

Новыми являются только обозначения  $J^P$  и  $T^G$ . Первое из них обозначает четность ( $P$ ) и спин ( $J$ ) частицы. Например, для пионов  $J^P = 0^-$ . Это означает, что спин пиона равен нулю, а его четность отрицательна. Аналогично через  $T^G$  обозначены изотопический спин и  $G$ -четность. Например, у эта-мезона изотопический спин равен нулю, а  $G$ -четность положительна. Массы частиц, как это сейчас принято, приводятся в энергетических единицах (МэВ). Раньше за единицу массы элементарных частиц принималась масса электрона. Поскольку масса электрона равна 0,5 МэВ, то для того чтобы узнать, сколько электронным массам равна масса частицы, надо ее массу в мегаэлектронвольтах умножить на два. Если какая-то характеристика для частицы не указывается, то это значит, что она для этой частицы не может быть определена. Например, лептоны не обладают изотопическим спином, потому что они не участвуют в сильных взаимодействиях. Если для физической величины указаны два знака, то верхний относится к частице, а нижний — к античастице. Например, барионный заряд равен единице для барионов и минус единице для антибарионов. Заметим, в частности, что четности частиц и античастиц одинаковы для бозонов и противоположны для фермионов. Указанные в последней графе способы распада приведены для частиц. Античастицы распадаются на соответствующие античастицы.

Появление частиц  $K_S^0$  и  $K_L^0$  в клетках для времен жизни и способах распада нейтральных каонов мы объясним в § 8, п. 8.

Стоит обратить внимание на то, что все восемь мезонов имеют одинаковые спин и четность. То же имеет место и для восьми барионов (для всех, кроме  $\Omega^-$ -гиперона). Из этих закономерностей делаются далеко идущие выводы (см. § 7, п. 4).

В конце книги приведена полная таблица всех известных элементарных частиц, включающая многочисленные резонансы (см. приложение IV).

#### § 4. Кинематика и законы сохранения зарядов в реакциях и распадах элементарных частиц

1. В этом параграфе мы рассмотрим более детально ограничения, налагаемые на реакции взаимопревращения элементарных частиц механическими законами сохранения и законами сохранения зарядов. Мы начнем с вывода общей формулы для энергетических порогов различных реакций. Сравнив эту формулу с выведенной в гл. IV, § 2, мы увидим, что релятивистские эффекты приводят к резкому увеличению различия между порогом и энергией реакции. Далее мы коснемся одного общего свойства угловых распределений релятивистских реакций. После этого мы перейдем к рассмотрению вытекающих из законов сохранения зарядов правил отбора, называемых иногда алгеброй реакций.

2. Мы уже вводили понятие порога в теории ядерных реакций (гл. IV, § 2). Получим теперь релятивистскую формулу для величины порога в реакции взаимопревращения элементарных частиц, т. е. для минимальной энергии, достаточной для того, чтобы эта реакция могла идти. Для упрощения записи мы примем в этом и следующем пунктах систему единиц, в которой скорость света равна единице,  $c = 1$ . Такая часто используемая система удобна тем, что в ней энергия, масса и импульс имеют одинаковую размерность.

Пусть частица массы  $m_1$  налетает на покоящуюся частицу массы  $m_2$  (мишень) и производит реакцию, в результате которой в конечном состоянии получают  $n$  частиц с массами  $m'_1, m'_2, \dots, m'_n$ . Законы сохранения энергии и импульса для таких реакций имеют вид

$$\begin{aligned} \mathbf{p}_1 &= \mathbf{p}'_1 + \mathbf{p}'_2 + \dots + \mathbf{p}'_n, \\ E_{1\text{рел}} + m_2 &= E'_{1\text{рел}} + E'_{2\text{рел}} + \dots + E'_{n\text{рел}}, \end{aligned} \quad (7.24)$$

где полные энергии  $E_{1\text{рел}}, E_{2\text{рел}} (= m_2), E'_{1\text{рел}}, \dots, E'_{n\text{рел}}$  связаны с соответствующими импульсами обычными релятивистскими соотношениями

$$E_{i\text{рел}} = \sqrt{m_i^2 + \mathbf{p}_i^2} \text{ и т. д.} \quad (7.25)$$

Вспомним теперь (см. гл. I, § 2), что в теории относительности величина

$$(\sum E_{i\text{рел}})^2 - (\sum \mathbf{p}_i)^2 = \text{inv} \quad (7.26)$$

является инвариантом, т. е. одинакова во всех инерциальных системах координат. Суммирование здесь происходит по числу частиц в фиксированный момент времени, начальный или конечный. Поскольку эта величина составлена из интегралов движения, то она и сама является интегралом движения. Теперь воспользуемся тем, что на пороге все частицы в конечном состоянии в СЦИ покоятся относительно друг друга, и вычислим приведенный выше инвариант в начальном состоянии в лабораторной системе, а в конечном состоянии — в системе центра инерции. В результате получим

$$(E_{1\text{рел}} + m_2)^2 - \mathbf{p}_1^2 = (m'_1 + \dots + m'_n)^2 \equiv (\sum m'_i)^2. \quad (7.27)$$

Теперь выразим импульс первой частицы через ее полную энергию

$$\mathbf{p}_1^2 = E_{1\text{рел}}^2 - m_1^2 \quad (7.28)$$

и перейдем от этой полной энергии к кинетической

$$E_1 = E_{1\text{рел}} - m_1 \quad (7.29)$$

(напомним, что согласно (1.7) именно энергия  $E_1$  в нерелятивистском пределе переходит в  $\mathbf{p}_1^2/2m_1$ ). Подставив (7.29) и (7.28) в (7.27), нетрудно получить окончательную формулу для пороговой кинетической энергии налетающей частицы:

$$E_{\text{пор}} = E_1 = \frac{(\sum m'_i + m_1 + m_2)(\sum m'_i - m_1 - m_2)}{2m_2}. \quad (7.30)$$

Что же касается энергии реакции  $Q$  (аналог нерелятивистской теплоты реакции, взятой с обратным знаком), то она равна просто изменению суммарной массы покоя частиц:

$$Q = \sum m'_i - m_1 - m_2, \quad (7.31)$$

так что

$$E_{\text{пор}} = Q \left( 1 + \frac{m_1}{m_2} + \frac{Q}{2m_2} \right). \quad (7.32)$$

Энергия  $Q$  также представляет собой порог, но только не в лабораторной системе, а в системе центра инерции сталкивающихся частиц. Порог  $E_{\text{пор}}$  всегда больше  $Q$ , потому что пороговая энергия включает в себя как энергию  $Q$ , так и кинетическую энергию движения центра инерции сталкивающихся частиц.

Посмотрим теперь, как меняется соотношение между  $E_{\text{пор}}$  и  $Q$  при переходе от нерелятивистских скоростей к релятивистским. В нерелятивистских реакциях энергия  $Q$  значительно меньше масс каждой из частиц, участвующих в реакции. Поэтому в скобке в правой части (7.32) тут можно пренебречь последним слагаемым. В результате мы получим, что нерелятивистский порог пропорционален энергии реакции  $Q$  и почти равен ей, если масса налетающей частицы намного меньше массы мишени. В релятивистском случае энергия  $Q$  не мала, так что зависимость  $E_{\text{пор}}$  от  $Q$  из линейной переходит в квадратичную. Поэтому при больших (по сравнению с массами реагирующих частиц)  $Q$  порог  $E_{\text{пор}}$  растет пропорционально  $Q^2$ . Этот существенно релятивистский эффект резко снижает эффективность ультрарелятивистских ускорителей обычных типов (см. гл. IX, § 2).

Рассмотрим несколько примеров применения формул (7.30) и (7.32).

а) Порог рождения пары нуклон — антинуклон при столкновении двух нуклонов. Например,  $p + p \rightarrow p + p + n + \bar{n}$ . В этом случае масса каждой частицы равна массе нуклона, так что

$$E_{\text{пор}} = \frac{(4M + M + M)(4M - M - M)}{2M} = 6M \approx 5,8 \text{ ГэВ}. \quad (7.33)$$

Уже здесь порог в три раза превышает энергию реакции.

б) Если же рассмотреть рождение  $N$  нуклон-антинуклонных пар в том же столкновении нуклон — нуклон

$$p + p \rightarrow p + p + N \cdot n + N \cdot \bar{n},$$

то для  $E_{\text{пор}}$  и  $Q$  получим

$$Q = 2NM, \quad E_{\text{пор}} = 2MN(N + 2). \quad (7.34)$$

Из (7.34) видно, что, например, при  $N = 8$  будет  $E_{\text{пор}} = 10Q$ , так что 90% энергии частицы будет затрачиваться на разгон центра инерции.

в) Пусть в ускорителе электронов и позитронов на встречных пучках энергия в каждом из пучков равна 1,2 ГэВ. Какой должна быть соответствующая энергия позитрона в обычном ускорителе с одним пучком? В этом случае энергия позитрона на три порядка больше его энергии покоя, так что формула (7.32) сводится к соотношению

$$E_{\text{пор}} = \frac{Q^2}{2m_2} = \frac{(1,2 \cdot 10^9 \text{ МэВ})^2}{2 \cdot 0,5 \text{ МэВ}} = 1,4 \cdot 10^6 \text{ МэВ} = 1,4 \cdot 10^3 \text{ ГэВ}.$$

Таким образом, энергия позитронов в обычном ускорителе должна на три порядка превышать энергию в ускорителе на встречных пучках. Только тогда оба ускорителя станут эквивалентными в смысле энергетической достижимости различных реакций.

г) Порог фоторождения пиона на нуклоне

$$\gamma + p \rightarrow p + \pi^+.$$

В этом случае  $m_1 = 0$ ,  $m_2 = M$ ,  $m'_1 = M$ ,  $m'_2 = m_\pi \approx M/6$ . Отсюда

$$Q = m_\pi, \quad E_{\text{пор}} = \frac{(M + m_\pi + M)(M + m_\pi - M)}{2M} \approx 1,08 m_\pi.$$

Здесь налетающая частица — легкая, мишень — тяжелая, и разность масс покоя начальных и конечных частиц невелика. В результате требуемая энергия незначительно отличается от энергии покоя рождаемой частицы.

3. Релятивистские кинематические эффекты существенно влияют не только на соотношение между порогом и энергией реакции, но и на угловые распределения разлетающихся после реакции частиц. Сравним углы вылета частицы в ЛС и СЦИ. Если обозначить скорость самого центра инерции (в ЛС) через  $V$  и направить ее вдоль оси  $z$ , то преобразование Лоренца для импульса и энергии частицы от ЛС к СЦИ будет иметь вид

$$p_x = p_x^*, \quad p_y = p_y^*, \quad p_z = \frac{p_z^* + VE^*}{\sqrt{1 - V^2}}, \quad E = \frac{E^* + Vp_z^*}{\sqrt{1 - V^2}}, \quad (7.35)$$

где величины со звездочкой относятся к СЦИ, а величины без звездочек — к ЛС. Перейдем теперь к полярной системе координат. Направив полярную ось вдоль оси  $z$ , т. е. в конечном счете вдоль импульса налетающей частицы, получим, что

$$p_x = p \sin \vartheta \cos \varphi, \quad p_y = p \sin \vartheta \sin \varphi, \quad p_z = p \cos \vartheta$$

и аналогично для величин со звездочками. Из (7.35) элементарно следует соотношение

$$\text{tg } \vartheta = \frac{v^* \sin \vartheta^* \sqrt{1 - V^2}}{v^* \cos \vartheta^* + V}, \quad (7.36)$$

где  $v^*$ ,  $\vartheta^*$  — соответственно скорость и азимутальный угол вылетающей частицы в СЦИ. В ускорителях высоких энергий задается

не скорость СЦИ, а масса  $m_1$  налетающей частицы, масса  $m_2$  мишени и кинетическая энергия  $E_1$  налетающей частицы:

$$E_1 = \sqrt{p_1^2 + m_1^2} - m_1. \quad (7.37)$$

Скорость  $V$  равна импульсу системы этих двух частиц, деленному на полную энергию этой системы:

$$V = \frac{p_1}{E_1 + m_1 + m_2}. \quad (7.38)$$

Подставив в (7.38) импульс, вычисленный из (7.37), получим

$$V = \frac{\sqrt{E_1^2 + 2E_1 m_1}}{E_1 + m_1 + m_2}. \quad (7.39)$$

С помощью формул (7.36), (7.39) можно непосредственно связать друг с другом угловую зависимость сечения в ЛС и СЦИ. Мы не будем проводить этих громоздких, хотя и элементарных, выкладок, а отметим лишь некоторые характерные качественные детали. Пусть частица в СЦИ вылетает под прямым углом к направлению падающего пучка, т. е. пусть  $\vartheta^* = \pi/2$ . Тогда для угла  $\vartheta$  в ЛС из (7.36) получим уравнение

$$\operatorname{tg} \vartheta = \frac{v^* \sqrt{1 - V^2}}{V} = v^* \sqrt{\frac{(m_1 + m_2)^2 + 2E_1 m_2}{E_1^2 + 2E_1 m_1}}. \quad (7.40)$$

Очевидно, что при скорости  $V$ , близкой к единице, угол  $\vartheta$  становится очень малым. Этот ультрарелятивистский случай имеет место, когда кинетическая энергия  $E_1$  падающей частицы значительно превышает массы  $m_1$  и  $m_2$ ,

$$E_1 \gg m_1 + m_2.$$

В этом случае для угла  $\vartheta$  получается простое выражение

$$\vartheta = \vartheta^* \sqrt{\frac{2m_2}{E_1}}. \quad (7.41)$$

Мы видим, что частицы, вылетающие в СЦИ в переднюю полусферу, будут попадать в узкий конус с углом раствора (7.41) в ЛС.

Посмотрим теперь, под каким углом должна вылететь частица в СЦИ, чтобы вылететь под углом  $\pi/2$  в ЛС. Положив в (7.36)  $\vartheta = \pi/2$ , получим, что

$$\cos \vartheta^* = -V/v^*. \quad (7.42)$$

Из (7.42) следует, что вылет частицы под прямым углом в лабораторной системе возможен лишь при  $V < v^*$ . При  $V > v^*$  частица может вылетать только под острыми углами. Найдем предельное значение этого острого угла. Для этого надо приравнять нулю производную от (7.36) по  $\vartheta^*$ . Прделав эту несложную выкладку, получим, что

$$\cos \vartheta_{\max}^* = -v^*/V. \quad (7.43)$$

Отсюда для предельного угла  $\vartheta$  в лабораторной системе в ультрарелятивистском случае получается выражение

$$\vartheta_{\max} = \frac{v^*}{\sqrt{1-v^{*2}}} \sqrt{\frac{2m_2}{E_1}}, \quad (7.44)$$

из которого видно, что в ультрарелятивистском случае в ЛС все частицы вылетают внутрь узкого конуса в направлении вперед. Эта резкая вытянутость сечений вперед является чисто кинематическим релятивистским эффектом и поэтому имеет место для всех реакций.

4. Как мы уже говорили (§ 2, п. 1), в мире элементарных частиц действует принцип: «все, что не запрещено (законами сохранения), обязательно происходит». Этот принцип позволяет легко разобраться в том, какие реакции и распады будут идти, а какие нет. Для этого достаточно учесть энергетический баланс и законы сохранения момента и зарядов, потому что все остальные законы сохранения накладывают ограничения не на сам процесс, а на его характеристики (интенсивность, угловое распределение и др.). Надо, однако, еще учесть, что если процесс разрешен только для слабых взаимодействий, то он будет протекать с ничтожной интенсивностью. Такого типа реакцию вообще нельзя заметить (если только для этого не приняты «сверхособые» меры, см. § 8, п. 12), а соответствующий распад будет протекать с громадным (например,  $10^{-10}$  с) временем жизни. Поэтому наряду с законами сохранения зарядов надо учитывать приближенные законы сохранения странности, четности и зарядового сопряжения, нарушаемые только слабыми взаимодействиями. Учтя это последнее замечание, приведем полную сводку условий, пользуясь которыми можно не только легко и быстро сказать, пойдет или нет данный процесс, но и, например, перечислить возможные пути получения тех или иных частиц. Эти условия таковы:

а) Для того чтобы любой процесс (реакция или распад) шел, необходимо, чтобы алгебраическая сумма зарядов каждого сорта в начальном состоянии равнялась алгебраической сумме зарядов соответствующего сорта в конечном состоянии:

$$\Delta B = 0, \quad \Delta L = 0, \quad \Delta L' = 0, \quad \Delta L'' = 0, \quad \Delta Q = 0, \quad (7.45)$$

где  $\Delta B = \sum B_{i \text{ нач}} - \sum B_{i \text{ кон}}$  и т. д. Для распада необходимым является еще сохранение момента  $\Delta J = 0$ .

Значения зарядов  $B, L, L', L'', Q$  для разных частиц приведены в табл. 7.3 и приложении IV.

б) Для того чтобы реакция могла идти, необходимо, чтобы кинетическая энергия  $E_1$  налетающей частицы превышала порог  $E_{\text{пор}}$ :

$$E_1 > E_{\text{пор}}, \quad (7.46)$$

где  $E_{\text{пор}}$  вычисляется по формуле (7.30), а  $E_1$  — по формуле (7.29). Если вычисленная по формуле (7.30) пороговая энергия окажется отрицательной, то это будет означать, что реакция является экзотермической и идет при всех энергиях.

Примечание: для реакций на встречных пучках при столкновении частиц равных масс и энергий порогом является энергия реакции  $Q$ , вычисляемая по формуле (7.31).

в) Для того чтобы мог идти распад, *необходимо*, чтобы масса  $m_{\text{нач}}$  распадающейся частицы превышала сумму масс  $\sum m_i$  частиц, получающихся в результате распада:

$$m_{\text{нач}} > \sum m_i. \quad (7.47)$$

г) Для того чтобы реакция могла идти со сколько-нибудь заметной интенсивностью, *необходимо*, чтобы алгебраические суммы  $\sum S_i$ ,  $\sum C_i$  странностей и шармов частиц не менялись при реакции:

$$\Delta S = 0, \quad \Delta C = 0. \quad (7.48)$$

Значения странностей и шармов частиц также приведены в табл. 7.3.

д) Распады без изменения странности происходят очень быстро, за времена от  $10^{-16}$  с и меньше. Исключением являются распады с участием нейтрино.

е) Распады с участием нейтрино, а также распады с изменением странности или шарма идут медленно ( $10^{-8}$ — $10^{-10}$  с; до  $10^{-13}$  с при большой, порядка 1 ГэВ, выделяющейся энергии). При этом странность и шарм если и меняются, то не более чем на единицу:

$$|\Delta S| = 0, 1; \quad |\Delta C| = 0, 1. \quad (7.49)$$

ж) Условия а), б), г), взятые все вместе, не только необходимы, но и *достаточны* для того, чтобы реакция шла с заметной интенсивностью (при достаточном превышении пороговой энергии). Исключением и здесь являются реакции с участием нейтрино, которые при соблюдении перечисленных выше условий могут идти только за счет слабых взаимодействий, т. е. с ничтожной интенсивностью.

з) Условия а), в), д), взятые все вместе, обычно не только необходимы, но и *достаточны* для того, чтобы имел место быстрый распад. Иногда этот распад может быть в той или иной степени запрещен правилами отбора по моменту, четности и другим квантовым числам.

и) Условия а), в), е) обычно не только необходимы, но и *достаточны* для того, чтобы шел медленный распад. Иногда этот распад может быть в той или иной степени запрещен правилами отбора по моменту,  $C$ - или  $P$ -четности.

На практике, кроме этих правил, надо еще учитывать, что в реальных экспериментальных установках мишенями могут быть только ядра и протоны (в установках на встречных пучках еще электроны и позитроны). Налетающими частицами могут быть протоны,

дейтроны,  $\alpha$ -частицы, мюоны, электроны, позитроны, а также  $\gamma$ -кванты, нейтроны, заряженные пионы и каоны и др.

Рассмотрим несколько примеров, иллюстрирующих приведенные выше правила. Поставим вопрос: на что будет распадаться отрицательный мюон  $\mu^-$ ?

Согласно правилу в) продуктами распада мюона могут быть только легкие частицы: фотон, электрон, позитрон и различные нейтрино. Закон сохранения барионного заряда будет выполнен автоматически, так как  $B = 0$  у всех рассматриваемых частиц. У мюона не равны нулю второй лептонный и электрический заряды. Поэтому среди продуктов распада  $\mu^-$  должны быть мюонное нейтрино  $\nu_\mu$  и электрон  $e^-$ . Но электрон имеет еще ненулевой лептонный заряд, который отсутствует у мюона. Чтобы скомпенсировать этот лептонный заряд, при распаде должно вылететь еще электронное антинейтрино  $\bar{\nu}_e$ . В результате получаем, что  $\mu^-$  должен распадаться по схеме



Теперь законы сохранения всех зарядов соблюдены. В (7.50) слева  $B = 0, L = 0, L' = 1, Q = -1$ . Справа — то же самое. Этот распад действительно наблюдается. Так как в процессе участвуют нейтрино, то время жизни мюона должно быть большим. Оно и равно  $2 \cdot 10^{-6}$  с.

Другой пример. Какова минимальная энергия, необходимая для получения  $\Sigma^+$ -гиперона при столкновении протон — протон? Система из двух протонов имеет барионный заряд, равный двум, и нулевую странность. Поэтому, во-первых, в конечном состоянии должно остаться два бариона. Во-вторых, если один из этих барионов будет  $\Sigma^+$ -гипероном, странность которого  $S = -1$ , то для сохранения странности при этом должна появиться еще частица со странностью  $S = 1$ . Эта частица должна также иметь нулевой барионный заряд, т. е. быть каоном. Из сохранения электрического заряда следует, что этот каон электрически нейтрален. В целом реакция имеет вид



Порог этого превращения может быть рассчитан по формуле (7.30). Реакция (7.51) иллюстрирует уже знакомое нам (§ 2, п. 6) правило ассоциативного рождения странных частиц при столкновении обычных. Странные частицы рождаются и поодиночке, но только при столкновениях с участием других странных частиц. Например,  $\Lambda$ -гиперон может быть порожден при столкновении отрицательного каона с протоном:

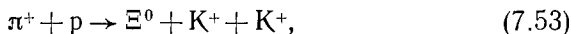


Такой процесс идет, поскольку он разрешен как законом сохранения странности, так и законами сохранения различных зарядов.

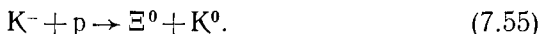


При рождении каскадных  $\Xi$ -гиперонов надо скомпенсировать странность, равную  $-2$ . Поэтому в столкновениях обычных частиц одновременно с  $\Xi$ -гипероном рождается или два каона, или такой же антигиперон.

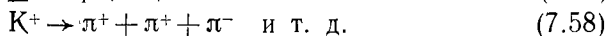
Например,



Напомним, что электрический заряд  $\tilde{\Xi}$ -гиперона положителен, так как *все* заряды частицы и античастицы противоположны по знаку. Имея пучок  $K^-$ -частиц, каскадный гиперон можно получить из реакции



Ассоциативное рождение странных частиц происходит за счет сильных взаимодействий и поэтому идет интенсивно. Но при распаде на обычные частицы гиперон или каон должен избавляться от своей ненулевой странности самостоятельно. Поэтому распад может идти только с изменением странности, т. е. за счет слабого взаимодействия. Например,



Но в слабых взаимодействиях за один распад странность может измениться не более чем на единицу (см. условие е)). Поэтому каскадный гиперон может превратиться в обычные частицы не сразу, а лишь путем нескольких последовательных распадов. Этот каскад распадов и породил название этих частиц. Для примера рассмотрим распад  $\Xi^0$ -гиперона. Так как для этой частицы  $S = -2$ ,  $B = 1$ , то при распаде должна получиться система с  $S = -1$ ,  $B = 1$ . Такой системой является комбинация нуклон плюс антикаон, например,  $n + \bar{K}^0$ . Но согласно табл. 7.3  $m_{\Xi^0} < m_n + m_{\bar{K}^0}$ , так что такой распад энергетически невозможен. С другой стороны, системой с  $S = -1$ ,  $B = 1$  является обычный, не каскадный, гиперон, например  $\Lambda$ . Но превращение  $\Xi^0$ -гиперона в один  $\Lambda$ -гиперон тоже невозможно энергетически, так как  $\Xi^0$ -гиперону надо избавиться от избытка энергии, возникающей вследствие разности масс  $\Xi^0$  и  $\Lambda$ -частиц. Эту избыточную энергию может унести частица с  $B = 0$ ,  $S = 0$ , т. е. пион. Отсюда, учтя еще закон сохранения электрического заряда, получим, что  $\Xi^0$ -гиперон должен распадаться так:



Проверим, возможен ли этот распад энергетически:

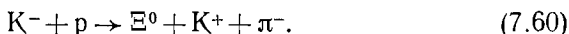
$$m_{\Xi^0} = 1315 \text{ МэВ} > m_{\Lambda} + m_{\pi^0} = 1116 \text{ МэВ} + 135 \text{ МэВ} = 1251 \text{ МэВ},$$

Распад на  $\Sigma^0 + \pi^0$  тоже разрешен по зарядам и странности, но уже запрещен по энергии, так как

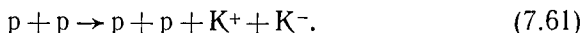
$$m_{\Sigma^0} + m_{\pi^0} = 1327 \text{ МэВ} > m_{\Xi^0}.$$

Пользуясь изложенными в этом пункте правилами, можно без труда разобраться в реакциях образования и распадов всех известных элементарных частиц. Полезно помнить одно следствие из этих правил: в разрешенной реакции (а также в распаде) можно переносить частицы из левой части в правую и наоборот с заменой их на соответствующие античастицы. При этом будут опять получаться разрешенные реакции и распады, если только можно соблюсти баланс энергии.

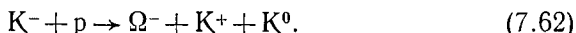
Например, в реакции (7.53) можно пион перенести в правую часть, а каон — в левую, в результате чего получится разрешенная реакция



5. В заключение этого параграфа рассмотрим с помощью только что изложенных правил «генеалогическое дерево»  $\Omega^-$ -гиперона. Эта частица имеет странность  $S = -3$ . Поэтому ее удобнее получать в реакции с участием хотя бы одной частицы отрицательной странности. Но все странные частицы нестабильны, так что под рукой их нет. И начинать приходится с бомбардировки мишени из обычного (т. е. содержащего протоны и нейтроны) вещества пучком протонов высокой энергии. При столкновении нуклон — нуклон могут рождаться пары каон — антикаон. Например,



Отрицательные каоны имеют отрицательную странность. Их можно сфокусировать специальными магнитами и образовать из них пучок. Так как заряженный каон живет  $\tau = 10^{-8}$  с, то, казалось бы, каонный пучок не может пройти расстояние, превышающее  $ct = 3$  м. В действительности это не так. За счет релятивистского замедления времени каон высокой энергии может проходить десятки метров и больше, не распадаясь. Если пучок каонов направить на водородную мишень, то здесь уже можно получить  $\Omega^-$ -гиперон из реакции



Все возникшие в результате реакции частицы нестабильны. Каоны распадаются на пионы.  $\Omega^-$ -гиперон может распасться только на  $\Xi^-$ -гиперон, например,



Гиперон  $\Xi^-$  распадается на  $\Lambda$ -гиперон:



И, наконец,  $\Lambda$ -гиперон распадается на нестранные частицы:

$$\Lambda \rightarrow p + \pi^- \quad (7.65)$$

Получившиеся в результате различных распадов пионы распадаются на мюоны, нейтрино и  $\gamma$ -кванты:

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma, \quad (7.66)$$

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \quad (7.67)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \tilde{\nu}_\mu. \quad (7.68)$$

Мюоны распадаются на электроны, позитроны и нейтрино:

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \tilde{\nu}_\mu, \quad \mu^- \rightarrow e^- + \tilde{\nu}_e + \nu_\mu. \quad (7.69)$$

Отрицательный пион может закончить свое существование и по-другому. Подойдя близко к атому, он может захватиться на атомную

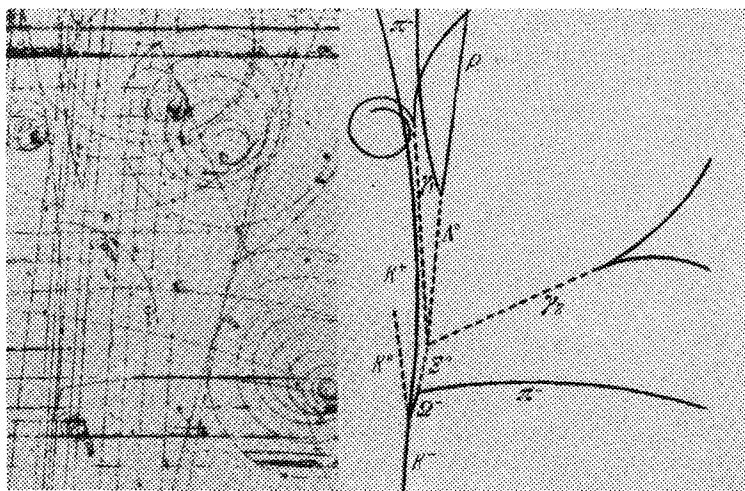


Рис. 7.2. Фотография события в пузырьковой камере (см. гл. IX, § 4, п. 9), в котором участвует  $\Omega^-$ -частица. Справа — расшифровка события.

орбиту, радиус которой будет в 300 раз меньше радиуса соответствующей электронной орбиты. Подойдя таким образом довольно близко к ядру, отрицательный пион может «взорвать ядро», поглотившись им. Энергия пиона превращается в кинетическую энергию разлетающихся осколков. Такие процессы нередки.

Мы видим, что, для того чтобы зарегистрировать существование  $\Omega^-$ -гиперона, нужно пронаблюдать длинную и сильно разветвлен-

ную цепь последовательных распадов различных частиц. Чтобы иметь возможность производить такие наблюдения, нужны регистрирующие приборы с колоссальным эффективным объемом. Таким уникальным прибором является пузырьковая камера, о которой мы подробно расскажем в гл. IX, § 4, п. 9. На рис. 7.2 изображена фотография, на которой посчастливилось зафиксировать образование и все стадии распада  $\Omega^-$ -гиперона.

## § 5. Механизм взаимодействия элементарных частиц

1. Рассматривавшиеся нами до сих пор законы сохранения дают возможность разобраться в классификации частиц и в установлении разрешенных и запрещенных реакций и распадов. Для получения более полной информации о взаимодействиях элементарных частиц нам нужны какие-то представления о структуре частиц и о механизме протекания реакций и распадов. Полная теория этого круга явлений до сих пор не создана. Однако многие отдельные детали механизма взаимодействия элементарных частиц могут быть поняты на основе простых соображений, связанных с соотношениями неопределенностей (гл. I, § 3)

$$\Delta x \cdot \Delta p \geq \hbar/2, \quad \Delta t \cdot \Delta E \geq \hbar/2.$$

Из этих соотношений следует, что если частица существует в течение короткого промежутка времени  $\Delta t$ , то ее энергия может флуктуировать на величину  $\hbar/2\Delta t$ , а если частица находится лишь в области размера  $\Delta x$ , то ее импульс флуктуировать на величину  $\hbar/2\Delta x$ . Таким образом, в течение малых промежутков времени может «временно» нарушаться закон сохранения энергии, а в процессах, происходящих внутри малых объемов, могут происходить «местные» нарушения закона сохранения импульса. Рассмотрим простой пример. Если свободная частица имеет энергию  $E_p$ , то ее волновая функция  $\Psi(t)$  гармонически зависит от времени,

$$\Psi(t) = \exp\left(-i \frac{E_p t}{\hbar}\right) \Psi(0). \quad (7.70)$$

Пусть теперь частица существует лишь в промежутке времени  $-T/2 \leq t \leq T/2$ , так что ее волновая функция равна нулю вне этого промежутка. Тогда фурье-образ  $\tilde{\Psi}(\omega)$  этой функции определяется формулой

$$\tilde{\Psi}(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-T/2}^{T/2} dt e^{i\omega t} \Psi(t) = \frac{\Psi(0)}{\pi} \frac{\sin\{T(\omega - E_p/\hbar)/2\}}{\omega - E_p/\hbar}. \quad (7.71)$$

Из (7.71) видно, что функция  $\tilde{\Psi}(\omega)$  хотя и имеет максимум при частоте  $\omega = E_p/\hbar$ , но отлична от нуля и при других частотах. Тем самым энергия  $\hbar\omega$  частицы может отличаться от энергии  $E_p$ .