового и орбитального моментов могут быть введены и при нулевой массе. Поэтому учет релятивизма не влияет на все рассуждения предыдущего пункта.

Второе замечание относится к спину нейтрино.

Приведем аргументы, из которых следует, что спин нейтрино (антинейтрино) равен половине. То, что этот спин полужелый, а не целый, вытекает из закона сохранения момента. Рассмотрим, например, распад свободного нейтрона

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$$

$\frac{1}{2} \quad \frac{1}{2} \quad \frac{1}{2}$

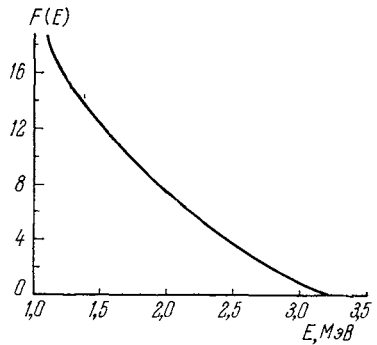


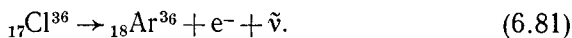
Рис. 6.20. График Ферми для запрещенного  $\beta$ -распада ядра  ${}_{83}\text{Bi}^{210}$  (RaE).  $F(E)$  — в произвольных единицах.



Под каждой частицей мы написали значение ее спина. Спин нейтрона равен  $1/2$ , так что проекция полного момента в начальном состоянии для распада покоящегося нейтрона равна  $\pm 1/2$ , т. е. является полуцелой. Проекция полного момента в конечном состоянии равна алгебраической сумме проекций орбитальных и спиновых моментов всех частиц. Но проекции всех орбитальных моментов — целые, поэтому проекция полного момента может быть полуцелой только при полуцелом спине антинейтрино.

Значительно труднее определить точную величину спина нейтрино. Долгие годы значение  $1/2$  для спина нейтрино выбиралось в основном из соображений простоты и, скажем, значение  $3/2$  в принципе не было исключенным. И только после многолетних исследований было окончательно выяснено, что вся совокупность данных о различных  $\beta$ -распадах может быть согласована только при равном  $1/2$  спине нейтрино и антинейтрино.

Одним из простейших аргументов в пользу значения  $1/2$  для спина нейтрино являются правила отбора для разрешенных переходов. Если бы спин нейтрино и антинейтрино был больше  $1/2$  и равнялся бы, например,  $3/2$ , то сумма спинов электрона и антинейтрино могла бы равняться только 1 и 2, так что фермиевские распады были бы запрещены. Поэтому разрешенность перехода (6.71) указывает на то, что спин нейтрино равен  $1/2$ . При спине нейтрино  $3/2$  были бы разрешены переходы с  $\Delta J = 2$  без изменения четности. На самом же деле эти распады всегда запрещены. Например, правила отбора « $\Delta J = 2$ , нет» выполнены в распаде изотопа  ${}_{17}\text{Cl}^{36}$ :



Четности ядер  ${}_{17}\text{Cl}^{36}$  и  ${}_{18}\text{Ar}^{36}$  одинаковы, а их спины равны соответственно 2 и 0. В действительности этот распад явно запрещен, поскольку для него  $\lg(ft_{1/2}) = 13,5$ , и его график Ферми заметно отклоняется от прямой на всем протяжении. В настоящее время нет никаких сомнений в том, что спин нейтрино и антинейтрино равен  $1/2$ . Ниже в п. 11 мы обсудим еще один тонкий вопрос, связанный со спином нейтрино.

9. Явление  $K$ -захвата по своей кинематике сильно отличается от электронного и позитронного распадов. При  $K$ -захвате из ядра вылетает только одна частица — нейтрино. Родственность этого явления  $\beta$ -распаду устанавливается тем, что оно автоматически следует из любой теории  $\beta$ -распада, удовлетворяющей основным принципам квантовой механики и теории относительности. Удалось получить и численное согласование этих процессов без привлечения дополнительных эмпирических констант.

Если измерением  $\beta$ -спектра можно уловить уносимую нейтрино энергию, то при  $K$ -захвате можно определить импульс  $p_\nu$  этой трудноуловимой частицы. Согласно закону сохранения импульса этот

импульс по абсолютной величине равен импульсу  $P$  отдачи ядра:

$$\mathbf{p}_v + \mathbf{P} = 0. \quad (6.82)$$

Комбинируя (6.82) с законом сохранения энергии

$$c|\mathbf{p}_v| + \frac{P^2}{2M_A} = E, \quad (6.83)$$

где  $M_A$  — масса ядра,  $E$  — энергия, выделяющаяся при распаде, получим для энергии отдачи ядра выражение

$$E_{\text{отд}} = \frac{P^2}{2M_A} = \frac{E^2}{2M_A c^2}. \quad (6.84)$$

Эта энергия мала, но все же доступна обнаружению, по крайней мере для очень легких ядер.

Импульс нейтрино был впервые измерен Дж. Алленом (1942). Факт наличия ядер отдачи был установлен А. И. Лейпунским (1936) в  $K$ -захвате на ядре  ${}^7_3\text{Li}$ .

С электронным захватом конкурирует  $\beta^+$ -распад, если он не запрещен энергетически (см. п. 2). Если же энергетически разрешены оба конкурирующих процесса, то позитронный распад для легких и средних ядер обычно преобладает над электронным захватом и часто практически полностью его подавляет. Дело в том, что электронный захват сильно затруднен тем, что электрон даже из ближайшей к ядру  $K$ -оболочки с очень малой вероятностью может находиться внутри ядра. По порядку величины эта вероятность  $\omega$  равна отношению объема ядра к объему, занимаемому атомной оболочкой:

$$\omega \approx \left(\frac{R}{r_0}\right)^3, \quad (6.85)$$

где радиус ядра  $R$  имеет порядок  $10^{-12}$ — $10^{-13}$  см, а радиус  $r_0$  атомной  $K$ -оболочки имеет порядок  $10^{-8}$ — $10^{-10}$  см. Радиус  $K$ -оболочки уменьшается при переходе к тяжелым ядрам, для которых соответственно увеличивается вероятность  $K$ -захвата. Для тяжелых ядер, перегруженных протонами, обычно основным  $\beta$ -процессом является электронный захват. В гл. VII, § 8 мы рассмотрим аналогичный электронному захвату процесс захвата ядром более тяжелой, чем электрон, частицы — мюона. Пока отметим только, что поскольку масса мюона в двести раз больше электронной, радиус его  $K$ -орбиты соответственно в двести раз меньше  $r_0$ , что приводит к возрастанию вероятности захвата на семь порядков. Вероятность  $K$ -захвата определяется двумя факторами: во-первых, вероятностью нахождения электрона внутри ядра и, во-вторых, вероятностью поглощения электрона ядром. Наибольшей вероятностью нахождения внутри ядра обладает электрон  $K$ -оболочки. Поэтому наиболее часто ядром захватываются именно  $K$ -электроны. Орбитальный момент  $K$ -электрона равняется нулю. Поскольку в про-

цессе захвата обязательно должно испуститься нейтрино, то вероятность захвата существенно зависит от того момента количества движения, который уносится нейтрино (см. п. 7). В соответствии с этим в  $K$ -захвате, как и в  $\beta$ -распаде, можно различать разрешенные и запрещенные процессы. Если орбитальный момент нейтрино равняется нулю, т. е. полный уносимый момент равен  $1/2$  и четности начального и конечного состояний совпадают, то переход называется разрешенным. В противном случае процесс  $K$ -захвата является запрещенным и характеризуется значительно меньшей вероятностью.

Остановимся теперь на том, как наблюдается  $K$ -захват. Нейтрино непосредственно зарегистрировать довольно трудно (см. гл. VII, § 8); трудно также регистрировать и ядра отдачи. Непосредственно на опыте при  $K$ -захвате наблюдается либо испускание атомами электронов, либо излучение характеристических рентгеновских квантов. Действительно, при поглощении электрона с  $K$ -оболочки в ней образуется незанятое состояние, в которое могут «спуститься» электроны с более высоких оболочек. При таком переходе должен испуститься рентгеновский квант. Это заполнение вакантного места может произойти и с передачей энергии электрону последней оболочки. В этом случае из атома вылетит электрон с энергией, равной разности энергий последней оболочки и  $K$ -оболочки.

С  $K$ -захватом связана известная аномалия в атомной периодической системе Д. И. Менделеева. Атомный вес естественной смеси изотопов аргона больше атомного веса естественной смеси изотопов следующего за аргоном калия. Это произошло потому, что сравнительно тяжелый изотоп калия  ${}_{19}\text{K}^{40}$  из-за своей «нечетно-нечетности» (см. п. 3) является нестабильным. Поэтому большая часть этих изотопов либо путем  $K$ -захвата превратилась в аргон  ${}_{18}\text{Ar}^{40}$ , либо за счет  $\beta$ -распада превратилась в кальций  ${}_{20}\text{Ca}^{40}$ .

10. При изучении  $\beta$ -распадных процессов было сделано одно из самых фундаментальных физических открытий за последние десятилетия — несохранение четности в слабых взаимодействиях. По своему познавательному значению это открытие далеко выходит за рамки ядерной физики и физики элементарных частиц. Для того чтобы понять сущность и значение этого открытия, представим себе такую научно-фантастическую ситуацию. Допустим, что установлена радиосвязь с разумными жителями некой планеты, окутанной непрозрачными облаками. Считается, что две достаточно развитые цивилизации, общаясь только по радио, могут установить общий язык и обмениваться любой информацией. Посмотрим теперь, могут ли земные инженеры заказать заранее на этой планете запасные части к своему космическому кораблю. Если общий язык установлен, то в принципе можно указать состав и размеры требуемых частей. Состав можно указывать по номерам элементов в периодической системе Менделеева, а размеры, например, по числу волн кадмиевой красной линии. Но возникает вопрос, как объяснить, что винты

и гайки должны иметь левую нарезку. Размышление над этим вопросом приводит к выводу, что *объяснить, что такое правое и что такое левое, не показывая на какие-либо предметы, видимые обоими собеседниками, не удастся*. Эта неудача не случайна, а является следствием общего закона природы — сохранения четности в сильных и электромагнитных взаимодействиях. Согласно этому закону все механические и электрические явления обладают право-левой симметрией, т. е. симметричны относительно замены правого на левое. Для любой установки всегда можно создать установку, являющуюся ее точной зеркальной копией. И эта зеркальная копия будет вести себя точно так же, как исходная установка, если на нее смотреть через зеркало \*). Поэтому инопланетные коллеги земных инженеров по объяснению с Земли могут построить как исходную установку, так и зеркально симметричную ей.

Такая ситуация с правым и левым изменилась коренным образом в 1957 г., когда было установлено, что слабые взаимодействия и тем самым  $\beta$ -распадные явления право-левой симметрией не обладают. Впервые это было ясно показано в опыте Ц. Ву, сделанном по предположению Ц. Ли и Ч. Янга, выдвинувших гипотезу о несохранении четности в слабых взаимодействиях (1956). Отбросим многочисленные чисто технические детали этого трудного и сложного опыта и остановимся только на его принципиальной схеме, изображенной на рис. 6.21. Образец, содержащий  $\beta$ -активный изотоп кобальта  ${}_{27}\text{Co}^{60}$  (для опыта был выбран этот изотоп, потому что у него велики спин ( $J = 5$ ) и магнитный момент), помещен в магнитное поле  $H$  кругового тока. Поле  $H$  поляризует ядра  ${}_{27}\text{Co}^{60}$ , т. е. ориентирует вдоль поля магнитные моменты. Стрелками на окружности указано направление скоростей электронов внутри проводника. Вся система зеркально симметрична относительно плоскости, в которой расположен круговой ток. Поэтому, казалось

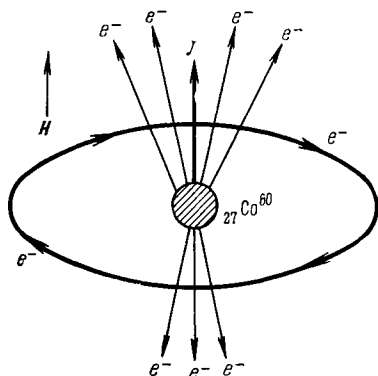


Рис. 6.21. Схема опыта Ву по обнаружению несохранения четности в  $\beta$ -распаде.

\*) Может создаться впечатление, что отличить правое от левого можно с помощью магнитного поля. Например, если направить магнитное поле вперед, то на проводник, по которому течет ток снизу вверх, будет действовать сила, направленная влево. Все это так, но остается непонятным, как объяснить, какой полюс магнита северный, а какой южный. Это можно сделать только с помощью кругового тока, направление которого можно объяснить только существом, уже знающему, что такое правое и левое.

бы, и интенсивность излучаемых  $\beta$ -электронов должна быть одинаковой по обе стороны плоскости симметрии. В эксперименте же наблюдалась резкая асимметрия. По одну сторону плоскости испускалось примерно на 40% больше электронов, чем по другую. Тем самым опыт Ву выявляет асимметрию слабых взаимодействий по отношению к отражению в плоскости или, что то же, по отношению к правому и левому. Если инопланетные инженеры воспроизведут опыт Ву, то им уже можно сказать, что правым будет винт, ввертывающийся в ту сторону, где интенсивность  $\beta$ -излучения меньше, если винт крутить по направлению кругового тока. Эта асимметрия относительно правого и левого и есть нарушение закона сохранения четности в слабых взаимодействиях. После опыта Ву оно было подтверждено и в ряде других экспериментов.

Нарушение закона сохранения четности порождает целый ряд вопросов и ведет к некоторым очень общим и непривычным следствиям. Прежде всего, раз в изображенной на рис. 6.21 установке  $\beta$ -электроны испускаются несимметрично относительно плоскости тока, то, значит, и сама установка должна обладать такой асимметрией. Возникает вопрос, что же является носителем этой асимметрии. Крайнее допущение состоит в том, что несимметричным является само пространство. Но предполагать асимметрию пространства вовсе не обязательно. Еще за несколько лет до опыта Ву в статье Г. Вика, А. Уайтмана и Е. Вигнера (1951) было указано, что асимметрией относительно правого и левого могут обладать все заряженные элементарные частицы, так что положительный заряд, если смотреть на него через зеркало, превращается в отрицательный и наоборот. С этой точки зрения человек видит в зеркале не себя, а существо, составленное из античастиц — антипротонов, антинейтронов и позитронов. Зеркальное отражение такого типа Л. Д. Ландау (1957) назвал *комбинированной инверсией*. При таком взгляде на зеркальное отражение опыт Ву объясняется естественно: при отражении в зеркале установка переходит не сама в себя, а в «антиустановку», состоящую из образца антикобальта-60, окруженного позитронным круговым током. Тем самым установка не является зеркально симметричной, так что  $\beta$ -электроны могут вылетать вправо и влево с разными интенсивностями.

Если принять считавшееся незыблемым с 1957 по 1964 г. представление о зеркальном отражении как о комбинированной инверсии, то мы получим, что электрический заряд при отражении меняет знак, т. е. является не скаляром, а псевдоскаляром. Поэтому плотность электрического тока будет уже не истинным (полярным) вектором, а псевдовектором (аксиальным вектором). Точно так же мы будем вынуждены принять, что вопреки установившимся традициям магнитное поле является истинным вектором, а электрическое поле, наоборот, псевдовектором. Легко убедиться, что такая возможность не противоречит уравнениям Максвелла и выражению

для силы Лоренца, т. е. согласуется со всей совокупностью электродинамических явлений. При включении же слабых взаимодействий как раз традиционное толкование заряда как скаляра, электрического поля как полярного вектора и т. д. оказывается правильным лишь приближенно, а трактовка, исходящая из комбинированной инверсии, сохраняет свою силу, точнее, сохраняла до осени 1964 г. О том, что случилось с правым и левым дальше, будет рассказано в гл. VII, § 8.

11. Несохранение четности в  $\beta$ -распаде позволило по-новому ответить на вопрос о том, равна ли масса нейтрино нулю точно.

На вопрос такого рода можно дать утвердительный ответ в отношении фотона. Можно утверждать, что измерения с любой точностью дадут для массы покоя фотона значение нуль. Такое утверждение основано на двух экспериментальных фактах.

а) При малейшем отклонении массы фотона от нуля возникла бы дисперсия электромагнитных волн в пустоте, что размазало бы по небу спектры галактик.

б) Еще более строгий аргумент состоит в том, что если бы масса покоя фотона не равнялась нулю, то электромагнитные волны имели бы три, а не два поляризационных состояния (доказывается теоретически).

Оба эти аргумента не действуют при переходе от фотонов к нейтрино. Поэтому долгое время казалось, что в отношении нейтрино не удастся установить, имеет эта частица точно нулевую или же просто очень малую массу покоя. В конце пятидесятых годов была выдвинута гипотеза двухкомпонентного нейтрино (Ц. Ли и Ч. Янг, Л. Д. Ландау, А. Салам, 1957), согласно которой масса покоя этой частицы строго равна нулю. Поясним эту гипотезу. Допустим, что у какой-то частицы спин направлен точно по импульсу. Если масса покоя такой частицы не нуль, то ее скорость меньше скорости света. При этом в системе координат, движущейся быстрее частицы, импульс изменит свое направление и спин станет направленным не по импульсу, а против него. Поэтому у частицы со спином  $\frac{1}{2}$  и ненулевой массой должно быть два различных поляризационных состояния (спин по импульсу и против импульса). Если, однако, масса покоя частицы равна нулю, то знак проекции спина на импульс становится инвариантным (одинаковым во всех движущихся относительно друг друга системах координат). Действительно, частица с нулевой массой движется со скоростью света, так что ее нельзя обогнать. Знак проекции спина на импульс можно изменить с помощью зеркального отражения. В теории двухкомпонентного нейтрино делается возможное только при нулевой массе покоя допущение о том, что при зеркальном отражении нейтрино переходит в антинейтрино. Таким образом, согласно гипотезе двухкомпонентного нейтрино у нейтрино (как и у антинейтрино) имеется только одно поляризационное состояние. Экспериментальные данные указывают

на то, что у нейтрино спин направлен против импульса, а у антинейтрино — по импульсу. Гипотеза двухкомпонентного нейтрино согласуется с имеющейся в настоящее время совокупностью экспериментальных данных.

12. В заключение этого параграфа остановимся на теории  $\beta$ -распадных процессов. Как мы уже говорили в п. 1,  $\beta$ -распад — процесс внутринуклонный, но происходит почти всегда в ядре. Поэтому теория этих процессов естественно разделяется на две существенно различные части: теорию  $\beta$ -распада отдельного нуклона и теорию влияния структуры ядра на распад свободного нуклона. Первая часть входит в состав общей теории слабых взаимодействий. Вторая часть тесно связана с теорией структуры ядра.

Теория  $\beta$ -распада отдельного нуклона строится на основе математического аппарата квантовой теории поля, поскольку с помощью этого аппарата можно описывать процессы рождения и поглощения частиц. В квантовой теории поля, как и в релятивистской квантовой теории, конкретный вид взаимодействия полностью определяется заданием оператора Гамильтона. Этот оператор Гамильтона действует на векторы состояния, которые имеют довольно сложную математическую природу (являются функционалами). Соответствующий математический аппарат очень сложен. Поэтому мы ограничимся описанием результатов. Из условий релятивистской инвариантности для полного, определяющего  $\beta$ -распадные явления оператора Гамильтона получается выражение, состоящее из довольно большого, но конечного числа слагаемых определенного вида с неизвестным численным коэффициентом при каждом слагаемом. Эти численные коэффициенты могут быть определены только из сравнения предсказаний теории с экспериментальными данными. Для этого следует использовать разрешенные переходы, в которых слабо сказывается влияние структуры ядра. Так, если требовать, чтобы разрешенные  $\beta$ -спектры имели форму (6.62) с не зависящим от энергии коэффициентом  $B$ , то в  $\beta$ -распадном гамильтониане отбрасываются все слагаемые сравнительно сложного вида и остаются только восемь относительно простых слагаемых (их осталось бы всего четыре, если бы в слабых взаимодействиях сохранялась четность). Нахождение коэффициентов при этих восьми слагаемых оказалось громоздкой задачей, решенной лишь к концу пятидесятых годов на основе большого числа различных экспериментов. Укажем, какого рода эксперименты нужны для решений этой задачи. Отличия, как их называют, различных вариантов  $\beta$ -распада проявляются прежде всего в том, что каждый вариант характеризуется своим отношением числа электронно-антинейтринных (или позитронно-нейтринных) пар, вылетающих с параллельными и антипараллельными спинами. Поэтому существенную информацию о вариантах  $\beta$ -распада дает изучение относительной роли фермиевских и гамов-теллеровских переходов. Информация о вариантах распада может быть получена также из исследования угловой корреляции между вылетом электрона и нейтрино, т. е. углового распределения нейтрино относительно импульса вылетающего электрона. За счет релятивистских поправок это угловое распределение оказывается неизотропным, причем коэффициент анизотропии мал, но различен для разных вариантов распада. Измерения корреляций очень трудны, так как приходится регистрировать по схеме совпадений (см. гл. IX, § 6, п. 3) импульс электрона и очень малый импульс ядра отдачи. Наконец, для однозначного установления варианта  $\beta$ -распада нужны эксперименты типа опыта Ву. После длительных исследований было установлено, что в реальном гамильтониане  $\beta$ -распада остаются только два из всех теоретически возможных слагаемых (эти оставшиеся варианты называются *векторным* и *аксиальным*). Тем самым вся теория  $\beta$ -распада определяется всего лишь двумя опытными константами — коэффициентами при этих двух слагаемых. При этом существенно, что эти две константы определяют не только  $\beta$ -распадные процессы, но и все другие процессы слабых взаимодействий (см. гл. VII, § 8). Сейчас построение теории  $\beta$ -распада нуклонов можно считать в основном законченным. В гл. VII, § 8 мы увидим, что эта теория является частным случаем общей теории

слабых взаимодействий. Одним из интереснейших следствий этой теории является двухкомпонентность нейтрино (см. п. 10).

Вторая часть теории  $\beta$ -распада основывается на известном (из первой части)  $\beta$ -распадом взаимодействии для отдельных нуклонов. Целью этой части является углубление знаний о структуре ядра. Для этой части интересны не разрешенные, а, наоборот, запрещенные переходы и вообще всевозможные отклонения характеристик распадов отдельных ядер от соответствующих характеристик распада свободного нуклона. Например,  $0 - 0$ -переход



характеризуется значительно большей величиной  $\lg fT_{1/2} = 7,9$ , чем разрешенный переход. Довольно сильная (примерно в  $10^4$  раз) заторможенность  $\beta^+$ -распада (6.86) вызвана нарушением правила отбора  $\Delta T = 0$  по изоспину для разрешенных фермиевских переходов (см. (6.74)): изоспины ядер  ${}_{31}\text{Ga}^{66}$  и  ${}_{30}\text{Zn}^{66}$  равняются соответственно двум и трем.

По степени заторможенности перехода (6.86) можно определить степень чистоты изоспина в ядрах  ${}_{31}\text{Ga}^{66}$  и  ${}_{30}\text{Zn}^{66}$ . Оказывается, что основным состоянием этих ядер можно приписать указанные выше изоспины с точностью до  $10^{-4}$ .

Методами  $\beta$ -спектроскопии (обычно в соединении с  $\gamma$ -спектроскопией (см. § 6)) были установлены энергии, спины и четности большого количества уровней различных ядер.

## § 5. Радиоактивные ряды и трансурановые элементы

1. Все тяжелые ядра с массовым числом  $A$ , превышающим значение 209, нестабильны по отношению к  $\alpha$ -распаду за счет возрастания относительной роли кулоновской энергии. Если массовое число ядра намного превышает граничное значение  $A = 209$ , то это ядро переходит в стабильное путем цепи нескольких последовательных распадов. Однако не все звенья в этой цепи будут  $\alpha$ -распадами. Действительно, при каждом  $\alpha$ -распаде массовое число  $A$  уменьшается на четыре, а атомный номер  $Z$  уменьшается на два, так что процент нейтронов в ядре возрастает. Но мы уже знаем (см. § 4), что стабильные относительно  $\beta$ -распада ядра при меньших  $A$  должны содержать не больший, а меньший процент нейтронов. Отсюда следует, что стабильное относительно  $\alpha$ -распада тяжелое ядро после одного или нескольких последовательных  $\alpha$ -распадов станет нестабильным по отношению к  $\beta$ -распаду. Поэтому в цепях распадов, или, как их называют, радиоактивных рядах, процессы  $\alpha$ - и  $\beta$ -распадов чередуются друг с другом.

Массовое число  $A$  при  $\beta$ -распаде не меняется, а при  $\alpha$ -распаде уменьшается на четыре. Поэтому остаток от деления массового числа на четыре одинаков для всех ядер одного и того же ряда. Таким образом, существуют четыре различных радиоактивных ряда. Радиоактивные ряды в настоящее время сами по себе большого интереса для ядерной физики не представляют. Но они имеют большое прикладное значение для ядерной техники, геологии, теории происхождения Земли и смежных с ними наук, поскольку в этих рядах есть изотопы, периоды полураспада которых сравнимы с временем жизни Солнечной системы, имеющим порядок  $10^9$  лет. Пере-