

§ 107. Законы сохранения энергии и импульса и их приложения

1. Законы сохранения в физике элементарных частиц играют значительно большую роль, чем в макроскопической физике. Нам известны точные динамические законы, управляющие макроскопическими явлениями более детально, чем законы сохранения. Правда, и в макроскопической физике часто можно более быстро получить ответ с помощью одних только законов сохранения, не вникая в механизм явления. Но сами законы сохранения в макроскопической физике являются следствиями динамических законов, так что здесь в принципе можно обойтись и без законов сохранения.

Иное положение в физике элементарных частиц. Здесь не существует сколько-нибудь законченной теории, тогда как законы сохранения хорошо соблюдаются. Некоторые из них встречаются и в макроскопической физике, но большинство являются новыми. Кроме того, в микромире законы сохранения приобретают новую особенность, не свойственную аналогичным законам в макромире. В макроскопической области явление может и не происходить, если оно даже удовлетворяет всем законам сохранения. Например, если на пути шара, катящегося по горизонтальной плоскости, поставить достаточно высокий барьер, для преодоления которого энергия шара недостаточна, то по классическим законам шар не может оказаться по другую сторону барьера, хотя это и не противоречит закону сохранения энергии и другим законам сохранения. Подобных барьерах запретов не существует в области микромира, поскольку там действуют квантовые законы (см. § 28, с. 163). *В микромире все явления должны происходить обязательно, если только они удовлетворяют всем законам сохранения.* Вероятность явления может быть очень мала, но оно рано или поздно произойдет, если только при этом будут соблюдены все законы сохранения.

2. Как можно считать сейчас установленным, каждый закон сохранения связан с какой-либо симметрией законов природы, хотя и не для всех законов эта симметрия выяснена. Так, в основе законов сохранения энергии \mathcal{E} , импульса p и момента импульса M лежат соответственно однородность времени, однородность и изотропия пространства. Разумеется, сами по себе пространство и время еще не включают понятий о различных физических величинах. Об этом уже говорилось в томе I. Сейчас же, предполагая, что изучающий ядерную физику уже успел ознакомиться с аналитической механикой, добавим, что перечисленные свойства пространства и времени в классической механике надо понимать в смысле инвариантности функции Лагранжа (или Гамильтона) относительно изменения начала отсчета времени, переноса начала координат и поворота координатных осей.

Аналогично обстоит дело и в квантовой механике, но на этом вопросе мы не будем останавливаться.

К точным законам сохранения, выполняющимся при любых взаимодействиях, относятся законы *сохранения энергии, импульса, момента импульса, электрического заряда, барионного заряда и трех лептонных зарядов*. Остальные законы сохранения: *странныности, очарования, красоты, изотопического спина* и некоторые другие являются приближенными и выполняются не при всех взаимодействиях. Впрочем, следует заметить, что сохранение барионного и лептонного зарядов является эмпирическим законом и не имеет столь глубоких оснований, как сохранение \mathcal{E} , p , M . Поиски явлений с нарушением барионного и лептонного зарядов — одно из важнейших направлений современных экспериментальных исследований (см. § 108, пункты 3, 4).

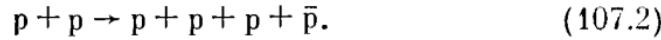
3. Рассмотрим в этом параграфе важнейшие законы сохранения энергии и импульса и некоторые их применения.

В физике элементарных частиц помимо энергии покоя энергия встречается только в двух формах: *кинетической* и *потенциальной*. Полная энергия \mathcal{E} равна их сумме и связана с релятивистской массой системы соотношением $\mathcal{E} = m_{\text{рел}}c^2$. В этом разделе физики принято пользоваться системой единиц, в которой скорость света c принимается за единицу (постоянная \hbar также принимается равной единице). Тогда полная энергия частицы $\mathcal{E} = m_{\text{рел}}c^2 = m_{\text{рел}}$, а квадрат четырехмерного вектора энергии — импульса принимает вид

$$\mathcal{E}^2 - P^2 = m^2, \quad (107.1)$$

где под m попимается *масса покоя* частицы, часто называемая также *инвариантной массой* (обозначение m_0 не применяется; полная масса обозначена через $m_{\text{рел}}$). Таким образом, энергия, масса и импульс в указанной системе единиц имеют *одинаковую размерность*. Их единицей обычно служит гигаэлектронвольт.

4. С помощью законов сохранения энергии и импульса можно определять *энергетический порог* той или иной реакции между частицами. Рассчитаем, например, порог рождения антипротона в реакции столкновения двух протонов:



Один из протонов (мишень) поконится, другой падает на него. Требуется определить минимальную энергию налетающего протона, чтобы эта реакция стала возможной. Таким образом, реакция рассматривается в лабораторной системе отсчета.

Перейдем на мгновение в систему центра масс. Тогда протоны перед столкновением будут двигаться навстречу друг другу, так что их суммарный импульс будет равен нулю. Очевидно, необходимая минимальная энергия получится тогда, когда все четыре частицы после реакции будут находиться в состоянии покоя.

Теперь можно вернуться в лабораторную систему отсчета. В ней все четыре частицы будут двигаться с одной и той же скоростью, а следовательно, и с одним и тем же импульсом (так как массы частицы и античастицы одинаковы). Пусть кинетическая энергия налетающего протона равна \mathcal{E} , а, следовательно, полная энергия системы до столкновения равна $\mathcal{E} + 2m_p$. Импульс налетающего протона P равен импульсу всей системы до, а следовательно, и после столкновения. Но после столкновения получается система четырех частиц, полная инвариантная масса которой равна $4m_p$. Следовательно, на основании формулы (107.1)

$$(\mathcal{E} + 2m_p)^2 - P^2 = \text{Инв} = (4m_p)^2.$$

На основании той же формулы для налетающего протона

$$(\mathcal{E} + m_p)^2 - P^2 = \text{Инв} = m_p^2,$$

откуда $P^2 = \mathcal{E}^2 + 2\mathcal{E}m_p$. Исключив P и сократив на m_p , получим

$$\mathcal{E} = 6m_p = 5,63 \text{ ГэВ}. \quad (107.3)$$

5. Допустим, что в реакцию вступают частицы с одинаковыми скоростями (по модулю и направлению). Тогда из законов сохранения энергии и импульса следует, что сумма масс получающихся частиц — продуктов реакции — не может превосходить сумму масс исходных частиц. Подчеркнем, что здесь речь идет об *инвариантных массах* (массах покоя). Допустим, например, что частицы a_1 и a_2 вступили в реакцию $a_1 + a_2 \rightarrow b_1 + b_2 + \dots$ Так как частицы a_1 и a_2 движутся с одинаковыми скоростями, то можно рассмотреть реакцию в системе центра масс, в которой полный импульс системы равен нулю, а полная энергия равна сумме масс $m_{a_1} + m_{a_2}$. В конечном состоянии полный импульс системы, конечно, по-прежнему будет равен нулю. Но отдельные частицы, вообще говоря, могут приобрести скорости в разных направлениях. Полная энергия системы, разумеется, не изменится. Но она может быть представлена также суммой масс образовавшихся частиц. Однако это будут уже не массы покоя (инвариантные массы), а *релятивистские массы*, а они больше масс покоя. Для масс покоя (инвариантных масс) всех частиц можно поэтому написать

$$m_{a_1} + m_{a_2} \geq m_{b_1} + m_{b_2} + \dots \quad (107.4)$$

Доказанное утверждение справедливо и для одной частицы, расходящейся на несколько других.

6. Законы сохранения энергии и импульса используются и для определения массы m и времени жизни τ нейтральных частиц. Примером может служить определение m и τ для нейтральных частиц Λ^0 и K^0 .

Нейтральная частица, пролетая через атомы среды, не «обдирает» их электронные оболочки и поэтому не оставляет после

себя следов в регистрирующих приборах (фотоэмulsionия, пузырьковая камера, камера Вильсона и др.). Только в редких случаях нейтральная частица сталкивается с атомным ядром и вызывает взрыв последнего. Если при таком взрыве возникают заряженные частицы, то от места взрыва они разлетаются в разные стороны и оставляют следы (треки), образующие так называемую «звезду».

По треку заряженной частицы можно судить о ее энергии и импульсе. Чем длиннее трек частицы (например, в пузырьковой камере), тем больше ее энергия. Чем толще трек, тем меньше ее скорость в соответствующей точке трека. (Это справедливо для нерелятивистских частиц. В релятивистской области ионизация приблизительно постоянна.) Импульс частицы можно измерить по кривизне трека в магнитном поле: $P = eRH$. Направление же импульса P совпадает с направлением трека.

После этих отступлений вернемся к определению параметров K^0 -мезона и Λ^0 -гиперона. Уже в конце 40-х — начале 50-х годов при фотографировании треков космических лучей в камере Вильсона на фотопластинках были замечены следы пар заряженных частиц, исходящие из одной точки. Такие пары следов стали называть *вилками*. Очень часто вершины вилок находились вблизи звезд. Было высказано предположение, что при образовании звезды паряду с заряженными частицами возникали и нейтральные, не оставляющие следов в камере. Исследования показали, что зубцы вилок в одних случаях — это следы π^+ - и π^- -мезонов, в других случаях — следы протонов p и π^- -мезонов. Гипотетическую нейтральную частицу, при распаде которой возникают эти частицы, обозначили через V^0 . Таким образом, предполагали, что эта частица распадается по одному из каналов:

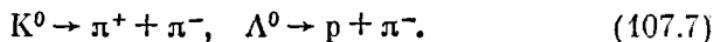
$$V^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-, \quad V^0 \rightarrow p + \pi^-. \quad (107.5)$$

Чтобы проверить это предположение, исследовали разные вилки и в каждом случае находили энергию и импульсы заряженных частиц, образующих вилку. Складывая энергию обеих частиц вилки, а по правилу параллелограмма — их импульсы, находили суммарную полную энергию \mathcal{E} и импульс P частиц вилки. Эти величины должны быть равны энергии и импульсу незаряженной гипотетической частицы. По ним находили инвариантную массу этой частицы

$$m = \sqrt{\mathcal{E}^2 - P^2}. \quad (107.6)$$

Оказалось, что вилки, состоящие из π^\pm -мезонов, дают для массы гипотетической частицы около 0,500 ГэВ, а вилки из протонов и π^- -мезонов — около 1,11 ГэВ. Тем самым было доказано, что при образовании звезды возникали пейтральные частицы двух сортов. Более легкую назвали K^0 -мезоном, а более тяжелую — Λ^0 .

гипероном. Они распадаются по схемам



Зная импульсы и массы частиц K^0 и Λ^0 , можно было вычислить их скорости. Измерив же расстояние от звезды до вершины вилки и разделив его на скорость частицы, можно было вычислить время ее жизни в лабораторной системе отсчета. А поскольку скорость частицы известна, можно было пересчитать это время и к системе отсчета, в которой частица покойится. При таком пересчете скорость частицы на пути от звезды к вершине вилки можно считать постоянной ввиду малости этого пути, а главное потому, что частица нейтральная и по этой причине слабо взаимодействует с окружающей средой.

7. Время жизни Λ^0 -гиперона $12,6 \cdot 10^{-10}$ с. Такого же порядка время жизни K^0 -мезона. Если считать, что скорость частицы порядка скорости света, то за это время она проходит расстояние около 3 см, которое легко измерить. Но не так обстоит дело с нейтральными частицами, время жизни которых порядка 10^{-16} с и меньше. К ним относится прежде всего π^0 -мезон. Масса и время жизни π^0 -мезона также были измерены с использованием законов сохранения энергии и импульса. Наиболее точно эти величины были найдены в результате изучения реакции распада K^+ -мезона



за которым следует распад π^0 -мезона по схеме *)



Так как частицы K^+ и π^+ заряженные, то энергии и импульсы этих частиц можно найти, изучая оставляемые ими треки. После этого из реакции (107.8) можно вычислить энергию (полную), а значит и скорость π^0 -мезона. Затем надо измерить расстояние от конца трека K^+ -мезона до точки, из которой исходят частицы пары e^+, e^- . Это расстояние и есть пробег π^0 -мезона за время его жизни. Правда, измерение этого расстояния, составляющего доли микрометра, лежит на границе возможного. Так как скорость π^0 -мезона известна, то по пробегу находится и время его жизни в лабораторной системе отсчета. Затем оно может быть пересчитано и к системе, в которой π^0 -мезон покойится. По современным данным

$$m_{\pi^0} = (264,113 \pm 0,008)m_e, \quad \tau_{\pi^0} = (0,828 \pm 0,057) \cdot 10^{-16} \text{ с.}$$

8. При меньших временах жизни пробег нейтральной (а следовательно, невидимой) частицы не поддается прямому измере-

*) Он в 80 раз менее вероятен распада $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$, но для нашей цели важен распад (107.9).

нию. Рождение и распад нейтральной частицы происходят в столь малой области, что прямыми методами ее невозможно отличить от точки. Такое положение имеет место при рождении и распаде резонансных частиц (резонансов), времена жизни которых 10^{-23} с (пробег 10^{-13} см, т. е. порядка диаметра ядра). Обнаружение таких частиц и определение их масс и времен жизни возможны только косвенными методами. Они используют те же законы сохранения энергии и импульса в сочетании со статистической обработкой данных с помощью ЭВМ. Поясним это на примере.

В 1961 г. в Беркли (США) группа физиков открыла нейтральную частицу — так называемый резонанс ω^0 . На пути пучка антипротонов \bar{p} , вышедших из ускорителя с кинетической энергией $\mathcal{E}_{\text{кин}} \sim 1,61$ ГэВ, была поставлена большая водородная пузырьковая камера. При столкновении антипротонов с протонами (ядрами водорода) образовывались π^\pm - и π^0 -мезоны. Понятно, что суммарный электрический заряд всех образовавшихся частиц должен быть равен нулю. Легко оценить верхний предел для числа N образующихся π -мезонов.

Так как в пучке движутся только антипротоны, а сталкивающиеся частицы \bar{p} и p две, то полная энергия их будет $(\mathcal{E}_{\text{кин}} + 2m_p)$. Импульс системы до и после столкновения, очевидно, равен импульсу антипротона P . Величина $(\mathcal{E}_{\text{кин}} + 2m_p)^2 - P^2$ есть инвариант и равна квадрату инвариантной массы системы. При столкновении эта величина не меняется. Но после столкновения инвариантную массу можно представить в виде Nm_π , если пренебречь разницей масс заряженного и нейтрального мезонов. В самом деле, в системе центра масс максимальное число π -мезонов N получится тогда, когда все π -мезоны получатся в состоянии покоя. В этом случае полная инвариантная масса всех мезонов будет Nm_π , а она во всех системах отсчета одинакова. Итак,

$$(\mathcal{E}_{\text{кин}} + 2m_p)^2 - P^2 = (Nm_\pi)^2. \quad (107.10)$$

Но для налетающего антипротона величина $(\mathcal{E}_{\text{кин}} + m_p)^2 - P^2$ также инвариантна и равна m_p^2 . Отсюда находим $P^2 = \mathcal{E}_{\text{кин}}^2 + 2m_p\mathcal{E}_{\text{кин}}$. Исключение P из этого и предыдущего уравнений дает

$$N^2 = 2m_p(\mathcal{E}_{\text{кин}} + 2m_p)/m_\pi^2. \quad (107.11)$$

Подставляя сюда $m_p = 0,938$ ГэВ, $m_\pi = 0,140$ ГэВ, $\mathcal{E}_{\text{кин}} = 1,61$ ГэВ, получаем $N \sim 18$. Это дает верхний предел для N . На самом деле при рассматриваемых энергиях он никогда не достигается. В таких случаях среднее $N \sim 5-6$. Были изучены фотоснимки с зарегистрированными на них звездами, образованными заряженными π -мезонами. Исследователи прежде всего отобрали 2500 «четырехлучевых звезд», т. е. таких, из которых исходили четыре

трека. Исследуя треки каждой звезды, можно было вычислить полную инвариантную массу системы всех четырех π -мезонов. Если бы только они образовывались из исходной системы $\bar{p}p$, то инвариантная масса каждой звезды была бы равна исходной массе $2m_p$. На самом деле это случалось редко. Та же картина получалась бы, если бы звезда образовывалась от распада на четыре π -мезона одной нейтральной частицы, образующейся при столкновении антипротона с протоном. Это тоже встречалось редко.

Поэтому было высказано предположение, что в каждой звезде, помимо четырех заряженных π -мезонов, должны присутствовать какие-то нейтральные частицы. Можно предположить, что звезды содержали только одну нейтральную гипотетическую частицу. Эту гипотетическую частицу мы обозначим через ω^0 . Полные энергия \mathcal{E} и импульс P системы при столкновении не меняются. Эти величины известны, поскольку антипротоны получаются от ускорителя с заранее известной энергией. Поэтому энергию и импульс частицы ω^0 можно вычислить по формулам

$$\mathcal{E}_{\omega^0} = \mathcal{E} - \mathcal{E}_1 - \mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_3 - \mathcal{E}_4, \quad P_{\omega^0} = P - P_1 - P_2 - P_3 - P_4,$$

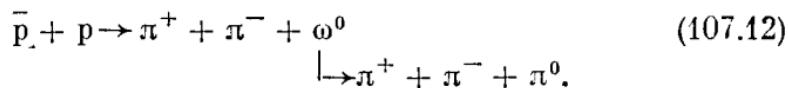
а ее инвариантную массу — по формуле $m_{\omega^0}^2 = \mathcal{E}_{\omega^0}^2 - P_{\omega^0}^2$. Здесь цифрами обозначены энергии и импульсы отдельных заряженных π -мезонов. Оказалось, что $m_{\omega^0} \approx 0,135$ ГэВ — величина, характерная для π^0 -мезонов. Из всех 2500 четырехлучевых звезд было отобрано 800 звезд, в каждой из которых содержался один π^0 -мезон.

По трекам можно было определить энергию и импульс каждого заряженного π -мезона. Эти же величины для нейтрального π^0 -мезона можно было вычислить по формулам, приведенным выше.

При исследовании четверок и троек заряженных π -мезонов получались различные соответствующие им инвариантные массы. Если по оси абсцисс откладывать инвариантные массы троек заряженных π -мезонов, а по оси ординат — число случаев, в которых они появляются на различных небольших интервалах энергии определенной величины, то получится плавная кривая без сколько-нибудь заметных максимумов и минимумов. Это указывает на статистический, некоррелированный характер появления соответствующих масс в каждой четверке или тройке заряженных π -мезонов.

Если же брать тройки π -мезонов, в каждой из которых содержится один нейтральный π -мезон, то картина резко меняется. На определенном месте на кривой появляется высокий узкий максимум, свидетельствующий о том, что частицы каждой тройки рассматриваемого вида не независимы, а коррелируют между собой. Это связано с тем, что все мезоны таких троек получаются в результате распада *одной и той же* нейтральной частицы, воз-

никшей при столкновении антипротона с протоном. Такую частицу мы обозначили через ω^0 . Изученная реакция идет через появление промежуточной нейтральной частицы ω^0 :



Вершине соответствующей кривой соответствует определенное значение массы, которая и принимается за массу частицы ω^0 . Становится понятным, почему частица ω^0 названа *резонансной частицей*, или *резонансом*. Сам резонанс характеризуется определенной шириной (полужирины) Γ . По этой ширине и определяется время жизни частицы $\tau \sim \hbar/\Gamma$. Для ω^0 -резонанса $m_{\omega^0} = (782,6 \pm 0,3) \text{ ГэВ}$, $\Gamma = 10,1 \text{ МэВ}$ ($\tau = 6,52 \cdot 10^{-23} \text{ с}$).

9. Теперь скажем несколько слов о законе сохранения момента импульса. Момент импульса определяется одинаково в нерелятивистской и релятивистской классической механике, т. е. формулой $M = [rP]$. Той же формулой, но в операторной форме орбитальный момент M определяется в квантовой механике. Собственный (или спиновый) момент частицы определяется иначе. Об этом вскользь было сказано в § 36 (пункт 5). Подробное рассмотрение этого вопроса выходит за рамки общего курса физики. В квантовой механике момент импульса квантуется и, кроме того, частица может обладать внутренним моментом — спином. Сохраняется полный момент: орбитальный плюс спиновый. Например, в системе центра масс в распаде $\rho^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ спиновый момент равен 1, а пионы возникают в p -состоянии; в распаде $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$ спин равен $1/2$, а p и π^- могут быть в s - и p -состояниях.

§ 108. Законы сохранения электрического, лептонных и барионного зарядов

1. Названные законы выполняются для всех взаимодействий (сильного, электромагнитного, слабого; для гравитационного взаимодействия элементарных частиц они, разумеется, не проверены). Их происхождение неясно, в частности не выяснено, с какой симметрией они связаны. Существуют веские основания считать, что закон сохранения электрического заряда — точный (масса фотона нулевая, на опыте установлено, что $m_\phi < 10^{-21} m_e$). Законы сохранения лептонных и барионного зарядов — чисто эмпирические, и не исключено, что они могут нарушаться (см. пункты 3, 4).

Электрический заряд Q частицы играет двоякую роль. Во-первых, он является *источником силового поля*. Во-вторых, это есть *квантовое число*, характеризующее частицу. Лептонные и барионные заряды, насколько известно в настоящее время, не явля-