

539.1
P-63

МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ



В. И. Гольданский, А. М. ГальпердЭ. П. Топоркова

ФИЗИКА
ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

МОСКВА 1985

539.1
P.63

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО
ОБРАЗОВАНИЯ СССР
МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

В.И.Гольданский, А.М.Гальпер, Э.П.Топоркова

ФИЗИКА ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Утверждено
редсоветом института
в качестве учебного пособия

Москва 1985

В.И.Гольданский, А.М.Гальпер, Э.П.Топоркова. Физика высоких энергий. - М.: Изд. МИФИ, 1985. - 88 с.

Учебное пособие является переработанной частью курсов "Ядерная физика" и "Физика элементарных частиц и космических лучей", читаемых для студентов физико-технического и вечернего факультетов и факультета "Автоматика". На элементарном уровне освещаются наиболее важные вопросы физики высоких энергий, связанные с изучением свойств и взаимодействий элементарных частиц, космических лучей и астрофизики высоких энергий. Обсуждаются некоторые актуальные проблемы гамма- и нейтринной астрономии.

Учебное пособие вполне доступно широкому кругу студентов, интересующихся проблемами физики высоких энергий.

Рецензенты: Иваненко И.П., Щербаков Ю.А.

© Московский инженерно-физический институт, 1985 г.

Редактор О.А.Сафронова
Техн.редактор З.И.Хазова
Корректор И.Н.Маркина

Тем. план 1985 г. поз. № 17(15)

Л.-62141 Подписано в печать 10/VI-85 Формат 60x84 1/16 Объем 5,5 п.л.
Уч.-изд.л. 5,0 Тираж 450 экз. Цена 30 коп.
Изд. № 019-1 Заказ 516

Типография МИФИ, Каширское шоссе, 31

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ И ИХ ОСНОВНЫЕ
ХАРАКТЕРИСТИКИ

Одним из направлений физики высоких энергий является физика элементарных частиц. Изучение взаимодействий элементарных частиц при сверхвысоких энергиях позволяет получить важнейшие сведения о строении вещества.

Исследования по физике высоких энергий проводятся либо на ускорителях, либо в качестве источника высоких энергий используются космические лучи. При очень высоких энергиях начинают проявляться релятивистские свойства частиц, и поэтому мы начнем изучение физики высоких энергий с краткого знакомства с релятивистской кинематикой.

1.1. Понятие о релятивистской кинематике

Кинематические характеристики частиц. При высоких энергиях частиц справедлива релятивистская механика.

Релятивистское отношение между полной энергией E , импульсом p и массой m_0 частицы имеет вид:

$$E^2 = m_0^2 c^4 + p^2 c^2.$$

Полную энергию частицы можно также записать следующим образом:

$$E = m_0 c^2 \gamma,$$

где $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$ — так называемый лоренц-фактор, а $\beta = v/c$.

Кинетическая энергия частицы и ее импульс определяются следующими формулами:

$$T = m_0 c^2 (\gamma - 1); \quad \vec{p} = m_0 \vec{\beta} c \gamma.$$

В ультрарелятивистской области, когда $E \gg m_0 c^2$, массой частицы можно пренебречь и $E = pc$. Для частиц с нулевой массой (γ -квант, нейтрино) скорости всегда равны "с" и $E = pc$.

Полезной часто используемой характеристикой является 4-вектор, образованный импульсом частицы и полной энергией E :

$$P_i = \left\{ P_i, iE \right\} = \begin{pmatrix} P_x \\ P_y \\ P_z \\ iE \end{pmatrix}.$$

Существует ряд комбинаций из компонент 4-векторов, не изменяющихся в любой инерциальной системе*. Они называются релятивистскими инвариантами (*inv*), например,

$$P^2 = E^2 - P^2 c^2 = E^{*2} - P^{*2} c^2 = m_0^2 c^4 = \text{inv}.$$

С помощью этого инварианта легко определить порог рождения любой элементарной частицы.

Вычислим порог реакции, в которой частица с массой m взаимодействует с неподвижным ядром M , и в результате образуются частицы с массой m_1 и m_2 :

$$m + M \rightarrow m_1 + m_2.$$

Вспользовавшись вышеприведенным инвариантом $E^2 - P^2 c^2 = E^{*2}$, получим:

$$[T + (m + M)c^2]^2 - [(T + mc^2)^2 - m^2 c^4] = [(m_1 + m_2)c^2]^2.$$

Решая уравнение относительно T , получаем

$$T = \frac{[(m_1 + m_2)^2 - (m + M)^2] c^2}{2M}.$$

В качестве примера определим порог рождения пары частиц: протона (p) и антипротона (\bar{p}) в двух случаях: $\gamma + p \rightarrow p + \bar{p} \dots$ (а) и $p + p \rightarrow p + \bar{p} + p + p \dots$ (б).

Для взаимодействия (а):

$$T = \frac{[(3m_p)^2 - m_p^2] c^2}{2M_p} = 3,75 \text{ ГэВ},$$

а для взаимодействия (б):

$$T = \frac{[(4m_p)^2 - (2m_p)^2] c^2}{2M_p} = 5,6 \text{ ГэВ}.$$

* Обычно используются две системы отсчета: лабораторная (L) и система центра инерции (СЦИ), в которой все параметры будем обозначать звездочкой*.

Если происходит рождение пионов ($m_{\pi} = 140 \text{ МэВ}$) в протон-протонном взаимодействии: $p + p \rightarrow \pi^+ + d$, то порог рождения оказывается равным $T = 300 \text{ МэВ}$.

Координаты Мандельштама. Широко используются для описания кинематических процессов инвариантные переменные t и s , называемые инвариантными переменными Мандельштама. Переменная s — квадрат полной энергии в СШ, равная: $s = E_C^2 = (E_{01}^* + E_{02}^*)^2 = (E_1^* + E_2^*)^2$, а t содержит информацию об угле рассеяния и равна квадрату передаваемого 4-импульса $t = -q^2 = -(P_{01} - P_1)^2 = -(P_{02} - P_2)^2$.

1.2. Рождение элементарных частиц в нуклон-нуклонных взаимодействиях при сверхвысоких энергиях

Как видно из предыдущего, рождение новых частиц зависит от суммарной энергии сталкивающихся частиц: чем выше энергия, тем разнообразнее и в большом количестве могут родиться частицы.

Максимальная энергия ускоренных протонов в настоящее время в лабораторной системе достигает значения $E_{\text{лаб}} = 500 \text{ ГэВ}$. Для встречных протон-антипротонных пучков $E_{\text{СШ}} = 540 \text{ ГэВ}$, что соответствует лабораторной энергии $E_{\text{лаб}} = 150 \text{ ТэВ}$ ($1,5 \cdot 10^{14} \text{ эВ}$). Частицы сверхвысоких энергий имеются в космических лучах, где максимальная энергия отдельных частиц достигает 10^{22} эВ . При таких энергиях рождаются десятки и даже сотни частиц, и соответствующие события получили название струй или ливней.

Большой интерес представляют обнаруженные в космических лучах несколько крайне редких событий, получивших название кентавров или миникентавров и имеющие даже собственные имена. Кентавры — это события, в которых при энергиях $\sim 10^3 \text{ ТэВ}$ рождаются сотни заряженных частиц и не рождаются нейтральные пионы, например "Андромеда" — событие, в котором первичная частица с $E = 10^7 \text{ ГэВ}$ образовала сгусток, распавшийся на несколько сотен частиц с массой $5 \cdot 10^5 \text{ ГэВ}$; "Кентавр" — первичная частица распалась на сотню заряженных частиц без π^0 .

Характерной особенностью нуклонных взаимодействий при высоких энергиях (100 ГэВ и выше) является рост полных сечений взаимодействий (рис. 1). Экспериментально обнаружено, что при высоких энергиях реализуется малое значение множественности (множественность — среднее число частиц, рожденных в единичном столкновении) по сравнению со значением, раз-

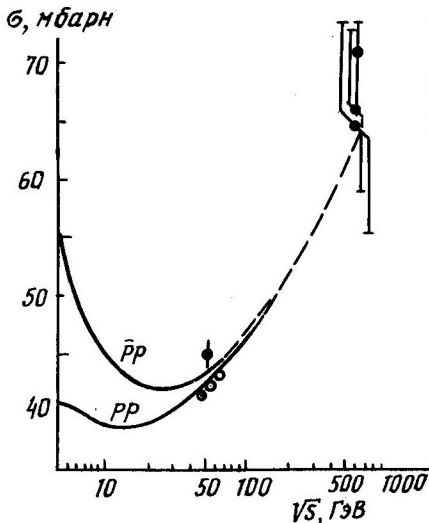


Рис. 1. Рост сечения σ с энергией

следующим образом: в результате столкновения двух нуклонов сначала образуются два сгустка ядерного вещества — фэйрбола, которые сравнительно медленно движутся в ССИ в противоположных направлениях. Затем они распадаются изотропно в своей системе покоя, испуская в основном пионы, и частично более тяжелые частицы — каоны, гипероны, антипротоны и т.д.

Ускорительные данные, полученные при $E_{\text{лаб}} \sim 200 - 2000$ ГэВ не противоречат концепции фэйрболов космических лучей с массой $\sim 2 - 5$ ГэВ. Наблюдения процессов в космических лучах дают примеры чрезвычайно тяжелых фэйрболов ($M \sim 100$ ГэВ и выше).

Гидродинамическую теорию множественной генерации Ландау можно считать моделью развития и распада тяжелых фэйрболов. Эта теория дает объяснения целому ряду характеристик процесса генерации частиц.

Основные положения этой теории заключаются в следующем. При столкновении движущегося нуклона с покоящимся вся энергия взаимодействия выделяется в малом объеме, при этом в ССИ после столкновения оба нуклона покоятся. Объем, в котором происходит выделение энергии, имеет размеры

решаемым законами сохранения. Например, при $E = 30$ ГэВ могут родиться сотни пионов, а наблюдаются в экспериментах примерно 5.

Множественные процессы чрезвычайно сложны, до сих пор нет единой теории. В настоящее время имеется несколько феноменологических моделей множественной генерации частиц, но ни одна из них не может полностью объяснить имеющиеся экспериментальные данные.

Одна из моделей — фэйрбольная модель (Fireball — бо-лид, шаровая молния). Множественная генерация частиц в области высоких энергий происходит

$$V \approx \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \left(\frac{\hbar}{m_{\pi} c} \right)^3,$$

где множитель $\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$ связан с лоренцевским сжатием, а $\left(\frac{\hbar}{m_{\pi} c}\right)$ имеет порядок величины радиуса взаимодействия,

m_{π} — масса покоя π -мезона.

Если энергия, выделяющаяся в этом объеме, много больше $m_{\pi} c^2$, то в этой системе может возникнуть большое число мезонов. Сильное взаимодействие предполагает установление термодинамического равновесия, при котором происходит постоянное рождение и поглощение мезонов, поэтому в данной стадии трудно говорить о каком-либо конкретном числе рожденных мезонов. Постепенно объем системы увеличивается, и когда его размеры станут больше радиуса ядерного взаимодействия, процесс поглощения и рождения мезонов прекратится. Оставшееся к этому времени число мезонов и будет соответствовать числу рождаемых частиц. Расширение системы, находящейся в термодинамическом равновесии, описывается уравнениями релятивистской гидродинамики, которые позволяют получить количественную картину процесса множественного рождения частиц. Полное число рожденных частиц N согласно этой теории зависит от энергии налетающего нуклона следующим образом:

$$N \sim E^{1/4}$$

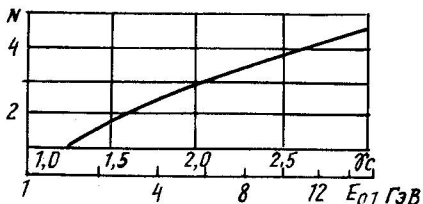


Рис. 2. Зависимость N от E

Это распределение отличается от изотропного: основная масса частиц летит по направлению налетающего нуклона и в противоположную сторону. В л.с.к. угловое распределение частиц принимает вид двух соосных конусов, которое соответствует экспериментально наблюдаемым ливням.

1.3. Основные характеристики элементарных частиц

Прежде чем рассматривать характеристики элементарных частиц следует подчеркнуть, что отнесение какой-либо частицы к элементарной зависит от уровня наших знаний и экспериментальных возможностей. Достаточно напомнить, что менее ста лет назад элементарными частицами считались столь сложные системы, как атомы; впоследствии до 1932 г. были известны лишь три элементарные частицы: фотон, электрон и протон. К настоящему времени элементарных частиц насчитывается несколько сотен. Среди них только четыре стабильных частицы (фотон, нейтрино, электрон, протон), остальные — нестабильные, живущие от 10^{-6} с до 10^{-24} с. (Исключение составляет нейтрон: $\tau \sim 10^3$ с). Большинство нестабильных частиц, так называемые резонансы, имеют время жизни меньше 10^{-20} с. За исключением небольшого числа частиц (лептоны, фотон), у всех обнаруживается сложная внутренняя структура, но тем не менее их можно считать элементарными, поскольку они имеют свои собственные внутренние характеристики, такие как масса, время жизни, спин, четность, электрические, лептонные и барионные заряды, странность и т.п. У каждой частицы имеется античастица (античастица обозначается той же буквой, но с черточкой или "тильдой" над ней).

Античастица обладает той же массой, временем жизни, спином, что и частица, но все зарядовые квантовые числа имеют противоположный знак, например, у антипротона (\bar{p}) барионный заряд $B = -1$ и электрический заряд $Q = -1$. Существует ряд частиц (J^0 -квант, X^0 -мезон), совпадающих со своими античастицами. Зарядовые квантовые числа у них равны 0 и они называются истинно нейтральными частицами.

Рассмотрим теперь кратко некоторые характеристики частиц: массу, время жизни, спин, четность на примере хорошо известных нам X -мезонов (пионов). С остальными квантовыми характеристиками познакомимся в дальнейшем.

Массы элементарных частиц. Массы элементарных частиц заключены в широком диапазоне: от $m = 0$ (нейтрино, J -кванты) до $m \sim 10$ ГэВ (Y -ипсилон-мезон).

Существует много методов определения масс частиц. Наиболее просто определять массы заряженных частиц. Если заряженная частица движется в магнитном поле с известным напряжением и если известна ее энергия, то, зная импульс, определенный по кривизне траектории в магнитном поле, можно вычислить массу частицы.

Для определения масс многих заряженных частиц использовались специальные ядерные фотозмульсии, в которых наблюдались следы этих частиц. Заряженная частица, проходя через эмульсии, теряет энергию на ионизацию: чем больше потеря энергии на единицу длины $(\frac{dT}{dR})_{\text{ион}}$, тем больше плотность зерен $(\frac{dN}{dR})$ в следе частицы. Известно, что $(\frac{dT}{dR})_{\text{ион}} \sim Z^2 f(v)$ и они не зависят от массы частицы, а пробег частицы

$$R = \int_0^{T_0} \frac{dT}{dT/dR} = \frac{m}{Z^2} F(v).$$

Для частиц с одинаковыми зарядами и скоростями остаточные пробеги относятся как массы: $\frac{R_1}{R_2} = \frac{m_1}{m_2}$. Таким образом, если на следах эталонной (например, протона) и неизвестной частиц найти точки с равной плотностью зерен $(\frac{dN}{dR})_{\text{эт}} = (\frac{dN}{dR})_x$, то можно будет определить массу неизвестной частицы. Итак, для определения массы заряженной частицы необходимо экспериментально установить зависимость плотности зерен $(\frac{dN}{dR})$ от R и иметь аналогичную зависимость для эталонной частицы. Пересекая эти кривые прямой, параллельной оси R , получаем значения R_1 и R_2 , при которых скорости равны, а следовательно, и значение массы неизвестной частицы (рис. 3).

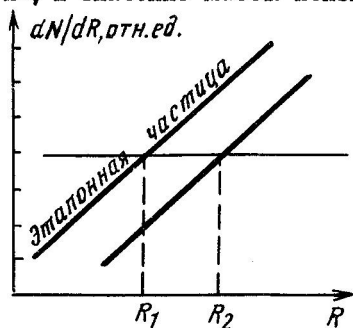


Рис. 3. Зависимость плотности зерен $\frac{dN}{dR}$ от R

Массу частиц можно определить и из релятивистского соотношения между энергией E , импульсом \vec{P} и скоростью частицы, одновременно измеряя две из перечисленных величин.

Допустим наблюдается распад частицы a_{01} неизвестной массы на две частицы a_1 и a_2 с известными массами (m_1, m_2) и измеренными импульсами (\vec{P}_1, \vec{P}_2):

$$a_{01} \rightarrow a_1 + a_2.$$

Запишем релятивистские законы сохранения энергии и им-

пульса

$$E_{01} = E_1 + E_2 = \sqrt{P_1^2 c^2 + m_1^2 c^4} + \sqrt{P_2^2 c^2 + m_2^2 c^4},$$

$$\vec{P}_{01} = \vec{P}_1 + \vec{P}_2$$

и для

$$m_{01}^2 c^4 = E_{01}^2 - P_{01}^2 c^2 = m_1^2 c^4 + m_2^2 c^4 + 2 \left[\sqrt{P_1^2 c^2 + m_1^2 c^4} \times \right. \\ \left. \times \sqrt{P_2^2 c^2 + m_2^2 c^4} - |P_1| |P_2| \cos \varphi \right],$$

где φ - угол между частицами a_1 и a_2 . Если происходит распад покоящейся частицы, то $\vec{P}_{01} = 0$, и импульсы частиц a_1 и a_2 равны по величине и противоположны по направлению. Обозначив величину их импульса через $|P|$, получим

$$m_{01} c^2 = \sqrt{m_1^2 c^4 + P^2 c^2} + \sqrt{m_2^2 c^4 + P^2 c^2}.$$

В качестве примера применения релятивистской кинематики рассмотрим определение массы нейтрального π^0 -мезона ($\pi^0 \rightarrow 2\gamma$). Нейтральные пионы можно получить в реакции перезарядки отрицательных пионов с протонами:

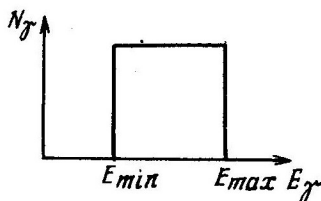
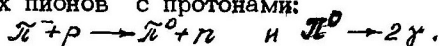


Рис. 4. Спектр γ -квантов от распада π^0

Экспериментально наблюдаемый спектр γ -квантов от распада π^0 приведен на рис. 4 ($\bar{E}_\gamma = 70$ МэВ). Приведем анализ распада π^0 -мезона:

а) π^0 -мезон распадается на 2γ -кванта в состоянии покоя ($P_{\pi^0} = 0$). В этом случае импульс и энергия образующихся γ -квантов будут одинаковы:

$$E_{\gamma_1} = E_{\gamma_2} = \frac{m_{\pi^0} c^2}{2}, \quad \text{т.е.} \quad m_{\pi^0} c^2 = 2 E_\gamma;$$

б) π^0 -мезон распадается на лету. В этом случае γ -квант, вылетающий в направлении π^0 , будет иметь энергию большую $\frac{m_{\pi^0} c^2}{2}$, а вылетающий в противоположную сторону - меньшую, т.е. $(E_\gamma)_{\min} \leq E_\gamma \leq (E_\gamma)_{\max}$,

$$\text{где } (E_\gamma)_{\min} = \frac{m_{\pi^0} c^2}{\sqrt{1-\beta^2}} (1-\beta), \quad \text{а } (E_\gamma)_{\max} = \frac{m_{\pi^0} c^2}{\sqrt{1-\beta^2}} (1+\beta)$$

(в системе покоя π^0 -мезона γ -кванты обладают энергией $m_{\pi^0} c^2/2$). Определяя в эксперименте $(E_\gamma)_{\min}$ и $(E_\gamma)_{\max}$, можно оценить m_{π^0} , так как

$$(E_\gamma)_{\min} (E_\gamma)_{\max} = \frac{m_{\pi^0}^2 c^4}{4} \quad \text{и} \quad m_{\pi^0} c^2 = 2\sqrt{(E_\gamma)_{\min} (E_\gamma)_{\max}}$$

Времена жизни элементарных частиц - τ . Как уже отмечалось выше, имеются четыре стабильных частицы γ , ν , e , p . Времена жизни остальных частиц лежат в широких пределах от 10^{-6} до 10^{-23} с (исключение нейтрон с $\tau \approx 10^3$ с).

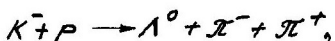
Время жизни частицы зависит от того, каким фундаментальным взаимодействием обусловлен распад; для слабых взаимодействий $\tau \gg 10^{-10}$ с, для электромагнитных $\tau \sim 10^{-14}$ - 10^{-18} с, сильные взаимодействия происходят за очень короткие времена 10^{-20} - 10^{-23} с. Поэтому методики определения времен жизни весьма разнообразны. Ограничимся рассмотрением методов определения τ для нейтрального пиона и резонансов. Наиболее точно время жизни $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ было измерено методом ядерных фотоэмульсий, позволяющим определять очень малые пробеги частиц. В ядерных эмульсиях, облученных высокоэнергичными частицами (либо на ускорителях, либо в космических лучах) должны наблюдаться случаи рождения и распада π^0 -мезонов. Но ни π^0 , ни γ -кванты не оставляют в ядерных эмульсиях следов; образование и распад π^0 можно изучать лишь совместно, наблюдая следы ядерного расщепления (звезду), в котором π^0 родился, и электронно-позитронные пары, порожденные γ -квантами.

Анализируя расположение $e^- - e^+$ пар, можно определить место распада π^0 (пересечение биссектрис углов разлета электрона и позитрона), а затем и место рождения (расстояние до ближайшей звезды - r). Величина r , естественно, зависит от τ . Обработка большого числа случаев с различным предположением об энергетическом спектре π^0 позволила сделать оценку времени жизни π^0 , принятое в настоящее время равным $\tau = 0,8 \cdot 10^{-16}$ с.

Определение массы и времени жизни резонансов. Элементарные частицы со временем жизни 10^{-20} с - 10^{-23} с назы-

ваются резонансами. Это название они получили в связи с тем, что регистрируются не непосредственно, а по резонансам, наблюдающимся при измерении зависимости сечений от энергии. Для оценки массы и времени жизни резонансов используются различные косвенные методы.

Рассмотрим, как можно измерить эти величины на примере одного из наиболее простых резонансов — Λ -резонанс (обозначим его условно Λ^*). Исследуя продукты взаимодействия K -мезонов с протонами в пузырьковой камере в реакции



обнаружили в энергетическом распределении пионов максимум (рис. 5). Если бы в реакции образовывалось три частицы одновременно, то энергетическое распределение пионов было бы плавным. Поэтому максимум легко объяснить, если предположить, что сначала в вышеприведенной реакции образуются две частицы — пион и резонанс Λ^* : $K^+ + p \rightarrow \Lambda^* + \pi^+$, а затем Λ^* резонанс за очень короткое время распадается $\Lambda^* \rightarrow \Lambda^0 + \pi^+$. Используя законы сохранения энергии и импульса в СИИ

$$(E_{K^+} + E_p)_{\text{СИИ}} = (E_{\Lambda^*} + E_{\pi^+})_{\text{СИИ}},$$

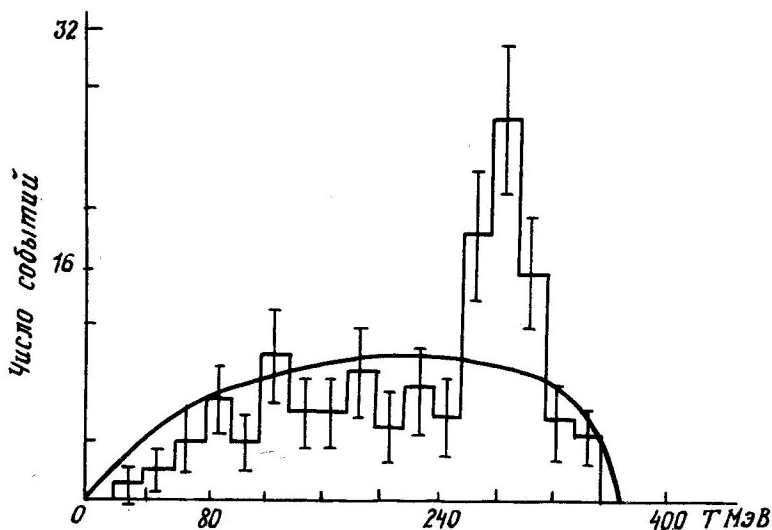


Рис. 5. Энергетическое распределение пионов

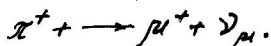
$$(\vec{P}_{\Lambda^*})_{\text{СЦН}} = -(\vec{P}_{\pi})_{\text{СЦН}}$$

и релятивистский инвариант, можно оценить массу Λ^* резонанса.

Максимум в энергетическом распределении, характеризующий резонанс, имеет некоторую ширину Γ (ширина на полувысоте). Воспользовавшись соотношением неопределенности, можно оценить время жизни резонанса, так как $\Gamma \tau \approx \hbar$. Таким образом, были измерены масса и время жизни Λ^* резонанса.

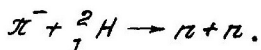
Спин и четность. Напомним, что частицы с полуцелым спином ($1/2 \hbar$, $3/2 \hbar$ и т.д.) подчиняются статистике Ферми - Дирака и называются фермионами (e, μ, p, π и т.д.). Для системы тождественных фермионов справедлив принцип Паули, разрешающий в конкретном квантовом состоянии находиться только одному фермиону или двум, но с противоположной ориентацией спинов. Полная волновая функция двух тождественных фермионов антисимметрична. Частицы с целым спином ($0, 1 \hbar, 2 \hbar$ и т.д.) подчиняются статистике Бозе - Эйнштейна и называются бозонами (γ, π, K и т.д.). В данном квантовом состоянии может находиться произвольное число тождественных бозонов, а полная волновая функция тождественных бозонов симметрична относительно перестановки любой пары частиц.

Теперь перейдем к определению, например, спина и четности заряженного пиона. Заряженный π^+ -мезон распадается по схеме:



Определить спин пиона из схемы распада нельзя, а можно лишь заключить, что он равен либо 0 (для случая, если спины мюона и нейтрино антипараллельны), либо 1 (спины мюона и нейтрино параллельны). Для определения точного значения спина можно использовать прямую и обратную реакции с пионами: $p + p \rightleftharpoons \pi^+ + {}^2\text{H}$. Применяя к этим реакциям принцип детального равновесия, связывающий спины и импульсы участвующих во взаимодействии частиц и сечения прямой и обратной реакции: $(2S_p + 1)^2 P_p^2 \sigma_{pp} = 2(2S_{\pi} + 1)(2S_d + 1) P_{\pi}^2 \sigma_{\pi d}$, где P_{π} и P_p - известные значения импульсов пионов и протонов в СЦН, а $S_p = 1/2 \hbar$ и $S_d = 1 \hbar$ соответственно спины протона и дейтона, можно по измеренному отношению сечений прямой σ_{pp} и обратной реакциям $\sigma_{\pi d}$ найти спин пиона. Оказалось, что спин пи-

она равен нулю. Четность пиона (P_π) определяется в реакции взаимодействия медленных π^- -мезонов ($\vec{L}_{\pi d} = 0$) с дейтерием:



В ядерной реакции четность сохраняется и закон сохранения четности можно записать в следующем виде:

$$P_\pi P_d (-1)^{L_{\pi d}} = P_n P_n (-1)^{L_{nn}}.$$

Для определения четности пиона необходимо знать, с каким орбитальным моментом \vec{L}_{nn} образовались два нейтрона. Для этого воспользуемся законом сохранения полного момента:

$$\vec{S}_\pi + \vec{S}_d + \vec{L}_{\pi d} = \vec{S}_n + \vec{S}_n + \vec{L}_{nn},$$

$S_\pi = 0$, $S_d = 1$ и для двухнейтронного состояния имеются две возможности: либо $\ell = 1$ и спины нейтронов антипараллельны; либо $\ell = 0$ и спины нейтронов параллельны (последнее исключено, так как в этом случае полная волновая функция будет симметричной). Следовательно, два нейтрона могут находиться в P-состоянии ($\ell = 1$), и четность пиона оказывается отрицательной: $P_\pi = -1$.

1.4. Классификация элементарных частиц

В настоящий момент принято считать, что в микромире существуют четыре фундаментальных взаимодействия: гравитационное, электромагнитное, слабое и сильное*. Гравитационное взаимодействие универсально (действует между любыми частицами), но не играет большой роли в микромире из-за малости масс элементарных частиц. Электромагнитным взаимодействиям подвержены частицы, имеющие электрический заряд. Нейтральные частицы могут взаимодействовать с электромагнитным полем, лишь благодаря сложной внутренней структуре частиц, и поэтому оно, как и слабое взаимодействие, не является универсальным. Не универсально и сильное взаимодействие: в нем участвуют только частицы, называемые адронами. Краткие характеристики этих взаимодействий приведены в табл. 1. В дальнейшем, в гл. 2 мы вернемся к более подробному изучению этих взаимодействий.

* Об объединении взаимодействия будет сказано ниже.

Таблица 1

Взаимодействие	Спин кванта, переносящего взаимодействие	Константа взаимодействия	Квант взаимодействия	Р-радиус действия, см	Класс частиц, участвующих во взаимодействии
Сильное	1	$d_s = \frac{a}{\hbar c} \frac{m}{m_p} \sim 1$	Глюон	10-13	Адроны, кварки
Электромагнитное	1	$d_e = \frac{e^2}{\hbar c} \sim 1/137$	Фотон	∞	Все электрически заряженные частицы
Слабое	1	$d_w = \frac{g^2 m^2 c}{\hbar^3} \sim 10^{-5}$	W^\pm -бозоны Z^0	$\sim 10^{-17}$	Лептоны и кварки
Гравитационное	2	$d_g = \frac{G m^2}{\hbar c} \sim 10^{-38}$	Гравитон	∞	Все частицы

Все элементарные частицы можно разделить на три класса:

а) фотоны (γ -кванты) ($m = 0$; $\vec{s} = 1$);

б) лептоны (частицы, не участвующие в сильных взаимодействиях);

в) адроны (частицы, участвующие в сильных взаимодействиях).

Свойства и взаимодействия γ -квантов были изучены ранее, а сейчас рассмотрим подробнее лептоны и адроны.

Лептоны (в переводе с греческого лептон означает мелкий). Всего известно 6 лептонов и 6 антилептонов: 3 заряженных (электрон e^- , мюон μ^- , тау-лептон τ^-) и 3 нейтральных (нейтрино электронное ν_e , нейтрино мюонное ν_μ и τ -нейтрино ν_τ). Все лептоны имеют спин $s = 1/2$, т.е. являются фермионами.

Очень важной характеристикой лептонов является лептонный заряд. Каждому лептону приписывается лептонный заряд $\ell = +1$, а антилептону $\ell = -1$. Существует закон сохранения лептонных зарядов: электронного лептонного, мюонного лептонного и τ -лептонного.

Для электрона e^- и электронного нейтрино ν_e принято, что $\ell_e = 1$; для позитрона и электронного антинейтрино $\ell_e = -1$, а для остальных частиц $\ell_e = 0$.

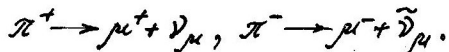
Аналогично для $\mu^-, \bar{\nu}_\mu$: $\ell_\mu = 1$, а для μ^+ и $\tilde{\nu}_\mu$ $\ell_\mu = -1$; для $\tau^-, \bar{\nu}_\tau$: $\ell_\tau = 1$, а для τ^+ и $\tilde{\nu}_\tau$: $\ell_\tau = -1$.

Рассмотрим в качестве примера β -распад свободного нейтрона: $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$, $\ell_e = +1$, а $\ell_{\bar{\nu}_e} = -1$, для нуклонов $\ell = 0$ и, таким образом, в β -распаде выполняется закон сохранения лептонного заряда. Пока не обнаружено нарушений закона сохранения лептонов, хотя сейчас активно изучаются процессы, в которых можно ожидать его нарушения (распад протона, двойной β -распад, осцилляции нейтрино).

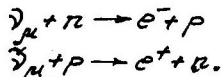
Мюоны были открыты Андерсоном и Неддермайером в 1938 г. в космических лучах и с тех пор вызывают большой интерес. Мюоны, как и электроны, существуют в двух зарядовых состояниях μ^\pm , имеют спин $\frac{1}{2}\hbar$ и не вступают в сильное взаимодействие. От электронов мюоны отличаются лишь массой $m_\mu = 207m_e$, нестабильностью $\tau \approx 2 \cdot 10^{-6}$ с и "собственным" мюонным нейтрино.

Существование мюонных нейтрино было предсказано Б.Понтекорво в 1962 г. и подтверждено экспериментально.

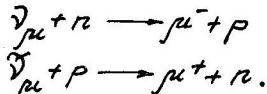
Пучок π -мезонов, получаемых в ускорителе в результате pp-столкновений, распадается с образованием нейтрино по схеме:



Продукты взаимодействия нейтрино можно зарегистрировать детектором, например большой искровой камерой. Если образовавшиеся нейтрино тождественны электронным нейтрино, образующимся при β -распаде ядер, то продуктами их взаимодействия могут быть и электроны, т.е.



Если же $\nu_\mu \neq \nu_e$ ($\tilde{\nu}_\mu \neq \tilde{\nu}_e$), то продуктами их взаимодействия с нуклонами могут быть лишь мюоны, т.е. наблюдаются процессы типа:



Многочисленные эксперименты показали, что осуществляют-ся только последние реакции с образованием мюонов и тем самым подтвердили существование двух типов нейтрино. В 1978г.

был открыт третий тяжелый Z -лептон со своим Z -нейтрино и установлены его свойства. В настоящее время считается, что лептоны являются точечными частицами, т.е. не имеют внутренней структуры.

Характеристики лептонов представлены в табл. 2.

Таблица 2

Лептоны									
Название	М, МэВ	Z	B	L_e	L_μ	L_τ	\bar{S}	τ, c	Мода распада, %
Электрон e^-	0,511	-1	0	1	0	0	1/2	Стабилен	$e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu^{(100)}$ $\mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$ $e^- \bar{\nu}_\tau \nu_\tau$
Мюон μ^-	106	-1	0	0	1	0	1/2	$2,2 \cdot 10^{-6}$	
Z^- -мезон	1784	-1	0	0	0	1	1/2	$2,3 \cdot 10^{-12}$	
Электронное нейтрино ν_e	0	0	0	1	0	0	1/2	Стабильно	
Мюонное нейтрино ν_μ	0	0	0	0	1	0	1/2	Стабильно	
Z^- -нейтрино	0	0	0	0	0	1	1/2	Стабильно	

Все лептоны участвуют в слабых взаимодействиях, а заряженные лептоны также в электромагнитных. В электромагнитных взаимодействиях лептоны рождаются парами: e^+e^- , $\mu^+\mu^-$, $\tau^+\tau^-$. В сильных взаимодействиях лептоны не участвуют.

Адроны (в переводе с греческого "адрон" означает сильный, массивный). Адроны – самое многочисленное семейство элементарных частиц (несколько сотен, большинство из которых резонансы). Все адроны в отличие от лептонов имеют сложную структуру. Адроны с целым спином называются мезонами, с полуцелым – барионами. Все барионы: нуклоны, гипероны (частицы тяжелее нуклонов), барионные резонансы характеризуются барионным зарядом $B = +1$, который сохраняется во всех взаимодействиях. Для мезонов $B = 0$.

Все множество адронов можно разбить на несколько семейств: "обычные" адроны (пионы и нуклоны), странные адроны (каоны и гипероны), очарованные и прелестные адроны. Название трех последних семейств связано с введением новых кван-

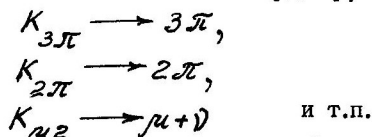
товых чисел: странности S (от английского *strange*), очарования C (от *charm*), красоты или прелести B (от *beauty*), подобных ранее введенным электрическому, барионному, лептонному зарядам. Они сохраняются в сильных и электромагнитных взаимодействиях, но нарушаются в слабых. Существование очарованных и прелестных частиц было предсказано теоретически.

Рассмотрим кратко эти семейства. С обычными π -мезонами мы уже познакомились ранее. Пионы встречаются в трех зарядовых состояниях π^{\pm} и неустойчивы ($\tau_{\pi^{\pm}} = 10^{-8}$ с, $\tau_{\pi^0} = 10^{-16}$ с).

Ядерные взаимодействия всех пионов оказываются одинаковыми, несмотря на разные зарядовые состояния. Это позволило распространить гипотезу об изотопической инвариантности и на пионы. Так как они существуют в трех зарядовых состояниях, то изотопический спин для пионов T принимается равным единице ($2T + 1 = N = 3$), а его проекция $T_3 : T_3 = 1 (\pi^+)$, $T_3 = -1 (\pi^-)$, $T_3 = 0 (\pi^0)$.

Соотношение, связывающее электрический заряд частицы, и T_3 будет для пионов $Q = T_3$. Справедливость гипотезы изотопической инвариантности была подтверждена многочисленными экспериментами (сравнивались экспериментальные значения отношений сечений с участием пионов с теоретически вычисленными отношениями сечений для принятого значения изотопического спина). Понятие изотопического спина оказалось применимым ко всем адронам.

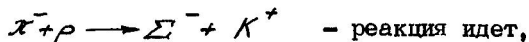
Тяжелые мезоны — K -мезоны или каоны ($m_K \approx 1000 m_e$), так же как и пионы, неустойчивы ($\tau \sim 10^{-8} - 10^{-10}$ с) и распадаются несколькими способами. Например,



Все семь известных гиперонов неустойчивы ($\tau \sim 10^{-10}$ с), схемы распада приведены в табл. 3.

При изучении каонов и гиперонов были обнаружены необычные свойства этих частиц, за что они получили название странных частиц. Странным казалось интенсивное рождение этих частиц в сильных взаимодействиях и очень медленный распад ($\tau \sim 10^{-10} - 10^{-8}$ с). Далее рождение каонов всегда происходит вместе с гиперонами ($\pi^+ p \rightarrow \Lambda^0 + K^0$), не наблюдаются ре-

акции парного рождения гиперонов, например $p + p \rightarrow \Sigma^+ + \Sigma^+$, существует странный запрет некоторых реакций:



а реакция $\pi^- + p \rightarrow \Sigma^+ + K^-$ - запрещена.

Для объяснения "странного" поведения каонов и гиперонов Гелл-Манн ввел новое квантовое число - "странность" (S) и закон сохранения странности. Последний оказывается справедливым для сильных и электромагнитных взаимодействий ($\Delta S = 0$) и нарушается в слабых ($\Delta S = \pm 1$). Взаимодействия с $\Delta S = \pm 2$ оказываются очень слабыми и практически не осуществляются.

Для странных частиц соотношение, связывающее электрический и барионный заряды с проекцией изотопического спина, будет иметь вид:

$$Q = T_3 + \frac{B+S}{2}.$$

Величину $B + S = Y$ называют гиперзарядом, таким образом,

$$Q = T_3 + \frac{Y}{2}.$$

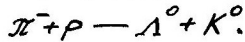
В табл. 3 приводятся значения T , T_3 и S для каонов и гиперонов. Изотопический спин каонов равен $1/2$ и, следовательно, должно существовать две частицы, два каона: K^+ и K^0 (K^- , K^0 -античастицы).

Таблица 3

Частицы		Масса, МэВ	T	T_3	S	Схема распада
Каоны	K^+	494	$1/2$	$1/2$	$+1$	$K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^-$
	K^0	498	$1/2$	$-1/2$	$+1$	$K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$
Гипероны	Λ^0 лямбда	1116	0	0	-1	$n\pi^-; p\pi^0$
	Σ^+ (сигма плюс)	1189		$+1$	-1	$p\pi^0$
	Σ^- (сигма минус)	1197	1	-1	-1	$n\pi^-$
	Σ^0 (сигма нуль)	1192		0	-1	$\Lambda^0 \gamma$

Частицы		Масса, МэВ	T	T ₃	ξ	Схема распада
Гипероны	Λ^- (кси минус)	1321	1/2	-1/2	-2	$\Lambda^0 \pi^-$
	Λ^0 (кси нуль)	1315		-1/2	-2	$\Lambda^0 \pi^0$
	Σ^- (омега минус)	1672	0	0	-3	$\Xi^0 \pi^-$ ΛK^-

Такое значение для изотопического спина каона получено из рассмотрения реакции рождения каонов под действием π -мезонов



Действительно, $(T_3)_\pi = -1$, $(T_3)_p = 1/2$, следовательно, для системы $\pi^+ + p$ значение $T_3 = -1/2$, и изотопический спин T может принимать значение $T = 1/2, 3/2 \dots$ Так как в ядерных взаимодействиях изотопический спин сохраняется, система $\Lambda^0 + K^0$ также имеет значение $T = 1/2, 3/2 \dots$ Изотопический спин Λ^0 -гиперона равен нулю (Λ -гиперон имеет одно зарядовое состояние), следовательно, изотопический спин каона может принимать значения $1/2, 3/2 \dots$ Если бы $T_K = 3/2$, то наблюдалось бы четыре зарядовых состояния, что в эксперименте не наблюдается. Таким образом, $T_K = 1/2$ и число каонов $N = 2T + 1 = 2 \cdot 1/2 + 1 = 2$.

В 1974 г. были открыты предсказанные теоретиками очарованные мезоны, получившие двойное название J/ψ -мезоны с массой 3 ГэВ. У этих частиц $C = 0$ и их называют частицами со скрытым очарованием. В дальнейшем были открыты так называемые очарованные D - и F -мезоны. Так, D -мезоны были открыты в реакции: $e^+ + e^- \rightarrow D^0 + \tilde{D}^0$. Поскольку в электромагнитных (а также и сильных) взаимодействиях квантовое число "очарование C " должно сохраняться, а позитрон и электрон - не очарованные частицы, то D -мезоны должны родиться в паре с античастицами \tilde{D}^0 :

$$e^+ + e^- \rightarrow D^0 + \tilde{D}^0$$

$C=0 \quad C=0 \quad C=1 \quad C=-1$

В слабых взаимодействиях происходит нарушение очарования $\Delta C = \pm 1$ (например, распад D^0 идет по схеме $D^0 \rightarrow K^+ + \pi^-$)

Таблица 4

А д р о н ы

Название	B	S	C	B	Масса, МэВ	Среднее время жизни τ_c	Основные моды распада, %
Пионы π^{\pm} π^0	0	0	0	0	140	$2,6 \cdot 10^{-8}$	$N^+ \nu_N$ (100)
	0	0	0	0	135	$0,8 \cdot 10^{-16}$	$\gamma + \gamma$ (99); $\gamma e^+ e^-$ (1%)
Каоны K^+ K^0	0	1	0	0	494	$1,2 \cdot 10^{-8}$	$N^+ \nu_N$ (63); $\pi^+ \pi^0$ (21)
	0	1	0	0	498	$0,86 \cdot 10^{-10}$ $5,4 \cdot 10^{-8}$	$\pi^+ \pi^0$ (6) $\pi^+ \pi^-$ (69); $\pi^0 \pi^0$ (31); $\pi^+ \nu_e$ (39); $\pi^+ N^+ \nu_N$ (27)
D-мезоны D^+ D^0	0	0	+1	0	1868	$3 \cdot 10^{-13}$	$K^+ \pi^+ \pi^+$ (3,9); $K^0 \pi^+$ (1,5)
	0	0	+1	0	1863	$4 \cdot 10^{-13}$	$K^+ \pi^-$ (1,8); $K^+ \pi^+ \pi^0$ (12)
F-мезон F^+ F^-	0	1	1	0	2030	$2 \cdot 10^{-13}$	$K^+ K^- \pi^+ \pi^0$
	0	1	1	0	2026	$3,9 \cdot 10^{-13}$	$\pi^+ \pi^- \pi^- \pi^0$
B-мезон	0	0	0	1	5300	$1,2 \cdot 10^{-12}$	

11
H
O
O
O

	Название	B	S	C	B	Масса, МэВ	Среднее время жизни τ , с	Основные моды распада, %
Бар ионы	Протон p	1	0	0	0	938,2	Стабильный 917	$p e^- \bar{\nu}_e (100)$
	Нейтрон n	1				939,5		
	Лямбда Λ^0	1	-1	0	0	1116	2,6 · 10 ⁻¹⁰	$p \pi^- (65); n \pi^0 (35)$
	Сигма Σ^+	1	-1	0	0	1189	0,8 · 10 ⁻¹⁰	$p \pi^0 (52); n \pi^+ (48)$
	Сигма Σ^-	1	-1	0	0	1197	1,5 · 10 ⁻¹⁰	$n + \pi^-$
	Сигма Σ^0	1	-1	0	0	1192	6 · 10 ⁻²⁰	$\Lambda \pi (100)$
	Кси Ξ^0	1	-2	0	0	1315	3 · 10 ⁻¹⁰	$\Lambda \pi^0 (100)$
	Кси Ξ^-	1	-2	0	0	1321	1,6 · 10 ⁻¹⁰	$\Lambda \pi^- (100)$
	Омега Ω^-	1	-3	0	0	1672	0,8 · 10 ⁻¹⁰	$\Xi^+ \pi^0 (6); \Xi^0 \pi (23); \Lambda K (69)$
	Очарованный гиперон Λ_c^-	1	-1	1	0	2273	2,3 · 10 ⁻¹³	$p K^- \pi^- (3)$

Гипероны

и время жизни очарованных частиц, распадающихся по слабому взаимодействию, оказывается $\sim 10^{-13}$ с. В настоящее время известны также очарованные F -мезоны и очарованные Λ_c -гипероны.

В экспериментах, проведенных в 1977 - 1978 гг., был обнаружен ряд прелестных частиц Υ (ипсилон) с массой ~ 10 ГэВ. У этих частиц ($\Upsilon, \Upsilon', \Upsilon'', \Upsilon'''$) квантовое число "красота" B оказалось равным нулю. Впоследствии были открыты красивые частицы B^{\pm} ($m \approx 5,27$ ГэВ) с $B \neq 0$.

В заключение параграфа приведем уточненную формулу, связывающую электрический заряд с квантовыми числами, для адронов

$$Q = T_3 + \frac{S + C - B}{2}$$

и табл. 4 "долгоживущих" адронов.

1.5. Кварки и их свойства. Понятие о кварковой модели

Для объяснения многообразия адронов было предложено несколько красивых и стройных схем их классификации, основанных на исследовании различных внутренних симметрий. Преобразования, отвечающие внутренним симметриям, связывают между собой различные "родственные" адроны. Например, изотопическое преобразование переводит друг в друга компоненты изотопических мультиплетов, зарядовое сопряжение - частицы в античастицы.

Простейшая классификация адронов - классификация, использующая симметрию по изотопическому спину, так называемая $SU(2)$ симметрия. Согласно последней родственные адроны можно объединить в изотопические (зарядовые) мультиплеты. Адроны, входящие в данный мультиплет, обладают примерно одинаковой массой (предполагается, что масса формируется лишь сильным и электромагнитным взаимодействием), имеют одинаковые спины и четности и сходные сильные взаимодействия. Число частиц в мультиплете выражается через величину изотопического спина T ($N = 2T + 1$), например хорошо известный изотопический дублет нуклонов (n, p), изотопический триплет пионов (π^+, π^0, π^-), изотопический синглет Λ^0 -гиперон и т.п. Нарушение симметрии по изотопическому спину, т.е. нарушение закона сохранения T приводит к изменению массы в пределах одного мультиплета. Рассмотрим пионный триплет. Мы уже знаем, что

π^0 -мезон распадается на 2 γ -кванта, т.е. испытывает электромагнитное взаимодействие, а изотопический спин в электромагнитных взаимодействиях не сохраняется. Это приводит к тому, что масса π^0 -мезона меньше массы заряженных пионов. Если бы электромагнитное взаимодействие отсутствовало, то пионы в зарядовом мультиплете имели бы одну и ту же массу, т.е. электромагнитное взаимодействие снимает вырождение и мультиплет расщепляется (рис. 6).

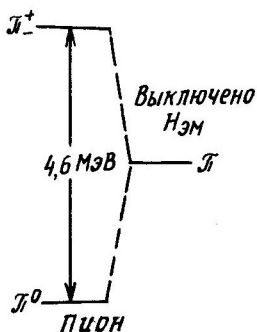


Рис. 6. Расщепление триплета пионов

Для установления структуры супермультиплетов используется математический аппарат группы $SU(3)$. Простейшие супермультиплеты адронов, согласующиеся с экспериментом, это — синглеты, октеты, декуплеты. Так, на рис. 7,а,б в осях T_3 и S представлен октет барионов со спином и четностью $\frac{1}{2}^+$ и октет мезонов (1^-). Как видно из вышеприведенных рисунков, нарушение в $SU(3)$ сильнее $SU(2)$ и наблюдается сильное расщепление по массам в супермультиплете. Рассмотрим октет барионов. В первом приближении массы барионов одинаковы, т.е. сильное взаимодействие, формирующее их, одинаково, но возникает вырождение из-за странности $\sim 10 - 20\%$ (например,

$$\frac{m_\Lambda - m_N}{m_\Lambda} = 0,16, \text{ а масса } \frac{m_\Xi - m_\Sigma}{m_\Sigma} = 0,1, \text{ т.е. взаимодействие, зависящее от странности, расщепляет состояние на}$$

изотопические мультиплеты: нуклонный дублет, Λ -синглет, Σ -триплет, Ξ -дублет.

Если принять формулу Гелл-Манна для электрического заряда $Q = T_3 + Y/2$ и потребовать ее выполнения во всех пред-

Аналогичная картина для Σ -гиперонов: Σ^0 также испытывает электромагнитное взаимодействие, и его масса на 12 МэВ меньше массы заряженных Σ -гиперонов.

Дальнейшее развитие классификации адронов — так называемая $SU(3)$ симметрия, предложенная Гелл-Манном и Нееманом. Согласно $SU(3)$ симметрии все адроны могут быть сгруппированы в несколько больших семейств — супермультиплетов. В один супермультиплет объединяется ряд изотопических мультиплетов с одинаковыми спинами и четностью, но разными изотопическими спинами T и гиперзарядами Y ($Y = B + S$).

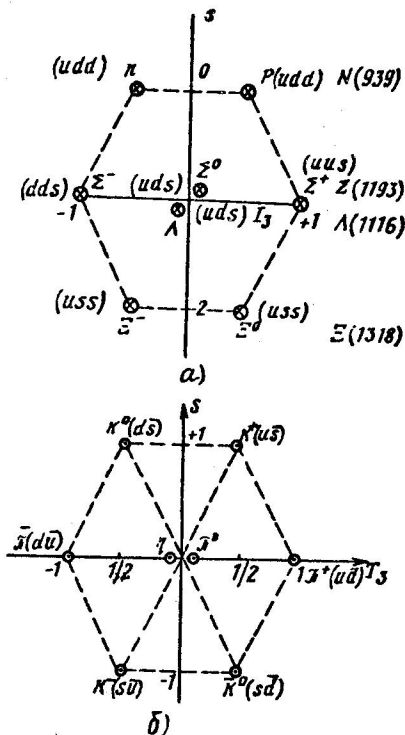


Рис. 7. Октет барионов ($1/2^+$) и мезонов (1^-)

ставлениях группы $SU(3)$, то для некоторых ее представлений электрический заряд Q будет дробным, кратным $1/3$, т.е. частицы будут иметь электрический заряд $2/3, -1/3, -1/3$.

Таким образом, с математической точки зрения удобно было ввести три фундаментальные частицы с дробными электрическими зарядами, из которых можно строить все остальные.

Такие частицы с дробным электрическим зарядом были введены Гелл-Манном и названы кварками. В настоящее время известно уже 6 типов кварков (и 6 антикварков).

Здесь рассмотрим лишь свойства кварков и основы кварковой модели, а несколько позже и основы квантовой хромодинамики.

намики, т.е. квантовой теории цветных сил, действующих между кварками и являющейся теорией сильных взаимодействий.

Основное положение кварковой модели: все адроны состоят из кварков и антикварков. Барионы состоят из трех кварков, мезоны из кварка и антикварка.

Следовательно, все кварки должны быть фермионами ($S = 1/2$), так как только из фермионов можно построить фермионы и бозоны. Далее, барионы имеют целое барионное число $B = 1$ и поэтому барионный заряд кварков должен быть дробным и равным $B_q = 1/3$.

Адроны характеризуются также изотопическим спином T , странностью S , очарованием C и красотой V . Такие же квантовые числа должны иметь кварки.

Названия и характеристики кварков приводятся в табл. 5.

Кварки u и d называют часто обычными кварками, s — странными, c — очарованными, b — красивыми, t — вершинными, а типы кварков: u, d, s, c, b, t называют ароматом.

Посмотрим, как можно построить из кварков, например π^+ -мезон и странный K -мезон. Для π^+ -мезона барионный заряд $B = 0$, $S = 0$, $T = 1$ и $Q = 1$, следовательно, необходимо взять такой кварк и антикварк, чтобы получить эти квантовые числа. Нетрудно сообразить, что $\pi^+ = u\bar{d}$, а странный каон K^+ будет включать и странный кварк s : $K^+ = u\bar{s}$.

Барионы ($B = 1$) можно построить из трех кварков. Например, протон (его квантовые характеристики $B = 1, Q = 1, S = 0, T = 1/2$) можно представить в виде $p = uud$. Однако если мы построим странный гиперон Ω ($B = 1, Q = -1, T = 0, S = -3$), то нужно взять 3 одинаковых странных кварка: $\Omega^- = (sss)$, а это противоречит уже принципу Паули для фермионов.

Для согласования кварковой модели с принципом Паули введено новое квантовое число — цвет*, цвет является сохраняющимся аддитивным квантовым числом. Приписывая каждому кварку три цветовых заряда: желтый, красный, синий, а антикварку — три антицвета, можно избежать нарушения принципа Паули. Иногда для антикварков вместо употребления антицветов (антижелтый, антикрасный, антисиний) вводят дополнительные цвета, как в оптике: фиолетовый, оранжевый, зеленый.

* Квантовое число "цвет" никак не связано с общепринятым в оптике обычным понятием цвета, так же как и типы кварков, названные "ароматом" с понятием аромата.

Таблица 5

Название кварков	Символ	B	Q	T	T_3	S	C	\mathcal{B}	Z	Масса, МэВ (масса "голых" токовых кварков)
Верхний (<i>up</i>)	u	$1/3$	$2/3$	$1/2$	$1/2$	0	0	0	0	5 МэВ
Нижний (<i>down</i>)	d	$1/3$	$-1/3$	$1/2$	$-1/2$	0	0	0	0	7 МэВ
Странный (<i>strange</i>)	s	$1/3$	$-1/3$	0	0	-1	0	0	0	≥ 150 МэВ
Очарованный (<i>charm</i>) (шармированный)	c	$1/3$	$2/3$	0	0	0	1	0	0	$\geq 1,5$ ГэВ
Красивый (<i>beauty</i>)	b	$1/3$	$-1/3$	0	0	0	0	1	0	$\geq 4,5$ ГэВ
Вершинный (<i>top</i>) (правдивый (<i>truth</i>))	t	$1/3$	$2/3$	0	0	0	0	0	1	20 ГэВ

Примечание. Масса кварков, из которых состоят адроны (блочные кварки), примерно на 300 МэВ больше из-за того, что "голые" кварки окружены облаком глюонов.

Для правильной классификации адронов введение цвета дополняется гипотезой: кварки в адронах находятся только в таких цветовых состояниях, что сумма цветового заряда адрона равна нулю, т.е. адроны бесцветны, белые, если предположить обычное как для света правило смешения цветов. Мезоны — бесцветные суперпозиции кварков и антикварков, а барионы — трех кварков взаимно дополнительных цветов. Так, странный гиперон Ω^- может быть составлен из трех разноцветных странных кварков: $\Omega^- = \bar{s}_R s_G s_C$.

Цветовые заряды кварков являются источником сильных цветных сил, действующих между ними. Взаимодействие между кварками переносится безмассовыми векторными (спин $S = 1$) частицами, получившими название глюонов (g от англ. *glue* — клей).

Многочисленные эксперименты, проведенные по поиску кварков как на ускорителях, так и в космических лучах, не смогли их обнаружить в свободном состоянии. Это привело к выдвижению гипотезы невылетания кварков из адронов, или конфайнмента (от англ. тюремное заключение, ограничение свободы). Удерживание кварков в адроне связывается с необычными свойствами цветных сил, которые растут с расстоянием и не позволяют кварку покинуть адрон. На малых расстояниях цветные силы малы, кварки почти свободны; это свойство получило название асимптотической свободы.

Подтверждение кварковой модели. Несмотря на то что до сих пор не удалось наблюдать кварки в свободном состоянии, существует много косвенных доказательств, подтверждающих их существование внутри адронов. Приведем некоторые доказательства.

1. В экспериментах по изучению взаимодействий электронов высоких энергий с протонной мишенью удалось установить, что в протоне имеются составные части — партоны, со всеми свойствами, приписываемыми кваркам.

2. Отношение сечений нуклон-нуклонных и пион-нуклонных взаимодействий, вычисленное по кварковой модели, совпадает с экспериментом: $\frac{\sigma(NN)}{\sigma(N\pi)} = 3/2$.

3. Также совпадает отношение магнитных моментов протона и нейтрона, вычисленное как сумма магнитных моментов составляющих их кварков $\mu_p/\mu_n = -3/2$, с экспериментальными данными.

4. Кварковая модель объясняет разности масс внутри су-пермультиплетов (а Ω -гиперон в декуплете барионов был от-крыт после его предсказания).

5. Кварковая модель объясняет также правила изменения изотопического спина $T = 1/2$ и странности $\Delta S = \Delta Q$, с которы-ми познакомимся при изучении слабых взаимодействий.

Итак, мы познакомились с 18 различными кварками (6 ароматов кварков: u, d, s, c, t, b и три цвета у каж-дого) и 18 антикварками. Такое обилие кварков подталкивает теоретиков на поиск новых фундаментальных частиц, из которых можно было бы построить кварки и лептоны. Уже имеется не-сколько моделей составных кварков и лептонов, в которых вво-дится новый набор элементарных частиц, праекварков и каждый лептон и кварк рассматриваются как их комбинация, точно так же как адрон есть комбинация кварков. Есть модели праеквар-ков, преонов, ришенов и т.п. Но, по-видимому, пройдет еще не одно десятилетие, прежде чем можно будет установить структу-ру кварков и лептонов.

В заключение воспользуемся кварковой моделью и опреде-лим структуру октета барионов $p, n, \Lambda, \Sigma^{\pm}, \Sigma^0, \Xi^0, \Xi^{-}$, представленного на рис. 7,а. Рассмотрим сначала нуклоны: p, n .

Квантовые числа p : $B = +1$; $T = 1/2$; $S = 0$; $Q = +1$ и, следовательно, нужно взять три нестранных кварка uud , дающие такие же квантовые числа.

Для n ($B = 1$; $Q = 0$; $T = 1/2$; $S = 0$) имеем n (udd).

Остальные частицы (гипероны) - странные, поэтому в их составе будут странные кварки для:

$$\begin{aligned} \Lambda^0 (B = 1; Q = 0; T = 0; S = -1) & \text{ и } \Lambda^0 = (uds); \\ \Sigma^+ (B = 1; Q = 1; T = 1; S = -1) & \text{ и } \Sigma^+ = (uus); \\ \Sigma^- (B = 1; Q = -1; T = 1; S = -1) & \text{ и } \Sigma^- = (dds); \\ \Sigma^0 (B = 1; Q = 0; T = 1; S = -1) & \text{ и } \Sigma^0 = (uds); \\ \Xi^- (B = 1; Q = -1; T = 1/2; S = -2) & \text{ и } \Xi^- = (dss); \\ \Xi^0 (B = 1; Q = 0; T = 1/2; S = -2) & \text{ и } \Xi^0 = (uss). \end{aligned}$$

Как видим, в составе странных гиперонов находятся s - кварки, и сразу становится понятным сильное расщепление по массам в данном октете: ведь s -кварк гораздо тяжелее обы-чных u - и d -кварков.

1.6. Необычные частицы, ядра и атомы

К необычным частицам, помимо рассмотренных ранее квар-ков, можно отнести такие интересные частицы, как монополи Ди-

рака, аномалоны, а к необычным атомам — кварконию, позитроний, мюонные и адронные атомы.

Магнитный монополю. Рассмотрим подробнее монополю Дирака — гипотетическую частицу, несущую вместо электрического магнитный заряд.

Существование магнитных зарядов — монополей — было теоретически обосновано Дираком в начале 30-х годов, отсюда и название этой гипотетической частицы — монополю Дирака. Согласно квантовой теории электрические заряды и магнитные монополи могут сосуществовать только в том случае, если оба квантованы: электрические заряды кратны элементарному электрическому заряду, а магнитные — магнитному заряду g , причем e и g связаны соотношением:

$$eg = \frac{\hbar c}{2}$$

Отсюда $g = \frac{\hbar c}{2e} = \frac{1}{2} \frac{\hbar c}{e^2} e$, а так как постоянная тонкой структуры $\frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137}$, то элементарный магнитный заряд оказывается большим по сравнению с электрическим

$$g = \frac{137}{2} e = 68,5 e.$$

Следовательно, должно существовать сильное электромагнитное взаимодействие для монополей, в частности, они должны сильно ионизовать атомы среды, через которую проходят (ионизация сравнима с ионизацией, производимой осколками деления ядер).

Большой заряд испытывает и большое ускорение в магнитном поле, поэтому последнее может быть использовано для извлечения монополей из твердых и жидких веществ. Если предположить, что монополю имеет радиус, равный классическому радиусу электрона, то наименьшая масса его оказывается порядка 2,4 ГэВ*. Обычно считают, что магнитные заряды, как и электрические, сохраняются, так что монополи должны рождаться парами (+ или -, или северный и южный).

Задавшись определенным значением массы монополя, можно рассчитать минимальную энергию (порог) для рождения пар монополей.

Первые поисковые эксперименты начались в 1951 г. и затем проводились на всех больших ускорителях. Обычно во всех

* Действительно, подставляя в $1/e^2 = m_e c^2$ соответствующие величины m_g и $g = 68,5 e$, получаем $m_g \approx 2,4 m_p$.

экспериментах пучок ускоренных протонов направляется на специальную мишень, в которой накапливаются монополи, а затем извлекаются из нее сильным магнитным полем (200 кгс) и падают в какой-либо детектор (например, в ядерные эмульсии). Так как производимая монополями ионизация велика, то их регистрация не представляет никакой проблемы.

Проводились и поиски монополей, рожденных под действием космических лучей (исследовались магнитные горные породы, метеориты и даже лунное вещество). Например, в одной из работ мощный импульсный соленоид устанавливался в горах, на поверхности скал. Магнитное поле на поверхности пород составляло 60 кгс, а в центре соленоида — примерно 170 кгс, и если бы в породе оказались монополи, они извлекались бы и ускорялись в магнитном поле, оставляя следы в фотоэмульсионном детекторе.

Один из способов детектирования магнитного монополя связан с использованием сверхпроводящих контуров, регистрирующих изменение электрического тока при прохождении через них магнитных монополей. В настоящее время в США разработана программа детектирования магнитного монополя с помощью сверхпроводящего детектора, установленного под фабрикой, перерабатывающей железную руду в количестве более миллиона тонн в год при температуре $T \sim 1700^\circ\text{C}$. При такой температуре монополи, захваченные железом, будут освобождаться и падать в детектор.

Существование магнитных монополей не только допускают, но и требуют некоторые модели великого объединения. Так, в модели, разработанной советским физиком А.Поляковым и голландским физиком Хоафтом, должны существовать монополи с очень большой массой $M \sim 10^{16}$ ГэВ. Такие сверхтяжелые монополи создать искусственно невозможно и доказательство их существования связано лишь с регистрацией реликтовых монополей, образовавшихся на ранней стадии развития Вселенной. Поиски сверхтяжелых монополей ведутся на многих гигантских подземных детекторах, используемых для регистрации нейтрино.

Аномалоны. Это — аномальные ядра с необычайно большими сечениями взаимодействия (с малой длиной свободного пробега).

Впервые они наблюдались в 50-х годах в ядерных эмульсиях, облученных космическими лучами. К настоящему времени в результате многочисленных экспериментов, изучающих взаимодействие ядер при высоких энергиях на ускорителях, получено

много доказательств их существования и установлены некоторые закономерности:

аномалоны имеют сечения взаимодействия, превышающие геометрические сечения примерно в 10 раз;

образуются только с электрическим зарядом $Z \geq 3$;

не имеют дробного электрического заряда;

наблюдаются при энергиях взаимодействия ядер больше 1 ГэВ/нуклон;

время жизни аномалона $\tau_{ан} \geq 10^{-10}$ с;

при распаде на лету аномалон распадается только на электрически нейтральные частицы (γ, π).

Достоверной теории, объясняющей все свойства аномалонов, нет, а существуют лишь разнообразные и довольно спекулятивные модели, например модель, в которой аномалоны рассматриваются как проявление кварковой структуры вещества.

Из кварковой модели мы знаем, что цветные кварки очень сильно взаимодействуют друг с другом, но нуклоны, входящие в состав ядра, бесцветны, т.е. взаимодействие между нуклонами в ядре ослаблено. При столкновении ядер высоких энергий происходит перестройка их структуры, могут образоваться многокварковые цветные состояния. Другими словами, аномалоны рассматриваются как группы кварков, в которых цвет не скомпенсирован, как в нуклонах, и в результате цветное сильное взаимодействие увеличивает сечение взаимодействия и, следовательно, уменьшает длину свободного пробега. Проблема аномалонов интересна еще и тем, что она находится на стыке двух наук: физики ядра и физики элементарных частиц, а это всегда таит в себе многие неожиданные открытия.

Необычные атомы. Элементарные частицы могут образовывать несколько необычные атомы. Например, положительно заряженная частица (не протон) может захватить электрон, образуя систему во многом подобную атому водорода. Самая известная такая система — позитроний (получившая даже химический символ — Ps), в которой электрон удерживается позитроном. Хорошо изучен и мюоний — Mu , система, состоящая из мюона и электрона.

Эти системы хорошо вступают в химические реакции и широко используются в химических исследованиях, возникло даже целое направление — мезохимия.

Отрицательно заряженная частица (мюон, пион, каон) может заменить в атоме электрон, образуя мезоатом. По сравнению с электроном массы захватываемых частиц велики, поэтому

частицы располагаются ближе к ядру (радиус боровской орбиты связан с массой: $r_n = \frac{\hbar^2 n^2}{\mu e^2 Z^2}$, где n - главное квантовое число; Z - заряд ядра; μ - приведенная масса частицы и ядра).

В 1972 г. учеными МИФИ под руководством проф. В.Г.Кириллова-Угрюмова были открыты так называемые мю-нуклонные атомы. Мю-нуклонный атом - это система, состоящая из ядра заряда Z , отрицательного мюона на К-орбите и электронной оболочки атома с номером $Z - 1$. Такая система в химическом отношении эквивалентна нейтральному атому с номером $(Z - 1)$, т.е. роль ядра в таком атоме играет ядро Z совместно с отрицательным мюоном. Например, ядро неона ${}_{10}\text{Ne}$, захватывая отрицательный мюон, образует электронную оболочку атома фтора ${}_{9}\text{F}$. Образовавшееся новое ядро имеет "метку" - отрицательный мюон, распадающийся на электрон и нейтрино: $\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$.

За поведением мю-нуклонного атома можно следить, регистрируя асимметрию электронов распада и изучая характер прецессии спина и магнитного момента в поперечном магнитном поле. Мю-нуклонные атомы открывают большие возможности для изучения разнообразных физико-химических свойств вещества, в частности полупроводников. К необычным атомам можно отнести и двухчастичные системы, состоящие из кварка и антикварка одного аромата, называемые кваркониями. В настоящее время известна система, состоящая из очарованных кварков - $(c\bar{c})$, так называемый чармоний (шармоний) и из красивых кварков $(b\bar{b})$ - боттомоний. Предсказываемая система из $(t\bar{t})$ кварков-топоний - пока не обнаружена. Изучение энергетических уровней кваркониев позволит установить изменение цветной силы, действующей между q и \bar{q} в зависимости от расстояния между ними.

Г л а в а 2

ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

2.1. Понятие о законах сохранения и их нарушение в фундаментальных взаимодействиях

В мире элементарных частиц помимо хорошо известных и выполняющихся во всех взаимодействиях законов сохранения

энергии, импульса, момента количества движения, электрического, барионного и лептонного зарядов действует много специфических законов сохранения (четности, изотопического спина, странности и т.д.), нарушающихся в некоторых взаимодействиях.

Выявление смысла законов сохранения в физике элементарных частиц — одна из главных проблем теории. Сейчас принято считать, что каждый закон сохранения связан с какой-либо симметрией законов природы. Ряд законов связан со свойствами четырехмерного пространства-времени. Так, закон сохранения энергии связан с однородностью хода времени, т.е. все физические процессы протекают одинаково в прошлом, настоящем и будущем; закон сохранения импульса соответствует однородности пространства; закон сохранения момента количества движения его изотропности (свойства пространства одинаковы по всем направлениям); закон сохранения пространственной четности — зеркальному отражению координатных осей.

К группе симметрий, связанных со свойствами пространства — времени, относится и отражение времени, но эта симметрия не имеет закона сохранения (ей соответствует свойство обратимости физических процессов, проявляющееся в соблюдении принципа детального равновесия).

Примерами внутренних симметрий могут служить хорошо известная нам изотопическая инвариантность (ей соответствует закон сохранения изотопического спина) и операция зарядового сопряжения (закон сохранения зарядовой четности).

Физический смысл законов сохранения зарядов: электрического, барионного, трех лептонных, остается не ясным, хотя эти законы выполняются во всех видах взаимодействий. Ряд законов сохранения (Р-четность, С-четность, изотопический спин, странность, очарование) являются приближенными, т.е. выполняются не во всех взаимодействиях.

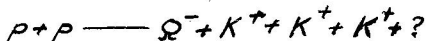
Перед тем как рассмотреть подробнее фундаментальные взаимодействия и нарушения в них законов сохранения проиллюстрируем действие некоторых законов на примере рождения Ω^- -гиперона при столкновении двух протонов. Ядерная реакция выглядит следующим образом: $p + p \rightarrow \Omega^- + ? + ?$ Используя законы сохранения, попытаемся выяснить, какие еще частицы могут сопровождать процесс рождения Ω^- -гиперона. Прежде всего предположим, что энергия налетающего протона достаточно велика. После того как допишем реакцию рождения Ω^- -гиперона, можем определить минимальную кинетическую энергию протона, необходимую для этой реакции, т.е. ее порог.

Рассматриваемая реакция — пример сильного взаимодействия и поэтому должны быть сохранены электрический и барионный заряды, странность, изотопический спин и другие квантовые числа.

Рассмотрим первые три из перечисленных законов.

До взаимодействия (левая часть реакции) электрический заряд $Q = +2$, барионный заряд $B = +2$, странность $S = 0$. Справа у Ω^- $Q = -1$, $B = +1$, $S = -3$.

Для того чтобы удовлетворить закону сохранения электрического заряда после взаимодействия (справа), он также должен быть равен $+2$; добавим справа три K^- -мезона (добавляем странные частицы, так как Ω^- -гиперон — странная частица)



Теперь электрические заряды справа и слева равны, странность одинакова и равна нулю. Однако барионные заряды не одинаковы. К правой части реакции нужно добавить такую частицу, которая не изменяла бы соотношения в электрическом заряде и странности и в то же время обладала недостающим барионным зарядом. Такой частицей является нейтрон. Реакция примет следующий окончательный вид: $p + p \longrightarrow \Omega^- + K^+ + K^+ + K^+ + n$.

Предоставляем читателю возможность самостоятельно убедиться, что реакция рождения Ω^- -гиперона может иметь такой вид:



и много других; надо выделить простейший вариант, т.е. минимальное число продуктов реакции.

2.2. Электромагнитные взаимодействия. Понятие о диаграммах Фейнмана

Многие электромагнитные взаимодействия, т.е. взаимодействия электрических зарядов с электромагнитным полем, уже были нами изучены ранее (ионизация, тормозное излучение, комптоновское рассеяние, рождение $e^+ e^-$ -пар, аннигиляция $e^+ e^-$ и т.п.).

Теория, описывающая электромагнитные взаимодействия фотонов с заряженными лептонами, называется квантовой электродинамикой (КЭД) и является самой точной из квантовых теорий (значение магнитного момента электрона, например, согласуется с расчетами КЭД до двенадцатого знака).

КЭД является калибровочной абелевой (абелевой – результат двух последовательных преобразований не зависит от их порядка) теорией. Калибровочное преобразование связано с фазовыми преобразованиями волновых функций частиц и градиентным преобразованием потенциала поля, они довольно сложны и мы не будем их рассматривать.*

Широкое распространение в КЭД для качественного и количественного рассмотрения электромагнитных процессов нашли наглядные диаграммы Фейнмана.

В диаграммах Фейнмана каждому механизму рассматриваемого процесса соответствует графическая схема развития его во времени, обычно ось времени направлена слева направо (иногда ее ориентируют снизу вверх), а движение частиц изображается разными линиями: фотон – волнистая, электрон – прямая и т.д.

Движение античастиц изображается справа налево (вспять во времени). Открытые концы линий показывают начальные и конечные состояния частиц, а взаимодействие частиц происходит в узлах (вершинах), изображаемых либо точкой (элементарный процесс, например электромагнитный процесс), либо кружком (сложный процесс, точный механизм взаимодействия которого не ясен). Зная константу взаимодействия в узле, можно вычислить сечение процесса. В каждом узле выполняются законы сохранения. Если на линии нет никаких узлов, то частица остается свободной. Линии, соединяющие узлы, изображают виртуальную частицу.

Виртуальными частицами называют частицы, для которых нарушается соотношение между энергией, импульсом и массой, т.е. не выполняется соотношение $E^2 - p^2 c^2 = m^2 c^4$.

Принцип неопределенности допускает нарушение энергии ΔE в течение малого времени Δt ($\Delta E \Delta t \sim \hbar$) и испусканию и поглощению виртуальных частиц отвечают многие физические процессы. Различают виртуальные частицы с времениподобным импульсом ($E^2 - p^2 c^2 > 0$) и пространственноподобным ($E^2 - p^2 c^2 < 0$).

Для наглядности рассмотрим два электромагнитных взаимодействия: аннигиляцию $e^- e^+$ пар и рассеяние электрона:

а) свободный электрон не может поглотить или испустить фотон из-за нарушения законов сохранения E и \vec{p} , а виртуально процесс может идти:

$$\gamma + e^- \rightarrow (e^-)_{\text{вирт}} \rightarrow \gamma + e^-$$

*См. сборник "Квантовая теория калибровочных полей". – М.: Мир, 1977.

Диаграмма Фейнмана такого взаимодействия представлена на рис. 8,а.

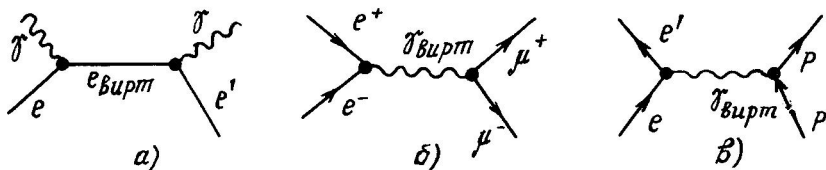


Рис. 8. Диаграмма Фейнмана: а - рассеяние γ -кванта на e^- ; б - $e^- e^+$ -аннигиляция; в - рассеяние e^- на p .

Рассмотрим теперь процесс аннигиляции $e^- e^+$ -пары, диаграмма которого изображена на рис. 8,б. В узле выполняются все законы сохранения. Напишем законы сохранения энергии E и импульса \vec{P} в СИ:

$$E_{\gamma}^{\text{вирт}} = E_{e^-} + E_{e^+} = 2E;$$

$$\vec{P}_{\gamma}^{\text{вирт}} = \vec{P}_{e^-} + \vec{P}_{e^+} = 0.$$

Если определить массу виртуального фотона из соотношения

$$E^2 = (P^2 c^2) + (m^2 c^4), \text{ то } (m c^2)_{\text{вирт}} = (2E)^2 > 0,$$

т.е. виртуальный фотон переносит только энергию;

б) рассмотрим электроны (диаграмма Фейнмана на рис. 8,в).

В системе СИ входящий и выходящий (рассеянный e') электроны имеют одинаковую энергию и импульсы, и законы сохранения можно записать в следующем виде:

$$E_{\gamma}^{\text{вирт}} = E_e \mp E_{e'} = 0,$$

$$\vec{P}_{\gamma}^{\text{вирт}} \approx \vec{P}_e - \vec{P}_{e'},$$

$$(m c^2)_{\text{вирт}} = -(2P_e c)^2 < 0,$$

т.е. виртуальный фотон переносит только импульс.

В настоящее время фейнмановские диаграммы используются также и для рассмотрения протекания во времени процессов, связанных с сильными и слабыми взаимодействиями.

В качестве примера на рис. 9 приведены три диаграммы:

для процесса фоторождения пиона, идущего через виртуальный протон (см. рис. 9,а);

для распада Z -лептона, идущего через промежуточный W -бозон (см. рис. 9,б);

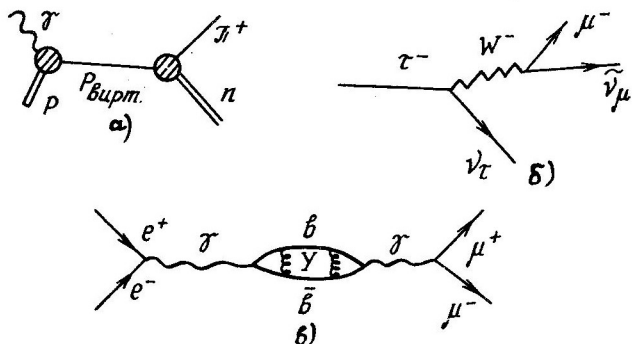


Рис. 9. Диаграммы Фейнмана: а - процесс фоторождения пиона; б - распад τ -лептона; в - рождение и распад Y -частицы

один из возможных процессов рождения в столкновении электронов и позитронов Y (ипсилон)-частицы, состоящей из двух кварков $q \bar{q}$, превращающейся в мюонную пару (см. рис. 9, в).

Такие частицы, как электроны, позитроны, мюоны, испытывающие электромагнитное взаимодействие, широко используются для исследования адронов (например, для изучения рождения адронов на встречных электрон-позитронных пучках, изучение структуры нуклона и т.п.).

В качестве примера электромагнитных взаимодействий рассмотрим процессы упругого и неупругого рассеяния электронов высоких энергий на нуклонах.

Упругое рассеяние

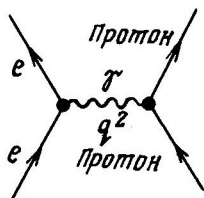


Рис. 10. Диаграмма Фейнмана для упругого (e^-p) -рассеяния

Электрон в отличие от нуклона является точечной частицей, т.е. не имеет структуры. Поэтому изучение электрон-нуклонных взаимодействий может дать информацию о распределении электрического заряда, магнитного момента и других характеристик в нуклоне.

Упругое рассеяние электронов больших энергий на протонах. Фейнмановская диаграмма, представленная на рис. 10, изображает процесс упругого рассеяния e^- на протоне. Формула для сечения рассеяния релятивистских электронов на точечном ядре была получена Моттом и нам хорошо знакома:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Мотт}} = \left(\frac{Ze}{2E}\right)^2 \frac{\cos^2 \theta/2}{\sin^4 \theta/2} \frac{1}{1 + \frac{2E}{Mc^2} \sin^2 \theta/2},$$

где Ze - заряд ядра; M - масса ядра; E - энергия электронов; θ - угол рассеяния в L -системе.

Для нуклонов, не являющихся точечными, сечение будет меньше и необходимо ввести коэффициент структуры $F(q^2)$ - так называемый формфактор. Формфактор учитывает интерференцию электронных волн, рассеянных на разных частях нуклона, и сечение рассеяния запишется как

$$d\sigma/d\Omega = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Мотт}} \cdot |F(q^2)|^2,$$

где \vec{q}^2 - квадрат передаваемого нуклону 4-импульса. Квадрат передаваемого 4-импульса q^2 может быть выражен через энергию падающего E и рассеянного электрона E' и угол рассеяния θ .

Используя инвариантность выражений для q^2 и пренебрегая массой покоя электрона, получим:

$$q^2 = (\vec{p} - \vec{p}')^2 - (E - E')^2 = -2M^2 - 2pp' \cos \theta + 2EE' = 2EE'(1 - \cos \theta).$$

Распределение электрического заряда в нуклоне удобно выражать через электрический формфактор G_E , а магнитных моментов - через магнитный формфактор G_M .

Формула для рассеяния релятивистских электронов с учетом G_E и G_M была получена Розенблотом и имеет вид:

$$d\sigma/d\Omega = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Мотт}} \left[\frac{G_E^2 + \tau G_M^2}{1 + \tau} + \tau G_M^2 \tan^2 \theta/2 \right],$$

где $\tau = q^2/4M_N^2$; M_N - масса нуклона.

Формфакторы с нулевыми передаваемыми импульсами нормируются, учитывая значения электрических зарядов и магнитных моментов нуклонов следующим образом:

$G_E^p(0) = 1$; $G_E^n(0) = 0$; $G_M^p(0) = \mu_p = 2,79$; $G_M^n(0) = \mu_n = -1,91$ (магнитный момент протона $\mu_p = +2,79 \mu$ ядер, а магнитный момент нейтрона $\mu_n = -1,91 \mu$ ядер).

Формула Розенблота содержит две неизвестных функции $G_E(q^2)$ и $G_M(q^2)$, поэтому для их определения необходимо два

измерения сечений при фиксированных \vec{q}^2 , но для разных углов рассеяния (учитывая при этом соотношение $q^2 = 2EE'(1 - \cos\theta)$). Для фиксированного $\vec{q}^2 = const$ отношение сечений

$(d\sigma/d\Omega)_{эксп} / (d\sigma/d\Omega)_{мод}$ является линейной функцией

$$tg^2 \theta/2: d\sigma/d\Omega = (d\sigma/d\Omega)_{мод} [A(q^2) + B(q^2)tg^2 \theta/2],$$

где $A(q^2)$; $B(q^2)$ - константы.

Параметры A и B этой прямой линии определяют G_E и G_M .

Зная значения определенных из экспериментов формфакторов, можно восстановить форму распределения электрических зарядов и магнитных моментов в нуклоне (используется тот факт, что формфактор и плотность связаны преобразованием Фурье:

$$\rho(r) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int d^3q F(\vec{q}^2) e^{-i\vec{q}\vec{r}/\hbar}.$$

Не вдаваясь в тонкости математической обработки экспериментальных данных, приведем наиболее интересные результаты, полученные в многочисленных экспериментах по рассеянию электронов высоких энергий (от 400 МэВ до 20 ГэВ) на водородной и дейтериевой мишенях (нейтронные формфакторы измерялись по разности сечений рассеяния электронов на дейтериевой и водородной мишенях).

Показано, что формфакторы нуклонов являются быстро убывающими функциями $|\vec{q}^2|$ и подчиняются следующему "масштабному" соотношению:

$G_E^M = 0$ и $G_E^P = \frac{G_M^P}{|\mu_n|} = \frac{G_M^P}{|\mu_p|}$, а их зависимость от \vec{q}^2 выражается эмпирической формулой:

$$G(q^2) = \frac{1}{(1 + \frac{q^2}{M^2})^{t+2}}, \text{ где } M = 0,84 \text{ ГэВ, т.е. } G(q^2) \sim q^{-t}.$$

Протоны и нейтроны имеют сходную структуру, полученным формфактором отвечает экспоненциальное распределение плотности электрического заряда или магнитного момента. Среднеквадратичный радиус нуклона оказывается равным 0,8 фм.

Неупругое рассеяние электронов на нуклонах. При рассеянии электронов высоких энергий на нуклонах может наблюдаться и неупругое рассеяние - рассеяние с образованием адронов. Один из механизмов образования адронов в неупругом рассеянии изображается диаграммой Фейнмана (рис. 11). Электрон с энергией E рассеивается на угол θ , энергия электрона после рассеяния становится равной E' , а часть энергии через виртуальный фотон идет на образование адронов: $\nu = E - E'$. Неупру-

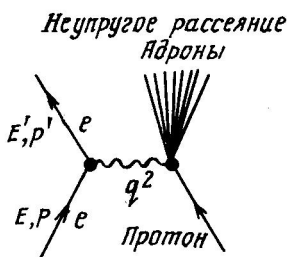


Рис. 11. Диаграмма Фейнмана для неупругого (e^-p)-рассеяния

ное рассеяние электронов большой энергии характеризуется двумя величинами ν и q^2 ($\nu = E - E'$, $q^2 = 2EE'(1 - \cos \theta)$). Процессы, сопровождающиеся большой передачей энергии ν и импульса \vec{q} ($\gg 1$ ГэВ) и идущие с образованием адронов, получили название глубоконеупругих. Сечение неупругого рассеяния электронов дается усложненной формулой Розенблюта, в ней коэффициенты А и В будут уже функциями и q^2 и ν . Экспериментальные исследования неупругих сечений показали их очень странное поведение (рис. 12). На кривой рис. 12 при малых переданных энергиях и импульсах видны максимумы упругого рассеяния и максимумы, связанные с образованием резонансов, но с ростом ν и q^2 наблюдаем непрерывный, медленно спадающий спектр. При больших переданных энергиях $\nu > 3$ ГэВ сечение практически не зависит от q^2 .

Рис. 12. Зависимость сечения σ_e от E_e

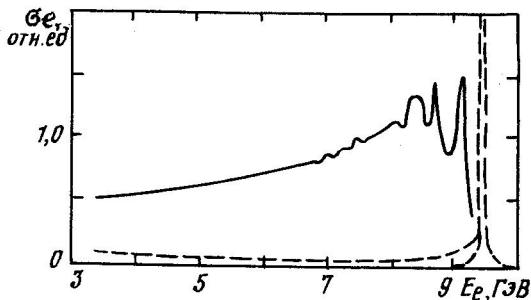


Рис. 12. Зависимость сечения σ_e от E_e

Для объяснения этого необычного поведения сечения Фейнманом была предложена модель нуклона. Согласно этой модели нуклон состоит из виртуальных точечных частиц — партонов (part-часть). Партоны имеют электрические заряды и при больших значениях ν и q рассматриваются как квазисвободные.

Партоновая модель помогла объяснить не только поведение сечения неупругого рассеяния электронов высоких энергий и резкую зависимость упругих формфакторов от q^2 . В настоящее время принято отождествлять партоны с кварками.

2.3. Сильные взаимодействия

Сильные взаимодействия — это взаимодействия между адронами. Информацию о сильных взаимодействиях можно получить, изучая взаимодействия типа (pp) , (πp) , (Kp) , столкновения релятивистских ядер. Информацию о пион-пионном взаимодействии $(\pi\pi)$ получают косвенно (создать пионную мишень невозможно), изучая процессы с образованием пионов, например резонансы, распадающиеся на пионы ($\rho \rightarrow 2\pi$; $\omega \rightarrow 3\pi$) или протон-антипротонную аннигиляцию: $p + \bar{p} \rightarrow \pi^+ + \pi^0 + \pi^- + \dots$

Рассмотрим кратко некоторые свойства сильных взаимодействий:

сильное взаимодействие не является универсальным, их действию не подвержены фотоны и лептоны;

в сильных взаимодействиях выполняются все известные законы сохранения;

сильные взаимодействия происходят за короткие времена ($\sim 10^{-23}$ — 10^{-24} с) и характеризуются большими сечениями;

в области больших энергий величина полного сечения растет по закону $\sigma_{tot} \sim \ln^2 E$.

При больших энергиях сечение взаимодействия адрона с адроном сравнивается с сечением (теорема Померанчука) взаимодействия соответствующей античастицы с тем же адроном.

2.4. Понятие о квантовой хромодинамике

Теория сильных взаимодействий, построенная на основе кварковой модели, получила название квантовой хромодинамики (КХД). Поскольку взаимодействие кварков и глюонов обусловлено их цветовыми зарядами, это объясняет термин "хромодинамика" (от греч. "хромос" — цвет). Уравнения КХД нелинейны и сложны. КХД, как и КЭД, является калибровочной теорией, в ее основе лежит локальная (параметры преобразования зависят от координат и времени и тем не менее инвариантность теории сохраняется) калибровочная симметрия. Но в отличие от КЭД калибровочная симметрия КХД является неабелевой, т.е. результат двух последовательных преобразований зависит от их порядка.

В КХД вводится "бегущая" константа сильного взаимодействия α_s , меняющаяся с расстоянием, и вводится восемь ка-

либровочных бозонов, глюонов, которые осуществляют взаимодействие между цветными кварками.

Глюонам приписываются следующие свойства: $\vec{S}_g = 1$, $m_g = 0$, $V_g = 0$, $Z_g = 0$, $\vec{T}_g = 0$, каждый глюон обладает двумя цветами. Цветовой заряд в сильных кварковых взаимодействиях аналогичен электрическому заряду в электромагнитных взаимодействиях: силы передаются безмассовой векторной частицей и в цветовом и в электромагнитном взаимодействиях (глюоном или фотоном соответственно).

Но существует и отличие в описании этих взаимодействий: электромагнитное взаимодействие описывается калибровочной теорией с двумя значениями электрических зарядов (+) и (-) и электрически нейтральным фотоном, не изменяющим знак электрического заряда.

Цветовые взаимодействия описываются калибровочной теорией с шестью значениями заряда: три цвета и три антицвета и цветными глюонами, которые сами являются источником цветового глюонного поля. Глюоны могут порождать новые глюоны и поэтому глюонное поле нелинейно, оно растет с расстоянием между кварками, растет и цветовой заряд. На больших расстояниях ($r \sim 10^{-13}$ см) энергия цветового взаимодействия становится столь большой, что кварки не могут покинуть адрон. Это свойство получило название конфайнмента. Поскольку каждый кварк окружен глюонным облаком (глюонной шубой), то при сближении двух кварков или кварка и антикварка взаимодействие цветовых зарядов ослабевает, кварки слабо взаимодействуют друг с другом (асимптотическая свобода) на малых расстояниях.

Истинная зависимость цветового потенциала от расстояния неизвестна. КХД утверждает, что на малых расстояниях он подобен кулоновскому (α_s - константа мала), на больших расстояниях потенциал должен обеспечивать невылетание кварков из адрона, т.е. быстро расти с расстоянием (α_s должна быть велика).

Расчеты потенциалов цветовых сил по КХД можно проверить, изучая кварконии ($q\bar{q}$). Разные состояния кваркониев отличаются средним расстоянием между кварком и антикварком, энергии этих систем дают информацию о силе взаимодействия на некотором расстоянии между q и \bar{q} . Проведенные эксперименты позволили измерить цветовые силы на расстояниях от 10^{-13} до $2 \cdot 10^{-14}$ см, по этим результатам можно восстановить, как меняется цветная сила в зависимости от расстояния кварков.

Нерешенной проблемой КХД остается проблема конфайнмента, т.е. КХД не удается пока описать поведение цветных сил на больших расстояниях. Тем не менее многие экспериментальные факты физики адронов согласуются качественно и количественно с предсказаниями КХД, например зависимость сечения от энергии ($\sigma \sim \ln^2 E$); косвенно подтверждено существование глюонов: при e^+e^- -аннигиляции обнаружены предсказанные кварковые и глюонные струи (струя - узкий пучок адронов).

2.5. Слабые взаимодействия

Слабые взаимодействия ответственны за взаимодействия нейтрино и все медленные распады частиц, в том числе кварков.

Слабые распады частиц можно разделить на три типа: лептонные, лептонно-адронные и адронные. В лептонных распадах участвуют только лептоны. Таких процессов очень мало (только распады мюонов):

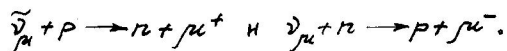
$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu; \mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu; (\tau \sim 10^{-6} \text{ с}).$$

К чисто лептонным процессам можно отнести и взаимодействие нейтрино типа $\nu_e e \rightarrow \nu_e e$ и $\nu_\mu e \rightarrow \nu_\mu e$.

Изучение процесса распада мюонов позволило определить константу слабого взаимодействия G_{sl} в "чистом" виде, $G_{sl} = G_F = 1,4 \cdot 10^{-49} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3$, поскольку в распаде мюона нет адронов и очень точно измерено время жизни (теория связывает вероятность распада, а следовательно, и время жизни с константой слабого распада).

Лептон-адронных распадов, так же как и адронных, насчитывается уже много. Здесь и распад нейтрона $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ ($\tau \sim 10^3 \text{ с}$) и распады обычных (например, $\pi \rightarrow \mu + \nu_\mu$; ($\tau \sim 10^{-8} \text{ с}$), странных и очарованных частиц (например, $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0$ ($\tau \sim 10^{-8} \text{ с}$), $\Lambda^0 \rightarrow \pi^+ + p$ ($\tau \sim 10^{-10} \text{ с}$)). Все приведенные выше распады - слабые независимо от того, участвуют ли в них лептоны, адроны или те и другие вместе. Это связано с тем, что сила взаимодействия, ответственная за эти процессы, имеет одну и ту же величину, характеризуется малой константой взаимодействия G_{sl} , а большой разброс времени жизни частиц связан с разной величиной энергии распада $- \Delta$ (теория дает величину вероятности распада $\omega \sim G_{sl}^2 \Delta^5$).

Нейтринное взаимодействие (см. также гл. 4, п. 43). Впервые существование электронных антинейтрино, полученных от мощных ядерных реакторов, было установлено лишь в 1956 г. по реакции $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$. Мюонное же нейтрино, предсказанное Б.Понтекорво, удалось зарегистрировать в 1962 г. от ускорителей в реакциях типа



Трудность регистрации нейтрино связана с малым сечением слабых взаимодействий. Так, сечение реакторных нейтрино ($E_\nu \sim$ несколько МэВ) составляет всего лишь $\sigma = 10^{-43} - 10^{-44}$ см² (до сих пор не удалось в земных условиях воспроизвести реакцию $p + p \rightarrow d + e^+ + \nu_e$, генерирующую нейтрино на Солнце в протон-протонном цикле; сечение этой реакции $\sigma \sim 10^{-47}$ см²). Сечения взаимодействий мюонных нейтрино от ускорителей несколько больше:

$$\sigma(\nu_\mu N) \approx 0,8 E_{\nu_\mu} \cdot 10^{-38} \text{ см}^2/\text{ГэВ}.$$

Хотя сечения взаимодействий нейтрино малы, нейтринные реакции играют большую роль: позволяют проверять законы сохранения лептонных зарядов, изучать глубоконеупругие процессы, рождение очарованных частиц и т.д., а также начинают использоваться для изучения Вселенной.

Согласно сегодняшним представлениям о нейтрино масса $m_\nu = 0$, спин $S_\nu = 1/2$ и спиральность $H_\nu = -1$. Спиральность — это относительное направление векторов спина и импульса, для нейтрино эти вектора всегда направлены в разные стороны (нейтрино "левый" винт), а для антинейтрино — совпадают, т.е. $H_{\bar{\nu}} = +1$ (антинейтрино "правый" винт). Спиральность нейтрино была опеределена экспериментально*.

В последнее время возник интерес к массе нейтрино как со стороны физиков, так и астрофизиков (астрофизикам нужна масса нейтрино для объяснения невидимой массы Галактик и скоплений Галактик).

Если масса нейтрино $m_\nu \neq 0$, то между нейтрино разных типов возможны переходы $\bar{\nu}_e \leftrightarrow \nu_\mu$ (осцилляции нейтрино), предсказанные Б.Понтекорво еще в 50-Х годах. Пока поисковые эксперименты на реакторах и ускорителях не обнаружили таких осцилляций.

* Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика. Т. 1. — М.: Энергоатомиздат, 1983.

Некоторые особенности слабых взаимодействий. а) "Медленность" слабых взаимодействий, т.е. большие времена ($\tau > 10^{-10}$ с) жизни (напомним, ядерное время $\sim 10^{-22}$ с) и малые сечения нейтринных взаимодействий;

б) во всех слабых процессах нарушается закон сохранения пространственной четности (р) и зарядовой четности (С).

Напомним, что несохранение четности означает, что частица не обладает зеркальной симметрией, т.е. не переходит сама в себя при зеркальном отражении.

Первоначально несохранение четности р в слабых взаимодействиях было обнаружено в процессах распада заряженных каонов. В 1957 г. возникла так называемая $\theta \sim \tau$ -проблема. θ - и τ - странные частицы, которые теперь называем каонами ($\theta \equiv K_{2\pi}; \tau \equiv K_{3\pi}$). Обе частицы оказались идентичными (одинаковы масса, спин, сечения рождения и т.д.) кроме моды распада: θ распадался на два пиона ($\theta \rightarrow 2\pi$), а τ - на три ($\tau \rightarrow 3\pi$). А так как у пиона спин равен нулю и четность отрицательна, то θ -мезон должен иметь положительную четность, а τ - отрицательную. Таким образом, возникла дилемма: либо существуют две идентичные частицы, либо при распаде четность нарушается. Эксперименты по проверке сохранения четности в β -распаде, проведенные Ву, подтвердили несохранение четности. В дальнейшем было установлено, что несохранение четности присуще всем слабым взаимодействиям. Слабые взаимодействия инвариантны и относительно операций зарядового сопряжения С (операция зарядового сопряжения состоит в замене частицы на античастицу), но инвариантны относительно комбинированной CP-четности (одновременно с зеркальным отражением происходит замена частиц на античастицы).

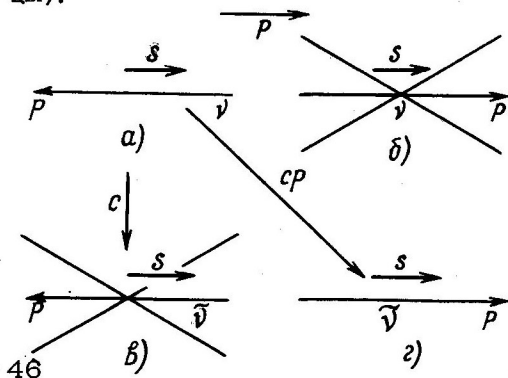
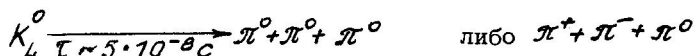


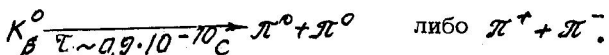
Рис. 13. Изменение нейтринных состояний при операциях С и CP

Рассмотрим сохранение CP -четности на примере нейтрино и антинейтрино (рис. 13). У нейтрино спиральность $H = -1$, т.е. вектор спина \vec{S} всегда направлен против импульса \vec{P} (рис. 13,а), а у антинейтрино спин и импульс всегда параллельны. При отражении в зеркале спин нейтрино остается без изменения, а вектор \vec{P} меняет знак (рис. 13,б), а такого состояния в природе нет, т.е. слабое взаимодействие неинвариантно относительно пространственной инверсии. Если сделать для нейтрино зарядовое сопряжение, то получится левовинтовое антинейтрино (рис. 13,в), а его также нет в природе (нарушение C -четности), но если выполнить еще пространственную инверсию, то получим существующее правое антинейтрино (рис. 13,г);

в) нарушение CP -четности. В 1964 г. американские физики Кристенсон, Кронин, Фитч и др. обнаружили нарушение CP -инвариантности при распаде нейтральных каонов. В своих экспериментах они изучали распад нейтральных K -мезонов, получаемых на протонном ускорителе. Нейтральные каоны хорошо изучены, установлено два вида этих частиц: долгоживущий каон K_L^0 , распадающийся на 3π -мезона,



и короткоживущий K_S^0 , распадающийся на 2π -мезона,



Время жизни K_S^0 примерно в 600 раз меньше времени жизни K_L^0 , поэтому K_S^0 -мезон быстро выбывает из K -мезонного пучка, который представляет собой смесь K_L^0 и K_S^0 . При временах много больше времени жизни распада каонов на два пиона K_S^0 -каоны не должны наблюдаться. В экспериментах же наблюдался распад долгоживущих каонов на два π -мезона, а это означает, что CP -инвариантность нарушается.

Действительно, короткоживущий мезон K_S^0 имеет положительную CP -четность (спин пиона равен нулю, система из двух пионов с относительным орбитальным моментом, равным нулю, не меняется под действием операций C и P), а долгоживущий каон K_L^0 имеет $CP = -1$.

Если же наблюдается распад K_L^0 , имеющего $CP = -1$, на два пиона: $K_L^0 \rightarrow 2\pi$, то это означает несохранение комбинированной четности.

Нарушение CP -инвариантности пока обнаружено лишь при распаде нейтральных K -мезонов и ни в каких других процессах не наблюдалось. Проблема нарушения CP -четности пока еще не решена, найти механизм нарушения CP -четности, установить свойства взаимодействия, ответственного за него, — это задачи, которые решаются в настоящее время во многих крупнейших лабораториях мира.

Нарушение CP -инвариантности в слабых взаимодействиях вызвало большой интерес к проверке так называемой теоремы Людерса-Паули или CPT -инвариантности.

Основные постулаты квантовой теории поля приводят к тому, что физические процессы должны быть всегда инвариантны относительно одновременного проведения трех операций C (зарядового сопряжения), P (инверсии пространства), T (обращения времени), т.е. произведение трех инверсий CPT является инвариантом. Если CPT -инвариантность будет нарушена, то окажутся под сомнением основные принципы, на которых основываются наши современные представления о микромире.

Если считать, что CPT -инвариантность выполняется, то обнаруженное при распаде нейтральных каонов нарушение CP -четности означает, что при этом нарушается и T -инвариантность. По проверке T -инвариантности было проведено и проводится много экспериментальных работ. Лучшая такая работа, относящаяся к β -распаду нейтрона, подтверждает T -инвариантность. Проблема CP -инвариантности остается до сих пор одной из интереснейших и нерешенных проблем;

г) нарушение законов сохранения изотопического спина, странности, очарования. Установлены следующие правила: изменение изотопического спина адронов T равно $\Delta T = 1/2$, изменение странности $\Delta S = \pm 1$ и $\Delta Z = \Delta S'$, т.е. изменение электрического заряда адронов равно изменению странности. Последнее правило относится к лептонно-адронным процессам, поскольку электрический заряд сохраняется в распаде. Для очарованных частиц $\Delta C = \pm 1$. Эти правила сильно ограничивают моды распада частиц, например распады: $K^0 \rightarrow e^+ + \nu_e + \pi^-$, $\Sigma^+ \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ возможны, а $K^0 \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \pi^+$, $\Sigma^- \rightarrow n + e^+ + \nu_e$ запрещены, так как $\Delta Z \neq \Delta S$.

Понятие о теории слабых взаимодействий. Первая квантово-полевая теория слабых взаимодействий была разработана Ферми для β -распада примерно полвека назад.

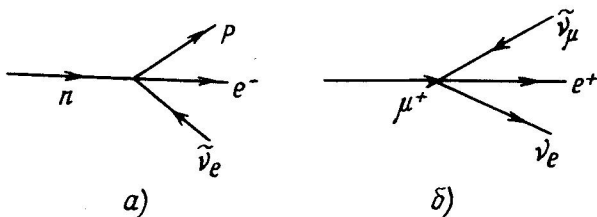


Рис. 14. Диаграммы четырехфермионного взаимодействия

Согласно этой теории слабое взаимодействие рассматривается как точечное четырехфермионное взаимодействие (рис. 14, а, б). Ферми считал, что e^- и $\bar{\nu}_e$ рождаются в процессе β -распада нейтрона ($n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$), причем совместное рождение ($e^- \bar{\nu}_e$) является аналогом испускания фотона в электромагнитном взаимодействии.

Как известно, электромагнитное взаимодействие двух заряженных частиц рассматривается как взаимодействие между двумя электрическими токами, обменивающимися виртуальными фотонами (рис. 15, а).

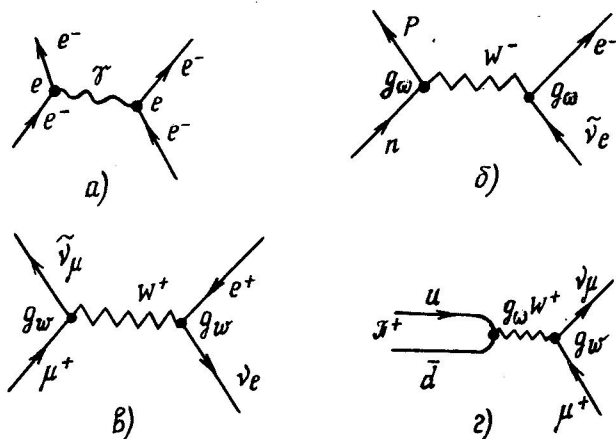


Рис. 15. Диаграммы Фейнмана

По аналогии с электромагнитными взаимодействиями слабое взаимодействие можно рассматривать как взаимодействия слабых токов со своей константой взаимодействия $G_{сл}$ ($G_{сл} = G_F =$

$= 1,4 \cdot 10^{-49}$ эрг. см³). Понятие "слабый" ток и связанный с ним "слабый" заряд абстрактны, не наглядны, как, скажем, электрический ток или электрический заряд, то тем не менее в теории допускается их существование. По аналогии с электромагнитными взаимодействиями (заряд e и безразмерная константа $\alpha_e = e^2/\hbar c$) вводится слабый заряд g_w и безразмерная константа

$$\frac{g_w^2}{\hbar c} = G_{sl} \frac{m_W^2}{\hbar^3},$$

где m_W — масса так называемого W -бозона; "слабый" ток переносит "слабый" заряд g_w .

Практически все слабые взаимодействия характеризуются одинаковой константой взаимодействия и теорию Ферми называют универсальной. Она хорошо согласуется с экспериментом при низких энергиях, при высоких энергиях (десятки и сотни ГэВ) в теории появляются бесконечности (например, в вычислении сечений) и слабое взаимодействие лучше описывается теорией с промежуточным векторным бозоном — W -бозоном (от англ. *Weak*).

Основные положения теории слабых взаимодействий с промежуточным бозоном. Переносчиками слабых взаимодействий являются W^\pm -бозоны. Слабые токи, испускающие и поглощающие W^\pm -бозоны, получили название заряженных, и они описывают процессы, идущие с изменением электрического заряда (например, $n \rightarrow p, e^- \rightarrow \nu$). Несколько позже в теорию были введены нейтральные токи для описания слабых процессов, идущих без изменения зарядов ($\nu \rightarrow \nu, e \rightarrow e$). Взаимодействие нейтральных токов осуществляется через Z^0 -бозон.

Точечный характер взаимодействия ($R < 10^{-16}$ см) связан с большой массой промежуточных бозонов близкой к сотне ГэВ.

Спин W^\pm и Z^0 бозонов равен единице (отсюда название векторные частицы).

W^\pm, Z^0 не подвержены сильным взаимодействиям, не обладают ни четностью (четность в слабых взаимодействиях не сохраняется), ни лептонным зарядом, ни странностью.

Каждый элементарный узел диаграммы Фейнмана для слабых взаимодействий содержит три линии: W^\pm (или Z^0) и два фермиона (см. рис. 15,б — г) и описывается одной и той же слабой константой, т.е. слабое взаимодействие универсально.

Слабый ток имеет сложную структуру и является суммой многих лептонных и кварковых токов. Слабые токи в отличие от

электромагнитных токов, являющихся чисто векторными (т.е. электромагнитные токи являются четырехмерными векторами), представляют сумму вектора и аксиального вектора*. Такие токи называются $V - A$ -токами. Теория разрешает более сотни заряженных (открыто 15) и столько же нейтральных (открыто 9) токов.

Универсальная слабая теория неудовлетворительно описывала лептонные распады странных частиц, и Кабибо была введена поправка в теорию. Он постулировал, что в распадах без изменения странности $\Delta S = 0$ константа слабого взаимодействия имеет вид $G_{eff} \cos \theta_C$, а в распадах с $\Delta S = 1 - G_{eff} \sin \theta_C$, где θ_C - так называемый угол Кабибо, определяемый из эксперимента.

Теория слабых взаимодействий с промежуточными бозонами и с учетом поправок Кабибо объясняет большое количество процессов, вызванных слабыми взаимодействиями, но наилучшее согласие с экспериментом при высоких энергиях достигнуто в электрослабой теории.

2.6. Понятие о теориях объединения фундаментальных взаимодействий

При изучении фундаментальных взаимодействий частиц была установлена зависимость всех констант взаимодействия (см. табл. 1) от переданного квадрата 4-импульса q^2 (константа электромагнитного взаимодействия $\alpha_e = 1/137$ в действительности из-за квантовых процессов в вакууме также меняется, но очень слабо).

Эта зависимость от q^2 приводит к тому, что при некотором достаточно большом значении q^2 константы различных взаимодействий сравниваются, и взаимодействие становится единым, описывается единой константой.

Объединение взаимодействий происходит поэтапно: сначала объединяют электромагнитное и слабое взаимодействия (электрослабая теория), затем электрослабую теорию объединяют с квантовой хромодинамикой (теория великого объединения), и, наконец, теорию великого объединения с гравитацией, так называемое суперобъединение.

* Аксиальный вектор при зеркальном отражении не меняет знак, например орбитальный момент и спин.

Все объединения основаны на следующих постулатах: 1) существует единый тип симметрии для всех четырех фундаментальных взаимодействий – калибровочная симметрия; 2) имеет место спонтанное нарушение симметрии физического вакуума. После нарушения симметрии часть векторных бозонов приобретает массу и соответствующие взаимодействия становятся короткодействующими. Механизм возникновения масс у переносчиков сил был предложен Хиггсом и получил название хиггсовского. Из этого механизма следует существование еще одной тяжелой частицы – хиггсовского бозона (до сих пор не открытой).

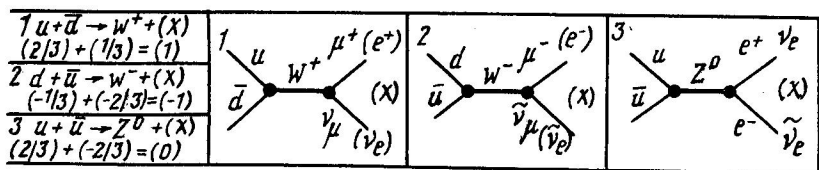
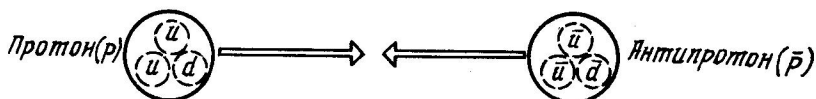
Электрослабая теория и ее подтверждение. В конце 60-х годов Вайнберг, Глэшоу и Салам независимо друг от друга предположили, что электромагнитное и слабое взаимодействия могут быть математически описаны как различные проявления единого и более фундаментального электрослабого взаимодействия.

Согласно этой теории существует калибровочная инвариантность для электромагнитных взаимодействий и слабых дублетов частиц: $(\nu_e e^-)_L$, $(\nu_\mu \mu^-)_L$, $(\nu_\tau \tau^-)_L$, $(u d')_L$, $(e s')_L$, $(t t')_L$, где индекс L означает левоспиральность дублетов (спин у частиц направлен против импульса), а штрих означает, что в дублет входят не кварки, а их суперпозиции. Выбор левых дублетов связан с несохранением четности в слабых взаимодействиях. Значение $|q^2|$, при которых константы взаимодействия сравниваются $\alpha_e \approx \alpha_w$, имеет порядок 10^2 ГэВ и соответствует расстояниям $\sim 10^{-16}$ см. На расстояниях $\sim 10^{-16}$ см существуют симметрия и единое взаимодействие, которое описывается четырьмя безмассовыми полями. На расстояниях $> 10^{-16}$ см в результате спонтанного нарушения симметрии $W^\pm Z^0$ приобретают массу, а фотон остается безмассовым.

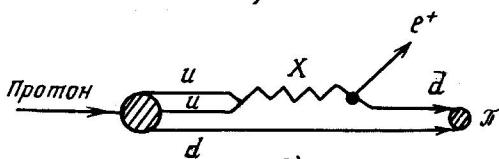
Теория электрослабого взаимодействия предсказывает следующее:

а) существование тяжелых бозонов. Эти бозоны были открыты в 1983 г. большой группой физиков, возглавляемой К.Рубиа на протон-антипротонном коллайдере (СЕРН).

Согласно кварковой модели протон состоит из uud -кварков, а антипротон – из $\bar{u}\bar{u}\bar{d}$. При столкновении протона и антипротона кварки могут аннигилировать с антикварками, образуя промежуточные бозоны (рис. 16), быстро распадающиеся на лептоны и адроны, регистрируемые детектором (продукты распада на рис. 16 обозначены через "X", например X может означать $e^+ + \nu_e$ ($\bar{\nu}_e$); $\mu^+ + \nu_\mu$ ($\bar{\nu}_\mu$)).



a)



б)

Рис. 16. Диаграммы Фейнмана: а - рождение W -бозона и Z^0 в $p\bar{p}$ -аннигиляции; б - распад протона

Для поиска продуктов распада W^\pm и Z^0 -бозонов создано несколько больших детекторов частиц. Один из них - $UA1$ - итог коллективного труда более ста физиков из 11 институтов Европы и США.

Этот детектор (длина 10 м, ширина 5 м, весит 2000 тонн, установлен на глубине 25 м) - многоцелевое устройство, способное анализировать большое число частиц, летящих в большом телесном угле вокруг точки столкновения пучков p и \bar{p} . Детектор позволяет измерять энергию образующихся частиц различными способами, в том числе и по кривизне их траектории в магнитном поле. Внутри магнита (магнитное поле создается в объеме 85 м^3) проходит кольцо ускорителя, окруженное тремя дрейфовыми камерами. Информация с дрейфовых камер поступает на ЭВМ, которая воспроизводит траектории обнаруженных заряженных частиц.

Три дрейфовые камеры окружены многими другими детекторами: свинцовым калориметром, позволяющим измерять энергию попадающих в него электронов. Калориметр окружен слоями железных пластин, между которыми находятся сцинтилляционные счетчики для измерения энергии пионов по их взаимодействию с ядрами железа. Наконец снаружи за всей этой аппаратурой расположены большие камеры, детектирующие мюоны.

Другой большой детектор UA2 специально рассчитан на поиск промежуточных бозонов. Он не имеет магнитного поля и основан на множестве калориметров, предназначенных для измерения энергии и импульсов появляющихся частиц.

Образование W^{\pm} -бозонов было зарегистрировано по их распаду на $e^{-}\bar{\nu}_e$ и $e^{+}\nu_e$, и массы оказались равными примерно 80 ГэВ.

Распады Z^0 бозонов регистрировались по распаду на $e^{+}e^{-}$ и $\mu^{+}\mu^{-}$ и масса $M_{Z^0} \approx 92$ ГэВ;

б) существование нейтральных токов, т.е. процессов, идущих без изменения заряда через Z^0 -бозон (предсказание оправдалось, обнаружен ряд процессов: $\nu_{\mu}^p \rightarrow \nu_{\mu}^+$ адроны, $\nu_{\mu}e \rightarrow \nu_{\mu}e$);

в) несохранение четности в атомных переходах. Слабое взаимодействие между электронами и нуклонами ядра в атоме должно приводить к небольшому нарушению четности в атомных системах, выражающееся в повороте плоскости поляризации света на ничтожно малый угол $\sim 10^{-8}$ рад.

Впервые экспериментально несохранение четности в атомах было установлено в 1978 г. новосибирскими физиками Л.Барковым и М.Золотаревым. Им удалось обнаружить поворот плоскости поляризации света от лазера, проходящего через пары тяжелого металла (висмута) в условиях тщательной магнитной экранировки (во избежание вращения плоскости поляризации магнитным полем).

В 1979 г. Вайнбергу, Глэшу и Саламу за теорию электрослабых взаимодействий была присуждена Нобелевская премия.

Теория великого объединения (ТВО), Распад протона. Теория великого объединения – это единая теория электрослабого взаимодействия и квантовой хромодинамики. ТВО исходит из того, что при высоких энергиях $10^{14} - 10^{15}$ ГэВ (или на малых расстояниях $10^{-28} - 10^{-30}$ см) сильное, слабое и электромагнитное взаимодействия характеризуются одинаковыми константами и существует только один вид взаимодействий, описывающийся единой константой взаимодействия α_{ew5} . С уменьшением энергии (с ростом расстояний) проявляются разные виды взаимодействия. Объединение электрослабой теории и КХД происходит на основе кварков и лептонов и при этом допускается, что при высоких энергиях не сохраняются барионные и лептонные заряды. В ТВО помимо двенадцати известных нам калибровочных бозонов (γ , W^{\pm} , Z^0 , 8 глюонов) вводится еще две-

надцать сверхтяжелых бозонов, шесть X -бозонов с электрическим зарядом $\pm 4/3$ и шесть Y -бозонов с зарядом $\pm 1/3$.

Сверхтяжелые бозоны должны обладать свойствами лептонов и кварков, в том числе цветом, и поэтому они могут превращать кварки в лептоны. Согласно одному из предсказаний ТВО протон является нестабильной частицей и может распадаться на лептон и пион с нарушением барионного и лептонного зарядов: $p \rightarrow e^+ + \pi^0$. Этот распад осуществляется через тяжелый X -бозон: протон состоит из трех кварков (uud : $+2/3, +2/3, -1/3$), при взаимодействии два кварка u превращаются в X -бозон ($Z = 4/3$), который распадается на e^+ и \bar{d} , а \bar{d} -кварк, взаимодействуя с кварком d , образует π^0 -мезон (см. рис. 16,б). Период полураспада протона лежит в пределах 10^{31} – 10^{33} лет.

Экспериментальные поиски распада протона сейчас ведутся во многих лабораториях мира. Принцип обнаружения распада протона связан с регистрацией частиц распада, суммарная энергия которых должна равняться массе протона. Для регистрации частиц используются различные детекторы (трековые, сцинтилляционные, водно-черенковские и т.д.). Трудность поиска распада протона связана с большим периодом полураспада. Если $T_p = 10^{32}$ лет, то за год произойдет 1 событие в 100 т вещества. Поэтому детекторы, регистрирующие распад протона, содержат тысячи тонн вещества, а для защиты от фона космического излучения располагаются глубоко под землей.

В табл. 6 приведены детекторы, на которых в настоящее время ведется поиск распада протонов.

Таблица 6

Тип названия	Глубина водного эквивалента, км	Масса, т
Сцинтилляционный		
БНТ (БАКСАН СССР)	0,85	500
КОЛЛАПС (СССР)	0,55	100
LSO (Италия – СССР)	5,0	200
Трековый		
KGF (Индия)	7,6	140
NUSEX (Италия)	5,0	160

Тип названия	Глубина водного эквивалента, км	Масса, т
Водно-черенковский		
IMB (США)	1,7	30000
КАМИЮКАНДЕ (Япония)	2,7	3400
NUL (США)	1,5	850
ХОУМ СТЕЙК (США)	4,4	300

Некоторые модели великих объединений предсказывают осцилляции нейтронов: $n \rightleftharpoons \bar{n}$ ($\Delta B = 2$) и радиационный распад мюона: $\mu \rightarrow e + \gamma$.

Поиск нейтронных осцилляций планируется на ряде мощных реакторов.

Помимо различных моделей объединения ТВО существует много моделей, например модель суперсимметрии ($SUSY$). Модель $SUSY$ объединяет в супермультиплете фермионы и бозоны и постулирует существование для каждой частицы "суперсимметричного партнера" со спином $S = 1/2$ (частицам присваивается окончание "ино": фотино, глюино, электрино, мюино и т.п.).

И, наконец, следующим должно быть объединение всех взаимодействий: электромагнитного, слабого, сильного и гравитационного, которое произойдет при энергии $\sim 10^{19}$ ГэВ, что соответствует расстоянию $\sim 10^{-33}$ см. Это объединение называют суперобъединением и теоретическая разработка этой модели еще далека от завершения.

Глава 3

КОСМИЧЕСКИЕ ЛУЧИ

В 1912 г. австрийский физик Гесс открыл излучение, которое приходит на Землю из космического пространства. Впоследствии это излучение получило название космических лучей. Сегодня космические лучи называют космическим излучением. Особенно интенсивно его стали изучать в конце тридцатых годов, когда стало ясно, что частицы, входящие в его состав, об-

ладают огромной энергией и способны при взаимодействии с веществом рождать новые частицы. Именно в космических лучах впервые были открыты мюоны, заряженные π -мезоны, K-мезоны, многие из известных в настоящее время гиперонов. При изучении космических лучей возникла физика элементарных частиц — один из основных разделов ядерной физики. С созданием гигантских ускорителей заряженных частиц, сообщаящих энергию протонам до 10^{12} эВ, центр тяжести исследований в физике элементарных частиц переместился на эти установки. Однако изучение взаимодействий при сверхвысоких энергиях по-прежнему возможно лишь в космических лучах, где имеются частицы с энергией вплоть до 10^{20} эВ. Этот ядерно-физический аспект физики космических лучей остается одним из актуальных разделов ядерной физики.

В последнее время космические лучи привлекают к себе внимание других разделов физики таких, как астрофизика, геофизика, космонавтика. И это не случайно. Как увидим несколько позже, космические лучи несут в себе информацию о различных физических процессах, происходящих в звездах, о свойствах межгалактического, межзвездного и околоземного пространства и т.д. Изучение космических лучей с точки зрения этих разделов науки получило название космофизического аспекта. Следует считать, что в физике космических лучей космофизический аспект постепенно становится преобладающим.

Известно, что Земля окружена достаточно плотным слоем атмосферы, толщина которой эквивалентна 10 м воды. Поэтому падающие на Землю космические лучи, взаимодействуя с атомами, которые входят в состав воздуха, не только теряют свою энергию, но и испытывают различного рода превращения. И космические лучи, которые регистрируем на уровне моря, являются лишь отдаленными потомками лучей, приходящих из космического пространства. Поэтому они получили название вторичных космических лучей в отличие от их прародителей — первичных. Решение многих вопросов, как ядерно-физического, так и космофизического аспектов, связано с исследованием космических лучей. Понятно поэтому стремление подняться как можно выше над поверхностью Земли и выйти за пределы атмосферы (условная граница атмосферы простирается на высоте примерно 100 км). Использование для этих целей искусственных спутников Земли, орбитальных и межпланетных станций позволило получить много ценных сведений об интенсивности, характере

взаимодействия, природе космических лучей. Стали также более ясны и многие вопросы, связанные со вторичным космическим излучением. Наконец, ценные сведения о происхождении первичных космических лучей дает развивающаяся в последнее время гамма-астрономия.

3.1. Первичное космическое излучение

Энергия. Очень условно космическими лучами называют заряженные частицы с энергией более 100 МэВ. Частицы меньших энергий вплоть до тепловой получили название субкосмических. Космические лучи возникают в основном за пределами Солнечной системы (галактические космические лучи), хотя частично могут генерироваться и Солнцем особенно во время сильных вспышек.

Прямое измерение энергии космических лучей стало возможным лишь в последнее время, когда с помощью искусственных спутников Земли или высотных аэростатов удалось поднять регистрирующую аппаратуру на большую высоту. В частности, на советских спутниках типа "Протон" был измерен энергетический спектр первичных космических лучей вплоть до энергии 10^{14} эВ. Изучение частиц с еще большей энергией благодаря сложности регистрирующих установок, к тому же обладающих весом и габаритами, проводится, как и раньше, в наземных условиях. Первичные космические частицы огромной энергии вызывают в атмосфере электронно-фотонный ливень (широкий атмосферный ливень), компоненты которой и регистрируются на уровне моря (см. гл. 3 п. 2), причем энергия первичной космической частицы определяется по числу частиц, зарегистрированных в ливне на уровне моря.

Один из методов определения энергии космических лучей основан на использовании магнитного поля Земли, которое как бы является анализатором их энергии. Действительно, магнитное поле Земли подобно в первом приближении полю диполя с магнитным моментом, равным $8,3 \cdot 10^{25}$ гс·см. Ось диполя наклонена по отношению к оси вращения Земли на $11,5^\circ$ и пересекает поверхность Земли в Западном полушарии на расстоянии 342 км от Северного полюса (об эффектах, связанных с магнитным полем Земли, см. ниже). Магнитное поле простирается приблизительно на 15 – 20 радиусов Земли и отклоняет заряженные частицы от их первоначального направления, препятствуя про-

никновению малоэнергичных частиц к границе земной атмосферы. Поэтому для каждой точки земной поверхности (точнее, границы атмосферы) имеется минимальное значение импульса частицы, при котором последняя может достигнуть определенного места на Земле. Это значение в зависимости от геомагнитной ширины λ имеет вид:

$$P_{\text{мин}} \sim 14,9 \cdot 10^9 \cos^4 \lambda, \text{ эВ/с.}$$

Частицы, достигающие экваториальной области, обладают максимальной энергией и так как энергетический спектр космических лучей падающий (степенная зависимость с отрицательным показателем спектра), то их поток на экваторе будет наименьшим.

Как указывалось выше, космические лучи на уровне моря являются вторичными, хотя их интенсивность и зависит прямым образом от интенсивности первичного потока. С подъемом над поверхностью доля первичных космических лучей в общей интенсивности растет и на высотах ~ 20 км определяющим является первичное излучение. На рис. 17 представлена широтная зависимость интенсивности космических лучей на этой высоте. Из рис. 17 видно, что при $\lambda \sim 53^\circ$ прекращается рост интенсивности. Импульс обрезания, соответствующий данной широте, равен примерно 1 ГэВ/с. Прекращение роста интенсивности получило название высокоширотного обрезания и связано с наличием в межпланетном пространстве магнитного поля, связанного с Солнцем. Это поле и препятствует проникновению внутрь Солнечной системы галактических космических лучей с импульсом менее 1 ГэВ/с. Вариации активности Солнца приводят к вариациям интенсивности космических лучей, проявляющихся в вековых 11-летних, 27-дневных периодических изменениях интенсивности. Интересно отметить, что галактические космические лучи с импульсом, меньшим или равным 100 МэВ, благодаря различным

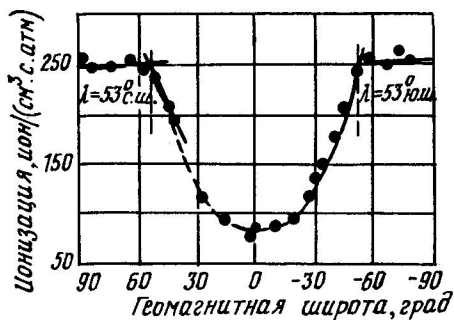


Рис. 17. Широтная зависимость интенсивности космических лучей

диффузионным процессам могут проникать внутрь Солнечной системы и достигать Земли. На основании экспериментальных данных, полученных из широтного эффекта, прямых измерений на спутнике "Протон 1У" и из широких атмосферных ливней интегральный энергетический спектр космических лучей может быть представлен в степенном виде

$$I(>E) = 1,7 E^{-(\gamma-1)} \text{ част./}(\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср}),$$

где γ - показатель дифференциального спектра, значение которого различно для разных энергетических интервалов. Например, в период минимума солнечной активности, когда до Земли доходит максимальное количество космических лучей, их интегральный поток в среднем на границе атмосферы составляет

$$I(> 100 \text{ МэВ/нуклон}) \sim 0,3 \text{ част./}(\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср}).$$

Интересно отметить, что при этом плотность космических лучей

$$N = \frac{I \cdot 4\pi}{c} \sim 10^{-10} \text{ част./см}^3,$$

где c - скорость света. Если средняя энергия частицы равна примерно 10^{10} эВ, то плотность энергии космических лучей оказывается примерно равна 1 эВ/см^3 ($10^{-12} \text{ эрг/см}^3$). Эта плотность сравнима с плотностью энергии других видов материи в космическом пространстве, например с плотностью магнитной энергии, со средней плотностью энергии ионизованного газа и т.д.

Химический состав. Определение химического состава космических лучей сводится к определению электрического заряда частиц. Для этого используются ядерные фотоэмульсии, черенковские счетчики, ионизационные детекторы. Точные сведения о химическом составе первичных космических лучей можно получить при проведении исследований или за пределами атмосферы, или у ее верхней границы. Действительно, если средний пробег до взаимодействия протонов составляет 74 г/см^2 , для α -частиц - 18 г/см^2 , то для ядер железа - $2,4 \text{ г/см}^2$ ($2,4 \text{ г/см}^2$ остаточной атмосферы соответствуют подъему аппаратуры на 40 км). Данные о химическом составе первичных космических лучей приведены в табл. 7.

Таблица 7

Группа ядер	Атомный номер	Интенсивность частиц с энергией 2,5 ГэВ/нуклон, м ² ·с·ср	Распространенность по отношению к Н-ядрам	
			в космических лучах	в среднем во Вселенной
Протоны	1	1300	650	3000 ÷ 7000
α-частицы	2	94	47	250 ÷ 1000
Легкие ядра	3 - 5	2,0	1	10 ⁻⁵
Средние ядра	6 - 9	6,7	3,3	2,5 - 10
Тяжелые ядра (Z) ≥ 10		2,0	1	1
Очень тяжелые ядра	≥ 20	0,5	0,26	0,05
Очень-очень тяжелые ядра	≥ 30	~10 ⁻⁴	~10 ⁻⁴	~10 ⁻⁴

Как видно из табл. 7, основную долю первичных космических лучей составляют протоны (90%) и α-частицы (примерно 10%). Из таблицы видно также, что в первичных космических лучах существенно больше легких (Li, Be, B) и очень тяжелых ядер (Fe), чем в среднем во Вселенной. Этот состав установлен для космических лучей с энергией, близкой к 1 ГэВ.

Возможно, что среди космических лучей с энергией, примерно равной 10³ ГэВ, относительное содержание ядер другое. Если даже химический состав космических лучей постоянен для всего энергетического интервала, то на долю протонов, α-частиц и всех остальных ядер приходится соответственно 37, 27 и 36% всей энергии первичных космических лучей.

В составе первичного космического излучения имеются электроны в количестве около 1% от протонов. Энергетический спектр электронной компоненты существенно отличается от протонной. В частности, в космических лучах отсутствуют электроны с энергией больше 10¹² эВ. По-видимому, это связано со значительными радиационными потерями, ограничивающими энергию электронов. Еще менее в космических лучах позитронов. Они составляют не более 5% от электронов.

В последнее время советскими учеными было обнаружено в космических лучах антивещество - антипротоны, интенсивность которых на четыре порядка ниже потоков протонов.

В космическом излучении представлено также высокоэнергичное γ -излучение и нейтрино.

3.2. Взаимодействие первичных космических лучей с земной атмосферой. Вторичные космические лучи

При взаимодействии космических лучей с ядрами элементов, входящих в состав атмосферы, наиболее вероятным оказывается процесс одновременного рождения многих мезонов. Сечение этого процесса близко к геометрическому, т.е. равно πR^2 , где R — радиус ядра. Определение числа рожденных частиц, их угловое и энергетическое распределение не могут быть получены из одних только кинематических соображений, основанных на законах сохранения энергии и импульса в ядерных реакциях. Для этого необходимо знать еще свойства ядерных сил. Применение одних только законов сохранения позволяет получить лишь некоторые предельные соотношения, касающиеся, например, максимального числа рожденных частиц, максимальной энергии, которую может унести одна из них, или максимального угла вылета. Для описания процесса взаимодействия частиц больших энергий (случай, относящийся к первичным космическим лучам), когда число вновь рожденных частиц становится достаточно большим, была разработана количественная теория (гидродинамическая теория множественного рождения частиц Ферми — Ландау), с основами которой мы познакомились ранее. В космических лучах наряду со столкновением двух нуклонов гораздо чаще происходит столкновение нуклонов с ядрами и ядер с ядрами. Рассмотренный ранее процесс столкновения нуклонов (см. п. 1.2 гл. 1) без существенных изменений может быть распространен на столкновение нуклонов с ядрами. При сверхвысоких энергиях длина волны налетающего нуклона меньше размеров ядра ($\lambda = \frac{h}{p} < R$), поэтому он взаимодействует лишь с нуклонами, непосредственно встречающимися на его пути ("вырезает в ядре трубку"). Для легких ядер, входящих в состав атмосферы, среднее число встречных нуклонов в ядре не намного превышает единицу. Взаимодействие ядер друг с другом уже существенно отличается от нуклонно-ядерных. В частности, среднее число рожденных частиц в этом случае

$$N \sim A^{3/4} E^{1/4},$$

где $A \sim A_1 + A_2$, а E — энергия налетающей частицы. Если энергия взаимодействия оказывается достаточно большой, то

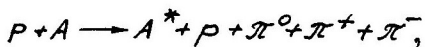
будут рождаться не только π -мезоны, но и тяжелые частицы: К-мезоны, гипероны, резонансы, фэйрболы и античастицы.

В среднем в одном акте взаимодействия лишь половина первоначальной энергии налетающей частицы идет на рождение частиц (отношение энергии, идущей на рождение частиц к первоначальной энергии налетающей частицы, называется коэффициентом неупругости). Это означает, что первоначальная частица по-прежнему обладает большой энергией и при встрече со следующим нуклоном или ядром процесс множественного образования частиц может повториться вновь. В свою очередь, образующиеся частицы также обладают почти геометрическим сечением взаимодействия и при столкновении с ядрами элементов, входящих в состав атмосферы, могут привести к множественному рождению. Такой последовательный процесс взаимодействий получил название ядерного каскада.

От поколения к поколению число частиц в каскаде растет, а их средняя кинетическая энергия падает. Наступит момент, когда энергия частиц в каскаде окажется недостаточной для рождения новых частиц и развитие каскада прекратится. После этого частицы будут тратить энергию лишь на ионизацию атомов среды и, в конце концов, большая часть энергии первичной космической частицы будет поглощена в атмосфере Земли. Так, если на границу атмосферы первичное космическое излучение приносит энергию, равную примерно $1500 \text{ МэВ}/(\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср})$, то достигает Земли лишь около 30% этой величины. Более 60% этой величины идет на ионизацию и возбуждение атомов азота, кислорода, водорода и т.д.

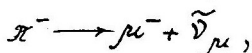
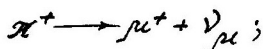
Частицы, непосредственно образующиеся в ядерном каскаде, а также возникающие при их распаде (т.е. при распаде π , К-мезонов и гиперонов), составляют вторичное космическое излучение.

Рассмотрим несколько подробнее процесс образования вторичного космического излучения. Предположим, что при столкновении первичного протона с ядром образуются нейтральный, положительный и отрицательный π -мезоны. Так как первичное космическое излучение имеет положительный заряд, в целом должно рождаться больше π^+ -мезонов. И во вторичном космическом излучении должен быть избыток частиц с положительным зарядом. По мере развития каскада избыток уменьшается. Так, на высоте в 10 км он равен 1,5, а на уровне моря 1,25. Итак, мы получаем:



где A^* - возбужденное ядро или несколько осколков ядер.

Все частицы, стоящие в правой половине реакции, могут принять участие в дальнейшем развитии каскада. Однако благодаря малой плотности вещества в верхних слоях атмосферы и малому собственному времени жизни π -мезонов они с большой вероятностью будут распадаться. π^0 -мезон распадается в среднем через 10^{-16} с на два γ -кванта, которые дают начало электронно-фотонному ливню. Среднее время жизни заряженных π -мезонов составляет $2 \cdot 10^{-8}$ с. Их распад идет по следующей схеме:



где μ^\pm - мюоны, а ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$ - мюонные нейтрино и антинейтрино. Среднее время жизни мюонов в покое составляет примерно $2 \cdot 10^{-6}$ с. Обладая большим временем жизни, мюоны достигают поверхности Земли, так же как и стабильные нейтрино и антинейтрино, практически не взаимодействуя с ядрами ($\sigma_\mu \sim 10^{-29}$ см²). При столь малом сечении взаимодействия основным процессом, в котором принимают участие мюоны, является ионизационное торможение. Сечение взаимодействия нейтрино еще на много порядков меньше (для нейтрино с энергией в несколько ГэВ $\sigma_\nu \sim 10^{-38}$ см²).

Таким образом, вторичное космическое излучение на средних высотах в атмосфере состоит из ядерной компоненты, включающей в себя протоны, нейтроны, ядра и в малом числе нераспавшиеся π^\pm -мезоны; электронно-фотонной компоненты, получившей название мягкой компоненты благодаря сильному поглощению в свинце, и мюонной или жесткой компоненты, обладающей большой проникающей способностью.

Таким образом, мюоны и нейтрино - практически единственные частицы космического излучения, которые достигают поверхности Земли и проникают на большие глубины. Распределение интенсивности компонент вторичного космического излучения приведено на рис. 18. На уровне моря мюоны составляют примерно 70% от общей интенсивности.

Большую проникающую способность космических мюонов можно использовать для просвечивания пород, инженерных сооружений и т.п. ("космический рентген"). Для этого применяются

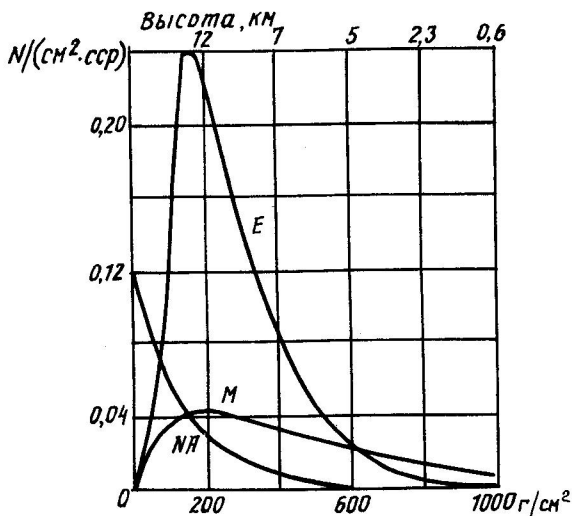


Рис. 18. Распределение интенсивности компонент вторичного космического излучения

обычно малогабаритные мюонные телескопы, представляющие несколько рядов счетчиков, регистрирующих мюоны в строго определенном направлении. Телескоп устанавливается под объектом, и по поглощению мюонов в изучаемом объекте можно определить его плотность (чем больше плотность, тем больше ослабление потока мюонов).

Например, с помощью такой мюонной диагностики были оценены плотность и состояние грунта под фундаментом крупнейшего радиотелескопа "РАТАН-600", "взвешена" гостиница "Москва", выявлено ряд пустот в горных массивах. Археологи пытаются с помощью мюонного телескопа обнаружить погребальную камеру в пирамиде Хефрена.

Таким образом, при столкновении первичной космической частицы сверхвысокой энергии с ядром наряду с развитием ядерного каскада развивается электронно-фотонный ливень. Такой процесс получил название электронно-ядерного ливня. Число единиц и поперечные размеры ливня на уровне моря находятся в прямой зависимости от энергии начального X^0 -мезона. Очевидно, что исследование широких атмосферных ливней позволяет судить не только об энергии X^0 -мезона, но и об энергии первичной космической частицы. Наконец, следует отметить, что во вторичном космическом излучении имеются медленные

нейтроны. Взаимодействуя с ядрами азота, они приводят к образованию радиоактивного углерода



Радиоактивный углерод наряду с обычным участвует в биологическом обмене и поглощается живыми организмами и растениями.

3.3. Геомагнитные эффекты. Радиационные пояса Земли

Солнечные космические лучи. Солнечный ветер. Во время особенно сильных солнечных вспышек регистрируется резкое увеличение первичных космических лучей в области энергий вплоть до 1 ГэВ. Это увеличение интенсивности длится не более нескольких минут. Среди первичных космических лучей солнечного происхождения преобладают протоны. Электроны больших энергий солнечного происхождения практически не наблюдались. Процесс ускорения протонов на Солнце до конца еще не ясен. Наиболее вероятным процессом является ускорение частиц при резком изменении конфигурации магнитных полей в районе солнечных пятен.

В спокойном и маловозмущенном состоянии Солнце является источником плазмы, состоящей в основном из малоэнергичных электронов. Средняя плотность плазмы — 1 ± 10 част./см³. Плазма, движущаяся от Солнца, образует так называемый солнечный ветер. Он распространяется по спиральным трубкам или рукавам, поперечные размеры которых достигают 10^6 км на расстоянии, соответствующем орбите Земли. Скорость в направлении осей трубок составляет в спокойные дни примерно 300–400 км/с, возрастает до 1000 км/с во время солнечных вспышек. Кроме упорядоченного движения в плазме имеется хаотическое тепловое движение, соответствующее температуре 10^5 К. Интересно отметить, что именно солнечный ветер участвует в сносе хвостов комет, а не только давление света, как предполагалось раньше. В солнечный ветер вморожено магнитное поле напряженностью 10^{-5} гс. Как указывалось выше, магнитное поле солнечного ветра препятствует проникновению к Земле галактических космических лучей. И так как существует периодичность в активности Солнца и связанная с ним плотность солнечного ветра, то наблюдаются соответствующие вариации

интенсивности первичных космических лучей, например, такие, как вековые, 11-летние, 27-дневные, суточные. С солнечным ветром связаны и другие геомагнитные явления, происходящие на Земле.

Магнитное поле Земли. Как известно, земля обладает магнитным полем. В первом приближении магнитное поле Земли подобно полю диполя, уравнение магнитной силовой линии которого имеет вид

$$r = R \cos^2 \lambda,$$

где R - геоцентрическое расстояние; λ - магнитная широта. По мере увеличения расстояния от центра Земли напряженность магнитного поля падает по закону

$$H = \left(\frac{R}{R_0} \right)^3,$$

где $R_0 = 6371$ км, радиус Земли. Напомним, что горизонтальная составляющая магнитного поля Земли на экваторе равна 1 Гс.

Заряженная частица, электрон или протон, в магнитном поле испытывает три независимых движения*.

1. Происходит быстрое ларморовское (циклотронное) вращение вокруг магнитной силовой линии. Радиус вращения

$$\rho = \frac{p_{\perp}}{ZeH},$$

где p_{\perp} - составляющая импульса частицы, перпендикулярная магнитной силовой линии. Если ρ таково, что ρ больше характерных размеров магнитного поля, частица выйдет за его пределы. В противном случае частица оказывается захваченной магнитным полем. Отсюда сразу следует, что чем больше B , тем с большей энергией окажутся захваченные частицы. Частота ларморовского вращения

$$\omega_{лар} = \frac{ZeH}{mc}$$

(для электрона ларморовская частота составляет примерно меггерцы, для протона - киллоггерцы).

2. Наличие продольной составляющей импульса \vec{P} или скорости приводит к спиралевидному движению частицы; она как бы навивается на магнитную силовую линию. По мере возрастания величины магнитного поля шаг спирали уменьшается и в некото-

* Подобные движения совершает заряженная частица а магнитных полях установок, например "Токамака".

рой точке, называемой "зеркальной", происходит отражение частицы и спираль начинает разворачиваться в противоположную сторону. Это приводит к колебаниям частицы вдоль силовой линии между магнитными пробками. Частота колебания между зеркальными точками приблизительно на три порядка меньше ларморовской частоты. Если зеркальная точка находится близко от поверхности Земли (ниже 100 км), то частица тормозится в атмосфере и не возвращается назад.

3. Наконец происходит медленный дрейф частицы по долготе, причем положительные частицы дрейфуют на запад, отрицательные — на восток. Период долгого дрейфа составляет часы. В результате одновременного участия в трех движениях частица описывает некоторую оболочку, на которой может находиться достаточно долго (сутки, месяцы и даже годы). Такие частицы называются захваченными магнитным полем Земли и формируют так называемые радиационные пояса Земли. Оболочки, занимаемые частицами из-за отклонения магнитного поля Земли от дипольного, не имеют правильной формы и в некоторых местах могут очень близко подходить к Земле (например, в области Бразильской магнитной аномалии).

Радиационный пояс Земли. Многочисленные исследования, проведенные на ракетах, искусственных спутниках, лунных и межпланетных станциях, позволили построить правильную картину геомагнитного поля Земли, измерить состав и интенсивность частиц, находящихся в ее магнитном поле и образующих радиационные пояса. Описанная выше картина магнитного поля Земли в виде диполя с учетом аномалий справедлива лишь на сравнительно небольших расстояниях (не более 10 радиусов Земли). На больших расстояниях благодаря давлению солнечного ветра магнитосфера Земли существенно деформирована; сносимые солнечным ветром магнитные силовые линии, выходящие из Северного и Южного полюсов, практически не замыкаются. В этот разрыв может поступать солнечная плазма. Медленно диффундируя от внешней магнитной оболочки к внутренней, частицы плазмы, постепенно ускоряясь, могут достигнуть внутренних областей магнитосферы.

Процесс диффузии существенно ускоряется во время магнитных бурь, когда сильные изменения давления солнечного ветра приводят к резкому изменению магнитосферы Земли. Во время магнитных бурь происходит быстрое проникновение частиц из хвоста магнитосферы в область полярных шапок, кроме того, существенно опускаются зеркальные точки для магнитных силов-

вых линий с большим L . Результатом этих процессов являются северные сияния (свечения атомов верхних слоев атмосферы, возбужденных в столкновениях с выпадающими из радиационного пояса частицами), нарушение ионосферного слоя (помехи при радиопередачах). Внутренние области магнитосферы значительно более стабильны, что позволяет говорить о постоянном составе и энергии захваченных частиц.

На рис. 19 приводится пространственное и энергетическое распределение протонов и электронов в радиационном поясе Земли. Как видно из рисунка, наиболее энергичные частицы сосредоточены в самых внутренних поясах.

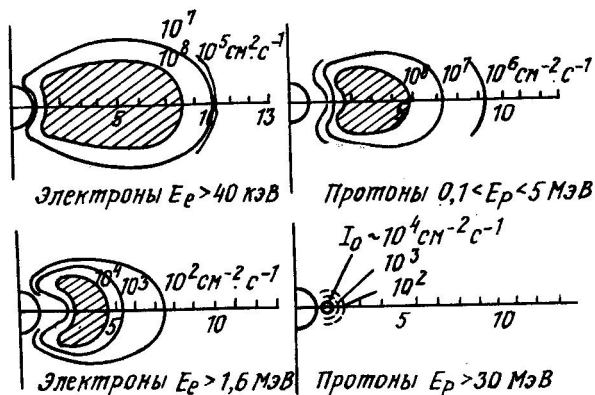


Рис. 19. Пространственное и энергетическое распределение протонов и электронов

Значительная часть высокоэнергичных протонов ($E_p \sim 100$ МэВ) и электронов ($E_e \sim 5$ МэВ) во внутренней области радиационного пояса обязана радиоактивному распаду альбедных нейтронов*, возникающих при ядерном взаимодействии первичных космических лучей с атмосферой Земли. Часть альбедных протонов и в особенности электронов также может оказаться захваченной в радиационном поясе. Частицы внешнего радиационного пояса — частицы солнечного ветра, проникшие в магнитосферу Земли и ускоренные в процессе диффузии.

В последние годы физиками МИФИ было показано, что во внутреннем радиационном поясе наряду с высокоэнергичными про-

* Альбедные нейтроны — нейтроны, летящие в направлении от Земли. Первичная космическая частица в среднем рождает 4 — 5 нейтронов, из которых примерно один альбедный.

тонами имеются значительные потоки высокоэнергичных электронов ($E_e \sim 10^2$ МэВ), природа которых пока недостаточно ясна.

Наконец, следует отметить, что в результате проведенных в 60-х годах ядерных взрывов в космосе значительно возросла интенсивность высокоэнергичных электронов во внутренних областях радиационного пояса. Электроны появлялись от β -распада радиоактивных осколков. Так как внутренние области пояса являются наиболее стабильными, повышенная интенсивность удерживалась в течение нескольких лет.

3.4. Происхождение космических лучей

Присутствие в космических лучах электронов оказалось чрезвычайно важным с точки зрения установления природы первичных космических лучей. В частности, движение электронов высоких энергий в магнитных полях приводит к магнитно-тормозному или синхротронному излучению, лежащему в основном в радиодиапазоне. Поэтому обнаруженные на небесной сфере источники радиоизлучения могут быть объяснены магнитно-тормозным излучением электронов высоких энергий. Интенсивность радиоисточника, спектр излучения связаны с интенсивностью и спектром электронов, а то обстоятельство, что электроны составляют 1% от прямого потока космических лучей, позволяет оценить интенсивность всех космических лучей в этом источнике. Учитывая это, советские физики В.Л.Гинзбург и С.И.Сыроватский разработали одну из наиболее последовательных теорий происхождения первичных космических лучей, наблюдаемых у Земли. Основные положения теории заключаются в следующем:

подавляющая часть космических лучей образуется в пределах Галактики. Наличие в Галактике магнитного поля напряженностью 10^{-5} Гс препятствует выходу за ее пределы частицам с энергией, меньшей или равной 10^{16} эВ, одновременно не пропуская частицы метагалактического происхождения. Это в меньшей степени относится к частицам сверхвысоких энергий (более 10^{18} эВ), которые могут иметь и межгалактическую природу;

в Галактике космические лучи занимают квазисферический объем, включающий гало. Объем, занимаемый космическими лучами (электронами), является источником радиоизлучения;

основными источниками космических лучей являются вспышки Сверхновых звезд. Как указывалось выше, Солнце во время вспышек также является источником космических лучей с энергией до 10^9 эВ.

Известно, что на месте вспышки Сверхновой наблюдается расширяющееся газовое облако, излучающее в радиодиапазоне. Источником этого излучения являются высокоэнергичные электроны. Если считать, что космические лучи равномерно заполняют объем Галактики с гало, характерный размер которой (3 - 5) $\times 10^{22}$ см, то энергия космических лучей равна примерно 10^{-12} эрг/см³ ($5 \cdot 10^{22}$)³ $\sim 10^{56}$ эрг. При среднем времени жизни (выходе из Галактики) космических лучей, равном $3 \cdot 10^8$ лет, мощность источников космических лучей должна быть не меньше 10^{56} эрг/ $3 \cdot 10^8$ лет $\sim 10^{40}$ эрг/с. Во время взрыва Сверхновой звезды выделяется энергия $10^{51} - 5^3$ эрг. При частоте взрыва в 30 лет средняя мощность энерговыделения составляет $10^{42} - 4^3$ эрг/с. Таким образом, вспышки Сверхновых звезд могут обеспечить необходимый уровень мощности;

в Галактике космические лучи проходят толщину вещества 3 - 6 г/см². При средней плотности вещества приблизительно 10^{-5} атомов/см³ это и дает время жизни космических лучей $3 \cdot 10^8$ лет. При прохождении такой толщины вещества ядра, входящие в состав космических лучей, испытывают ядерные взаимодействия, приводящие к их фрагментации (деление тяжелого ядра на более легкое). Этим может быть объяснено повышенное содержание ядер легкой группы в первичном космическом излучении, достигающем Земли. Наконец, за столь длительное время траектория космических лучей настолько запутывается, что в Солнечную систему они попадают изотропно, хотя последняя расположена ближе к краю Галактики;

электроны, ответственные за радиоизлучение, могут ускоряться непосредственно в источниках. В источниках также могут ускоряться и другие частицы. Более того, в процессе ускорения потери на излучение, ионизацию тяжелых заряженных частиц меньше, чем у электронов. Это приводит к некоторому преимущественному ускорению тяжелых ядер, чем, возможно, и объясняется их повышенное содержание.

Одним из возможных механизмов ускорения космических частиц является механизм ускорения, разработанный Ферми: ускорение происходит при столкновении частицы с хаотическими магнитными полями, существующими в отдельных областях вблизи источников. Если частица испытывает "встречное" столкновение с магнитным полем, ее энергия возрастает, при столкновении "вдогонку" энергия частицы уменьшается. Встречные столкновения более вероятны и в среднем энергия частицы возра-

стает. Плотность космических частиц на много порядков меньше плотности облака, образующегося на месте взрыва Сверхновой звезды, поэтому даже очень малая доля ускоренных частиц может обеспечить плотность космических лучей.

Очевидно, что чем сильнее переменное магнитное поле, тем эффективней процесс ускорения. В этой связи интересно рассмотреть еще один из возможных источников космических лучей, а именно пульсар. Пульсар — это нейтронная звезда (остатки взрыва Сверхновой), обладающая огромным магнитным полем, напоминающим поле диполя. Такая звезда излучает в районе магнитных полюсов плазму, которая ускоряется в поле звезды. Наличие высокоэнергичных электронов в районе полюса приводит к интенсивному радиоизлучению. Строгая периодичность в появлении излучения связана с вращением звезды. Звезда как радиолучом прочеркивает круг в пространстве, со строго определенной частотой "освещая" Землю.

Наконец, на небесной сфере обнаружен еще один тип источников радиоизлучения — квазары (квазизвездные системы). Квазары, несмотря на свои относительно малые размеры, являются мощными источниками. Они расположены за пределами Галактики и являются самыми удаленными от нас объектами. Несмотря на большую интенсивность радиоизлучения от квазаров, трудно предположить, что они являются источником первичного космического излучения, наблюдаемого у Земли.

Г л а в а 4

ЯДЕРНАЯ АСТРОФИЗИКА

4.1. Физика элементарных частиц и ядерная астрофизика

Некоторые проблемы ФЭЧ тесно связаны с астрофизикой и космологией. В настоящее время разработана теория эволюции звезд и твердо установлена связь характеристик звезд (масса, размеры) с элементарными частицами и их взаимодействием в звездах (рекомендуем пособие "Ядерная астрофизика" Лучкова Б., Июдина А. — М.: Изд. МИФИ, 1980).

За последнее десятилетие наметилась особенно тесная и двусторонняя связь ФЭЧ и ядерной астрофизики, объединяющая многие проблемы, например пионная конденсация (гипотетический процесс, приводящий к появлению сверхплотного вещества в

ядрах и звездах), проблема магнитных монополей, барионная асимметрия Вселенной (преобладание частиц над античастицами) и т.д.

Проблема магнитных монополей. Теоретические исследования показали, что сверхтяжелый монополь катализирует распад нуклонов, предсказываемый теорией великого объединения (ТВО). Следовательно, потоки магнитных монополей, пронизывающих нейтронные звезды, вызовут усиленный распад нейтронов. Возникающие при этом ультрафиолетовое и рентгеновское излучения можно регистрировать на Земле.

Барионная асимметрия Вселенной (отношение числа барионов к антибарионам $\frac{n_B}{\bar{n}_B} = 10^4$). Эта асимметрия экспериментально установлена из изучения околоземного, околосолнечного пространства, а также галактических космических лучей. Отсутствие антивещества во Вселенной связывается с отсутствием аннигиляционного излучения ($E_\gamma = 0,51$ МэВ), возникающего при аннигиляции вещества галактик и антигалактик и межгалактического антивещества.

ТВО с учетом несохранения барионного заряда и нарушения зарядовой симметрии смогла объяснить барионную асимметрию Вселенной.

Согласно ТВО при высоких энергиях ($E \approx 10^{15} - 10^{16}$ ГэВ, ранняя стадия развития Вселенной) генерация барионов и антибарионов идет через промежуточные тяжелые бозоны X ($Z = \pm 4/3 e$) и Y ($Z = \pm 1/3 e$), распадающиеся на кварки (антикварки) и лептоны (антилептоны), которые объединяясь образуют нуклон и антинуклон. Например, $X^+(4/3) \rightarrow \bar{d} + e^+$ (вероятность распада $\omega_{\bar{d}e}$), $X^-(4/3) \rightarrow d + e^-$ (ω_{de}), $X^+(4/3) \rightarrow 2u$ и из трех кварков образуется протон (uud). Отдельные каналы распада могут характеризоваться нарушением CP-четности ($\omega_{\bar{d}e} \neq \omega_{de}$), подобно нарушению CP-четности при распаде нейтрального каона $K_L \rightarrow 2\pi$, и они могут создавать асимметрию. Величина барионной асимметрии становится заметной в расчетах лишь не менее, чем с шестью ароматами кварков. Теоретики не только объясняют эту асимметрию, но и получают соотношение $\frac{n_B}{\bar{n}_B} = 10^{-9}$, что совпадает с экспериментальным значением.

Взаимосвязь астрофизики и ФЭЧ прослеживается и в обратном направлении: из астрофизических данных можно установить предельные свойства элементарных частиц, например от-

раничение на массу и число типов нейтрино. Плотность рождения в Большом взрыве (начало расширения Вселенной) легких нейтрино должна быть сравнимой с плотностью фотонов, которая теперь в 10^9 раз больше плотности нуклонов, и нейтрино достаточно иметь массу в несколько эВ, чтобы объяснить скрытую массу Вселенной.

Физики начинают исследовать теоретически расстояния $\sim 10^{-29} - 10^{-30}$ см и энергии $10^{15} - 10^{16}$ ГэВ. Такие расстояния и энергии недостижимы на современных ускорителях. Даже, если в ближайшем будущем войдут в строй встречные пучки УНК в Серпухове: 3000 ГэВ x 3000 ГэВ, то продвинемся в область энергий $- 2 \cdot 10^7$ ГэВ ($R \sim 5 \cdot 10^{-18}$ см). Поэтому Вселенная, отвечающая ранним стадиям развития, является уникальной лабораторией для проверки теорий элементарных частиц. Можно проследить еще много связей между астрофизикой и ФЭЧ, но познакомимся с совсем молодыми направлениями ядерной астрофизики — гамма-астрономией и нейтринной астрономией.

4.2. Гамма-астрономия

Космическое γ -излучение — это наиболее энергичная часть электромагнитного излучения, приходящего из космоса. Принято считать γ -излучением кванты с $h\nu > 0,1$ МэВ. Подобные γ -кванты появляются в разного рода ядерных процессах и прежде всего в результате излучения возбужденных ядер и распадов элементарных частиц, возникающих при взаимодействии высокоэнергичного космического излучения с веществом, имеющимся во Вселенной. Поэтому исследование космического γ -излучения — прямой способ изучения ядерных процессов, протекающих во Вселенной.

Процессы генерации космических γ -квантов. Очевидно, что известные процессы генерации γ -излучения в лабораторных условиях могут осуществляться и в различных астрофизических объектах во Вселенной.

1. Изучение возбужденных ядер. Переход ядра с высокого на более низкий энергетический уровень сопровождается излучением γ -квантов определенной энергии. Каждому ядру периодической системы элементов соответствуют определенные уровни. Например, излучению возбужденных ядер углерода соответствует линия 4,4 МэВ. Обнаружение этой линии от какого-либо объекта говорит о наличии в данном месте углерода, а

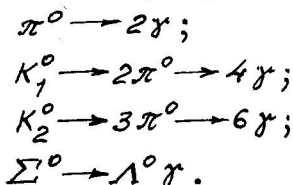
интенсивность излучения пропорциональна количеству ядер. Уширение ядерной линии, вызванное эффектом Доплера, свидетельствует о движении космических масс.

2. Ядерные реакции с образованием γ -квантов. Одна из наиболее интересных реакций — образование дейтронов:



В этой реакции возникают γ -кванты с энергией 2,23 МэВ.

3. Распад элементарных частиц. Как уже указывалось, взаимодействие высокоэнергичных протонов и других ядер, входящих в состав космического излучения, с межзвездным, межгалактическим веществом приводит к рождению элементарных частиц, резонансов, кластеров, подавляющая часть которых нестабильна и быстро распадается, излучая γ -кванты, например

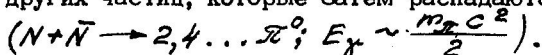


Наибольший вклад в γ -излучение дает распад π^0 -мезона. Так как масса π^0 -мезона равна 135 МэВ, то γ -кванты, возникающие в этом случае, должны иметь энергию в среднем

$$E_\gamma \sim \frac{m_\pi c^2}{2} \sim 67,5 \text{ МэВ.}$$

4. Аннигиляционное излучение. Аннигиляция антивещества и вещества с наибольшей вероятностью приводит к возникновению высокоэнергичного электромагнитного излучения — γ -излучения. Действительно, аннигиляция позитрона и электрона дает два γ -кванта с энергией $\sim 0,51 \text{ МэВ}$ ($e^+e^- \rightarrow 2\gamma; E = \frac{2m_e c^2}{2}$),

аннигиляция антинуклонов с нуклонами приводит к рождению π^0 , K^0 и других частиц, которые затем распадаются на γ -кванты:



5. Взаимодействие высокоэнергичных электронов. Электроны высоких энергий, присутствующие в космическом излучении, могут взаимодействовать с веществом, создавая тормозное излучение; с межзвездными и межгалактическими магнитными полями, создавая магнитно-тормозное (синхротронное) излучение.

Взаимодействие высокоэнергичных электронов с малоэнергичным электромагнитным излучением (радиоизлучением, инфракрасным, оптическим излучением) в результате эффекта обратного Комптона приводит к возникновению высокоэнергичных γ -квантов.

Наконец, приведем ряд процессов, происходящих только в космическом пространстве и также приводящих к возникновению высокоэнергичного γ -излучения.

6. Излучение "черных дыр". Во-первых, при постепенном падении вещества на "черную дыру" происходит увеличение кинетической энергии частиц. Столкновение ускоренных частиц приводит к рождению π^0 -мезонов, а следовательно, и появлению потока γ -квантов. Почти треть массы покоя вещества, падающего на "черную дыру", может выделяться в виде γ -излучения. Во-вторых, так называемые космологические "черные дыры" с массой $\sim 10^{-5}$ г, пока еще не обнаруженные, но предсказываемые теорией, возникли на ранней стадии развития Вселенной и должны в наше время разрушаться. Процесс этот теоретически до конца еще не изучен, но что очевидно значительная часть массы покоя исчезнувшей "дыры" перейдет в γ -излучение.

7. Излучение нейтронных звезд. Нейтронная звезда-остаток взрыва Сверхновой — обладает гигантским магнитным полем ($\sim 10^{12}$ Гс) и чрезвычайно малым периодом вращения (до десятков миллисекунд). Нейтронная звезда проявляет себя в виде радиозвезды, излучающей строго периодические радиоимпульсы. Однако процессы, происходящие на поверхности нейтронной звезды, типа мощных ядерных взрывов или "нейтронно-трясений" могут приводить к γ -излучению. γ -Излучение нейтронной звезды создается также электронами, которые, хотя и движутся вдоль магнитных силовых линий, не должны были излучать, но сами магнитные силовые линии вблизи поверхности звезды настолько искривлены, что это, в конце концов, и приводит к излучению, получившему особое название "изгибное".

Некоторые особенности космического γ -излучения. Космическое γ -излучение возникает при взаимодействии частиц высокой энергии. Поэтому изучение космического γ -излучения (гамма-астрономия), т.е. определение интенсивности, энергетического и временного распределения, наконец, определение небесных координат источника γ -излучения дает сведения о процессах и месте генерации космических лучей, процессах ускорения и диффузии частиц, взаимодействии частиц при сверхвысокой энергии, распределении вещества и антивещества, магнитных, электрических и других полях во Вселенной, с которыми взаимодействуют космические частицы.

Конечно, гамма-астрономия является лишь составной частью общей астрономии, но без наблюдений в этом диапазоне сегодня нельзя получить сведения о ядерной компоненте космических лучей (электроны дают излучение и в других диапазонах) о наличии или отсутствии антивещества во Вселенной. Кроме того, γ -излучение обладает высокой проникающей способностью (малое поглощение). Вселенная прозрачна для γ -квантов с энергией $E = 1 - 10^3$ МэВ вплоть до расстояний с красным смещением $Z = 100 - 300^*$.

Поток γ -квантов с энергией $\geq E$ из какого-либо участка на небесной сфере может быть представлен в виде:

$$J_{\gamma}(\geq E) = n_{к.л.}(E_{к.л.}) n_2 \sigma,$$

где $n_{к.л.}$ - плотность космических лучей; n_2 - плотность среды; σ - сечение взаимодействия, приводящего к появлению γ -излучения. В зависимости от того, какой процесс рассматривается, соответствующие значения должны подставляться в формулу. Например, если рассматривается процесс генерации γ -излучения за счет распада π^0 -мезонов, то $n_{к.л.}$ будет означать поток космических протонов и более тяжелых ядер, n_2 - плотность ядер межзвездного газа, σ - сечение образования π^0 -мезонов при данной энергии космических частиц с последующим распадом на γ -кванты с энергией больше или равной E . Если нас интересует синхротронное излучение электронов, то соответственно $n_{к.л.}$ - плотность космических электронов, n_2 - величина магнитного поля, σ - сечение магнитотормозного излучения электронов с образованием γ -квантов с энергией $\geq E$ и т.д.

Для большинства интересующих нас процессов σ известно из лабораторных или теоретических исследований. Изменив экспериментально J_{γ} и используя формулу, можно определить либо $n_{к.л.}$, либо n_2 . Отсюда видно, однако, что необходимо использовать дополнительные наблюдения в других диапазонах для определения n_2 , чтобы получить, например, однозначное значение $n_{к.л.}$. Измерение потоков космических γ -

* Чем больше Z , тем к более ранней стадии Вселенной относятся наблюдаемые объекты. "Возраст" объекта t_0 и красное смещение Z связаны соотношением: $t_0 = \frac{1}{H} \left[K - \frac{(Z+1)^2 - 1}{(Z+1)^2 + 1} \right]$, где $H = 50$ км/сМпк - постоянная Хаббла; K - коэффициент ~ 1 , зависящий от модели Вселенной.

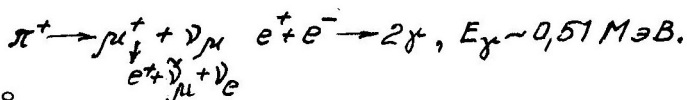
квантов — чрезвычайно сложная и трудная задача. Аппаратура, используемая для регистрации γ -квантов в лабораторных условиях (на ускорителях), должна быть установлена на искусственных спутниках Земли или высотных аэростатах, так как земная атмосфера полностью поглощает первичное космическое γ -излучение. Естественно, что подобная аппаратура должна отвечать целому ряду дополнительных требований, таких, как высокая надежность, малые габариты, малое потребление электроэнергии. Но и сами космические аппараты, несмотря на быстрое относительное движение к Земле, должны поддерживать постоянную ориентацию в пространстве для наведения γ -телескопов на небесные объекты. Наконец, отметим, что потоки первичных γ -квантов на несколько порядков меньше потоков заряженных частиц, создающих к тому же в теле спутников дополнительные потоки вторичных γ -квантов, отделить которые достаточно сложно.

γ -Кванты сверхвысокой энергии ($E > 10^{12}$ эВ) в атмосфере Земли создают электромагнитный каскад (ливень), частицы которого могут достигнуть поверхности Земли. Это дает возможность изучать сверхэнергичное космическое γ -излучение с поверхности, регистрируя, либо черенковское излучение электронов ливня, либо непосредственно частицы ливня. Но и в том и другом случае задача сильно осложняется наличием гораздо большего числа ливней от первичных заряженных частиц и прежде всего протонов.

Некоторые результаты гамма-астрономических наблюдений.

К настоящему времени и в Советском Союзе, и за рубежом осуществлен ряд гамма-астрономических наблюдений, которые можно рассматривать как первые шаги в этой области. Тем не менее некоторые результаты оказались чрезвычайно важными.

Прежде всего отметим исследования Солнца. Обычные звезды типа Солнца дают малый вклад в регистрируемое космическое γ -излучение, являясь, по существу, оптическими звездами. Но близость Солнца компенсирует эту особенность. Так, во время мощных Солнечных вспышек было обнаружено линейчатое γ -излучение. Зарегистрированная линия 0,51 МэВ свидетельствует об образовании на Солнце позитронов, возникших от распада π^+ -мезонов



Линия 2,23 МэВ связана с генерацией дейтронов $p+n \rightarrow d+\gamma$ (2,23 МэВ); наконец, линии 4,4 МэВ, 6,6 МэВ свидетельствовали о возбуждении и последующем высвечивании ядер углерода и кислорода. Основным результатом этих исследований сводится к следующему: во время солнечной вспышки происходит генерация протонов вплоть до 10^{10} эВ. Взаимодействие протонов с короной приводит к рождению π -мезонов, генерации нейтронов, возбуждению ядер.

Обнаружена линия 0,51 МэВ и от Центра Галактики. Чрезвычайно мощный источник позитронов—загадка, порождающая различные гипотезы, в том числе и гипотезу о наличии в центре Галактики гигантской "черной дыры".

Галактика является довольно сильным источником γ -излучения с энергией ~ 100 МэВ. В оптическом диапазоне излучение Галактики 10^{44} эрг/с, а в гамма-диапазоне 10^{39} эрг/с. Особенно ярко в гамма-диапазоне светит полоса Млечного Пути. В основном γ -излучение в Галактике возникает в результате взаимодействия протонов с межзвездным газом, а также взаимодействия электронов с межзвездной средой.

Зарегистрировано γ -излучение остатков сверхновых (Крабовидная Туманность), пульсаров в Крабовидной Туманности и Парусах, что подтверждает гипотезу о генерации космических лучей сверхновыми.

Целый ряд отдельных источников γ -излучения (" γ -звезд") в Галактике пока не удалось отождествить со звездами в других диапазонах электромагнитного излучения. Возможно, здесь встречаемся с новыми механизмами и преимущественной генерацией γ -излучения.

Наиболее сильный источник γ -излучения в Галактике—Лебедь X-3, открытый советскими учеными одновременно в диапазоне энергий $\sim 10^8$ эВ, 10^{12} эВ, расположен в созвездии Лебедь. Он не виден в оптическом диапазоне, так как источник как бы погружен в большую толщину вещества, в которой проходят активные преобразования, в частности возможно и звездообразование.

В последнее время обнаружено два γ -источника, лежащих далеко за пределами Галактики. Это—галактика с активным ядром NGC 4151 и квазар 3C273. Светимость этих объектов в γ -диапазоне намного превосходит светимость в других диапазонах, поэтому их можно назвать гамма-галактическими. По видимому, источником γ -излучения является взаимодействие космических лучей с веществом, хотя не исключено, что γ -излучение связано с массивными черными дырами.

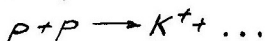
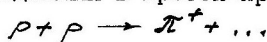
Наблюдение γ -излучения позволило оценить верхний предел плотности антивещества во Вселенной. Она оказалась на семь порядков меньше вещества (эта оценка зависит от модели Вселенной). Наконец, были обнаружены кратковременные (длительностью до секунд) всплески мягкого ($\sim 0,1$ МэВ) γ -излучения, связанные, по-видимому, с поверхностными явлениями на нейтронных звездах.

Дальнейшее развитие гамма-астрономии связано с совершенствованием аппаратуры и созданием специальных спутников. Разрабатываются проекты, в которых угловое разрешение гамма-телескопов будут составлять доли градуса, а светосила приборов такова, что позволит регистрировать потоки на уровне 10^{-8} кв/(см²·с). К таким проектам относится советско-французский гамма-телескоп "Гамма-1", американский "ZPO" и др. По-видимому, реализация этих проектов позволит зарегистрировать десятки γ -звезд и гамма-галактик.

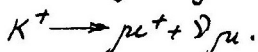
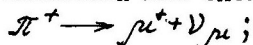
4.3. Нейтрино высоких энергий. Нейтринная астрономия

Ранее мы познакомились с тремя типами нейтрино: ν_e, ν_μ, ν_τ . В действительности, существующие теории не ограничивают природу только этими нейтрино. Возможно, в недалеком будущем будут открыты и новые нейтрино. В настоящее время имеется возможность получать и регистрировать лишь электронные и мюонные нейтрино. Источниками нейтрино высоких энергий могут быть ускорители и космические лучи.

Получение пучков нейтрино от ускорителей. "Стандартный" пучок нейтрино от ускорителей получается за счет распадов π - и K -мезонов, рожденных в протон-протонных соударениях:



Рожденные пионы и каоны фокусируются магнитным полем формирующего устройства, а затем в специальном распадном канале распадаются по известной нам схеме:



На рис. 20 приводится принципиальная схема формирования нейтринного пучка. Примесь электронного нейтрино ν_e в 80

"стандартном" пучке нейтрино за счет некоторых распадов каонов, распада мюона ничтожна — доли процента.

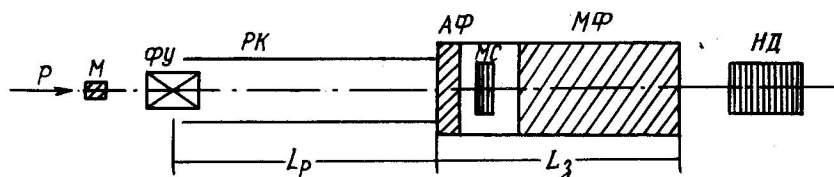


Рис. 20. Принципиальная схема получения нейтрино: М — мишень; ФУ — устройство формирования нейтринного пучка; РК — распадный канал длиной L_p ; АФ — адронный фильтр; МС — мюонный спектрометр; МФ — мюонный фильтр; L_z — длина защиты; НД — зона размещения нейтринных детекторов

Возможно получать от ускорителя и так называемые "прямые" нейтрино (схема "beam dump") от распадов короткоживущих очарованных частиц. По этой схеме пучок протонов падает на массивную мишень, где рожденные пионы и каоны поглощаются, не успев распасться, и пучок нейтрино формируется за счет распадов очарованных частиц, причем в этом пучке отношение электронных нейтрино к мюонным близко к единице.

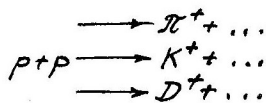
Максимальная энергия нейтрино, получаемого от самого большого ускорителя, ($E_p = 500$ ГэВ) ~ 200 ГэВ.

С введением в строй ускорительно-накопительного комплекса в СССР ($E = 3$ ТэВ, 1990 г.) энергия нейтрино будет доведена до 700 ГэВ.

Целью экспериментов с нейтрино высоких энергий от ускорителя является изучение взаимодействий нейтрино с нуклонами и электронами (очень важно понять, как ведут себя слабые взаимодействия при высоких энергиях), поиск осцилляций нейтрино ($\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e$), поиск рождения новых частиц и т.д. Наряду с чисто физическими задачами возможно решать и геофизические, такие, например, как измерение расстояний с точностью до миллиметров, поиски полезных ископаемых, определение плотности Земли и т.п.

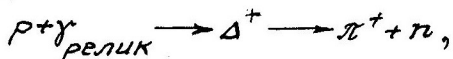
Процессы генерации космических нейтрино. Космические нейтрино могут рождаться:

при распаде пионов, каонов, очарованных частиц, образующихся при взаимодействии космических протонов с межзвездным газом, земной атмосферой, в процессах типа:



с последующим распадом π^+ , K^+ , D^+ ...

При взаимодействии протонов с реликтовыми фотонами. В этом случае сначала образуется Δ -резонанс, распадающийся на пион и нуклон:



и при распаде пиона возникает ν_μ ;

в результате взаимодействия гипотетических частиц, например при аннигиляции монополей;

при распаде "черных" дыр.

Максимальная энергия зарегистрированных заряженных частиц космического излучения имеет порядок 10^{20} эВ, следовательно, и нейтрино могут иметь энергии близкие к этой величине.

С физикой космических нейтрино связан ряд нерешенных проблем как физики элементарных частиц, так и нейтринной астрофизики.

Измерение сечений взаимодействий нейтрино с нуклонами при $E_\nu > 10^{15}$ эВ, поиски магнитных монополей, суперсимметричных частиц (фотино, глюино), изучение верхней границы энергетического спектра нейтрино (существуют ли нейтрино с $E_\nu > 10^{20}$ эВ), измерение потоков нейтрино от самых отдаленных объектов Вселенной, поиск локальных источников (центр Галактики, оболочки молодых пульсаров), выявление вариаций потоков нейтрино и их связи с вариацией космических лучей — далеко не полный перечень проблем физики нейтрино высоких энергий.

Детектирование нейтрино высоких энергий. Поскольку сечения взаимодействия нейтрино малы ($\sigma_{\text{пол.}}(\nu, N) \approx 0,8 E_\nu \times 10^{-38} \text{ см}^2/\text{ГэВ}$), то для регистрации нейтрино необходимы детекторы гигантских размеров; их размеры достигают $10^3 - 10^4 \text{ м}^3$, а масса мишеней — 1 — 10 кТ.

В последние годы разработан ряд проектов гигантских водных детекторов, использующих воды океана, моря, озер — так называемый ДЮМАНД (*Dumand-deep underwater muon and neutrino detection*).

Частицы высоких энергий генерируют в воде два вида излучений: черенковское и акустическое. Длина поглощения черен-

ковского излучения в воде составляет десятки метров, а акустического — сотни метров. Это позволяет создавать большие водные детекторы с относительно редким расположением детектирующих элементов ФЭУ (оптический вариант ДЮМАНДА) или гидрофонов (акустический ДЮМАНД), расположенных в виде гирлянд. Проведение нейтринных исследований с помощью ДЮМАНДА не требует строительства дорогостоящих подземных лабораторий для защиты от фона космических лучей, поскольку защита может быть осуществлена выбором соответствующей глубины расположения установки.

Рассмотрим в качестве примера два планируемых эксперимента с нейтрино высоких энергий от ускорителя и с космическими нейтрино.

1. Эксперимент БАТИСС (БАТАВИЯ — ИССЫК-КУЛЬ) — совместный советско-американский эксперимент просвечивания Земли с помощью нейтрино от ускорителя. Схема эксперимента представлена на рис. 21. Источником нейтрино является ускоритель в Батавии (США) с $E_p \approx 500$ ГэВ. Стандартный пучок нейтрино, образовавшийся от распадов пионов в распадном канале, вырытом под углом 35° к поверхности Земли, проходит сквозь Землю (расстояние 10 000 км) и регистрируется специальной аппаратурой в озере Иссык-Куль (СССР). Регистрация нейтрино осуществляется по черенковскому излучению продуктов нейтринных реакций.

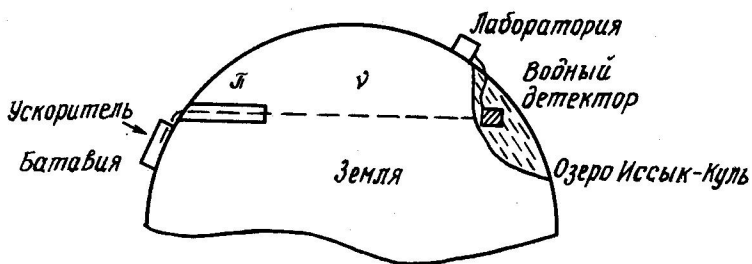


Рис. 21. Схема эксперимента БАТИСС

Масса водного детектора $\sim 10^6$ т, число ФЭУ ~ 1000 , установка для уменьшения фона от космических мюонов располагается на глубине ~ 600 м в 3 — 4 км от берега.

Цель эксперимента БАТИСС – исследование пучка нейтрино на больших расстояниях: поиск осцилляций нейтрино, а также измерение расстояний с точностью до нескольких мм.

2. Эксперименты на установках типа ДЮМАНД. Проектируются два гигантских ДЮМАНДА: в СССР (на озере Байкал) и в США (Тихий океан, Гавайи). Оба ДЮМАНДА оптические и располагаются на большой глубине. Основные характеристики ДЮМАНДОВ приведены в табл. 8.

Таблица 8

Месторасположение	Байкал	Гавайи
Глубина, км	1,3	4,8
Размеры, м	200 × 285 × 300	250 × 250 × 500
Объем V , м ³	$2 \cdot 10^7$	$3 \cdot 10^7$
Число гирлянд	120	36
Расстояние между гирляндами	$40 \times 15 \text{ м}^2$	$50 \times 50 \text{ м}^2$
Всего ФЭУ	12000	756

Примечание. Гавайский вариант предусматривает создание двух внутренних систем для исследований взаимодействий электронных нейтрино ($V = 10^6 \text{ м}^3$, 1000 ФЭУ) и изучение распада протона ($V = 10^5 \text{ м}^3$, 3000 ФЭУ).

В настоящее время помимо оптических ДЮМАНДОВ разрабатывается и акустический метод регистрации нейтрино.

Создание ДЮМАНДА – чрезвычайно трудная и перспективная задача, связанная со многими проблемами морской биологии, физики океана, глубоководной инженерией и т.п. Предварительно уже разрабатываются лабораторные прототипы ДЮМАНДА. Один из них НЕВОД (нейтринный водный детектор, $V = 3000 \text{ м}^3$) разработан в МИФИ под руководством проф. А.А.Петрухина.

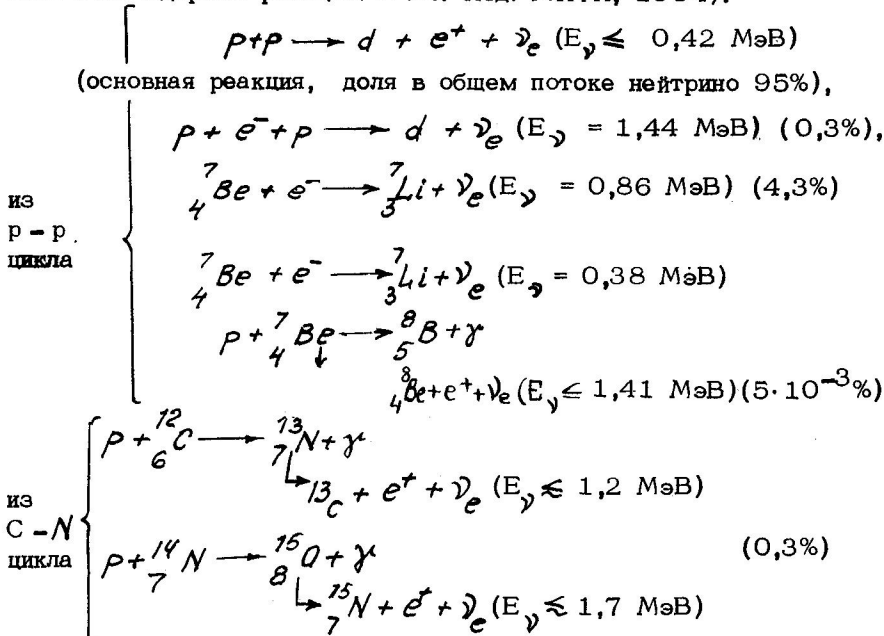
Установки, подобные ДЮМАНДУ, могут быть также использованы и для поиска распада протона, и для исследования структуры Земли с помощью нейтринных пучков от ускорителей.

Некоторые результаты нейтринной астрономии. Нейтринная астрономия – самое молодое направление астрономии, оно еще только зарождается.

Известно, что нейтрино взаимодействует лишь слабым образом и поэтому проходит колоссальные расстояния. Оно свободно проходит через толщу звезды и, следовательно, может давать ценную информацию о проходящих в ее глубине процессах. И с этим в первую очередь связаны надежды нейтринной астрономии.

Однако современные установки позволяют регистрировать лишь солнечные нейтрино (теоретические оценки $J_\nu \sim 7 \times 10^{10} \nu / (\text{см}^2 \cdot \text{с})$ и, по-видимому, кратковременные интенсивные потоки нейтрино, возникающие при вспышках Сверхновых звезд (СН) в нашей Галактике. Потоки нейтрино даже от ближайших звезд измерить в настоящее время невозможно из-за больших расстояний (примерно на десять порядков меньше потоков от Солнца).

Солнечные нейтрино возникают в результате ядерных реакций, идущих внутри Солнца (протон-протонный и C-N циклы термоядерных реакций см. Гольданский В.И., Гальпер А.М., Топорова Э.П. Ядерные реакции. - М.: Изд. МИФИ, 1984):

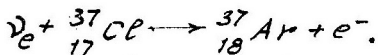


Эксперименты по регистрации солнечных нейтрино проводятся в течение почти двадцати лет Дэвисом (США) в глубокой шахте (1,6 км) с использованием хорошо известного нам хлор-

аргонного метода детектирования нейтрино, предложенного
Б.М.Понтекорво.

В эксперименте в качестве мишени использовался огромный бак ($V = 400 \text{ м}^3$, вес 600 т), заполненный перхлорэтиленом - C_2Cl_4 .

Детектором нейтрино служила реакция:



Порог реакции высокий, поэтому могут регистрироваться ν лишь последней реакции р-р цикла, а общее число таких нейтрино $\sim 0,1\%$. Радиоактивный ${}^{37}_{18}\text{Ar}$ выделялся радиохимическими методами и его количество точно определялось методом радиоактивного анализа. Зная количество ${}^{37}_{17}\text{Cl}$, сечение взаимодействия нейтрино и число атомов ${}^{37}_{18}\text{Ar}$, зарегистрированных детектором, можно определить поток солнечных нейтрино. Исследования последних десяти лет подтвердили существование солнечных нейтрино, но полученные численные результаты не согласуются с теоретически рассчитанными потоками нейтрино для стандартной модели Солнца. Зарегистрированный поток солнечных нейтрино оказался в 2 - 3 раза меньше. Причины расхождения пока неясны. Одно из объяснений связано с осцилляциями нейтрино:

$\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$, а мюонные нейтрино нельзя зарегистрировать хлор-аргонным методом. Начались эксперименты в Баксанской нейтринной лаборатории (Эльбрус, СССР) по регистрации солнечных нейтрино галиевым детектором, имеющим более низкий порог реакции для нейтрино ($E_{\text{пор}} = 0,23 \text{ МэВ}$) и позволяющим регистрировать уже все нейтрино, которые возникают в р-р и С- N циклах. В этом случае реакция детектирования нейтрино имеет вид: ${}^{71}\text{Ga} + \nu_e \rightarrow {}^{71}\text{Ge} + e^-$ и, несмотря на малое сечение взаимодействия нейтрино $\sim 10^{-44} \text{ см}^2$, можно получить количественные результаты.

Дальнейшее развитие нейтринной астрономии связано с развитием гигантских детекторов типа ДЮМАНД, которые позволят регистрировать нейтрино высоких энергий, образующихся не только в нашей Галактике, но и во многих Галактиках.

Можно сделать примерную оценку расстояний до Сверхновых, вспышки которых будут зарегистрированы таким детектором. Используя типичные знания массы детектора ДЮМАНДА ($M_d \sim 10^7 - 10^8 \text{ т}$), сечения взаимодействия нейтрино $\sigma_\nu \sim 10^{-40} \text{ см}^2$ и среднее число регистрируемых нейтрино за время вспышки $\overline{N}_\nu \approx 10$, можно определить число падающих на установку нейтрино N_ν . Число нейтрино, падавших на единицу

площади детектора, связано с полным числом нейтрино, образующихся при взрыве СН, и расстоянием до источника следующим образом:

$$N_{\nu} = N_{\nu} / 4\pi R^2.$$

Величину N_{ν} можно оценить, зная, что при вспышке СН выделяется энергия $E_{\text{СН}} \approx 10^{53}$ эрг и что эта энергия в основном уносится нейтрино с $\bar{E}_{\nu} \approx 30$ МэВ. Оценка расстояния приводит к значениям $R \sim 50$ Мпс.

В сферу радиуса $R \sim 50$ Мпс попадает огромное число Галактик, и если считать, что в галактике вспыхивает Сверхновая раз в 30 ± 50 лет, можно ожидать довольно частой регистрации нейтринных вспышек на установке типа ДЮМАНД.

Список литературы

1. Окунь Л.Б. Физика элементарных частиц. — М.: Наука, 1984.
 2. Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика. Т. 2. Физика элементарных частиц. — М.: Энергоатомиздат, 1983.
 3. Зельдович Я.Б., Хлопов М.Ю. Астрофизика и элементарные частицы. Конспект лекций. — М.: Изд. МИФИ, 1984.
 4. Зайцев А.М. Перспективы экспериментальных исследований на ускорителях в ТэВ-ной области энергии. Конспект лекций. — М.: Изд. МИФИ, 1984.
-

ОГЛАВЛЕНИЕ

Глава 1. <u>Элементарные частицы и их основные характеристики</u>	3
1.1. Понятие о релятивистской кинематике.....	3
1.2. Рождение элементарных частиц в нуклон-нуклонных взаимодействиях при сверхвысоких энергиях	5
1.3. Основные характеристики элементарных частиц....	8
1.4. Классификация элементарных частиц.....	14
1.5. Кварки и их свойства. Понятие о кварковой модели.....	23
1.6. Необычные частицы, ядра и атомы.....	29
Глава 2. <u>Фундаментальные взаимодействия элементарных частиц</u>	33
2.1. Понятие о законах сохранения и их нарушении в фундаментальных взаимодействиях.....	33
2.2. Электромагнитные взаимодействия. Понятие о диаграммах Фейнмана.....	35
2.3. Сильные взаимодействия.....	42
2.4. Понятие о квантовой хромодинамике.....	42
2.5. Слабые взаимодействия.....	44
2.6. Понятие о теориях объединения фундаментальных взаимодействий.....	51
Глава 3. <u>Космические лучи</u>	56
3.1. Первичное космическое излучение.....	58
3.2. Взаимодействие первичных космических лучей с земной атмосферой. Вторичные космические лучи	62
3.3. Геомагнитные эффекты. Радиационные пояса Земли	66
3.4. Происхождение космических лучей.....	70
Глава 4. <u>Ядерная астрофизика</u>	72
4.1. Физика элементарных частиц и ядерная астрофизика.....	72
4.2. Гамма-астрономия.....	74
4.3. Нейтрино высоких энергий. Нейтринная астрономия	80
Список литературы.....	87