

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
ИМЕНИ М.В.ЛОМОНОСОВА  
НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ  
ИМЕНИ Д.В.СКОБЕЛЬЦЫНА

---

Л.И.Сарычева

Л.И.Сарычева

ФИЗИКА ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ  
И ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ

СПЕЦКУРС

ФИЗИКА ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ  
И ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ

СПЕЦКУРС

Москва  
2007

Москва  
2007

УДК 539

ББК

Сарычева Л.И.

Физика высоких энергий и элементарные частицы.

Л.И.Сарычева. — М.: Изд-во КДУ, 122 с.

Содержание книги базируется на достижениях физики в рамках Стандартной Модели физики высоких энергий.

Рассматриваются основные характеристики фундаментальных и элементарных частиц и процессы, происходящие с ними в различных типах взаимодействий. Описываются современная экспериментальная техника и методы анализа, использующиеся в экспериментах на ускорителях и в космических лучах.

В основу книги положен курс лекций, читаемых автором студентам 4-го курса Отделения ядерной физики физического факультета МГУ.

Книга может быть рекомендована студентам и аспирантам для ознакомления с процессами, происходящими в микромире.

© Сарычева Л.И., 2007  
© НИИЯФ МГУ, 2007

## Содержание

<b>1 Введение</b>	<b>5</b>
<b>2 Свойства фундаментальных взаимодействий</b>	<b>12</b>
2.1 Константы взаимодействий и последствия их сравнения . . . . .	18
2.2 Константа сильного взаимодействия . . . . .	20
2.3 Свойства основных типов взаимодействий для фундаментальных фермионов . . . . .	22
2.4 Использование основных закономерностей теории относительности . . . . .	25
2.5 Применение квантовой теории в физике частиц . . . . .	26
<b>3 Экспериментальная база физики высоких энергий</b>	<b>26</b>
3.1 Основные физические величины, используемые при описании явлений, происходящих в микромире . . . . .	27
3.2 Система Хэвисайда и ее связь с системой СГС . . . . .	31
3.3 Планковские (естественные) единицы . . . . .	31
3.4 Экспериментальная техника — ускорительные комплексы .	32
3.5 Методы измерения поперечных сечений в разных типах взаимодействий . . . . .	40
3.6 Методы измерения поперечных сечений в сильных взаимодействиях . . . . .	42
<b>4 Методы анализа процессов взаимодействия</b>	<b>49</b>
4.1 Системы координат. Преобразования Лоренца . . . . .	49
4.2 Инварианты лоренцевских преобразований . . . . .	52
4.3 Применение кинематических соотношений для определения инвариантных масс частиц . . . . .	54
<b>5 Структура материи</b>	<b>56</b>
5.1 Лептоны — точечные частицы . . . . .	56
5.2 Определение размеров ядер . . . . .	61
5.3 Структура нуклона . . . . .	65
<b>6 Свойства夸克ов и глюонов из экспериментов по <math>e^+e^-</math>-аннигиляции</b>	<b>73</b>
6.1 Спин кварка . . . . .	73
6.2 Наличие цвета у кварка . . . . .	74
6.3 Определение потенциала взаимодействия между кварками	76

<b>7 Модель Большого Взрыва</b>	<b>77</b>
7.1 Стандартная космологическая модель Большого Взрыва . . . . .	77
7.2 Возможности современных ускорителей подтвердить модель Большого Взрыва . . . . .	82
7.3 Астрофизика элементарных частиц . . . . .	83
7.4 О природе материи во Вселенной . . . . .	84
7.5 Нейтринная астрономия . . . . .	87
7.6 Эксперименты с нейтрино и планирование их практического применения . . . . .	90
<b>8 Экзотические частицы</b>	<b>96</b>
8.1 Хиггс-бозоны . . . . .	96
8.2 Суперсимметричные частицы (SUSY-частицы) . . . . .	97
8.3 Магнитные монополи . . . . .	97
8.4 Тахионы . . . . .	102
8.5 Аксионы . . . . .	103
8.6 WIMP-частицы . . . . .	104
<b>9 Космические лучи</b>	<b>104</b>
9.1 История исследования . . . . .	104
9.2 Методы исследования космического излучения . . . . .	106
9.3 Энергетический спектр первичного космического излучения	108
9.4 Природа первичного космического излучения . . . . .	111
9.5 Космические лучи в атмосфере Земли . . . . .	113
9.6 Экзотические события в космических лучах . . . . .	114
<b>10 Проблемы физики высоких энергий XXI века</b>	<b>117</b>
10.1 Проблемы Стандартной Модели . . . . .	117
10.2 Физический вакуум . . . . .	117
10.3 Особенность существования нашей Вселенной . . . . .	119

## 1 Введение

Согласно современной точке зрения, основными структурными единицами материи являются *кварки* и *лектоны*, взаимодействующие путем обмена квантами полей Янга-Милса — калибровочными частицами ( $\gamma$ ,  $Z^0$ ,  $W^\pm$ ,  $g$ ).

С экспериментальной точки зрения *частицы* суть детектируемые “*сгустки энергии и импульса*”.  $\mathcal{P}(\vec{p}, E)$  — 4-импульс частицы.

На каждой ступени познания определенные частицы являются “*фундаментальными*” в том смысле, что они участвуют в элементарных актах взаимодействия в рассматриваемой теории.

Взаимодействия между экспериментально наблюдаемыми частицами классифицируются по их силе на четыре типа: *гравитационное*, *слабое*, *электромагнитное* и *сильное*. Сила взаимодействия на расстоянии, равном радиусу взаимодействия, характеризуется *константой взаимодействия*.

Все взаимодействия происходят путем обмена “минимально” связанными с полями материи векторными мезонами по аналогии с обменом в электродинамике и, может быть, все они — проявления одного взаимодействия “*Великого обединения*”, что можно проверить только при энергиях больших  $10^{17}$  ГэВ.

Теоретическая классификация частиц основана на предположении *об инвариантности* физических законов по отношению к преобразованиям Лоренца и пространственно-временным трансляциям.

Для описания процессов взаимодействия существует калибровочная группа  $SU(2) \times U(1) \times SU(3)$ , в которой  $SU(2) \times U(1)$  отвечает за электрослабые, а  $SU(3)$  — за сильные взаимодействия. Строго говоря, все частицы — безмассовые, выход находят в “*спонтанном нарушении*” *симметрии*, которое приводит к возникновению *массы*. Группа  $SU(2) \times U(1)$  взаимодействует со скалярным “*хиггсовским полем*” и у частиц появляются массы ( $Z^0$  и  $W^\pm$ ).

Теория электрослабых взаимодействий, основанная на калибровочной группе  $SU(2) \times U(1)$ , объясняет *все* известные явления и *предсказывает новые*. Предсказание существования “*нейтральных*” токов было подтверждено экспериментально ( $Z^0$ ).

По группе  $SU(2) \times U(1) \times SU(3)$  тоже предсказано существование новых частиц ( $\Omega^-$ ), подтвержденное экспериментально. Но до сих пор

не объяснено:

- соответствие между кварками и лептонами;
- количество поколений фундаментальных частиц;
- истинное происхождение масс частиц или механизм спонтанного нарушения симметрии;
- почему эти симметрии калибровочные, а другие — нет (например, симметрия, соответствующая барионному заряду).

Частица — элементарная или составная — определяется как *состояние квантованного поля*, изменяющееся под действием преобразований, входящих в группу Пуанкаре, по некоторому неприводимому представлению. Это означает, что частица обладает определенными массой и спином и наряду с ней существует античастица с теми же массой и спином.

Частицы с целым спином — бозоны, частицы с полуцелым спином — фермионы.

Кроме пространственно-временной симметрии существуют также *внутренние симметрии*. Инвариантность взаимодействий относительно преобразований, принадлежащих группам внутренних симметрий, приводит к появлению *новых квантовых чисел*: электрического заряда, барионного числа, изоспина и др. ( $s, c, b, t \dots$ ).

$L_e, L_\mu, L_\tau$  — лептонные квантовые числа, занимают особое место — они не соответствуют какому-либо калибровочному полю и не подвержены спонтанному нарушению симметрии.

Лептонные квантовые числа имеют только лептоны — частицы, не участвующие в сильных взаимодействиях.

Другой класс частиц — *адроны* — составные частицы, участвующие в сильных взаимодействиях, благодаря наличию у них структуры. Адроны подразделяются на барионы и мезоны.

Разделение всех известных адронов на мультиплеты отражает существование более глубокой внутренней симметрии — иными словами, отсюда вытекает гипотеза о том, что адроны состоят из более фундаментальных частиц — *кварков*, ответственных за существование более глубокой симметрии.

Экспериментальные данные свидетельствуют о том, что адрон взаимодействует с лептонами не как единое целое, а как объект, состоящий из кварков.

Внутренняя симметрия проявляется в разбиении известных частиц на семейства — мультиплеты. Частицы, принадлежащие к одному мультиплету, имеют одинаковые (или почти одинаковые) массы.

Рассматривались симметрии по изотопспину  $I$ , странности  $S$ , барийонному заряду  $B$ , электрическому заряду  $Q$ . Получены соотношения, связывающие разные заряды:

- гиперзаряд  $Y = B + S$ ;
- электрический заряд  $Q = I_3 + \frac{1}{2}Y$ ;
- изоспин  $I$ , проекция изоспина  $I_3$ ;
- изотопический дублет  $N = \begin{pmatrix} p \\ n \end{pmatrix}$ ;
- изотопический триплет  $\pi = \begin{pmatrix} \pi^1 \\ \pi^2 \\ \pi^3 \end{pmatrix}$ .

Понятие “элементарная частица” сформировалось с установлением дискретного характера строения вещества на микроскопическом уровне.

---

Атомы → ядра → нуклоны → партоны

---

В современной физике термин “элементарные частицы” употребляется для наименования большой группы мельчайших *наблюдаемых* частиц материи. Эта группа частиц весьма обширна: протоны  $p$ , нейтроны  $n$ ,  $\pi$ - и  $K$ -мезоны, гипероны, очарованные частицы ( $J/\psi \dots$ ) и множество резонансов (всего  $\sim 350$  частиц). Эти частицы получили название “адроны”.

### Фундаментальные частицы

Выяснилось, что адроны не элементарны, а представляют собой составные системы, конституентами которых являются истинно элементарные или, как их стали называть, “*фундаментальные*” частицы — *партоны*, открытые при изучении структуры протона. Изучение свойств партонов позволило отождествить их с *кварками* и *глюонами*, введенными в рассмотрение Гелл-Манном и Цвейгом при классификации наблюдаемых элементарных частиц. Кварки оказались фермионами со спином  $J = 1/2$ . Им были приписаны дробные электрические заряды и барийонное число  $B = 1/3$  поскольку барион, у которого  $B = 1$ , состоит из трех кварков. Кроме того, для объяснения свойств некоторых барионов возникла необходимость введения нового квантового числа — цвета.

Каждый кварк имеет три цветовых состояния, обозначаемые индексами 1, 2, 3 или словами красный (R), зеленый (G) и синий (B). Цвет никак не проявляется себя у наблюдаемых адронов и работает только внутри них. К настоящему времени открыто 6 ароматов (типов) кварков.

В табл. 1 приведены свойства кварков для одного цветового состояния. Для каждого аромата кварка указаны его масса (приводятся массы

Таблица 1: Свойства кварков

Аромат	Масса, МэВ/ $c^2$	$I$	$I_3$	$Q_q/e$	$s$	$c$	$b$	$t$
$u$ up	330; (5)	1/2	1/2	2/3	0	0	0	0
$d$ down	340; (7)	1/2	-1/2	-1/3	0	0	0	0
$s$ strange	450; (150)	0	0	-1/3	-1	0	0	0
$c$ charm	1500	0	0	2/3	0	1	0	0
$b$ beauty	5000	0	0	-1/3	0	0	-1	0
$t$ truth	174000	0	0	2/3	0	0	0	1

конституентных кварков и в скобках массы токовых кварков), изотопический спин  $I$  и 3-я проекция изотопического спина  $I_3$ , заряд кварка  $Q_q/e$  и квантовые числа  $s, c, b, t$ . Наряду с этими квантовыми числами часто используется квантовое число гиперзаряд  $Y = B + s + c + b + t$ . Существует связь между проекцией изотопического спина  $I_3$ , электрического заряда  $Q$  и гиперзаряда  $Y$ :  $Q = I_3 + (1/2)Y$ .

Поскольку каждый кварк имеет 3 цвета, в рассмотрении должны участвовать 18 кварков. Кварки не имеют структуры.

Вместе с тем, среди элементарных частиц оказался целый класс частиц, получивших название “лептоны”. Они также являются фундаментальными частицами, т.е. не имеют структуры. Их шесть: три заряженных  $e, \mu, \tau$  и три нейтральных  $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ . Лептоны участвуют только в электромагнитных и слабых взаимодействиях. Лептоны и кварки с полуцелым спином  $J = (n + \frac{1}{2})\hbar, n = 0, 1 \dots$  относятся к фундаментальным фермионам. Наблюдается удивительная симметрия между лептонами и кварками: шесть лептонов и шесть кварков.

В табл. 2 приведены свойства фундаментальных фермионов: электрический заряд  $Q_i$  в единицах заряда электрона и масса частиц  $m$ . Лептоны и кварки объединяются в три поколения (I, II и III). Для каждого поколения сумма электрических зарядов  $\sum Q_i = 0$  с учетом 3 цветовых зарядов у каждого кварка.

Каждому фермиону соответствует антифермион.

Таблица 2: Свойства фундаментальных фермионов

Частицы	Лептоны		Кварки	
Электрический заряд, $Q_i$	0	-1	-1/3	2/3
I поколение	$\nu_e$ $m$	$e$ $< 17 \text{ эВ}/c^2$	$d$ $0.511 \text{ МэВ}/c^2$	$u$ $0.34 \text{ ГэВ}/c^2$
II поколение	$\nu_\mu$ $m$	$\mu$ $< 270 \text{ эВ}/c^2$	$s$ $105.7 \text{ МэВ}/c^2$	$c$ $0.45 \text{ ГэВ}/c^2$
III поколение	$\nu_\tau$ $m$	$\tau$ $< 35 \text{ МэВ}/c^2$	$b$ $1784 \text{ МэВ}/c^2$	$t$ $4.9 \text{ ГэВ}/c^2$

Кроме характеристик частиц, указанных в таблице, важную роль для лептонов играют лептонные числа: электронное  $L_e$ , равное +1 для  $e^-$  и  $\nu_e$ , мюонное  $L_\mu$ , равное +1 для  $\mu^-$  и  $\nu_\mu$  и таонное  $L_\tau$ , равное +1 для  $\tau$  и  $\nu_\tau$ , которые соответствуют ароматам лептонов, участвующих в конкретных реакциях, и являются сохраняющимися величинами. Для лептонов барионное число  $B = 0$ .

Окружающее нас вещество состоит из фермионов первого поколения ненулевой массы. Влияние частиц второго и третьего поколений проявилось в ранней Вселенной.

Среди фундаментальных частиц особую роль играют фундаментальные калибровочные бозоны, имеющие целочисленное внутреннее квантовое число спин  $J = n\hbar, n = 0, 1 \dots$  Калибровочные бозоны ответственны за четыре типа фундаментальных взаимодействий: сильное (глюон  $g$ ), электромагнитное (фотон  $\gamma$ ), слабое (бозоны  $W^\pm, Z^0$ ), гравитационное (гравитон  $G$ ). Они также являются бесструктурными, фундаментальными частицами.

В табл. 3 приведены свойства фундаментальных бозонов, являющихся полевыми квантами в калибровочных теориях.

Помимо свойств открытых калибровочных бозонов  $\gamma, W^\pm, Z^0, g_1, \dots, g_8$  в таблице показаны свойства неоткрытых пока бозонов: гравитона  $G$  и Хиггс-бозонов  $H^0, H^\pm$ .

Перечисленные выше частицы рассматриваются в рамках Стандартной Модели. Предполагается, что за пределами Стандартной Модели может существовать еще одна группа фундаментальных частиц — суперсимметричные частицы (SUSY). Они должны обеспечить симметрию между фермионами и бозонами. В табл. 4 приводятся предполагаемые свойства этой симметрии.

Таблица 3: Свойства фундаментальных бозонов

Название	Заряд	Масса	Спин	Взаимодействия
Гравитон, $G$	0	0	2	Гравитационное
Фотон, $\gamma$	0	$< 3 \cdot 10^{-27}$ эВ	1	Электромагнитное
Заряженные векторные бозоны, $W^\pm$	$\pm 1$	$80.419 \text{ ГэВ}/c^2$	1	Слабое
Нейтральный векторный бозон, $Z^0$	0	$91.188 \text{ ГэВ}/c^2$	1	Слабое
Глюоны, $g_1, \dots, g_8$	0	0	0	Сильное
Хиггсы, $H^0, H^\pm$	0	$> 100 \text{ ГэВ}/c^2$	0	

Таблица 4: Свойства суперсимметричных частиц

Частица	Спин $J$	Частица суперсимметричная	Спин $J$
Кварк $q$	$1/2$	Скварт $\hat{q}$	0
Лептон $l$	$1/2$	Слеялон $\hat{l}$	0
Фотон $\gamma$	1	Фотино $\hat{\gamma}$	$1/2$
Глюон $g$	1	Глюино $\hat{g}$	$1/2$
$W^\pm$ -бозон	1	Вино $\hat{W}^\pm$	$1/2$
$Z^0$ -бозон	1	Зино $\hat{Z}^0$	$1/2$
Хиггс-бозон $H^{\pm, 0}$	0	Хиггсино $\hat{H}$	$1/2$

Появляется новое квантовое число:

$$R = 3B + L + 2J,$$

$B$  — барионное число,  $L$  — лептонное число,  $J$  — спин. Для обычных частиц  $R = +1$ , для суперсимметричных частиц  $R = -1$ .

До сих пор суперсимметричные частицы в экспериментах не обнаружены.

### Элементарные частицы — адроны

Рассмотрим теперь наиболее многочисленную группу элементарных сильновзаимодействующих частиц — адронов, для объяснения структуры которых было введено представление о кварках.

Адроны подразделяются на мезоны и барионы. Мезоны построены из кварка и антикварка ( $q\bar{q}$ ). Барионы состоят из трех кварков ( $q_1 q_2 q_3$ ).

В табл. 5 приводится перечень свойств основных адронов. Подробные таблицы см. The Eur. Phys. J. C, Rev. of Particle Phys., v.15, №1–4, 2000.

Таблица 5: Свойства адронов,  $I^G(J^{PC})$ 

Название	Масса, МэВ/с <sup>2</sup>	Время жизни, с	Моды распада	Кварковый состав
м е з о н ы	Пионы, $\pi^\pm$	$139.567 \cdot 10^{-8}$	$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu$	$(ud), (\bar{u}\bar{d})$
	$1^-(0^-) \pi^0$	$134.965 \cdot 10^{-16}$	$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$	$(u\bar{u} - d\bar{d})/\sqrt{2}$
	$\eta$ -мезон $\eta^0$	$547.5 \cdot 1.30 \pm 0.07 \text{ кэВ}$	$\eta \rightarrow \gamma + \gamma; 3\pi^0$	$c_1(u\bar{u} + d\bar{d}) + c_2(s\bar{s})$
	$0^+(0^+)$		$\rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$	
	Каоны, $K^\pm$	$493.667 \cdot 10^{-8}$	$K^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu$	$(u\bar{s}), (\bar{u}s)$
	$\frac{1}{2}(0^-) K_s^0$	$497.67 \cdot 0.892 \cdot 10^{-10}$	$K_s^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$	$(d\bar{s})$
	$K_s^0$	$497.67 \cdot 5.183 \cdot 10^{-8}$	$K_s^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \pi^0$	$(d\bar{s})$
	$\frac{1}{2}(0^-) \bar{D}^\pm$	$1869.3 \cdot 10.69 \cdot 10^{-13}$	$\bar{D}^\pm \rightarrow e^\pm + X$	$(cd), (\bar{c}\bar{d})$
	$\frac{1}{2}(0^-) D^0$	$1864.5 \cdot 4.28 \cdot 10^{-13}$	$D^0 \rightarrow e^+ + X^-$	$(c\bar{u})$
	$\frac{1}{2}(0^-) D_s^\pm$	$1969.3 \cdot 5.00 \cdot 10^{-13}$	$D_s^\pm \rightarrow \rho^0 + \pi^\pm$	$(c\bar{s}), (\bar{c}s)$
	$\frac{1}{2}(0^-) B^\pm$	$5279.0 \cdot 16.4 \cdot 10^{-13}$	$B^\pm \rightarrow \bar{D}^0 + \pi^\pm$	$(ub), (\bar{u}\bar{b})$
	$\frac{1}{2}(0^-) B_s^0$	$5279.5 \cdot 15.3 \cdot 10^{-13}$	$B^0 \rightarrow \bar{D}^0 + \pi^0 + \bar{n}$	$(db), (db)$
б а р и о н ы	Нуклоны, $p$	$938.3 \cdot > 10^{33}$ лет		$uud$
	$\frac{1}{2}\left(\frac{1}{2}^+\right) n$	$939.5 \cdot 898 \pm 16$	$n^0 \rightarrow p + e^- + \nu$	$udd$
	$0\left(\frac{1}{2}^+\right) \Lambda$	$1115.6 \cdot 2.63 \cdot 10^{-10}$	$\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$	$uds$
	$1\left(\frac{1}{2}^+\right) \Sigma^+$	$1189.4 \cdot 0.8 \cdot 10^{-10}$	$\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0$	$uus$
	$1\left(\frac{1}{2}^+\right) \Sigma^0$	$1192 \cdot 7.4 \cdot 10^{-20}$	$\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \gamma$	$uds$
	$1\left(\frac{1}{2}^+\right) \Sigma^-$	$1197 \cdot 1.48 \cdot 10^{-10}$	$\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$	$dds$
	$\frac{1}{2}\left(\frac{1}{2}^+\right) \Xi^0$	$1314.9 \cdot 2.9 \cdot 10^{-10}$	$\Xi^0 \rightarrow \Lambda + \pi^0$	$uss$
	$\frac{1}{2}\left(\frac{1}{2}^+\right) \Xi^-$	$1321 \cdot 1.64 \cdot 10^{-10}$	$\Xi^- \rightarrow \Lambda + \pi^-$	$dss$
	$0\left(\frac{3}{2}^+\right) \Omega^-$	$1672 \cdot 0.8 \cdot 10^{-10}$	$\Omega^- \rightarrow \Lambda + K^-$	$sss$
	$0\left(\frac{1}{2}^+\right) \Lambda_c^+$	$2284.9 \cdot 0.2 \cdot 10^{-12}$	$\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda \pi^+$	$udc$
	$1\left(\frac{1}{2}^+\right) \Sigma_c^+$	$2455 \cdot \Gamma = 166.4 \pm 0.4 \text{ МэВ}$	$\Sigma_c \rightarrow \Lambda_c^+ + \pi$	$usc$
	$\frac{1}{2}\left(\frac{1}{2}^+\right) \Xi_c^+$	$2468 \cdot 0.4 \cdot 10^{-12}$	$\Xi_c^+ \rightarrow \Xi^- \pi^+ \pi^+$	$dsc$
	$0\left(\frac{1}{2}^+\right) \Lambda_b^0$	$5624 \cdot 1.22 \cdot 10^{-12}$	$\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}_l$	$udb$

Кварковая структура адронов позволяет выделить в этой многочисленной группе частиц нестранные адроны, которые состоят из нестранных кварков ( $u, d$ ); странные адроны, в состав которых входит странный кварк  $s$ ; чармированные адроны, содержащие  $c$ -кварк; боттом-адроны с  $b$ -кварком.

В таблице представлены свойства только незначительной части адронов: мезонов и барионов. Показаны их масса, время жизни, основные моды распада и кварковый состав. Для мезонов барионное число  $B = 0$  и лептонное число  $L = 0$ . Для барионов барионное число  $B = 1$ , лептонное число  $L = 0$ . Мезоны относятся к бозонам (целый спин), барионы — к

фермионам (спин полуцелый).

Дальнейшее рассмотрение свойств адронов позволяет объединить их в изотопические мультиплеты, состоящие из частиц с одинаковыми квантовыми числами и близкими по значению массами, но с различными электрическими зарядами. Каждый изотопический мультиплет характеризуется изотопическим спином  $I$ , который определяет полное число частиц, входящих в мультиплет, равное  $2I+1$ . Изоспин может принимать значения  $0, 1/2, 1, 3/2, 2, \dots$ , т.е. возможно существование изотопических синглетов, дублетов, триплетов и т.д. Протон и нейтрон составляют изотопический дублет,  $\pi^+, \pi^-$ ,  $\pi^0$ -мезоны рассматриваются как изотопический триплет.

Более сложными объектами в микромире являются атомные ядра. Атомное ядро состоит из  $Z$  протонов и  $N$  нейтронов. Сумма  $Z + N = A$  — число нуклонов в данном изотопе. Часто в таблицах приводится усредненная по всем изотопам величина, тогда она становится дробной. Известны ядра, для которых указанные величины находятся в пределах:  $1 \leq A \leq 289, 1 \leq Z \leq 116$ .

## 2 Свойства фундаментальных взаимодействий

Огромное многообразие физических явлений, происходящих при столкновениях элементарных частиц, определяется всего лишь четырьмя типами взаимодействий: **электромагнитным, слабым, сильным и гравитационным**. В квантовой теории взаимодействие описывается в терминах обмена специфическими квантами (бозонами), ассоциированными с данным типом взаимодействия.

Для наглядного представления взаимодействия частиц американский физик Р.Фейнман предложил использовать диаграммы, которые получили его имя. *Диаграммы Фейнмана* описывают любой процесс взаимодействия при столкновении двух частиц. Каждая частица, участвующая в процессе, на диаграмме Фейнмана изображается линией. Свободный левый или правый конец линии обозначает нахождение частицы в начальном или конечном состоянии соответственно. Внутренние линии на диаграммах (т.е. линии, не имеющие свободных концов) соответствуют так называемым *виртуальным частицам*. Это частицы, рождающиеся и поглощающиеся в процессе взаимодействия. Их нельзя зарегистрировать, в отличие от реальных частиц. *Взаимодействие частиц на диаграмме изображается узлами* (или вершинами). Тип взаимодействия

характеризуется *константой связи*  $\alpha$ , которая может быть записана в виде:  $\alpha = g^2/\hbar c$ , где  $g$  — заряд источника взаимодействия.  $\alpha$  является основной количественной характеристикой силы, действующей между частицами. В электромагнитном взаимодействии  $\alpha_e = \frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137}$ .

Процесс  $a + b \rightarrow c + d$  в виде диаграммы Фейнмана (рис. 1) выглядит следующим образом:  $R$  — виртуальная частица, которой обмениваются частицы  $a$  и  $b$  при взаимодействии, определяемом константой взаимодействия  $\alpha = g^2/\hbar c$ , характеризующей силу взаимодействия на расстоянии, равном радиусу взаимодействия. Виртуальная частица может иметь массу  $M_x$  и при обмене этой частицей происходит передача 4-импульса  $t = -q^2$ .

В табл. 6 представлены характеристики разных типов взаимодействий.

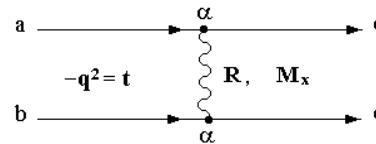


Рис. 1: Диаграмма Фейнмана.

### Электромагнитные взаимодействия

Наиболее полно и последовательно изучены электромагнитные взаимодействия, которым подвержены все заряженные частицы и фотоны. *Переносчик взаимодействия — фотон*. Для электромагнитных сил константа взаимодействия численно равна постоянной тонкой структуры  $\alpha_e = \frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137}$ .

Примеры простейших электромагнитных процессов — *фотоэффект*, *комpton-эффект*, *образование электрон-позитронных пар*, а для заряженных частиц — *ионизационное рассеяние* и *тормозное излучение*. Теория этих взаимодействий — квантовая электродинамика — наиболее точная физическая теория.

### Слабые взаимодействия

Впервые слабые взаимодействия наблюдались при  $\beta$ -распаде атомных ядер. И, как оказалось, эти распады *связаны с превращениями протона в нейtron в ядре и обратно*:

$$p \rightarrow n + e^+ + \nu_e, \quad n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e.$$

Возможны и обратные реакции: захват электрона

$$e^- + p \rightarrow n + \nu_e$$

Таблица 6: Основные типы взаимодействий и их характеристики

Тип	Константа	Радиус, см	Потенциал	Переносчик взаимодействия	Взаимодействующие частицы	Время взаимодействия, сек	Поперечное сечение, $\text{см}^2$
Сильное	$\alpha_s = \frac{g_s^2}{\hbar c} \sim 14$	$r > r_p$	$10^{-13}$	$\frac{1}{r^n}$ или $e^{-r/a}$	$\pi, \rho, \omega, \dots$	$10^{-23}$	$10^{-24}$
	$\alpha_s(q^2) \simeq \left( \ln \frac{q^2}{\Lambda^2} \right)^{-1}$	$r < r_p$	$10^{-14}$	$\pm \frac{\alpha_s}{r} + a\gamma$	$g_1, \dots, g_8$ глюоны	$10^{-24}$	$10^{-24}$
Электро-магнитное	$\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137}$	$\infty$	$\frac{1}{r}$	$\gamma,$ фотон	заряд. ч-ны и фотон	$10^{-20} \div 10^{-16}$	$10^{-27}$
Слабое	$\alpha_W = \frac{G_F(\hbar/m_pc)^2}{\hbar c} \simeq 1 \cdot 10^{-5}$	$10^{-16}$		бозоны $Z^0,$ $W^+, W^-$	лептоны адроны	$> 10^{-12}$	$10^{-40}$
Гравитационное	$\alpha_G = \frac{G_N M_p^2}{\hbar c} \simeq 0.5 \cdot 10^{-38}$	$\infty$	$\frac{1}{r}$	гравитон, $G$	все частицы	$\infty$	

$$G_F = 1.4 \cdot 10^{-49} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3 \quad G_N = 6.67 \cdot 10^{-11} \text{ Н} \cdot \text{м}^2/\text{с}^2 \quad \Lambda \simeq 200 \text{ МэВ}$$

или антинейтрино

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

Слабое взаимодействие было описано Энрико Ферми в 1934 г. в терминах четырехфермионного контактного взаимодействия, определяемого константой Ферми  $G_F = 1,4 \cdot 10^{-49} \text{ эрг}\cdot\text{см}^3$ .

При очень высоких энергиях вместо фермиевского контактного взаимодействия слабое взаимодействие описывается как обменное, при котором происходит обмен квантами, наделенным слабым зарядом  $g_w$  (по аналогии с электрическим зарядом) и действующим между фермионами. Такие кванты были впервые обнаружены в 1983 г. на  $SppS$ -коллайдере (ЦЕРН) коллективом под руководством Карла Руббия. Это заряженные бозоны —  $W^\pm$  с массой  $m_{W^\pm} = 80 \text{ ГэВ}/c^2$  и нейтральный бозон —  $Z^0$  с массой  $m_{Z^0} = 90 \text{ ГэВ}/c^2$ . Константа взаимодействия  $\alpha$  в этом случае выражается через константу Ферми:

$$\alpha_w = \frac{G_F}{\hbar c \left( \frac{\hbar}{m_p c} \right)^2} = 1,02 \cdot 10^{-5}.$$

На диаграмме Фейнмана (рис. 2а) показана реакция взаимодействия

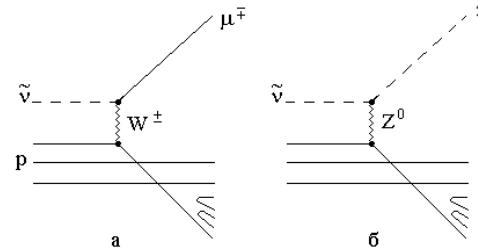


Рис. 2: Диаграммы Фейнмана для реакций: а — с заряженным и б — с нейтральным токами.

антинейтрино с протоном, осуществляется путем обмена  $W^\pm$ -бозоном. Такая реакция называется *реакцией с заряженным током*. Обмен нейтральным  $Z^0$ -бозоном (рис. 2б) называется *реакцией с нейтральным током*.

После открытия нейтральных слабых токов получила подтверждение гипотеза С. Вайнберга, А. Салама, Ш. Глэшоу о том, что электромагнитные и слабые взаимодействия могут быть объединены в *единую электрослабую теорию*.

## Сильные взаимодействия

Теория сильного взаимодействия строится аналогично электродинамике и называется *квантовой хромодинамикой* (КХД). Она стала развиваться после высказанной в 1964 году М.Гелл-Маном и Г.Цвейгом (США) гипотезы о существовании кварков. Эксперименты по глубоконеупругому  $e\bar{e}$ -рассеянию подтвердили эту гипотезу. Они показали, что нуклоны не являются точечными объектами, а состоят из кварков. В настоящее время установлено существование шести разновидностей кварков  $u, d, s, c, b, t$  и соответствующих им антикварков. Их названия происходят от английских слов *up, down, strange, charm, beauty, truth*. Кварки имеют дробный электрический заряд, равный  $2/3$  заряда электрона ( $u$ -,  $s$ -,  $t$ -кварки) и  $-1/3$  заряда электрона ( $d$ -,  $s$ -,  $b$ -кварки). Антикварки имеют противоположные знаки зарядов. Нуклоны состоят из трех кварков (например, протон —  $uud$ , нейтрон —  $udd$ ), а мезоны — из кварка и антикварка (например,  $\pi^+$ -мезон —  $u\bar{d}$ ,  $\pi^-$ -мезон —  $d\bar{u}$ ). Чтобы избежать противоречия с принципом Паули, при обсуждении структуры  $\Omega^-(sss)$ - $, \Delta^{++}(uuu)$ - и  $\Delta^-(dd\bar{d})$ -барионов Н.Н.Боголюбовым, Б.В.Струминским и А.Н.Тавхелидзе, а также М.И.Ханом и И.Намбу было введено новое квантовое число “цвет”, принимающее три значения, условно названные “красный”, “зеленый”, “синий”, причем сумма этих цветов дает бесцветное состояние, т.е. состояние, в котором квантовое число “цвет” равно нулю. Взаимодействие между кварками осуществляется путем обмена бозоном, названным *глюоном*. Это нейтральная безмассовая частица. Главная характеристика ее — цветовой заряд, грубый аналог электрического заряда. Однако вместо двух типов электрических зарядов, названных “плюс” и “минус”, в КХД имеется три цветовых (сильных) заряда — “красный”, “синий”, “зеленый” и три соответствующих антizаряда. Сильный заряд кварков может принимать три значения. Взаимодействие между кварками сводится к обмену цветом, т.е. к обмену глюоном. Можно представить, что глюон составлен из двух цветов — цвета и антицвета (табл. 7).

Таблица 7: Представление глюона в виде комбинаций цвета и антицвета

	$\bar{k}$	$\bar{s}$	$\bar{z}$
k	$k\bar{k}$	$k\bar{s}$	$k\bar{z}$
s	$s\bar{k}$	$s\bar{s}$	$s\bar{z}$
z	$z\bar{k}$	$z\bar{s}$	$z\bar{z}$

Всего таких комбинаций может быть 9, но одна из диагональных комбинаций нейтральна по цвету. Остается 8 действующих комбинаций, т.е. 8 глюонов. Условное обозначение цветами разных состояний кварков и глюонов и дало название теории взаимодействия

кварков и глюонов — “квантовая хромодинамика”.

Экспериментальным подтверждением КХД явилось обнаружение кварковых и глюонных струй в  $e^+e^-$ -аннигиляции (рис. 3).

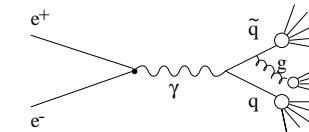


Рис. 3: Диаграмма Фейнмана, иллюстрирующая образование кварковых и глюонных струй.

В отличие от лептонов, которые наблюдаются в свободном состоянии, кварки и глюоны существуют только в связанном состоянии и не вылетают из адронов. Поэтому для сильных взаимодействий рассматриваются две области: область, для которой радиус взаимодействия  $r$  больше размера нуклона  $r_N$  и область, для которой радиус взаимодействия  $r$  меньше  $r_N$ . В первом случае взаимодействие можно рассматривать как обмен пionом (квантом ядерного поля). Тогда константа взаимодействия  $\alpha_s = \frac{q^2}{\hbar c} \approx 15$ . Во втором случае происходит обмен глюоном и константа взаимодействия имеет более сложный характер и выражается через фундаментальную постоянную КХД-теории  $\Lambda$  ( $\Lambda = 100 \div 300$  МэВ/с) и квадрат переданного импульса  $q^2$ . При этом величина константы взаимодействия существенно меньше единицы для больших значений  $q^2$ :  $\alpha_s(q^2) \approx \frac{1}{\ln(q^2/\Lambda^2)} \ll 1$ . Поскольку на малых расстояниях взаимодействие между кварками очень слабое и константа взаимодействия  $\alpha_s < 1$ , это состояние называется “асимптотическая свобода”. На больших расстояниях ( $> r_N$ ) цветные силы возрастают, они как бы удерживают кварки и не дают им вылететь из адрона. Это состояние невылетания называется “конфайнмент”.

## Гравитационные взаимодействия

Гравитационное взаимодействие характеризуется гравитационной постоянной  $G = 6,67 \cdot 10^{-11}$  н.м. $^2/c^2$ , входящей в выражение константы гравитационного взаимодействия  $\alpha_g = \frac{Gm_N^2}{\hbar c} \approx 10^{-38}$ , где  $m_N$  — масса нуклона. Эта константа имеет очень малую величину для элементарных частиц. Поэтому для массовой шкалы, принятой в физике высоких энергий, гравитационные силы пренебрежимо малы по сравнению с другими фундаментальными взаимодействиями.

Гравитационные эффекты могут быть важны только в том случае, когда гравитационная энергия системы сравнима с ее полной энергией

$(\frac{GM^2}{r} = Mc^2)$ . Оценим, при каких энергиях это может произойти. Если положить расстояние взаимодействия  $r$  равным комптоновской длине волны  $\lambda = \frac{\hbar}{Mc}$  частицы с массой  $M$ , то получим  $M = \sqrt{\frac{\hbar c}{G}} \simeq 10^{-5}$  г. Этой массе  $M$  соответствует энергия  $Mc^2 \simeq 10^{19}$  ГэВ. Такая масса называется *планковской*.

Комптоновская длина волны, соответствующая планковской массе, имеет величину  $L_{\text{Пл}} = \frac{\hbar}{M_{\text{Пл}}c} \simeq 10^{-33}$  см. Эта величина интерпретируется как фундаментальная длина, а время  $T_{\text{Пл}} = \frac{\hbar}{M_{\text{Пл}}c^2} \simeq 10^{-43}$  с — как элементарный временной интервал.

Релятивистской классической теорией гравитационных взаимодействий является общая теория относительности Эйнштейна, которая в пределе слабых гравитационных полей переходит в теорию тяготения Ньютона. В квантовой теории гравитационные взаимодействия переносятся гравитоном — частицей с нулевой массой и спином, равным 2. Однако последовательная теория квантовой гравитации до настоящего времени не создана.

Основной характеристикой взаимодействий является константа взаимодействия  $\alpha$ , определяющая силу взаимодействия на расстоянии, равном радиусу. Безразмерная константа  $\alpha$  для указанных типов взаимодействий при  $E_{\text{свм}} \sim 1$  ГэВ подчиняется отношению

$$1 : 10^{-2} : 10^{-10} : 10^{-38},$$

в котором за единицу принято значение константы для сильного взаимодействия. Далее следуют значения констант для электромагнитного, слабого и гравитационного взаимодействий. Другие характеристики взаимодействий можно увидеть в табл. 9.

## 2.1 Константы взаимодействий и последствия их сравнения

Константа электромагнитного взаимодействия

$$\alpha_e = \frac{1}{137}.$$

Константа слабого взаимодействия

$$\alpha_w = G_F \cdot m_p^2 = 10^{-5},$$

где  $G_F = 10^{-49}$  эрг/см<sup>2</sup> — константа Ферми.

Константа сильного взаимодействия

$$\alpha_s(q^2) \approx \frac{1}{\ln(q^2/\Lambda^2)} = \frac{a}{\ln \frac{M_x^2}{\Lambda^2}},$$

где  $\Lambda = 100$  МэВ — фундаментальная константа КХД,  $a \approx \frac{1}{4}$  (для 6 кварков).

Константа гравитационного взаимодействия

$$\alpha_g = G_N \cdot m_p^2 = 10^{-38},$$

где  $G_N = 7.8 \cdot 10^{-8}$  г<sup>-1</sup> · см<sup>3</sup> · с<sup>2</sup> — константа Ньютона.

Сравнивая константы одну с другой, можно получить оценку масштаба переданного импульса, при котором происходит объединение взаимодействий.

Если объединить сильное взаимодействие с электромагнитным, т.е. приравнять  $\alpha_s(M_x) \approx \alpha_e$ , то получим

$$M_x \approx 10^{16} \text{ ГэВ.}$$

Если объединить слабое взаимодействие с сильным, т.е. положить  $\alpha_w \approx \alpha_s(m)$ , то

$$M_x \approx 10^{15} \text{ ГэВ.}$$

Если объединить все взаимодействия, т.е. приравнять  $\alpha_g \approx \alpha_w \approx \alpha_e \approx \alpha_s$ , то

$$M_x = M_{\text{Пл.}} \cdot \alpha_u^{1/2} \approx 10^{18} \text{ ГэВ,}$$

где  $M_{\text{Пл.}} = G^{-1/2} \approx 10^{19}$  ГэВ — масса Планка.

Объединение взаимодействий может происходить при разных значениях масс виртуальных частиц, при обмене которыми реализуется взаимодействие. Поскольку константы взаимодействий зависят от  $q^2$ , они были названы “бегущие константы”.

В настоящее время рассматривается возможность объединения всех взаимодействий при энергии LHC (рис. 4).

Если объединение взаимодействий произойдет при энергии  $\sim 10^{15}$  ГэВ, то можно предположить, что это вызовет распад протона, который может быть связан с супертяжелой частицей  $M_x = 10^{15}$  ГэВ. Поиск распада протона ведется во многих лабораториях мира. Одна из возможных мод распада  $p \rightarrow \pi^0 + e^+$ . До сих пор распад протона не обнаружен. Экспериментаторы оценивают время жизни протона  $\tau_p > 10^{33}$  лет.

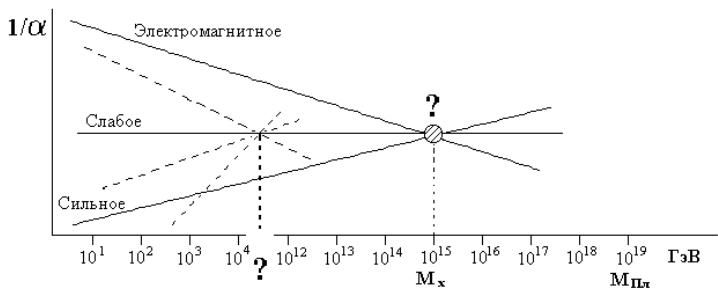


Рис. 4: Перспективы объединения взаимодействий: пунктиры — возможное объединение при энергии LHC,  $E = 10^7$  ГэВ; сплошная линия — объединение при  $E = 10^{15}$  ГэВ.

## 2.2 Константа сильного взаимодействия

Остановимся подробнее на константе сильного взаимодействия

$$\alpha_s \left( \frac{1}{r^2} \right) = \frac{4\pi}{b \ln \Lambda^2 r^2} = \frac{\alpha_s(\mu^2)}{1 + \alpha_s(\mu^2) \left( \frac{b}{4\pi} \ln \frac{1}{r^2 \mu^2} \right)},$$

$\Lambda \sim 0.1$  ГэВ — масштабный параметр КХД,  $\mu^2$  — характерный импульс кварка в адроне,  $b = 11 - \frac{2}{3}n_f$ ;  $n_f$  — число ароматов кварков.

КХД — теория взаимодействия цветных точечных объектов, которая строится по аналогии с КЭД. В КХД рассматривается взаимодействие кварков на расстоянии  $r$ , которое на опыте определяется через квадрат переданного 4-импульса  $Q^2 \sim \frac{1}{r^2}$ . На рис. 5 представлена диаграмма Фейнмана

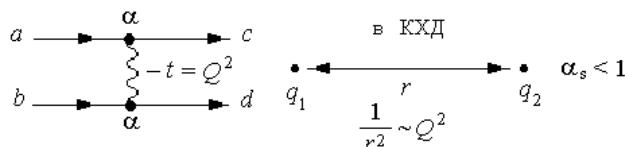


Рис. 5: Диаграмма Фейнмана и кварковая струна в КХД.

Фейнмана и кварковая струна  $q_1 q_2$  между двумя взаимодействующими кварками. Взаимодействие частицы  $a$  с частицей  $b$ , приводящее к рождению частиц  $c$  и  $d$ , подчиняется закону сохранения 4-импульса:

$$\mathcal{P}_a + \mathcal{P}_b = \mathcal{P}_c + \mathcal{P}_d,$$

где  $\mathcal{P}(\vec{p}, E)$  — 4-импульс соответствующей частицы, причем  $\mathcal{P}^2 = m^2$ . Квадрат переданного 4-импульса  $Q^2 = -t$ , где  $t = (\mathcal{P}_a - \mathcal{P}_c)^2$ .

На рис. 6 и 7 проиллюстрирована аналогия между процессами в КЭД и КХД. На этих рисунках изображены диаграммы, описывающие поляризацию в КЭД и в КХД.

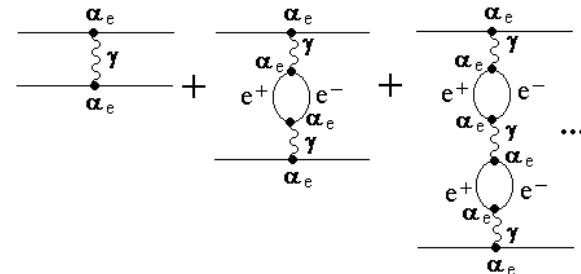


Рис. 6: Диаграммы, описывающие поляризацию электромагнитного вакуума.

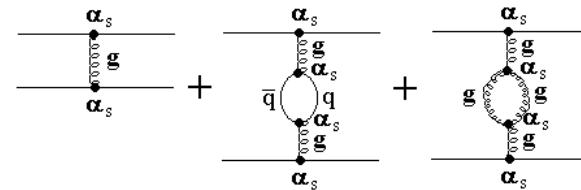


Рис. 7: Диаграммы, описывающие поляризацию квантово-хромодинамического вакуума.

В КЭД наступает поляризация вакуума из-за рождения  $e^+e^-$ -пар, которые экранируют электрический заряд. Точность КЭД определяется количеством  $e^+e^-$ -петель и числом  $\alpha_e$ , используемыми при вычислении сечений в теории возмущений. Поскольку  $\alpha_e < 1$ , ряд оказывается сходящимся и квантовая электродинамика рассматривается в настоящее время как наиболее точная теория в физике высоких энергий.

В КХД также могут образовываться кварковые петли  $q\bar{q}$  — они приводят к экранировке заряда как и в КЭД, и глюонные петли, которые приводят к антиэкранировке. Наличие глюонных петель отличает КХД от КЭД.

Зависимость константы сильного взаимодействия  $\alpha_s$  от расстояния  $r$  показана на рис. 8.

Константа  $\alpha_s < 1$  при расстояниях  $r_p < 10^{-13}$  см, где  $r_p$  — радиус протона. Внутри протона кварки ведут себя как свободные частицы, т.е. они асимптотически свободны. За пределами протона свободных кварков нет, т.е. наступает конфайнмент.

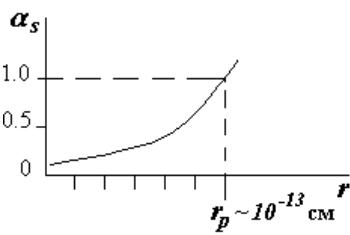


Рис. 8: Зависимость константы сильного взаимодействия от расстояния.

### 2.3 Свойства основных типов взаимодействий для фундаментальных фермионов

В табл. 7 представлены основные типы взаимодействий и их диаграммы для кварков и лептонов.

Таблица 7: Основные типы взаимодействий для кварков и лептонов

Взаимодействие	Заряд	Кварки	Лептоны
Сильное	Цвет	$u_B$ $u_R$ g	Не участвуют
Электромагнитное	Электрический заряд	$u_{(\text{заряд} + \frac{2}{3})}$ $u$ $\gamma$	$e^-$ $e^-$ $\gamma$
Слабое	Слабый заряд $g$ , приводящий к переходам $u \rightarrow d$ , $\nu \rightarrow e^-$ , $\nu \rightarrow \bar{\nu}$ , изменяющим аромат	$d$ $W^+$ $u$	$e^-$ $W^+$ $\nu$ $\bar{\nu}$ $Z^0$

Сравнение конфигураций силовых линий в сильном и электромагнитном взаимодействиях представлено на рис. 9.

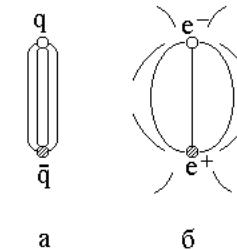


Рис. 9: Сравнение конфигураций силовых линий в сильном (а) и электромагнитном (б) взаимодействиях. Силовые линии: а — цветовое поле  $q\bar{q}$  с потенциалом  $V(r) \sim r$  имеет вид струны; б — кулоновское поле  $e^+e^-$  с потенциалом  $V(r) \sim 1/r$ .

Цветовое поле  $q\bar{q}$  (схематически представлено на рис. 9а в виде струны), подвергнутое возбуждению, разрывается и эта процедура приводит к образованию двух струн, а при последующих возбуждениях — к образованию многих струн.

Схема процесса показана на рис. 10 (возбуждение изображается стрелкой). Каждую  $q\bar{q}$  струну можно рассматривать как мезон, а *процесс образования многих струн есть процесс множественного рождения мезонов*. При существующих энергиях возбуждения не удается разорвать струну с выделением отдельных кварков  $q$  или  $\bar{q}$ . Это явление называется конфайнментом.

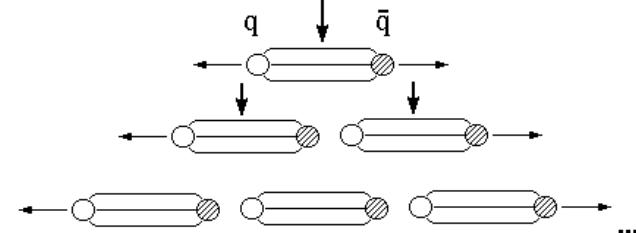


Рис. 10: Образование струн при возбуждении кварка и антисквартка.

Схематическое изображение разных взаимодействий, происходящих на кварковом уровне, показано на рис. 11.

## 2.4 Использование основных закономерностей теории относительности

В теории относительности используется соотношение между массой ( $m$ ), энергией ( $E$ ), импульсом ( $\vec{p}$ ) частицы

$$m^2c^4 = E^2 - \vec{p}^2c^2 = \mathcal{P}^2c^2, \quad \mathcal{P}(p_x p_y p_z E/c),$$

где  $\mathcal{P}$  — 4-импульс частицы.

Фундаментальная постоянная — скорость света

$$c = 299792458.2 \text{ м/с} \approx 3 \cdot 10^{10} \text{ см/с}$$

(точность  $\pm 0.2$  м/с).

При описании процессов взаимодействия центральной величиной является действие  $S$ . Для свободной нерелятивистской частицы с кинетической энергией  $T_{\text{кин}}$ , действие от момента  $t_1$  до  $t_2$

$$S = \int_{t_1}^{t_2} T_{\text{кин}} dt.$$

Для более сложных систем, имеющих кинетическую энергию  $T_{\text{кин}}$  и потенциальную энергию  $U$ ,

$$S = \int_{t_1}^{t_2} L dt,$$

где  $L$  — функция Лагранжа:  $L = T_{\text{кин}} - U$ .

Для поля действие

$$S = \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{L}(x) d^4x, \quad dx^4 = (cdt, d\vec{r}),$$

$\mathcal{L}(x)$  — Лагранжиан или плотность функции Лагранжа в точке  $x(ct, \vec{r})$ .

Для взаимодействующих систем справедлив вариационный принцип Ферма:

$$\delta S = 0.$$

Основной смысл заключается в том, что эта величина содержит всю динамику взаимодействия полей и частиц.

Из  $S$  и  $\mathcal{L}$  получаются уравнения движения. Поэтому говорят, что построение теории элементарных частиц сводится к нахождению фундаментального Лагранжиана, описывающего физический мир, и к решению вытекающих из него уравнений движения.

В нахождении различных членов фундаментального Лагранжиана используются принципы симметрии.

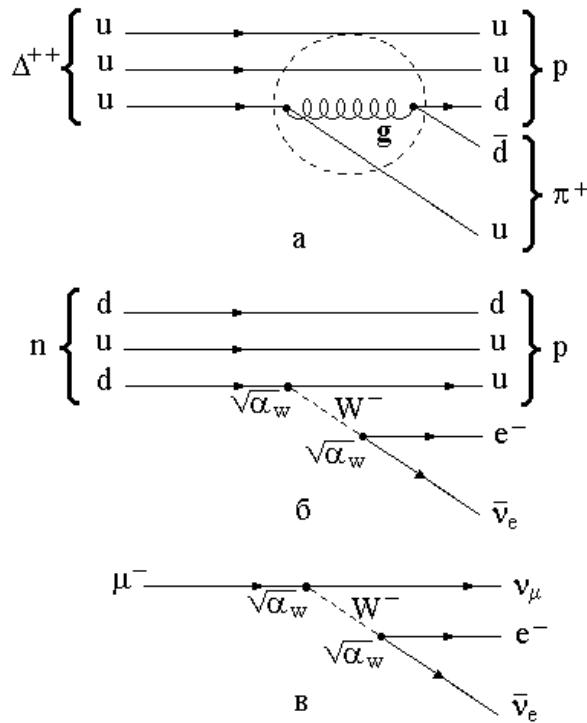


Рис. 11: Схематическое изображение разных взаимодействий, происходящих на кварковом уровне: а — распад  $\Delta^{++} \rightarrow \pi^+ p$ ; символическая схема, напоминающая, что  $\Delta^{++}$  распадается через сильное взаимодействие (с радиусом действия  $1/\Phi$ ); б —  $\beta$ -распад, который происходит за счет слабого взаимодействия; массивный  $W$ -бозон испускается и поглощается с вероятностью  $\alpha_W$ ; в — распад мюона.

## 2.5 Применение квантовой теории в физике частиц

Теоретический аппарат для описания явлений в физике элементарных частиц дает квантовая теория поля.

Фундаментальную роль играет квант действия

$$\hbar = 1.05 \cdot 10^{-27} \text{ эрг}\cdot\text{с} — \text{постоянная Планка.}$$

Физика элементарных частиц имеет дело с квантовыми, релятивистскими процессами, в которых величина действия  $S$  сравнима с  $\hbar$ , а скорость  $v$  со скоростью света  $c$ .

Согласно квантово-полевой динамике, предложенной Фейнманом, возможно множество полевых конфигураций, каждая из которых входит со своим весом  $e^{iS/\hbar}$ , где  $S$  — отвечающее ей действие.

Используя этот формализм, Фейнман разработал специальный математический аппарат — *аппарат фейнмановских диаграмм*. Теория поля позволяет представить взаимодействие с их помощью.

Аппарат фейнмановских диаграмм используется при описании процессов, рассматриваемых в квантовой электродинамике (КЭД) и в квантовой хромодинамике (КХД).

Современное представление о физике частиц содержится в так называемой *Стандартной Модели*, которая базируется на КЭД, КХД и кварк-партонной модели.

КЭД — высокоточная теория — описывает процессы, происходящие под действием электромагнитных сил, которые изучены с высокой степенью точности.

КХД — теория, описывающая процессы сильных взаимодействий — строится по аналогии с КЭД, но в большей степени является полуэмпирической моделью.

Кварк-партонная модель объединяет теоретические и экспериментальные результаты исследований свойств частиц и их взаимодействий.

До сего времени не обнаружено отклонений от Стандартной Модели.

## 3 Экспериментальная база физики высоких энергий

Ускорительные комплексы и работающие на них экспериментальные установки, а также входящие в их состав детекторы частиц, являются экспериментальной базой физики высоких энергий.

## 3.1 Основные физические величины, используемые при описании явлений, происходящих в микромире

Единицы измерения физических величин при описании явлений, происходящих в микромире, подразделяются на основные и производные, которые определяются через математическую запись законов физики.

В связи с тем, что все физические явления происходят в пространстве и времени, за основные единицы принимают в первую очередь единицы *длины* и *времени*, к ним присоединяется единица *массы*. Основные единицы: длины  $l$ , времени  $t$ , массы  $m$  — получают определенную размерность. Размерности производных единиц определяются формулами, выражающими определенные физические законы.

Размеры основных физических единиц подбирают так, чтобы на практике было удобно ими пользоваться.

В системе СИ приняты следующие размерности: длины  $[l] = \text{м}$  (метр), времени  $[t] = \text{с}$  (секунда), массы  $[m] = \text{кг}$  (килограмм).

В системе СГС для основных единиц приняты следующие размерности: длины  $[l] = \text{см}$  (сантиметр), времени  $[t] = \text{с}$  (секунда) и массы  $[m] = \text{г}$  (грамм). Для описания явлений, происходящих в микромире, используются обе системы единиц СИ и СГС.

Можно оценить порядки величин длины, времени и массы в явлениях микромира.

Кроме общепринятых международных систем единиц СИ и СГС используются также *естественные системы единиц*, опирающиеся на универсальные физические константы. Эти системы единиц особенно уместны и используются в различных физических теориях. В естественной системе единиц за основные единицы приняты фундаментальные постоянные: скорость света в вакууме —  $c$ , постоянная Планка —  $\hbar$ , гравитационная постоянная  $G_N$ , постоянная Больцмана —  $k$ , число Авогадро —  $N_A$ , и др. В естественной системе единиц Планка принято  $c = \hbar = G_N = k = 1$ . Этой системой единиц пользуются в космологии для описания процессов, в которых одновременно существенны квантовые и гравитационные эффекты (теории Черных дыр, теории ранней Вселенной).

В естественной системе единиц решена проблема *естественной единицы длины*. Таковой можно считать *комptonовскую длину волны*  $\lambda_0$ , которая определяется массой частицы  $M$ :  $\lambda_0 = \hbar/Mc$ .

Длина характеризует размер объекта. Так, для электрона классический радиус  $r_0 = \frac{e^2}{m_e c^2} = 2.81794 \cdot 10^{-13} \text{ см}$  ( $e$ ,  $m_e$  — заряд и масса электрона). Классический радиус электрона имеет смысл радиуса заряженного

шара с зарядом  $e$  (распределение сферически симметрично), при котором энергия электростатического поля шара  $\varepsilon = \gamma e^2/r_0$  равна энергии покоя электрона  $m_e c^2$  (используется при рассмотрении томпсоновского рассеяния света).

Используется также радиус боровской орбиты. Он определяется как расстояние от ядра, на котором с наибольшей вероятностью можно обнаружить электрон в невозбужденном атоме водорода  $a_0 = \hbar^2/m_e e^2$  (в СГС-системе) и  $a_0 = \alpha/4\pi R = 0.529 \cdot 10^{-10}$  м (в СИ-системе),  $\alpha = 1/137$ .

Размер нуклона  $r = 10^{-13}$  см (1 фемтometр). Характерные размеры атомных систем —  $10^{-8}$ , ядерных систем —  $10^{-12} \div 10^{-13}$  см.

Время изменяется в широком интервале и определяется как отношение расстояния  $R$  к скорости объекта  $v$ . Для микрообъектов  $\tau_{\text{яд.}} = \frac{R}{v} = \frac{5 \cdot 10^{-12} \text{ см}}{10^9 \text{ см/с}} \sim 5 \cdot 10^{-22}$  с;  $\tau_{\text{элем.ч.}} = \frac{10^{-13} \text{ см}}{3 \cdot 10^{10} \text{ см/с}} = 3 \cdot 10^{-24}$  с.

Массы объектов изменяются от 0 до  $m$ . Так, масса электрона  $m_e = 10^{-27}$  г, масса протона  $m_p = 10^{-24}$  г (СГС-система). Одна атомная единица массы, использующаяся в атомной и ядерной физике, 1 а.е.м. =  $\frac{1}{12}\mathcal{M}(\text{C}^{12})$  в единицах массы атома углерода или 1 а.е.м. =  $\frac{1}{16}\mathcal{M}(\text{O}^{16}) = 1.66 \cdot 10^{-24}$  г в единицах массы атома кислорода ( $\mathcal{M}$  — масса атома).

К фундаментальным характеристикам микрообъектов следует отнести электрический заряд, а также характеристики, необходимые для идентификации элементарной частицы.

**Электрический заряд** частиц  $Q$  измеряется обычно в единицах заряда электрона. Заряд электрона  $e = 4.8 \cdot 10^{-10}$  esu =  $1.6 \cdot 10^{-19}$  кулон. Для частиц в свободном состоянии  $Q/e = \pm 1, 0$ , а для кварков, входящих в состав адронов,  $Q/e = \pm 2/3$  и  $\pm 1/3$ . В ядрах заряд определяется количеством протонов  $Z$ , содержащихся в ядре. Заряд протона равен заряду электрона.

Для идентификации элементарной частицы необходимо знать:

$I$  — изотопический спин;

$J$  — собственный момент количества движения — спин;

$P$  — пространственную четность;

$C$  — зарядовую четность;

$G$  —  $G$ -четность.

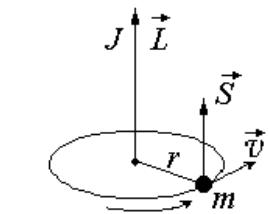
Эти сведения записываются в виде формулы

$$I^G(J^{PC}).$$

**Спин** — одна из важнейших характеристик частицы, для измерения которой используется фундаментальная константа Планка  $\hbar$  или  $\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1.0544 \cdot 10^{-27}$  [эрг·с]. Бозоны имеют целый спин в единицах  $\hbar$ :  $(0, 1, 2, \dots)\hbar$ , фермионы — полуцелый  $(1/2, 3/2, \dots)\hbar$ . В классе суперсимметричных частиц значения спинов фермионов и бозонов меняются местами.

Рис. 12 иллюстрирует физический смысл спина  $J$  по аналогии с классическим представлением о моменте количества движения частицы с массой  $m = 1$  г, движущейся со скоростью  $v = 1$  см/с по окружности с радиусом  $r = 1$  см. В классической физике момент количества движения  $J = mvr = L$  ( $L$  — орбитальный момент). В квантовой механике  $J = [\vec{r}\vec{p}] = 10^{27}\hbar = 1$  эрг·с для тех же параметров движущегося по окружности объекта, где  $\hbar = 1.05 \cdot 10^{-27}$  эрг·с.

Рис. 12: Классическое представление момента количества движения  $J$ .



Проекция спина элементарной частицы на направление ее импульса называется *спиральностью*. Спиральность безмассовой частицы с произвольным спином принимает только два значения: по или против направления импульса частицы. Для фотона возможные значения спиральности равны  $\pm 1$ , для безмассового нейтрино спиральность равна  $\pm 1/2$ .

Спиновый момент количества движения атомного ядра определяется как векторная сумма спинов элементарных частиц, образующих квантовую систему, и орбитальных моментов этих частиц, обусловленных их движением внутри системы. Орбитальный момент  $|\vec{L}|$  и спиновый момент  $|\vec{S}|$  приобретают дискретное значение. Орбитальный момент  $|\vec{L}| = \hbar\sqrt{l(l+1)}$ , где  $l$  — орбитальное квантовое число (может принимать значения  $0, 1, 2, \dots$ ), собственный момент количества движения  $|\vec{S}| = \hbar\sqrt{s(s+1)}$ , где  $s$  — спиновое квантовое число (может принимать нулевые, целые или полуцелые значения), полный момент количества движения  $\vec{J}$  равен сумме  $\vec{L}$  и  $\vec{S}$ :

$$\vec{L} + \vec{S} = \vec{J}.$$

К производным единицам следует отнести: энергию частицы, быстро-

ту, заменяющую скорость для релятивистских частиц, магнитный момент и др.

Энергия покоящейся частицы:  $E = mc^2$ ;  
движущейся частицы:  $E^2 = m^2c^4 + p^2c^2$ .

Для нерелятивистских частиц:  $E = mc^2 + p^2/2m$ ; для релятивистских частиц с массой  $m = 0$ :  $E = cp$ .

Единицы измерения энергии — эВ, кэВ, МэВ, ГэВ, ТэВ, ...  
1 эВ =  $1.6 \cdot 10^{-12}$  эрг.

Скорость частицы  $\beta = \frac{v}{c}$ , где  $c = 3 \cdot 10^{10}$  см/с — скорость света.

Скорость частицы определяет такую важнейшую характеристику как Лоренц-фактор частицы  $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{E}{mc^2}$ . Всегда  $\gamma > 1$ . Для нерелятивистских частиц  $1 < \gamma < 2$ , а для релятивистских частиц  $\gamma > 2$ .

В физике высоких энергий скорость частицы  $\beta$  близка к 1 и для релятивистских частиц ее трудно определить. Поэтому вместо скорости используется *быстрота*  $y$ , которая связана со скоростью соотношением  $y = \frac{1}{2} \ln \frac{1+\beta}{1-\beta} = \frac{1}{2} \ln \frac{E+p}{E-p}$ . Быстрота изменяется от  $-\infty$  до  $+\infty$ . Функциональная связь между скоростью частицы и быстротой показана на рис. 13.

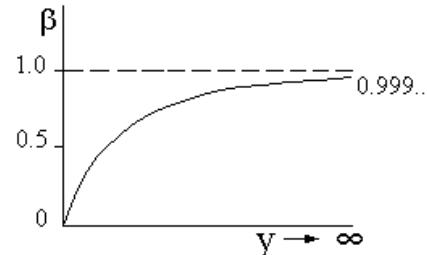


Рис. 13: Функциональная связь между скоростью частицы  $\beta$  и быстротой  $y$  при  $\beta > 0$ .

Для релятивистских частиц при  $\beta \rightarrow 1$ ,  $E \rightarrow p$ , тогда вместо быстроты можно использовать *псевдобыстроту*  $\eta$ , которая определяется углом вылета частицы  $\eta \rightarrow \frac{1}{2} \ln \tan \frac{\theta}{2}$ .

Магнитный момент  $\mu = \frac{1}{c} J \pi r^2$  возникает из-за вращения электрического заряда. Таким образом, любая заряженная частица имеет магнитный момент. При рассмотрении магнитного момента электрона используется магнетон Бора  $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_ec} = 0.5788 \cdot 10^{-14}$  МэВ/Гс, магнитный момент электрона  $\vec{\mu} = g \cdot \mu_B \cdot \vec{J}$ . Коэффициент  $g$  называется гиromагнитным отношением. Для электрона  $g = \frac{\vec{\mu}}{\mu_B \cdot \vec{J}} = 2$ , т.к.  $J = \frac{1}{2}\hbar$ , а  $\vec{\mu} = \mu_B \cdot \vec{J}$ .

В ядерной физике используется ядерный магнетон  $\mu_a = e\hbar/2m_pc$ , где  $m_p$  — масса протона.

### 3.2 Система Хэвисайда и ее связь с системой СГС

В системе Хэвисайда скорость света  $c$  и постоянная Планка  $\hbar$  полагаются равными единице, т.е.  $c = \hbar = 1$ . Основными единицами измерения являются энергетические единицы — МэВ или МэВ $^{-1}$ , в то время как в системе СГС основные единицы измерения — [г, см, с]. Воспользовавшись соотношениями:  $E = mc^2 = m = \text{МэВ}$ ,  $l = \frac{\hbar}{mc} = m^{-1} = \text{МэВ}^{-1}$ ,  $t = \frac{\hbar}{mc^2} = \text{МэВ}^{-1}$ , получим связь между системой Хэвисайда и системой СГС в виде:

- $m (\text{г}) = m (\text{МэВ}) \cdot 2 \cdot 10^{-27}$ ;
- $l (\text{см}) = l (\text{МэВ}^{-1}) \cdot 2 \cdot 10^{-11}$ ;
- $t (\text{с}) = t (\text{МэВ}^{-1}) \cdot 6.6 \cdot 10^{-22}$ .

Система Хэвисайда применяется в физике высоких энергий для описания явлений, происходящих в микромире, и основана на использовании *естественных констант*  $c$  и  $\hbar$ , которые являются определяющими в релятивистской и квантовой механике.

Числовые значения соответствующих величин в системе СГС для электрона и протона приводятся в табл. 8 и могут быть использованы для перехода из одной системы в другую.

Таблица 8: Числовые значения величин в системе СГС  
для электрона и протона

Величины	Электрон	Протон
Длина $\hbar/mc$	$3.862 \cdot 10^{-11}$ см	$2.103 \cdot 10^{-14}$ см
Время $\hbar/mc^2$	$1.288 \cdot 10^{-21}$ с	$7.015 \cdot 10^{-25}$ с
Масса $m$	$9.109 \cdot 10^{-28}$ г	$1.6726 \cdot 10^{-24}$ г
Энергия $mc^2$	$8.187 \cdot 10^{-7}$ эрг $0.511$ МэВ	$1.503 \cdot 10^{-3}$ эрг $938.26$ МэВ

### 3.3 Планковские (естественные) единицы

При рассмотрении гравитационных эффектов для измерения энергии, массы, длины и времени вводится планковская шкала. Если гравитационная энергия объекта равна его полной энергии, т.е.

$$\frac{G \cdot M^2}{r} = Mc^2, \quad r = \lambda = \frac{\hbar}{Mc},$$

то длина  $L_{\text{Пл.}} = \frac{\hbar}{M_{\text{Пл.}}c} = 1.6 \cdot 10^{-33}$  см,  
 масса  $M_{\text{Пл.}} = \sqrt{\frac{\hbar c}{G_N}} = 2.2 \cdot 10^{-5}$  г =  $1.2 \cdot 10^{19}$  ГэВ,  
 время  $T_{\text{Пл.}} = \frac{\hbar}{M_{\text{Пл.}}c^2} = 5.4 \cdot 10^{-44}$  с,  
 где  $G_N = \frac{L_{\text{Пл.}}^2}{M_{\text{Пл.}}T_{\text{Пл.}}^2} = 6.67 \cdot 10^{-8}$  см<sup>2</sup> г<sup>-1</sup> с<sup>-2</sup>.

Гравитационные эффекты существенны, когда гравитационная энергия объекта сравнима с его полной энергией.

### 3.4 Экспериментальная техника — ускорительные комплексы

В основе современных представлений о строении материи лежит глубокий теоретический анализ экспериментальных данных, накопленных в течение последних десятилетий в различных лабораториях мира. Эксперименты проводились с использованием сложнейшей экспериментальной техники.

Главным инструментом, позволяющим изучить структуру вещества, является ускоритель, создающий частицы столь высокой энергии, что они способны проникнуть в глубинные области изучаемого микрообъекта.

Ускоритель частиц можно сравнить с микроскопом. Из классической оптики известно, что для изучения структуры объекта, имеющего размер  $d$ , его надо облучить светом, длина волны которого  $\lambda$  существенно меньше этого размера, т.е.  $\lambda \ll d$ . В основе квантовой (волновой) физики, оперирующей с представлением о частице как о волновом пакете, лежит полученное Де Броилем соотношение между длиной волны  $\lambda$  и импульсом  $p$ , который имеет частица:  $\lambda = \frac{\hbar}{p}$ , где  $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ ,  $\hbar$  — постоянная Планка,  $h = 6,6 \cdot 10^{-34}$  эрг·с. Отсюда следует, что частица имеет тем меньшую длину волны, чем большие ее импульс. Понятно поэтому стремление экспериментаторов построить ускорители, способные ускорять частицы до все более высоких энергий.

В настоящее время в мире работает несколько таких машин, ускоряющих заряженные частицы (электроны, протоны, антипротоны и ядра) до очень высоких энергий. Многие действующие ускорители работают как в режиме выведенных пучков (когда ускоренные частицы направляются на неподвижную мишень), так и в режиме коллайдеров (когда две частицы, ускоренные до высоких энергий, сталкиваются одна с другой).

Энергетически более выгодным оказывается режим коллайдера, когда сталкиваются два протона, ускоренные до энергии  $E_1^*$  и  $E_2^*$ . В

этом случае суммарная энергия столкновения в системе центра масс  $E_1^* + E_2^*$  связана с энергией  $E$  одного из протонов, когда другой неподвижен (т.е. в лабораторной системе), соотношением:  $E = (E_1^* + E_2^*)^2 / 2m_p$ , где  $m_p \approx 1$  ГэВ/с<sup>2</sup> — масса протона (1 ГэВ =  $10^9$  эВ; 1 эВ =  $1.6 \cdot 10^{-19}$  Дж). Энергия каждого из соударяющихся протонов (900 ГэВ + 900 ГэВ), достигнутая на ускорителе в лаборатории им. Э.Ферми (США), является до 2007 года максимальной и соответствует энергии  $E = 1.62 \cdot 10^6$  ГэВ в лабораторной системе координат.

Впервые коллайдер, в котором сталкивались электроны и позитроны, был построен в Новосибирске и работает до настоящего времени (ВЭП-2М). Энергия каждого из пучков была 0.7 ГэВ. С 1994 года энергия электронов и позитронов в Новосибирском коллайдере равна 6 ГэВ (ВЭП-4М).

В Европейском центре ядерных исследований (ЦЕРН, Швейцария) работает комплекс ускорителей. Сначала был построен *протонный синхротрон PS*, ускоряющий протоны до энергии  $\sim 30$  ГэВ. Затем ускоритель PS стал использоваться как инжектор для *ускорителя SpS*. Этот ускоритель некоторое время работал в коллайдерном режиме. Тогда он назывался *SpS-коллайдер*. Энергия каждого из соударяющихся нуклонов (протона  $p$  и антипротона  $\bar{p}$ ) на этом ускорителе была равна 315 ГэВ. Далее *SpS* ускоритель стал ускорять электроны и позитроны и использоватьсь как инжектор для ускорителя LEP — большого электрон-позитронного коллайдера. В каскаде ускорителей (PS, SpS, LEP) ускорялись электроны и позитроны до энергии 100 ГэВ. На рис. 14 изображена схема этого комплекса, а на рис. 15 его расположение на географической карте.

В 2001 году приостановлены эксперименты на ускорителе LEP и начат монтаж аппаратуры для нового ускорителя — Большого адронного коллайдера (LHC). Параметры этого ускорителя представлены на рис. 16.

## The CERN Accelerator Complex

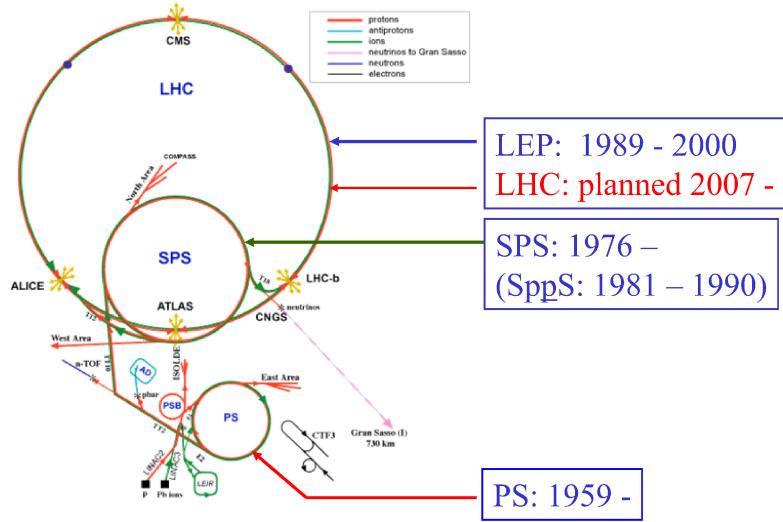


Рис. 14: Схематическое изображение комплекса ускорителей в ЦЕРН.

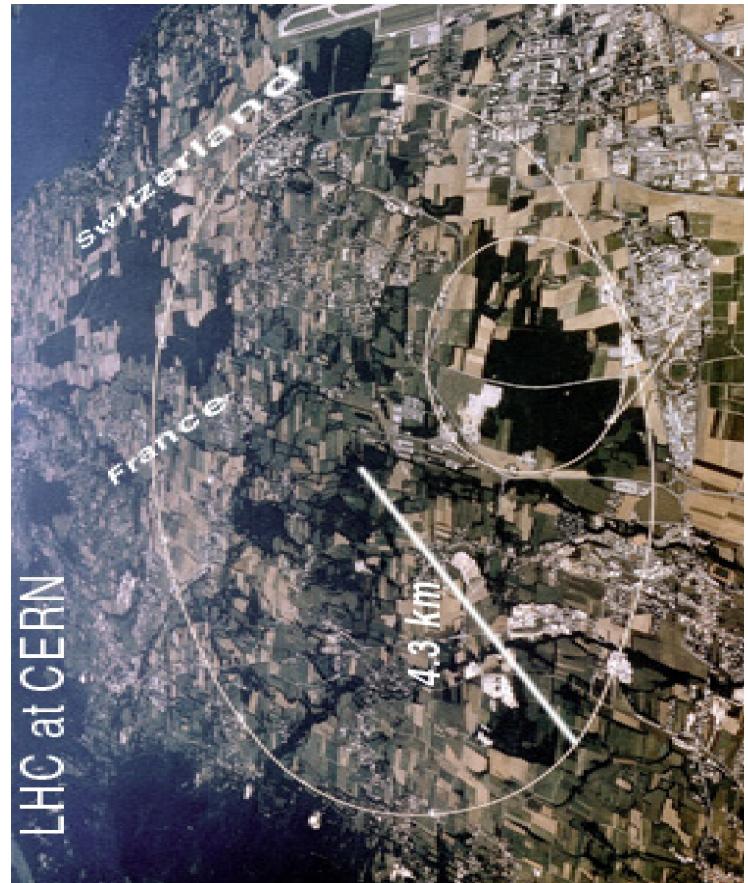


Рис. 15: Схематическое изображение комплекса ускорителей в ЦЕРН на географической карте. Радиус кольца ускорителя LHC  $R = 4.3$  км.

## LHC Parameters

Circumference	26 659 m
Beam energy	7 TeV
Injection energy	0.45 TeV
Filling time	6 minutes
Acceleration period	1200 s
Beam lifetime	10 hours
Bunches per ring	2835
Bunch length	7.5 cm
Bunch radius	16 $\mu$ m
Time between bunch crossings	25 ns
Particles per bunch	$10.5 \times 10^{10}$

up to 20 pp collisions per bunch crossing

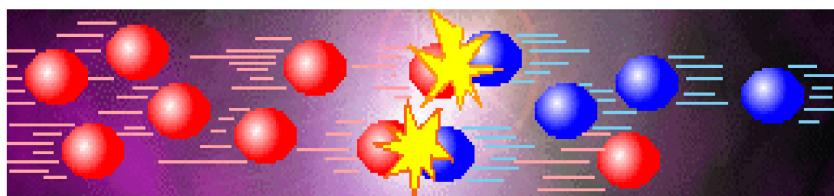


Рис. 16: Параметры коллайдера LHC.

На линейном ускорителе в Стенфордской национальной лаборатории (США), протяженность ускоряющего элемента которого составляла 3 км, были выполнены первые эксперименты по изучению структуры атомных ядер в опытах по рассеянию электронов на ядрах и протонах (рис. 17).

### Linac is the 2 mile Stanford Linear Accelerator

Electrons are accelerated up to

20 GeV

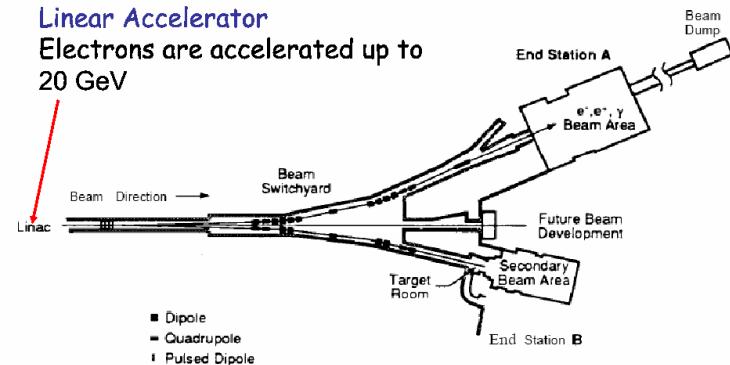


Рис. 17: Стенфордский линейный ускоритель и схема расположения установки для изучения структуры протонов.

Опыт по изучению структуры микрообъектов выглядит очень просто. Пробная частица-снаряд (например, электрон) налетает на частицу-мишень (например, атомное ядро) и после взаимодействия с частицей-мишенью регистрируются ее кинематические параметры: энергия, импульс, угол вылета, а также вероятность вылета электрона в элемент телесного угла  $d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta$ . Эта вероятность  $d\sigma/d\Omega$  называется дифференциальным эффективным сечением процесса. По этим экспериментально измеряемым величинам можно определить, какой импульс  $q$  был передан частице-снарядом при взаимодействии частице-мишени. При упругом рассеянии эту величину легко определить по углу рассеяния  $\theta^*$  в системе центра масс столкновения  $q = 2p \cdot \sin \frac{\theta^*}{2}$ , где  $p$  — импульс частицы-снаряда.

Серия экспериментов по изучению рассеяния электронов на ядрах закончилась в 50-х годах. Затем в 60-х годах были проведены первые измерения структуры протона при рассеянии электронов с энергией  $\sim 20$  ГэВ на неподвижной мишени, состоящей из протонов. В этих опытах было обнаружено, что внутри протона содержится много точечных образований — *партонов*.

В дальнейшем этот ускоритель был преобразован в SLC-коллайдер, состоящий из двух линейных элементов, в одном из которых ускорялись электроны, а в другом — позитроны, что позволило реализовать коллайдерный режим и столкнуть электроны и позитроны с энергией до 50 ГэВ каждый.

В Германии в крупной лаборатории вблизи Гамбурга сооружен комплекс электронных ускорителей, которые могут работать как в режиме выведенных пучков, так и в коллайдерном режиме. С 1991 года в этой лаборатории начал работать *первый в мире электрон-протонный коллайдер*: Hadron Electron Ring Accelerator — *HERA*. На этом ускорителе создана уникальная возможность изучать рассеяние электронов с энергией 30 ГэВ на протонах с энергией 820 ГэВ. В ближайшее десятилетие на этом ускорителе можно будет получать наиболее интересные данные как о структуре микрочастиц, так и о других особенностях процессов взаимодействия.

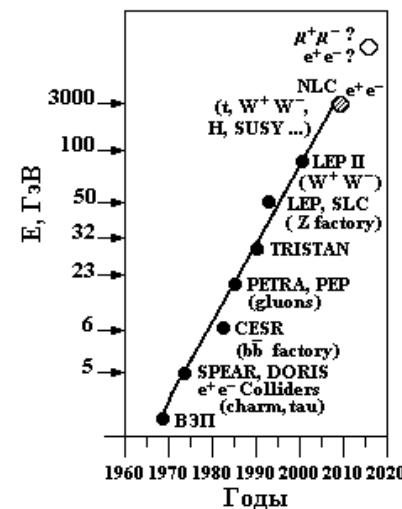
Очевидно, что для изучения структуры микрообъектов помимо высоких энергий облучающих частиц желательно, чтобы эти частицы-снаряды были как можно более простыми — бесструктурными образованиями. На современном уровне наших знаний такими частицами считаются лептоны: электрон, мюон,  $\tau$ -лептон и соответствующие им нейтрино. Среди лептонов наиболее доступен для экспериментов электрон. По всем современным экспериментальным данным он не имеет структуры, по крайней мере до расстояний  $\sim 10^{-16}$  см.

В 1959 году были построены первые адронные ускорители: У-10 в ОИЯИ (Дубна), PS в ЦЕРН и AGS в США. Все эти ускорители работают до сих пор. Ускоритель PS является инжектором в ускорительном комплексе ЦЕРН. Кроме того, долгое время этот ускоритель направлял ускоренные протоны в пересекающиеся накопительные кольца (ISR), в которых реализовывался коллайдерный режим. Ускоритель AGS служит инжектором для коллайдера RHIC, в котором сталкиваются атомные ядра. Ускоритель У-70, построенный в Протвино вблизи Серпухова, долгое время ускорял протоны до наиболее высоких энергий (70 ГэВ). Ускоритель SpS сначала работал в режиме выведенных пучков, а с 1981 года — в коллайдерном режиме (SpS).

На рис. 18 представлено, как изменялась во времени ускорительная техника.

В табл. 9 показаны параметры работающих коллайдеров и строящегося коллайдера LHC.

### Электронные ускорители



### Адронные ускорители

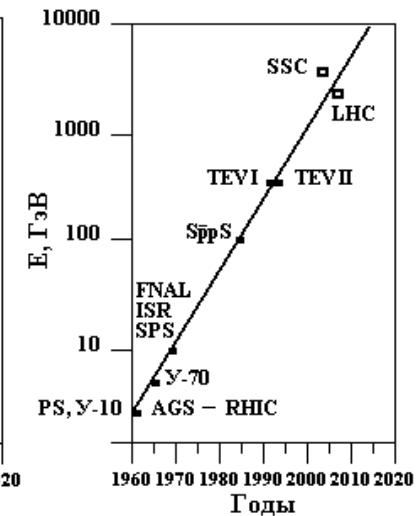


Рис. 18: Развитие во времени ускорителей высоких энергий. Значками отмечены действующие ускорители высоких энергий в разные периоды времени.

Таблица 9: Параметры коллайдеров высоких энергий:  
 $ep$ ,  $p\bar{p}$  и  $pp$

Ускорители	HERA (DESY)	SppS (CERN)	TEVATRON (Fermilab)	LHC (CERN)	
Начало работы	1992 г.	1981 г.	1987 г.	2007 г.	
Соударящиеся частицы	$ep$	$p\bar{p}$	$p\bar{p}$	$pp$	Pb-Pb
Макс. энергия пучка (ТэВ)	$e: 0.030$ $p: 0.02$	0.315	1.0	7.0	2.76 ТэВ/н
Светимость ( $10^{30} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ )	14	6	210	$1.0 \times 10^4$	0.002
Разрешение по энергии ( $10^{-3}$ )	$e: 0.91$ $p: 0.2$	0.35	0.09	0.1	0.1

### 3.5 Методы измерения поперечных сечений в разных типах взаимодействий

Поперечное сечение, определяющее вероятность процесса, является основной характеристикой процесса взаимодействия.

В ядерной физике все процессы описываются с помощью поперечных сечений. Рассмотрим методы измерения этой характеристики (рис. 19).

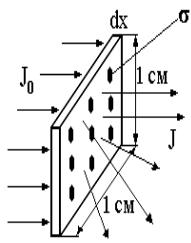


Рис. 19: Схема измерения поперечных сечений.

Мишень содержит  $N$  [ядер/см<sup>3</sup>] вещества. Толщина мишени  $dx$  содержит  $N \cdot dx$  [ядер/см<sup>2</sup>]. Тогда частицы  $J_0$ , падающие на мишень и пересекающие ее, будут выбывать из пучка из-за столкновений, и интенсивность пучка будет изменяться на величину  $dJ$

$$dJ = -J_0 \cdot \sigma \cdot N \cdot dx,$$

где  $\sigma \cdot N \cdot dx$  — доля площади мишени, занятая ядрами. Изменение интенсивности пропорционально  $J_0 \cdot N \cdot dx$  с коэффициентом пропорциональности  $\sigma$  — эта величина называется ядерным поперечным сечением мишени для частиц пучка. Интенсивность частиц, прошедших без взаимодействия через мишень толщиной  $x$ ,  $J(x) = J_0 e^{-N\sigma x}$ . Величину  $N \cdot \sigma = \mu$  называют коэффициентом поглощения, а  $\lambda = 1/\mu$  — средним свободным пробегом:  $\frac{J(x)}{J_0} = e^{-N\sigma x} = e^{-\frac{x}{\lambda}}$ . Интенсивность частиц, провзаимодействовавших в мишени,  $J_{\text{вз.}} = J_0(1 - e^{-N\sigma x})$ .

Поперечное сечение для ядерных мишеней может описывать разные процессы:

*упругое рассеяние (el)*  
 $a + A \rightarrow a + A;$

*квазиупругое рассеяние (qel)*  
 $a + A \rightarrow a + A' + a'_i;$

*неупругое взаимодействие (inel)*  
 $a + A \rightarrow a + A'' + b_i.$

На рис. 20 представлены диаграммы Фейнмана для этих процессов.

Полное поперечное сечение  $\sigma_{tot} = \sigma_{el} + \sigma_{qel} + \sigma_{inel}$ .

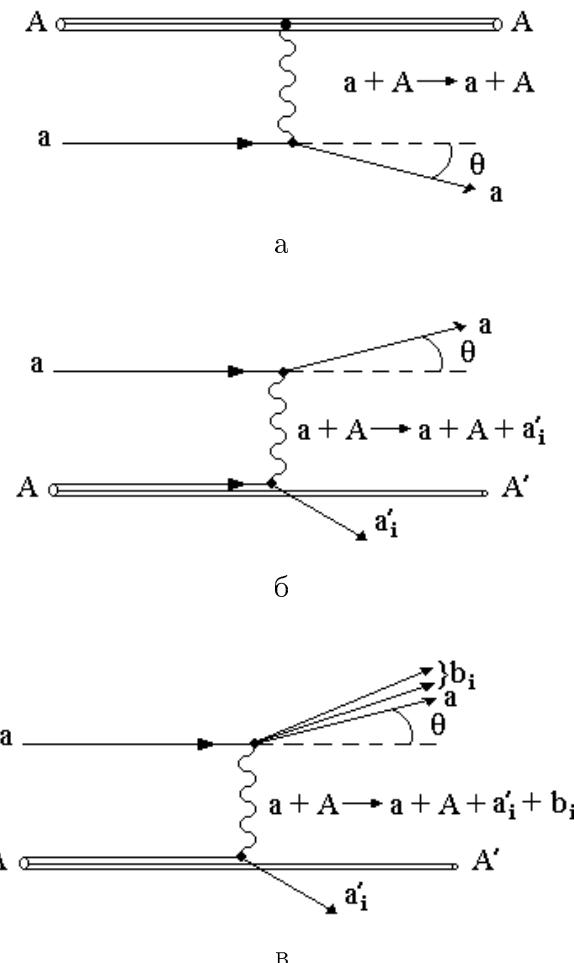


Рис. 20: Диаграммы Фейнмана для рассматриваемых процессов: а — упругое рассеяние; б — квазиупругое рассеяние; в — неупругое рассеяние.

- Можно определить поперечное сечение рассеяния частиц в заданный элемент телесного угла  $d\Omega(\theta, \varphi)$

$$dJ_0(\theta, \varphi) = \frac{d\sigma(\theta, \varphi)}{d\Omega} \cdot J_0 \cdot N \cdot dx \cdot d\Omega,$$

$$d\Omega = 2\pi \sin \theta \cdot d\theta.$$

- Можно также рассматривать изменение интенсивности пучка в интервале по энергии  $E, E + dE$

$$dJ_0(E, dE) = \frac{d\sigma}{dE} \cdot J_0 \cdot N \cdot dx \cdot dE.$$

- Дважды дифференциальное поперечное сечение

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega \cdot dE}$$

определяет процесс взаимодействия, в результате которого изменяется угол и энергия частиц после взаимодействия.

Поперечное сечение измеряется в барнах ( $10^{-24} \text{ см}^2$ ), в барнах/степени радиан или в более мелких единицах:  $\text{mб} = 10^{-27} \text{ см}^2$ ,  $\mu\text{б} = 10^{-30} \text{ см}^2$ ,  $r\text{б} = 10^{-33} \text{ см}^2$ , ... .

Все основные эксперименты в ядерной физике сводятся к измерению поперечных сечений, которые характеризуют вероятности процессов взаимодействия.

Способы измерения поперечных сечений основаны на измерении потоков частиц, упавших на мишень  $J_0$  и прошедших через мишень  $J(x, \theta)$ .

### 3.6 Методы измерения поперечных сечений в сильных взаимодействиях

#### Метод пропускающих счетчиков

Этот метод применяется на ускорителях с выведенными на неподвижную мишень пучками. На рис. 21 показана схема расположения детекторов установки для измерения поперечного сечения на ускорителе У-70. Детектор состоит из набора сцинтилляционных счетчиков для мониторирования пучка, черенковского счетчика С для идентификации частиц с разрешением по скорости  $\Delta\beta \sim 10^{-6}$ , мишени и системы пропускающих счетчиков ( $T_1 \div T_{12}$ ) разного размера. В эксперименте в Серпухове жидкокристаллическая мишень имела длину 3 м и содержала  $21 \text{ г}/\text{см}^2$  водорода.

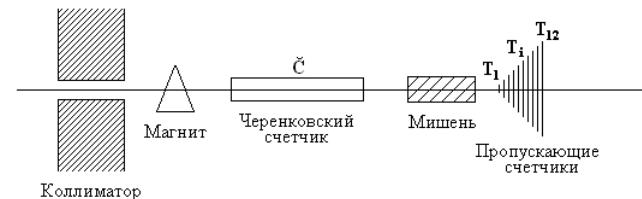


Рис. 21: Схема расположения детекторов на выведенном пучке для измерения поперечных сечений.

Каждый пропускающий счетчик регистрировал частицы в определенном интервале передаваемого импульса  $|t_i|$ .

Экспериментальные данные показаны на рис. 22.

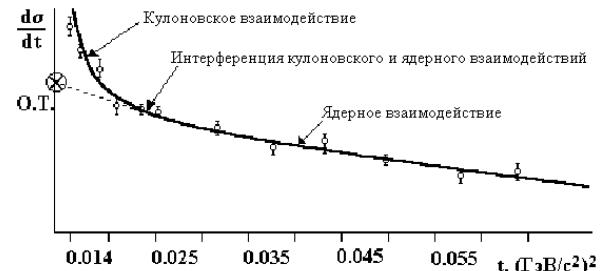


Рис. 22: Дифференциальное сечение взаимодействий в зависимости от квадрата переданного 4-импульса  $t = 4p_0^2 \cdot \sin^2 \frac{\theta}{2}$ . О.Т. — оптическая точка.

Результат аппроксимируется выражением

$$\frac{d\sigma}{dt} = |C^2 + D^2 + A^2 + 2CD|$$

( $C$  — кулоновское взаимодействие;  $D$  — действительная часть,  $A$  — минимая часть амплитуды, описывающей ядерное взаимодействие;  $CD$  — кулон-ядерная интерференция). Отсюда определяется сечение  $\sigma(t_i) = (\frac{d\sigma}{dt})_{t=t_i}$ . В разных интервалах  $t_i$  работают разные процессы взаимодействия. При  $t_i < 0.015$  проявляется кулоновское взаимодействие. В области  $0.015 < t_i < 0.025$  возникает интерференция кулоновского и ядерного взаимодействий. При  $t_i > 0.025$  работает ядерное взаимодействие.

Экстраполируя ход сечения для ядерного взаимодействия к  $t = 0$ , получаем оптическую точку (О.Т.).

Далее для определения  $\sigma_{tot}$  может быть использована оптическая теорема. Оптическая теорема связывает полное сечение с мнимой частью амплитуды упругого рассеяния вперед

$$\sigma_{tot}^2 = \frac{16\pi}{\hbar^2(1+\rho^2)} \left( \frac{d\sigma}{dt} \right)_{t=0}^{\text{О.Т.}},$$

где  $\rho$  — отношение реальной части к мнимой части амплитуды упругого рассеяния вперед,  $\rho = \frac{\text{Re}f_{el}(s, 0)}{\text{Im}f_{el}(s, 0)}$ ,  $f_{el}(s, t = 0) = D(s, t) + iA(s, t)$ .

Можно определить полное сечение с использованием оптической теоремы другим путем, измеряя число упругих  $N_{el}$  и неупругих  $N_{inel}$  взаимодействий:

$$N_{el} + N_{inel} = \mathcal{L}\sigma_{tot},$$

где  $\mathcal{L}$  — светимость,  $\sigma_{tot}$  — полное сечение.

Оптическая точка  $\left( \frac{dN_{el}}{dt} \right)_{t=0}$  определяется на опыте и связана с полным сечением соотношением

$$\left( \frac{dN_{el}}{dt} \right)_{t=0} = \mathcal{L} \left( \frac{d\sigma}{dt} \right)_{t=0} = \mathcal{L} \frac{\sigma_{tot}^2(1+\rho^2)}{16\pi}.$$

Заменяя  $\mathcal{L}\sigma_{tot}$  измеряемыми на опыте величинами  $N_{el}$  и  $N_{inel}$ , получим полное сечение

$$\sigma_{tot} = \frac{16\pi}{(1+\rho^2)} \frac{(dN_{el}/dt)_{t=0}}{N_{el} + N_{inel}}.$$

Способы определения величин  $\left( \frac{dN_{el}}{dt} \right)_{t=0}$ ,  $N_{el}$ ,  $N_{inel}$  зависят от конкретных условий эксперимента и различаются в экспериментах с выведенными пучками и в коллайдерных экспериментах.

### Метод измерения полного сечения на ускорителе с пересекающимися пучками по светимости пучков

Если известна светимость пучка  $\mathcal{L}$ , то число взаимодействий

$$N = \sigma_{tot} \cdot \mathcal{L}, \text{ где } \mathcal{L} = \frac{I_1 I_2}{c \cdot e \cdot ce} \cdot \frac{c}{h_{\text{эфф.}} \tan \frac{\alpha}{2}},$$

$$\frac{1}{h_{\text{эфф.}}} = \frac{\int \rho_1(z) \cdot \rho_2(z) dz}{\int \rho_1(z) dz \int \rho_2(z) dz}.$$

$I_1, I_2$  — токи в пучках 1 и 2;  $c$  — скорость света;  $\alpha$  — угол между пучками;  $\rho_1(z), \rho_2(z)$  — плотности потоков в пучках 1 и 2.

Точность измерения  $\mathcal{L}$  невысока ( $\sim 0.5\%$ ). Необходимо использовать 4π-геометрию вокруг точки пересечения, чтобы увеличить точность измерения  $h_{\text{эфф.}}$ .

### Измерение сечений pp-взаимодействий на встречных пучках с использованием Римских горшков

Измерения сечений с использованием оптической теоремы более точны, но в случае пересекающихся пучков требуется использовать детекторы, максимально приближающиеся к пучку, чтобы измерить  $\frac{d\sigma}{dt}$  при самых малых углах рассеяния. С этой целью используются детекторы, помещенные внутрь специальных цилиндров, получивших название “Римские горшки”, т.к. впервые были использованы физиками, работающими в Риме. Поперечное сечение такого цилиндра, обозначенного RP, показано на рис. 23. Там же показано расположение Римских горшков относительно соударяющихся пучков протонов.

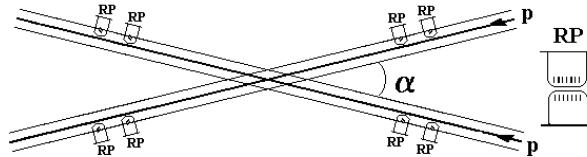


Рис. 23: Схема пересечения пучков протонов под углом  $\alpha$  (RP — Roman Pots).

Метод с использованием Римских горшков основан на одновременной регистрации упругого рассеяния  $N_{el}$  при низких  $t$  и числа неупругих взаимодействий  $N_{inel}$ .

Поскольку Римские горшки расположены близко к траектории соударяющихся протонов, то с их помощью можно зарегистрировать протоны после упругого соударения. Такие протоны отклоняются от первоначального направления движения на очень малые углы. Детекторы, расположенные внутри Римских горшков, должны регистрировать протоны, движущиеся после столкновения под такими малыми углами.

Количество упругих взаимодействий  $N_{el}$  фиксируется в зависимости от угла рассеяния протонов  $\theta$ , т.е. в зависимости от  $t$ . Поэтому детекто-

ры внутри Римских горшков должны иметь хорошее пространственное разрешение.

Кроме этих устройств в экспериментальной установке должны присутствовать детекторы, позволяющие регистрировать количество неупругих взаимодействий  $N_{inel}$ .

Этот способ измерения поперечных сечений коррелирует с предыдущим способом — измерением сечений по интегральной светимости  $\mathcal{L}$ , т.к.  $\mathcal{L}\sigma_{tot} = N_{el} + N_{inel}$ .

Оптическая теорема, которая связывает полное сечение с мнимой частью амплитуды упругого рассеяния вперед, приводит к следующим соотношениям:

$$\left(\frac{dN_{el}}{dt}\right)_{t=0} = \mathcal{L} \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{t=0} = \mathcal{L} \frac{\sigma_{tot}^2(1+\rho^2)}{16\pi}.$$

Комбинируя эти соотношения, можно исключить машинную светимость  $\mathcal{L}$ , и полное сечение в зависимости от измеряемых величин будет определяться по формуле

$$\sigma_{tot} = \frac{16\pi}{(1+\rho^2)} \frac{(dN_{el}/dt)_{t=0}}{N_{el} + N_{inel}},$$

где  $\rho = \frac{Re f(0)}{Im f(0)}$  — отношение реальной части амплитуды упругого рассеяния вперед  $f(0)$  к ее мнимой части. Отношение  $\rho(\sqrt{s})$  определяется независимо.

### Метод измерения сечений в космических лучах

Во всех методах измерения сечений в космических лучах используется экспоненциальная зависимость:

$$N(x) = N_0 \exp(\sigma \cdot nx),$$

где  $N_0$  — число частиц, упавших на слой  $x$ ,  $N(x)$  — число частиц, прошедших без взаимодействия слой  $x$ ,  $\sigma$  — поперечное сечение взаимодействий,  $n$  — число слоев  $x$ .

Постановка эксперимента меняется в зависимости от энергии  $E_0$  первичной частицы.

**$E_0 \leq 10^{12}$  эВ** Эксперименты выполняются с использованием калориметрических установок, располагающихся на горах. Схема постановки эксперимента и ее результат показаны на рис. 24.

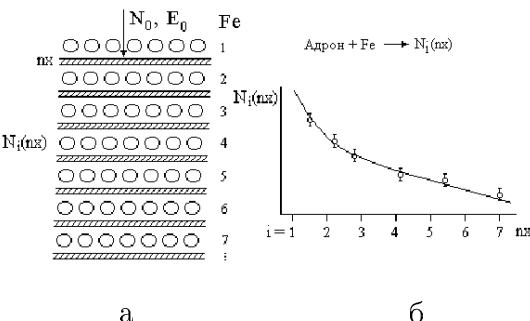


Рис. 24: Схема постановки эксперимента: а — калориметр для измерения поперечного сечения при энергии  $E_0 \leq 10^{12}$  эВ; б — число частиц  $N_i(nx)$ , зарегистрированных в калориметре под слоем  $(nx)$ .

Среди частиц  $N_0$ , падающих на калориметрические устройства, могут присутствовать любые адроны, образующиеся в атмосфере Земли над экспериментальной установкой. В качестве мишней используются поглотители, помещенные между детекторами частиц. Это могут быть графитовые, железные или свинцовые мишени. Таким образом, в этих экспериментах изучаются сечения взаимодействия адронов с различными атомными ядрами. В калориметрах фиксируется взаимодействие упавшего адрона с ядром мишени. Изучаются изменения числа таких взаимодействий с глубиной калориметра.

Экспоненциальная зависимость числа частиц, зарегистрированных под слоем  $(nx)$ , позволяет определить поперечное сечение  $\sigma$  адрон-ядерного взаимодействия.

**$E_0 \rightarrow 10^{16}$  эВ** На рис. 25 иллюстрируются процессы взаимодействия первичной частицы космического излучения в экспериментах для изучения поперечных сечений.

Использование калориметров с площадью  $\sim 10 \times 10 \text{ м}^2$ , расположенных на горах (на высоте более 5 км), позволяет измерить поперечные сечения при более высоких энергиях вплоть до  $10^{16}$  эВ. В этом случае регистрируются частицы, прошедшие без взаимодействия через атмосферу Земли и провзаимодействовавшие в калориметре (рис. 25а). Отсутствие сигналов в детекторах, расположенных вокруг калориметра, свидетельствует о том, что первичная частица в атмосфере не провзаимодействовала.

При переходе к еще более высоким энергиям калориметрические измерения становятся затруднительными и в качестве мишени используется атмосфера Земли.

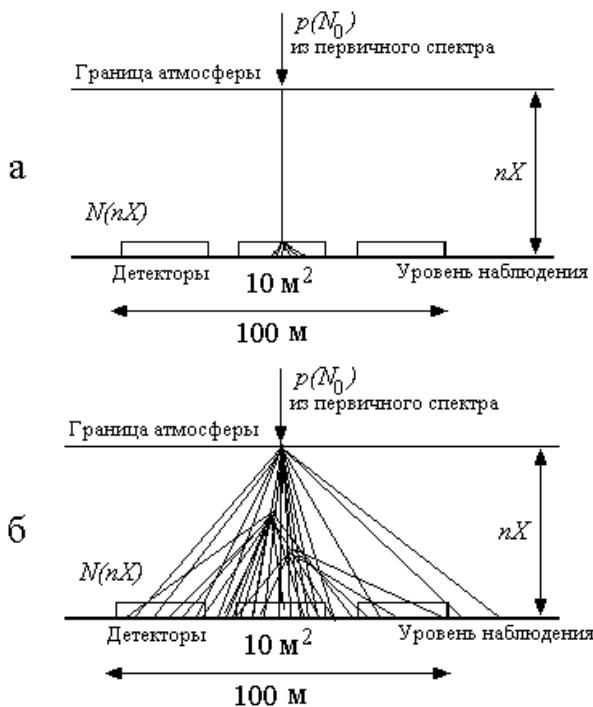


Рис. 25: Схема предполагаемых процессов взаимодействия первичных частиц космического излучения в атмосфере Земли: а — первичная частица, донесядая до уровня наблюдения без взаимодействия, провзаимодействовала в калориметре; б — первичная частица провзаимодействовала в атмосфере Земли.

В этом случае первичные космические частицы (большинство из которых протоны), проходя через атмосферу Земли, генерируют ливни, которые регистрируются большим количеством детекторов, располагающихся на уровне наблюдения (рис. 25б).

В обоих случаях помимо факта регистрации взаимодействия (в калориметре или в атмосфере Земли) требуется знание энергетического спектра первичного космического излучения.

$E_0 > 10^{16}$  эВ Для измерения сечений взаимодействий частиц с энергией  $E_0 > 10^{16}$  эВ используются данные по регистрации числа широких атмосферных ливней (ШАЛ)  $N_{\text{ШАЛ}}$  на глубине  $nX$ . Для этой цели применяются установки, детекторы которых покрывают площади до  $10^6 \text{ м}^2$  и выше (рис. 26).

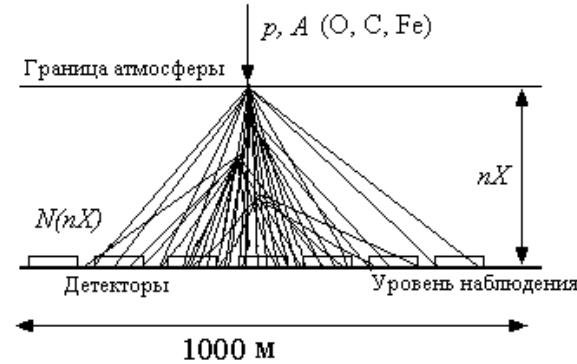


Рис. 26: Использование широких атмосферных ливней (ШАЛ) для измерения сечений частиц с энергией от  $10^{16}$  до  $10^{20}$  эВ.  $N(nX) = N_0(1 - e^{-\sigma nX})$ .

С помощью таких установок могут быть измерены сечения вплоть до энергий  $10^{20}$  эВ. В настоящее время проводятся эксперименты для уточнения спектра первичного космического излучения до столь высоких энергий. Измерение сечений при таких энергиях пока не выполнено.

## 4 Методы анализа процессов взаимодействия

### 4.1 Системы координат. Преобразования Лоренца

Для описания процессов соударения частиц  $a$  и  $b$  с образованием частиц  $c_i$

$$a + b \rightarrow a' + b' + c_1 + c_2 + \dots + c_n$$

наиболее часто применяются четыре системы координат:

- лабораторная или  $L$ -система (ЛАБ);
- симметричная или  $S$ -система (СИМ);
- система центра масс или  $C$ -система (СЦМ);
- зеркальная или  $M$ -система (ЗЕРК).

В лабораторной системе мишень покоятся, т.е.  $p_b = 0$ ,  $E_b = m_b c^2$ , а 4-импульсы взаимодействующих частиц будут  $\mathcal{P}_a\{p_a, E_a/c\}$  и  $\mathcal{P}_b\{0, m_b c\}$ .

В симметричной системе сумма импульсов вторичных заряженных частиц равна нулю:  $\Sigma_{\text{зар}} p_i = 0$ .

Система центра масс — это система, в которой сумма импульсов сталкивающихся частиц равна нулю:

$$p_a^* + p_b^* = 0$$

(параметры частиц в этой системе будем обозначать знаком \*).

Так, эксперименты на встречных пучках (ISR, ЦЕРН) проводятся в системе, близкой к СЦМ (пучки пересекаются под малым углом  $15^\circ$ ).

В зеркальной (или антилабораторной) системе покоятся налетающая частица, т.е.  $p_a = 0$ ,  $E_a = m_a c^2$ , а 4-импульсы сталкивающихся частиц есть  $\mathcal{P}_a\{0, m_a c\}$  и  $\mathcal{P}_b\{p_b, E_b/c\}$ .

Из приведенных выше определений систем отсчета видно их отношение к состоянию движения первичных частиц: в  $L$ -системе практически вся полная энергия системы сосредоточена до столкновения на частице  $a$ , в  $M$ -системе — на частице  $b$ , в  $C$ -системе сталкивающиеся частицы равноправны, эта система наиболее часто употребляется для описания процесса соударения.

Измерения обычно ведутся в лабораторной системе, а для анализа эксперимента используются другие системы.

Переход из одной системы координат в другую осуществляется с помощью преобразований Лоренца. В физике высоких энергий и физике космических лучей экспериментатор имеет дело со скоростями частиц, близкими к скорости света. Поэтому при переходе от одной системы отсчета к другой нужно пользоваться релятивистскими формулами преобразования в четырехмерном пространстве.

Как известно, релятивистская механика формулируется в четырехмерном пространстве, где сохраняется длина четырехмерного вектора. Другими словами, длина четырехмерного вектора с координатами  $x, y, z, ct$  является лоренц-инвариантом. Преобразования Лоренца устанавливают связь между координатами 4-вектора в лабораторной системе  $(x, y, z, ct)$  с его координатами в движущейся системе, например  $C$ -системе  $(x^*, y^*, z^*, ct^*)$ .

Переход из  $C$ -системы в  $L$ -систему осуществляется с помощью матрицы

$$L^{-1} = \begin{vmatrix} \gamma_c & 0 & 0 & \gamma_c \beta_c \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ \gamma_c \beta_c & 0 & 0 & \gamma_c \end{vmatrix}.$$

Если  $A$  — 4-вектор с координатами  $\{x_1 x_2 x_3 x_4\}$  в  $L$ -системе, то  $A = L^{-1} A^*$ , где  $A^*\{x_1^* x_2^* x_3^* x_4^*\}$  — 4-вектор в  $C$ -системе.

Аналогичен переход из  $L$ -системы в  $C$ -систему:

$$A^* = L \cdot A,$$

$$\text{где } L = \begin{vmatrix} \gamma_c & 0 & 0 & -\gamma_c \beta_c \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ -\gamma_c \beta_c & 0 & 0 & \gamma_c \end{vmatrix} \text{ — матрица перехода.}$$

Пусть  $C$ -система движется так, что ее скорость  $v$  направлена вдоль оси  $x^*$  и совпадает с направлением оси  $x$  лабораторной системы. При этом связь координат в  $L$ - и  $C$ -системах выразится соотношениями

$$x = \gamma_c(x^* + vt^*), \quad y = y^*, \quad z = z^*, \quad t = \gamma_c \left( t^* + \frac{v}{c^2} x' \right),$$

где

$$\gamma_c = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \frac{E}{mc^2}.$$

Для перевода 4-импульса  $\mathcal{P}^*(p_x^* p_y^* p_z^* E^*)$  из  $C$ -системы в  $L$ -систему

$$\begin{vmatrix} p_x \\ p_y \\ p_z \\ E \end{vmatrix} = L^{-1} \begin{vmatrix} p_x^* \\ p_y^* \\ p_z^* \\ E^* \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \gamma_c & 0 & 0 & \gamma_c \beta_c \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ \gamma_c \beta_c & 0 & 0 & \gamma_c \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} p_x^* \\ p_y^* \\ p_z^* \\ E^* \end{vmatrix}.$$

После применения матрицы  $L^{-1}$  получаем для отдельных компонент 4-импульса следующие соотношения:  $p_x = \gamma_c(p_x^* + \beta_c E^*)$ ,  $p_y = p_y^*$ ,  $p_z = p_z^*$ ,

$$E = \gamma_c(E^* + \beta_c p_x^*).$$

Для перевода 4-импульса  $\mathcal{P}(p_x p_y p_z E)$  из  $L$ -системы в  $C$ -систему применяется матрица  $L$

$$\begin{vmatrix} p_x^* \\ p_y^* \\ p_z^* \\ E^* \end{vmatrix} = L \begin{vmatrix} p_x \\ p_y \\ p_z \\ E \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \gamma_c & 0 & 0 & -\gamma_c \beta_c \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ -\gamma_c \beta_c & 0 & 0 & \gamma_c \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} p_x \\ p_y \\ p_z \\ E \end{vmatrix}.$$

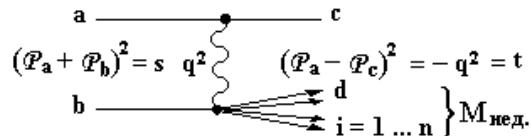
После этого получим для отдельных компонент 4-импульса:  $p_x^* = \gamma_c(p_x - \beta_c E)$ ,  $p_y^* = p_y$ ,  $p_z^* = p_z$ ,

$$E^* = \gamma_c(E - \beta_c p_x).$$

## 4.2 Инварианты лоренцевских преобразований

### 1. 4-импульс $\mathcal{P}\{\vec{p}, E\}$

квадрат 4-импульса  $\mathcal{P}^2 = E^2 - \vec{p}^2 = m^2$  является инвариантом



Все квадратичные формы 4-импульсов также являются инвариантами.

2. Инвариант квадрат эффективной массы  $M_{\text{inv}}^2 = (\sum \mathcal{P}_i)^2$ , для двух частиц:  $M_{ij}^2 = m_i^2 + m_j^2 + 2E_1 \cdot E_2 - 2\vec{p}_1 \cdot \vec{p}_2$ ;

$M_{ij}^2 = E_1 \cdot E_2 - \vec{P}_1 \cdot \vec{P}_2$ , если массами  $m_i$  и  $m_j$  можно пренебречь.

3. Недостающая масса  $M_{\text{нед.}}^2$  к частице  $c$  может быть вычислена по формулам  $M_{\text{нед.}}^2 = (\mathcal{P}_a + \mathcal{P}_b - \mathcal{P}_c)^2$ ;

$$M_{\text{нед.}}^2 = (\sum_i \mathcal{P}_i)^2.$$

4. Поперечный импульс  $p_\perp = p \cdot \sin \theta$  является инвариантной величиной. Поперечная масса  $\mu_{i\perp} = \sqrt{p_\perp^2 + m_i^2}$  используется для определения энергии  $E_i$  и продольного импульса  $p_\parallel$ :  $E_i = \mu_{i\perp} ch y_i$ ,  $p_\parallel = \mu_{i\perp} sh y_i$ , где  $y_i$  — быстрота.

5. Быстрота  $y = \frac{1}{2} \ln \frac{1+\beta}{1-\beta}$ ;  $y = \frac{1}{2} \ln \frac{E+p_\parallel}{E-p_\parallel} = \frac{1}{2} \ln \frac{E+pc \cos \theta}{E-pc \cos \theta}$ .

При  $p \approx E$  псевдобыстрота  $\eta = \frac{1}{2} \ln \frac{1+\cos \theta}{1-\cos \theta} = -\ln \tan \frac{\theta}{2}$ .

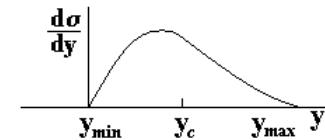
Для этих величин инвариантами являются интервалы  $\Delta y$  и  $\Delta \eta$ .

Распределение  $\frac{d\sigma}{dy}$  — инвариант с точностью до переноса системы координат:

$$\frac{d\sigma}{dy}, \quad y = y_c + y^*, \quad \Delta y \text{ — интервал.}$$

$$chy = \frac{1}{2}(e^y + e^{-y}),$$

$$shy = \frac{1}{2}(e^y - e^{-y}).$$



Определение границ изменения быстроты частицы “ $c$ ” в пределах от  $y_{\min}$  до  $y_{\max}$  дается соотношениями:

$$y_{\max} = y_a + \ln \frac{m_a}{\mu_{i\perp}}; \quad y_{\min} = y_{\max} - \ln \frac{s}{\mu_{i\perp}^2};$$

$$chy_{\min} = \ln \frac{\mu_{i\perp}}{m_b}.$$

6. Переменные Мандельштама  $s, t, u$  являются инвариантами:  $s = (\mathcal{P}_a + \mathcal{P}_b)^2$ ,  $t = (\mathcal{P}_a - \mathcal{P}_c)^2$ ,  $u = (\mathcal{P}_b - \mathcal{P}_c)^2$ .

7. Инвариантом лоренцевских преобразований является фазовый объем — область фазового пространства, разрешенная законами сохранения. Элемент фазового объема определяется через произведение дифференциалов 4-импульсов частиц.

С учетом законов сохранения элемент трехмерного инвариантного фазового объема можно представить в виде

$$\begin{aligned} d\Phi_i &= \prod_{i=1}^n \frac{d^3 p_i}{E_i} \delta^{(4)} \left( \mathcal{P}_a + \mathcal{P}_b - \sum_i \mathcal{P}_i \right) = \\ &= \prod_{i=1}^n \frac{d^3 p_i^*}{E_i^*} \delta^{(4)} \left( \mathcal{P}_a^* + \mathcal{P}_b^* - \sum_i \mathcal{P}_i^* \right), \end{aligned}$$

где  $\delta$ -функция учитывает закон сохранения 4-импульса.

Полный фазовый объем — это интеграл по всем импульсам частиц конечного состояния

$$\Phi(s) = \int d\Phi_i.$$

8. Переменная Фейнмана  $x_F = \frac{2p_\parallel^*}{\sqrt{s}}$  не является лоренцевским инвариантом, но часто используется для анализа экспериментальных данных. Ее связь с быстрой определяется соотношением

$$y^* = \ln \frac{x_F \sqrt{s}}{\mu_{i\perp}}.$$

## 9. Некоторые полезные соотношения

в  $C$ -системе:

$$s_{ab} = (\mathcal{P}_a^* + \mathcal{P}_b^*)^2 = m_a^2 + m_b^2 + 2(E_a^* \cdot E_b^* - \vec{p}_a^* \vec{p}_b^*);$$

в  $L$ -системе (если пренебречь массами сталкивающихся частиц):

$$s_{ab} \simeq 2(E_a \cdot E_b - p_a p_b)^2 \simeq 2E_a \cdot m_b \approx 2p_a m_b.$$

Отсюда  $E_a = \frac{s_{ab}}{2m_b}$ . Зная квадрат полной энергии в системе центра масс сталкивающихся частиц  $s_{ab}$ , можно определить эквивалентную энергию в лабораторной системе  $E_a$ .

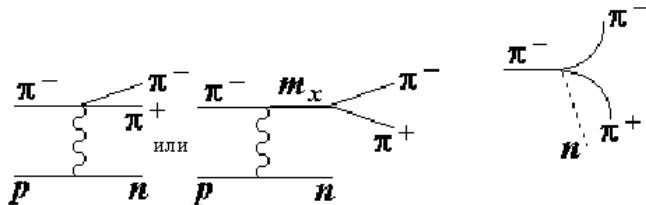
## 4.3 Применение кинематических соотношений для определения инвариантных масс частиц

Метод применяется для частиц со временем жизни  $\tau < 10^{-16}$  с. К этому классу частиц относятся резонансы, а также промежуточные состояния неизвестных частиц с массой  $m_x$ , быстро распадающихся на регистрируемые частицы.

Для резонансов  $\tau_x \sim 6 \cdot 10^{-24}$  с, а  $\beta \sim 1$ , при этом путь  $l \sim vt \sim 1.5$  фм ( $1.5 \cdot 10^{-13}$  см) измерить невозможно.

Метод позволяет различить рождение частиц без промежуточного состояния от рождения частиц через промежуточное состояние  $m_x$ :

В  $L$ -системе



Например, для реакции  $\pi^- p \rightarrow \pi^+ \pi^- n$  определяется инвариантная масса частиц  $\pi^+ \pi^-$  с использованием соотношения

$$M^2 c^4 = (\sum_i E_i)^2 - (\sum_i p_i)^2 c^2.$$

Инвариантная масса двух частиц

$$m_{1,2} = \frac{1}{c^2} [(E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2 c^2]^{1/2}.$$

На опыте определяются  $\vec{p}_1$  и  $\vec{p}_2$ ,  $E_{1,2} = \beta \int \frac{dE}{dx} dx$ .

Резонансный всплеск на фоне плавного распределения по фазовому объему свидетельствует о рождении  $\pi^+ \pi^-$ -мезонов через промежуточное состояние  $m_{1,2}$  (рис. 27).

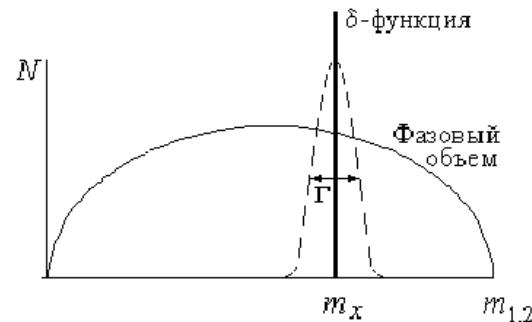


Рис. 27: Схематическое изображение распределения инвариантных масс по фазовому объему (плавная кривая) и резонансный всплеск ( $\delta$ -функция) в реакции  $\pi^- p \rightarrow n \pi^+ \pi^-$ ; пунктир — брейт-вигнеровский резонанс в системе  $\pi^+ \pi^-$ ,  $\Gamma$  — его полуширина.

При анализе рождения  $J/\psi$ -частиц использовался аналогичный метод. Получившийся спектр инвариантных масс для  $J/\psi$ -системы схематически показан на рис. 28.

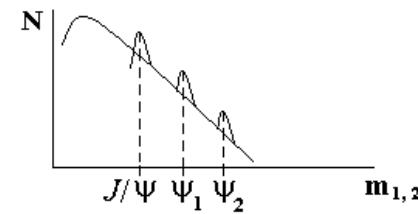


Рис. 28: Спектр инвариантных масс  $J/\psi$ -системы:  $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$  или  $\rightarrow e^+ e^-$ .

Масса  $J/\psi$ -частицы (а также частиц  $\psi_1$  и  $\psi_2$ ) определялась с использованием соотношения

$$m_\psi = \frac{1}{c^2} [(E_1 + E_2)^2 - (p_1 + p_2)^2 c^2]^{1/2},$$

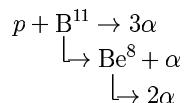
где индексы 1, 2 соответствуют  $\mu^+ \mu^-$  или  $e^+ e^-$  частицам.

В первых экспериментах по обнаружению  $J/\psi$ -частиц, состоящих из  $c\bar{c}$ -кварков, были определены  $m_{J/\psi} = 3000$  МэВ,  $m_{J_1} = 3770$  МэВ,  $m_{J_2} = 4040$  МэВ. Обнаруженная система получила название кваркно-ния и в последующем изучалась очень детально. Используя соотношение неопределенностей

$$\Delta t \cdot \Delta E \geq \hbar,$$

можно определить время жизни зарегистрированных частиц.  $\Delta E = \Gamma = \frac{\hbar}{\tau}$  есть полуширина резонансной кривой, отсюда  $\tau = \frac{\hbar}{\Gamma}$ . Оказалось, что  $\tau \sim 10^{-19}$  с.

Аналогичный метод может быть использован в физике ядра при анализе быстро протекающих ядерных процессов, например:



В этой реакции короткоживущим ядром является  $Be^8$ . Для него  $\tau_{Be} \sim 2 \cdot 10^{-16}$  с (рис. 29). Аналогично определяется масса  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ .

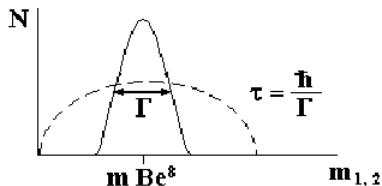


Рис. 29: Схематический вид распределения инвариантных масс для ядерной реакции  $Be^8 \rightarrow 2\alpha$ .

## 5 Структура материи

Для исследования структуры материи следует простейшую частицу направлять на частицу более сложную, структура которой неизвестна. Этот метод впервые использовал Э.Резерфорд в 1911 году, когда  $\alpha$ -частицу стал рассеивать на атоме и обнаружил атомное ядро. Сейчас нам известны бесструктурные частицы:  $e$ ,  $\mu$ ,  $\tau$  и их нейтрино, и мы можем изучать структуру материи, используя эти бесструктурные объекты.

### 5.1 Лептоны — точечные частицы

Сначала посмотрим, как было доказано, что лептоны *не* имеют структуры, т.е. являются истинно элементарными — иными словами, фундаментальными частицами.

При доказательстве отсутствия структуры у лептонов проявляется необыкновенная точность квантовой электродинамики. Среди современных теоретических моделей квантовая электродинамика — самая точная модель, описывающая процессы, происходящие в микромире. В связи с этим при рассмотрении других моделей реализуются подходы, использующиеся в квантовой электродинамике. Стандартная Модель в физике элементарных частиц включает квантовую электродинамику как свою основную составляющую. Рассмотрим, как доказывается отсутствие структуры у лептонов, и в первую очередь — у заряженных лептонов ( $e$ ,  $\mu$ ,  $\tau$ ).

Электрон — простейшая, бесструктурная частица материи. Доказательством служит величина гиromагнитного отношения — “ $g$ ”-фактора электрона. Эта величина может быть определена после измерения магнитного момента электрона.

Магнитный момент  $\vec{\mu} = g \cdot \mu_B \vec{J}$ , где  $\mu_B$  — магнетон Бора,

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2mc} = 0.5788 \cdot 10^{-14} \frac{\text{МэВ}}{\text{Гс}}.$$

По теории Дирака для точечной частицы  $\vec{\mu} = \vec{\mu}_B$ .

Для электрона спин  $J = \frac{1}{2}$ , отсюда  $g = 2$ , т.к.  $g = \frac{\mu}{\mu_B \cdot J}$ .

На опыте определяется, насколько “ $g$ ” отличается от 2, если электрон имеет магнитный момент, равный  $\mu_B$ . Теория Швингера (КЭД) предсказывает более точное значение “ $g$ ”-фактора.

Рассмотрим классический пример определения магнитного момента заряженной частицы (рис. 30).

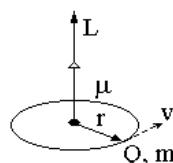


Рис. 30: Классическая схема для определения магнитного момента заряженной частицы.

$$\mu = \frac{1}{c} (\text{ток} \times \text{площадь}),$$

$$\mu = \frac{Q}{2mc} L$$

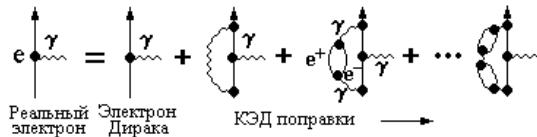
( $Q$  — электрический заряд,  $L$  — орбитальный момент),

$$\vec{\mu} = \frac{e}{2mc} \vec{J}; \quad g\text{-фактор},$$

$$\vec{\mu} = g \cdot \mu_0 \cdot \frac{\vec{J}}{\hbar}, \quad \mu_0 = \frac{e\hbar}{2mc} — \text{магнетон}.$$

Магнитный момент электрона складывается из нормального и аномального магнитных моментов. Нормальный магнитный момент определяется магнетоном Бора, аномальный магнитный момент возникает из-за квантово-электродинамических поправок.

Существование электрического поля электрона схематически можно изобразить следующим образом:



Реальный электрон, окруженный электрическим полем, испускает и поглощает фотоны. Испущенный фотон может образовать виртуальную электрон-позитронную пару. Такой процесс многократно повторяется. Его описание можно представить в виде разложения по степеням константы взаимодействия  $a_e$ .

В квантовой электродинамике точность описания возрастает, т.к. учитываются все более высокие порядки в разложении по степеням  $\alpha = \frac{1}{137}$ .

Изучая отклонения  $g$ -фактора электрона от 2, можно определить вклад КЭД-поправок, использующихся для описания реального электрона. Для этого вводится величина  $a$ :

$$a = \frac{|g| - 2}{2};$$

для электрона Дирака  $a = 0$ , т.к.  $g = 2$ .

По КЭД расчет  $a_e^{\text{теор.}}$  с использованием разложения по степеням  $\alpha$  соответствует расстояниям до  $10^{-16}$  см.

$$\begin{aligned} a_e^{\text{теор.}} &= \frac{1}{2} \left( \frac{\alpha}{\pi} \right) - 0.328479 \left( \frac{\alpha}{\pi} \right)^2 + 1.29 \left( \frac{\alpha}{\pi} \right)^3 - \dots \\ a_e^{\text{теор.}} &= 0.001159652133, (29), \sim 10^{-12}. \end{aligned}$$

Определение величины  $a_e$  на опыте может быть осуществлено при изучении движения электрона в магнитном поле  $B$  (рис. 31).

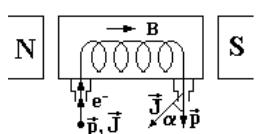


Рис. 31: Схема опыта для определения величины  $a_e$ .

Постановка опыта состоит в следующем: между полюсами магнита  $N$  и  $S$  располагается сосуд, из которого выкачен воздух. В сосуд впускается электрон, спин которого направлен по импульсу  $\vec{J} \parallel \vec{p}$ . После движения электрона в магнитном поле он выводится из сосуда и измеряется угол  $\hat{p}\vec{J}$ .

Если  $g = 2$ , то в однородном магнитном поле угол  $\hat{p}\vec{J} = 0$ ,  $a_e = 0$ .

Если  $g \neq 2$ , то  $a_e \neq 0$  и угол  $\hat{p}\vec{J} = a_e \omega t$ ,  $\omega = eB/m_e c$ ,  $t$  — время нахождения электрона в сосуде,  $\omega$  — частота вращения электрона в магнитном поле.

После вылета электрона из сосуда и измерения угла между спином и импульсом определяется величина  $a_e$ :

$$a_e^{\text{эксп.}} = 0.001159652188, (4), \sim 10^{-12}.$$

Сравнение  $a_e^{\text{теор.}}$  и  $a_e^{\text{эксп.}}$  дается величиной  $\xi$

$$\xi = \frac{a_e^{\text{теор.}} - a_e^{\text{эксп.}}}{a_e^{\text{теор.}}} \quad \begin{cases} \text{для } e^- \quad \xi = 2 \cdot 10^{-6}; \\ \text{для } e^+ \quad \xi = 5 \cdot 10^{-4}. \end{cases}$$

Ничтожное различие между теоретическим и экспериментальным значением величины  $a_e$  позволяет сделать вывод, что вплоть до расстояния  $10^{-16}$  см электрон — точечная частица.

Эксперимент для измерения величины  $a_\mu = (\frac{g-2}{2})_\mu$  (рис. 32) выполнялся на циклотроне радиусом 7 м в Брукхейвенской национальной лаборатории (США). Мюоны накапливались в кольце с магнитным полем  $B = 1.47$  Тс, создаваемым 40 электромагнитами. Мюоны возникали от распада пионов с импульсом 3.098 ГэВ/с по каналу  $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu(\bar{\nu})$  и были поляризованы вдоль пучка пионов (97%). Счетчики, окружавшие кольцо циклотрона, регистрировали электроны от распада мюонов  $\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu + \bar{\nu}$ . Спиновая ориентация мюонов сохраняется и у электронов.

Если  $g_\mu \neq 2$ , то однородное магнитное поле перемещает вектор  $\vec{J}$  и счет электронов изменяется со временем. Результаты измерений дали значение  $a_\mu$ :

$$\begin{aligned} a_{\mu^-}^{\text{эксп.}} &= 0.0011659370, (120), \sim 10^{-10}; \\ a_{\mu^+}^{\text{эксп.}} &= 0.0011659110, (120), \sim 10^{-10}. \end{aligned}$$

Расчетное значение  $a_\mu$  получилось следующим:

$$a_\mu^{\text{теор.}} = 0.0011659203, (20), \sim 10^{-10}.$$

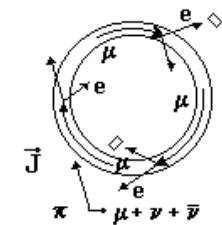


Рис. 32: Схема опыта для измерения величины  $a_\mu$ .

Для электрона  $a_e$  определяется числом диаграмм Фейнмана, обусловленных квантовой электродинамикой, и точность вычисления можно увеличить, увеличив число диаграмм (например, для электрона член  $C_e\alpha^4$  включает 891 диаграмму). Для мюона при вычислении  $a_\mu$  требуется учитывать эффекты, происходящие на меньших расстояниях (из-за большей массы мюона  $m_\mu \simeq 200 m_e$ ). Такими эффектами являются слабые радиационные и адронные поправки. По оценкам  $a_\mu^{\text{сл.}} \simeq 20 \cdot 10^{-10}$ ,  $a_\mu^{\text{адр.}} \simeq 702(9) \cdot 10^{-10}$ ,  $a_\mu^{\text{КЭД}} \simeq 11658480.(3) \cdot 10^{-10}$  и эти поправки известны с плохой точностью ( $\gamma \rightarrow e^+e^-$  и  $\gamma \rightarrow h^+h^-$  — адронная поправка).

Разложения по степеням  $\alpha$  для электрона и мюона для величин  $a$  имеют вид:

$$\begin{aligned} a_e^{\text{теор.}} &= 0.5 \frac{\alpha}{\pi} + A_e \alpha^2 + B_e \alpha^3 + C_e \alpha^4 + \dots; \\ a_\mu^{\text{теор.}} &= 0.5 \frac{\alpha}{\pi} + A_\mu \alpha^2 + B_\mu \alpha^3 + C_\mu \alpha^4 + \dots. \end{aligned}$$

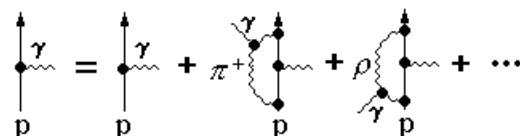
Высокая степень согласия расчетов на основе КЭД с экспериментом подтверждает надежность этой теории.

Вывод: первые указания на наличие у элементарной частицы структуры заложены в величине  $g$ -фактора или магнитного момента.

Магнитные моменты протона и нейтрона, рассчитанные на основе КЭД в предположении о точечности этих частиц, резко расходятся с экспериментом. Для описания магнитного момента протона и электрона используется ядерный магнетон  $\mu_N = \frac{e\hbar}{2m_p c} = 3.1525 \cdot 10^{-18} \frac{\text{МэВ}}{\text{ГС}}$ , который отличается от магнетона Бора из-за различия в массах нуклонов и электронов.

В опытах Штерна было найдено, что магнитный момент протона  $\mu_p = 2.5\mu_N$ , а нейтрона  $\mu_n = -1.9\mu_N$ , где  $\mu_N = \frac{e\hbar}{2m_p c}$  — ядерный магнетон. Причины расхождения  $\mu_N$  и  $\mu_p, \mu_n$  кроются в наличии у этих частиц адронных взаимодействий:  $p$  и  $n$  — ядерно-активные частицы, окруженные облаком виртуальных мезонов, а не только фотонным облаком.

Для протона следует учитывать диаграммы с испусканием и поглощением разных адронов:  $\pi, \rho, \dots$



Реальный протон окружен облаком виртуальных пионов. Пионы отвечают за структуру “внешних” частей облака вокруг “голого” протона.

Поглощение и испускание пионов может происходить на расстояниях порядка комптоновской длины волны пиона  $\lambda_\pi \sim \frac{\hbar}{m_\pi c}$  и реально на расстоянии  $\frac{\lambda_\pi}{2} \sim 0.7 \text{ фм}$ .

Магнитные моменты некоторых барионов:

$$\begin{aligned} M_\Sigma &= (-1.157 \pm 0.025)\mu_N; \\ M_{\Lambda^0} &= (-0.613 \pm 0.004)\mu_N. \end{aligned}$$

Измерения магнитных моментов барионов показывают, что барионы имеют структуру.

Дальнейшее изучение структуры адронов осуществляется в экспериментах по рассеянию точечных лептонов на адионах.

## 5.2 Определение размеров ядер

Наилучшим способом изучения структуры частиц являются эксперименты по рассеянию бесструктурных частиц на структурных (типа опытов Резерфорда).

Формула Резерфорда дает эффективное сечение рассеяния бесспиновой  $\alpha$ -частицы на угол  $\theta$  на ядре:

$$\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Рез.}} = \frac{Z^2 (e^2 / 4\pi)^2}{4p_0^2 \sin^4 \frac{\theta}{2}},$$

$2p_0 \sin^2 \frac{\theta}{2} = q$  — переданный при рассеянии импульс. Дальнейшее изучение структуры атомных ядер проводилось в Стенфордской национальной лаборатории в экспериментах по рассеянию электронов на разных атомных ядрах.

Это были эксперименты Хоффтадтера, в которых изучалось распределение электрического заряда во всех ядрах периодической системы элементов. Отличие опытов Хоффтадтера от экспериментов Резерфорда состоит в том, что он использовал электроны, которые имеют спин  $1/2 \hbar$  и не имеют структуры (рис. 33).

Упругое рассеяние на точечном протоне электрона со спином  $1/2 \hbar$  и передачей 4-импульса  $q$  описывается формулой Мотта:

$$\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Мотт}} = 4(Ze^2)^2 \frac{E^2}{(qc)^4} \left( 1 - \beta^2 \sin^2 \frac{\theta}{2} \right), \quad \beta = v/c.$$

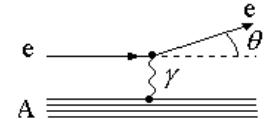


Рис. 33: Упругое рассеяние электрона на ядре, происходящее в результате электромагнитного взаимодействия с передачей 4-импульса  $q = 2p_0 \sin \frac{\theta}{2}$ .

Упругое рассеяние электрона на протяженном объекте, каковым является ядро, может быть представлено следующим соотношением:

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

где  $F(q^2)$  — форм-фактор ядра,

$$F(q^2) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int_{-\infty}^{\infty} \rho(r) \cdot \exp\left(\frac{iqr}{\hbar}\right) d^3r,$$

где  $\rho(r) = \int_{-\infty}^{\infty} F(q^2) \cdot \exp\left(-\frac{iqr}{\hbar}\right) d^3q$  — распределение электрического заряда в ядре.

Можно определить средне-квадратичный радиус ядра:

$$\langle r^2 \rangle = \int \rho(r) r^2 d^3r.$$

В результате многочисленных измерений было определено распределение плотности электрического заряда в разных ядрах. Для ядер Ca и Pb оно показано на рис. 34 и для ядра Ca может быть аппроксимировано в виде  $\rho(r)$ :

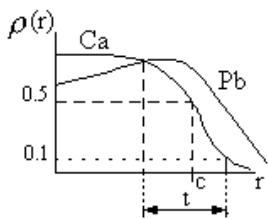


Рис. 34: Распределение плотности электрического заряда в ядрах кальция и свинца.

Радиусы ядер с атомным номером  $A$  определяются соотношением  $R_A = r_0 A^{1/3}$ ;  $r_0 = 1.2 \div 1.15$  фм.

Как видно из приведенных рассуждений, плотность электрического заряда не является непосредственно измеряемой величиной. На опыте измеряется форм-фактор ядра по эффективному сечению рассеяния электронов  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ , где  $d\Omega = 2\pi \sin\theta d\theta$ .

Измеренная на опыте зависимость  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$  еще не дает представления о размерах ядра (рис. 35).

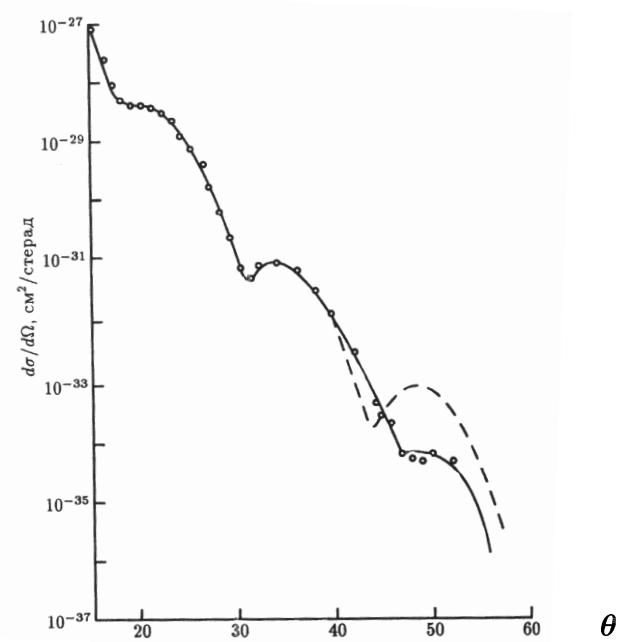


Рис. 35: Зависимость дифференциального поперечного сечения от угла рассеяния  $\theta$  ( $\theta$  измеряется в градусах) при столкновении электронов с энергией 750 МэВ с ядром Ca<sup>40</sup>. Пунктирная линия — расчет, сплошная линия — эксперимент.

Размер ядра определяется его форм-фактором  $|F(q^2)|^2 = \frac{d\sigma}{d\Omega} / \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Мотт}}$ .

Таким образом, для определения  $|F(q^2)|^2$  следует:

- 1) измерить эффективное сечение рассеяния  $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)$ ;
- 2) вычислить моттовское сечение  $\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Мотт}}(\theta)$ ;
- 3) определить  $|F(q^2)|^2$  и затем  $|F(q^2)|$ ;
- 4) вычислить  $\rho(r)$ , используя обратное Фурье-преобразование,

$$\rho(r) = \int_{-\infty}^{\infty} F(q^2) \cdot \exp\left(\frac{iqr}{\hbar}\right) d^3q.$$

В описанной процедуре возникают неопределенностии, связанные с использованием бесконечных пределов при интегрировании, в то время как на опыте эти пределы всегда конечны. Кроме того, переход от экспери-

ментально измеренного квадрата форм-фактора к форм-фактору также создает неопределенность. Поэтому поступают иначе:

- 1) предполагают разные формы распределения  $\rho(r)$ ;
- 2) вычисляют  $F(q^2)$ , а затем  $|F(q^2)|^2$ ;
- 3) сравнивают полученные результаты с экспериментальной зависимостью  $(\frac{d\sigma}{d\Omega}) / (\frac{d\sigma}{d\Omega})_{\text{Мотт}}$  и подбирают ту форму зависимости, которая лучше всего согласуется с экспериментом.

На рис. 36 показана связь функций  $\rho(r)$  и  $F(q^2)$ .

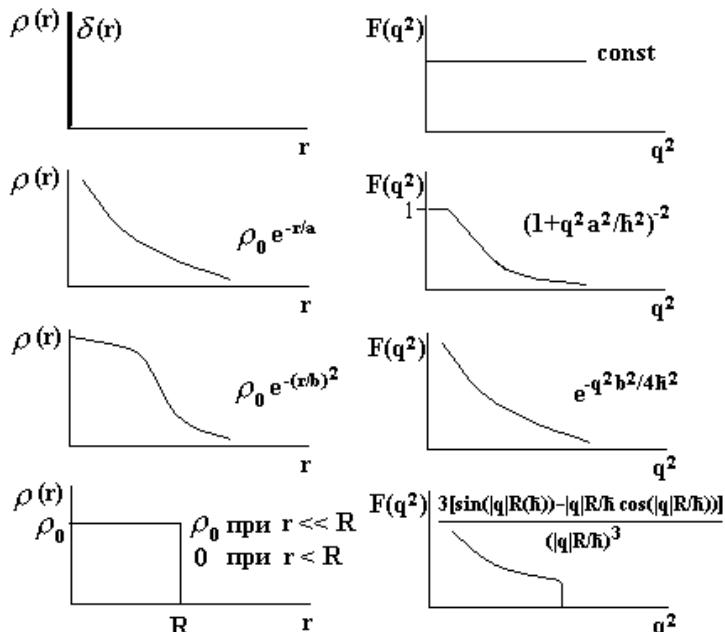


Рис. 36: Связь функций  $\rho(r)$  и  $F(q^2)$ .

Наиболее важной для дальнейшей интерпретации является первая строка, из которой видно, что, если  $\rho(r) = \delta(r)$ , т.е.  $\rho(r)$  представляется  $\delta$ -функцией от  $r$ , то форм-фактор от  $q^2$  является константой, и обратно, если форм-фактор не зависит от  $q^2$ , то это означает, что распределение  $\rho(r)$  является  $\delta$ -функцией.

В остальных строках представлены разные предположения о функциях  $\rho(r)$  и соответствующие им форм-факторы.

Такая процедура была выполнена для ядра Са, при этом оказалось, что  $\rho(r)$ , показанное на рис. 34, наилучшим образом согласуется с измеренным форм-фактором (рис. 35).

### 5.3 Структура нуклона

#### Упругое рассеяние

Классические эксперименты по изучению структуры нуклона были выполнены американским физиком В.К.Панофски в 1964 году в Стенфордской национальной лаборатории (СЛАК, США). Изучалось упругое рассеяние электронов на протонах. Измерялся угол отклонения электрона после упругого взаимодействия (рис. 37).

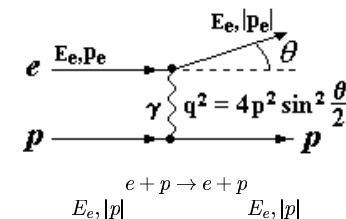


Рис. 37: Схематическое изображение упругого рассеяния электрона на протоне с помощью фейнмановской диаграммы.

На опыте измерялось эффективное сечение рассеяния в зависимости от квадрата переданного импульса  $q^2$ . Учитывая, что у протона существуют электрический и магнитный форм-факторы, сечение может быть представлено в виде:

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

$b = \frac{-q^2}{4m^2 c^2}$ , где  $m$  — масса нуклона,  $\theta$  — угол рассеяния,  $-q^2$  — 4-импульс, переданный нуклону.  $G_E$  и  $G_M$  — электрический и магнитный форм-факторы, являющиеся функциями  $q^2$ .

При  $q^2 = 0$   $G_E(q^2 = 0) = \frac{Q}{e}$ ,  $G_M(q^2 = 0) = \frac{M}{\mu_N}$ .

$$\begin{aligned} G_E^p(0) &= 1, & G_E^n(0) &= 0; \\ G_M^p(0) &= 2.79, & G_M^n(0) &= -1.91. \end{aligned}$$

Для удобства анализа рассматривается отношение  $R$  (формула Розенблата):

$$R = \frac{\frac{d\sigma}{d\Omega}}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Мотт}}} = A(q^2) + B(q^2) \tan^2 \frac{\theta}{2};$$

$$A(q^2) = \frac{G_E^2 + bG_M^2}{1+b}, \quad B(q^2) = 2bG_M^2.$$

Зависимость  $R$  от  $\tan^2 \frac{\theta}{2}$  изображается прямой линией (рис. 38).

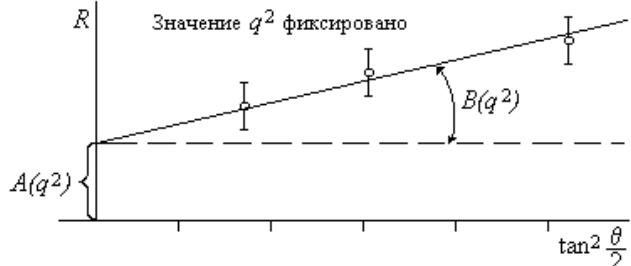


Рис. 38: Зависимость  $R$  от  $\tan^2 \frac{\theta}{2}$  при фиксированном значении  $q^2$ .

Как видно из рисунка, значения  $A(q^2)$  и  $B(q^2)$  могут быть определены и, таким образом, можно вычислить форм-факторы  $G_E$  и  $G_M$  в зависимости от  $q^2$ .

На рис. 39 представлены результаты этого анализа.

Оказалось, что зависимости магнитного форм-фактора для протона и нейтрона одинаковы и их стали называть дипольным форм-фактором. Зависимость электрического форм-фактора для протона также соответствует дипольному форм-фактору:

$$\begin{aligned} G_E(q^2) &= \frac{G_M^p(q^2)}{|\mu_p|} = \frac{G_M^n(q^2)}{|\mu_n|} = \\ &= G_D(q^2) = \left( \frac{1}{1 + |q^2|/0.71} \right)^2, \quad G_E^n(q^2) = 0. \end{aligned}$$

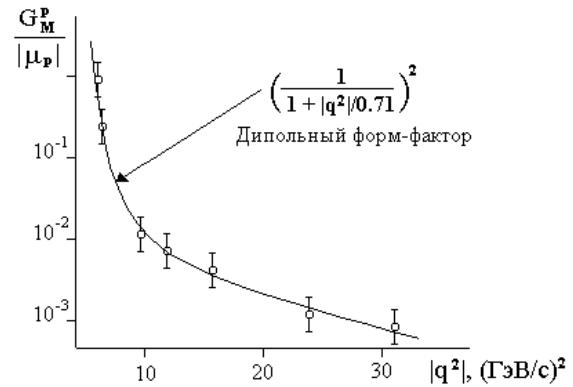


Рис. 39: Дипольный форм-фактор.

Дипольный форм-фактор оказался зависящим от  $q^2$ . Это свидетельствует о том, что протоны и нейтроны не являются точечными объектами, а имеют протяженную структуру. Распределение плотности  $\rho(r)$  для протона не описывается средним распределением, а хорошо аппроксимируется функцией  $\rho(r) = \rho_0 \exp(r/a)$ , где  $a = \hbar/q_0 = 0.23$  фм. Из этой формулы следует, что протон не имеет резко очерченных границ, причем среднеквадратичные радиусы распределения электрического заряда и намагниченности практически равны:  $\langle r_E^2 \rangle_p = \langle r_M^2 \rangle_p = \langle r_M^2 \rangle_n = 0.7$  фм<sup>2</sup>. Значение радиуса протона, полученного в расчетах, в которых предполагалось, что протон окружен облаком виртуальных пionов, качественно согласуется с этой величиной. Определение среднеквадратичного радиуса нейтрона  $\langle r_E^2 \rangle_n$  экспериментально затруднено из-за того, что приходится работать с мишенью из дейтерия, а потом вычитать из полученных величин значения радиусов для протонов. Тем не менее получено, что  $\langle r_E^2 \rangle_n = 0.008 \pm 0.006$  фм<sup>2</sup>. Отсюда следует, что нейtron намагничен, но почти не содержит электрического заряда.

Таким образом, изучение упругого рассеяния электронов на протонах привело к следующим выводам.

1. Протон и нейтрон не являются точечными образованиями, т.к. их форм-факторы зависят от  $q^2$ .
2. Протон и нейтрон имеют сходные структуры.

3. Имеется связь между распределением электрического заряда и магнитного момента.
4. Все форм-факторы имеют одинаковые зависимости от  $q^2$ , кроме  $G_E^m$ .
5. Распределение электрического заряда в протоне должно иметь следующий вид:  

$$\rho(r) = \rho(0) \cdot \exp(-r/a)$$
, где  $a = \frac{\hbar}{q_0} = 0.23$  фм.
6.  $\langle r_E^2(p) \rangle \approx \langle r_M^2(p) \rangle \approx \langle r_M^2(n) \rangle \approx 0.7$  фм $^2$ .
7.  $\langle r_E^2(n) \rangle \approx (0.008 \pm 0.006)$  фм $^2$ .

Дальнейшее изучение внутренней структуры протона было выполнено в той же лаборатории в Стэнфорде в экспериментах по глубоконеупрочному рассеянию электронов на протонах.

### Глубоконеупрочное рассеяние

Разница между упругим и неупругим процессами соударения состоит в том, что при упругом рассеянии новые частицы не возникают и энергия электрона после рассеяния остается без изменений (изменяется только направление вылета электрона после столкновения), а при неупругом процессе рождаются новые частицы. Энергия, унесенная новыми частицами, может быть определена по энергии электрона после взаимодействия  $E'$ . В случае неупругого процесса следует рассматривать двойное дифференциальное сечение  $\frac{d^2\sigma}{dE'd\Omega}$  в зависимости от  $q^2$ .

На рис. 40 представлена диаграмма Фейнмана для глубоконеупрочного рассеяния электронов на протонах.

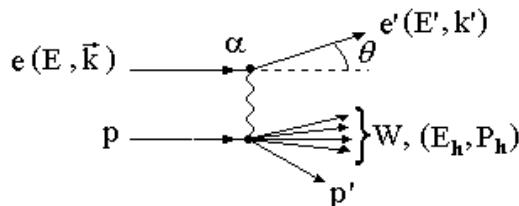


Рис. 40: Диаграмма Фейнмана для реакции  $e + p \rightarrow e' + p' + \sum h_{iW(E_h, \vec{p}_h)}$ .

Глубоконеупрочное рассеяние можно представить как двухчастичный процесс:  $e + p = e' + W$ . Степень возбуждения протона определяется величиной  $W(E_h, P_h)$ .

На опыте измеряются угол отклонения электрона  $\theta$ , энергия  $E'$  и импульс  $k'$  электрона после взаимодействия с протоном. Этих данных достаточно, чтобы вычислить степень возбуждения протона после соударения с электроном, используя законы сохранения энергии и импульса и приведенные ниже формулы:

$\nu = E - E'$  — энергия, которую теряет электрон;

$q^2 = \left(\frac{\nu}{c}\right)^2 - (k - k')^2$  — 4-импульс, который электрон передает протону, где  $k, k'$  — импульсы электрона до и после соударения;

$E_h = \nu + mc^2$  — энергия и  $\vec{p}_h = \vec{k} - \vec{k}'$  — импульс, унесенные рожденными частицами.

Таким образом, степень возбуждения протона или масса рожденных частиц определяется по формуле

$$W^2 = E_h^2 - (\vec{p}_h c)^2 = m^2 c^4 + q^2 c^2 + 2\nu mc^2.$$

На рис. 41 показано двойное дифференциальное сечение  $\frac{d^2\sigma}{dE'd\Omega} / \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Мотт}}$  в зависимости от  $q^2$  и  $W = E'$ .

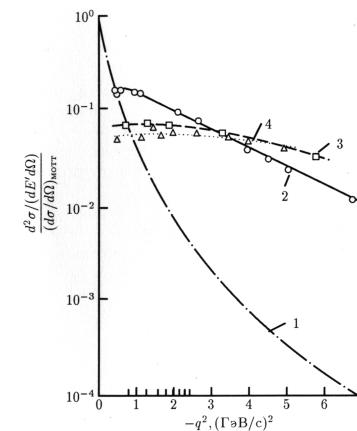


Рис. 41: Двойное дифференциальное сечение  $\frac{d^2\sigma}{dE'd\Omega} / \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Мотт}}$  в зависимости от  $q^2$  для неупругого процесса с различными энергиями  $E'$ . Для сравнения показано сечение для упругого рассеяния (кривая 1). Кривые 2, 3, 4 получены при энергиях 2, 3, 3.5 ГэВ соответственно.

При увеличении  $W$  от 2 ГэВ до 3.5 ГэВ наблюдается отсутствие зависимости этого сечения от  $q^2$ . Это свидетельствует о том, что взаимодействие электрона происходит на точечных объектах, содержащихся внутри протона (рис. 36).

Таким образом, было доказано существование в протоне точечных образований, названных партонами. Дальнейшее изучение свойств партонов, спин которых оказался равным  $J = \hbar/2$ , позволило отождествить их с кварками, предложенными Гелл-Манном и Цвейгом для объяснения структуры адронов.

Последующие эксперименты по глубоконеупругому рассеянию других точечных (бесструктурных) лептонов — мюонов и нейтрино — на протонах привели к еще более убедительным результатам, которые помогли уточнить представление о структуре так называемых “элементарных” частиц — адронов. Эти результаты показаны на рис. 42, на котором изображены структурные функции протона  $F_2$  в зависимости от  $q^2$  и для разных значений фейнмановской переменной  $x$ . Отсутствие зависимости этих распределений от  $q^2$  при  $x > 0.02$  свидетельствует о точечности объектов, на которых происходит рассеяние.

В многочисленных экспериментах по изучению глубоконеупругого рассеяния лептонов на нуклонах ( $ep$ ,  $\mu p$ ,  $\nu p$ ) получены структурные функции  $F_2$  и  $F_3$  для партонов внутри нуклонов, из которых определены импульсные спектры кварков в нуклоне. По сформированному в настоящее время представлению барионы состоят из трех夸克ов, мезоны — из кварка и антикварка. Точечное строение адронов проявляется только при очень больших передаваемых импульсах, на расстояниях  $r \sim \hbar/q < 10^{-14}$  см.

При малых передаваемых импульсах  $q$  налетающий лептон взаимодействует не с отдельным кварком, а с совокупностью кварк-антикварковых пар и глюонов, окружающих точечно-подобный кварк, который называется валентным.

Окружающие его кварк-антикварковые пары называются морскими кварками. На рис. 43 приведены энергетические спектры кварков и антикварков из моря (1) и валентных кварков (2). Другая часть партонов с целым спином была отождествлена с глюонами. Из этих данных можно определить долю энергии нуклона  $x = E_i/E_p$ , заключенную в валентных и морских кварках. Оказывается,  $\langle x \rangle_v = 0.4$ ,  $\langle x \rangle_s = 0.1$ . Оставшаяся доля  $\langle x \rangle_g = 0.5$  содержится в глюонах, играющих существенную роль в структуре нуклона.

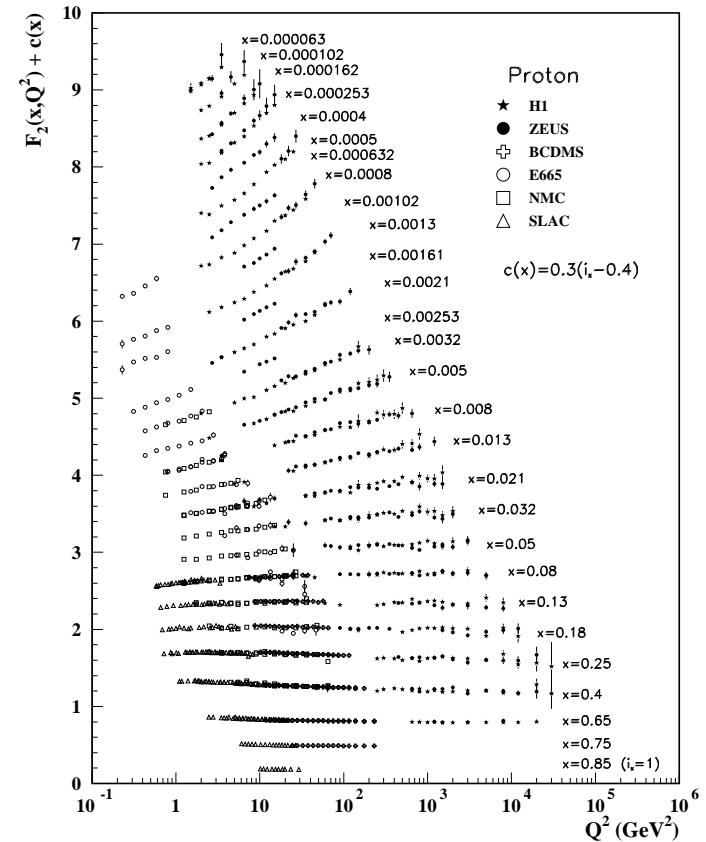


Рис. 42: Протонная структурная функция  $F_2$ , измеренная в электромагнитном рассеянии электронов и мюонов для  $x > 0.00003$ . Эксперименты выполнены на ускорителе HERA.

## 6 Свойства夸克ов и глюонов из экспериментов по $e^+e^-$ -аннигиляции

Детальное изучение свойств партонов —夸克ов и глюонов — было выполнено при столкновении электронов с позитронами. Такие эксперименты проводились на ускорительном комплексе в Гамбурге (Германия) и в СЛАК (США).

### 6.1 Спин夸克ов

В процессе аннигиляции  $e^+e^-$  могут образовываться пары лептонов ( $e^+e^-$ ,  $\mu^+\mu^-$ ,  $\tau^+\tau^-$ ) (рис. 44а). В результате этого процесса могут образовываться также пары夸克ов  $q\bar{q}$ , которые регистрируются детектором как夸克овые и анти夸克овые струи (рис. 44а, 45).

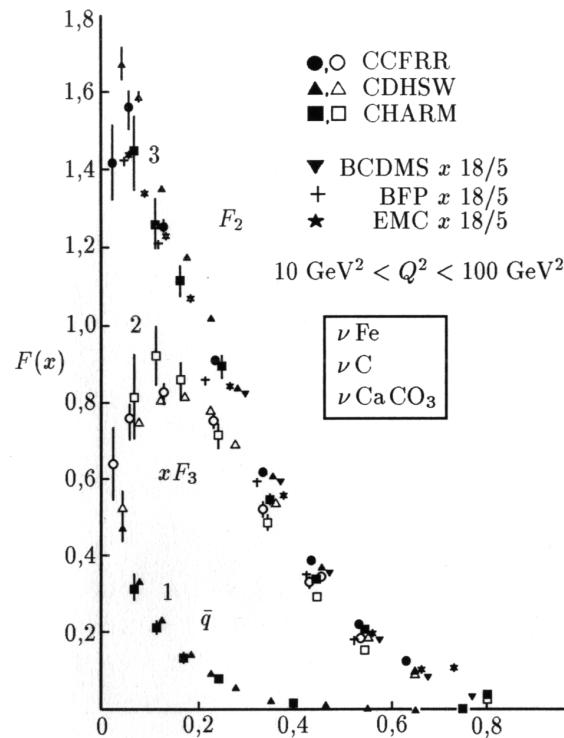


Рис. 43: Спектры партонов в нуклоне в зависимости от доли энергии, уносимой партоном,  $x = E_i/E_p$  — доля энергии протона, заключенная в партоне  $i$ ,  $E_p$  — энергия протона: 1 — морские кварки ( $s$ ), 2 — валентные кварки ( $v$ ), 3 — партоны (кварки и глюоны). Разными знаками показаны результаты, полученные в разных экспериментах, в которых изучалось взаимодействие нейтрино с ядрами железа, углерода и  $\text{CaCO}_3$ . Квадрат переданной энергии заключен в интервале  $10 \div 100 \text{ ГэВ}^2$ .

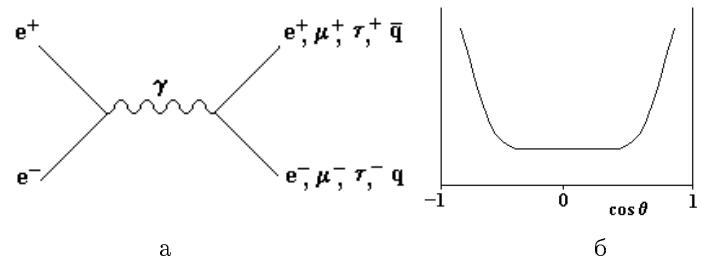


Рис. 44: Процесс аннигиляции: а — диаграмма процесса  $e^+e^-$  в лептоны и кварки; б — угловое распределение лептонов ( $e, \mu, \tau$ ), имеющих спин  $(1/2)\hbar$  (рис. 44б), описывается соотношением

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \approx (1 + \cos^2 \theta).$$

Оказалось, что угловое распределение осей кварковых струй описывается такой же зависимостью. Таким образом, было показано, что спин кварка  $J = (1/2)\hbar$ .

### Рождение глюонных струй как следствие излучения глюона кварком

На рис. 45 изображен процесс образования трех струй при аннигиляции  $e^+e^- \rightarrow q + \bar{q} + g$ .

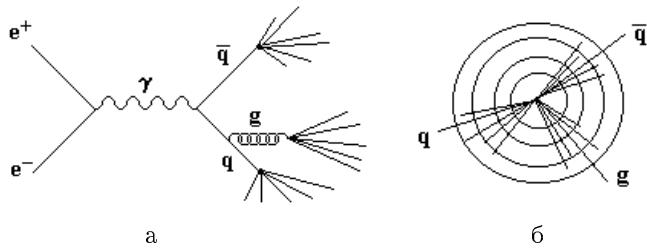


Рис. 45: Процесс образования трех струй: а — диаграмма процесса аннигиляции  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$  с последующим испусканием глюона  $g$  одним из кварков; б — трехструйное событие, соответствующее приведенной диаграмме. По концентрическим окружностям расположены детекторы, окружающие точку соударения  $e^+e^-$  и фиксирующие траектории адронов в соответствующих струях.

## 6.2 Наличие цвета у кварка

Существование цвета у кварков было доказано в экспериментах по изучению процесса аннигиляции  $e^+e^- \rightarrow \text{адроны}$ . На рис. 46 представлено

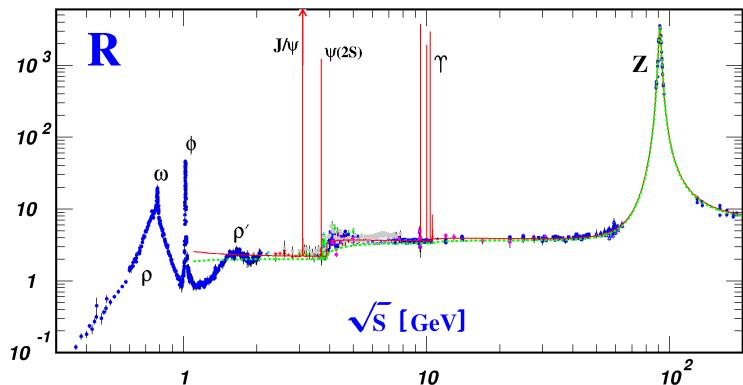


Рис. 46: Отношение  $R$  в зависимости от энергии  $\sqrt{s}$ , полученное в различных экспериментах по  $e^+e^-$ -соударениям.

отношение сечения этого процесса к сечению процесса  $e^+e^- \rightarrow \text{лектоны}$

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow h)}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)}.$$

Сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow \text{адроны}$  пропорционально сумме квадратов зарядов кварков, ответственных за образование адронов,  $\sum \left(\frac{Q_i}{e}\right)^2$ , где  $i$  — сорт кварка. Сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  зависит от энергии ( $\sqrt{s}$ ) и может быть вычислено по КЭД:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-) = \frac{4\pi\alpha^2}{3s} = \frac{80nb}{s} \quad (s \text{ в ГэВ}^2).$$

Таким образом,  $R = \sum \left(\frac{Q_i}{e}\right)^2 / 80nb$ .

При  $s \leq 3 \text{ ГэВ}^2$  рождаются  $u, d, s$  кварки и

$$R = (Q_u^2 + Q_d^2 + Q_s^2)g = \left(\frac{4}{9} + \frac{1}{9} + \frac{1}{9}\right) \cdot 3 = 2,$$

если  $g = 3$ . Величина 3 учитывает существование трех цветов у каждого кварка.

Значения  $R$ , вычисленные для разных значений энергий, отличаются друг от друга на величину  $\Delta R$ , определяемую вкладом зарядов соответствующих кварков. Так, при рождении  $u, d, s$  кварков (резонансы  $\rho, \omega, \phi$ )  $R = 2$ , если учесть, что каждый из кварков имеет 3 цветовых заряда ( $g = 3$ ). С увеличением энергии начинают рождаться адроны, в состав которых входят  $c$ - ( $J/\psi$  и  $\psi(2S)$ ) и  $b$ -кварки ( $\Upsilon$ ). Тогда  $R = R_{uds} + \Delta R_c + \Delta R_b$ , где  $\Delta R_c = 4/3$ , а  $\Delta R_b = 1/3$ . Таким образом,  $R_{uds} = \frac{11}{3}$ . Ход зависимости имеет скачкообразный характер.

Скачки отношения  $R$  наблюдались в экспериментах (см. рис. 46) и соответствуют тому, что в увеличении энергии начинают рождаться частицы, содержащие все более тяжелые кварки ( $c$  и  $b$ ). Каждый кварк должен иметь три новых квантовых числа ( $g = 3$ ). Это число было названо цветом. В дальнейшем для простоты пояснения было принято обозначать эти квантовые числа словами “красный”, “синий”, “зеленый”. Сумма этих квантовых чисел равна 0. Иными словами, сумма трех цветов дает бесцветное состояние. Каждый кварк должен иметь три новых квантовых числа.

В этих экспериментах не хватило энергии ускорителя для генерации  $t$ -кварков.  $t$ -кварки были открыты в экспериментах на Тэватроне и их масса оказалась равной  $174 \text{ ГэВ}/c^2$ . Дальнейшее увеличение энергии ускорителя позволило наблюдать  $Z^0$ -резонанс ( $m_Z = 91.2 \text{ ГэВ}/c^2$ ).

### 6.3 Определение потенциала взаимодействия между кварками

Потенциал взаимодействия между кварками был определен в экспериментах по  $e^+e^-$ -соударениям с рождением кваркониев. Мезоны, состоящие из  $c$ - и  $\bar{c}$ -кварков, получили название чармониев; мезоны, состоящие из  $b$ - и  $\bar{b}$ -кварков — боттомонии. На рис. 47 показан спектр чармониев, а на рис. 48 — спектр боттомонииев.

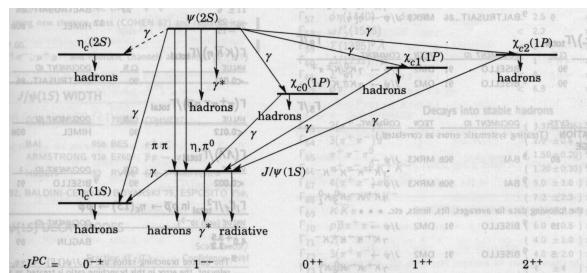


Рис. 47: Спектр чармониев.

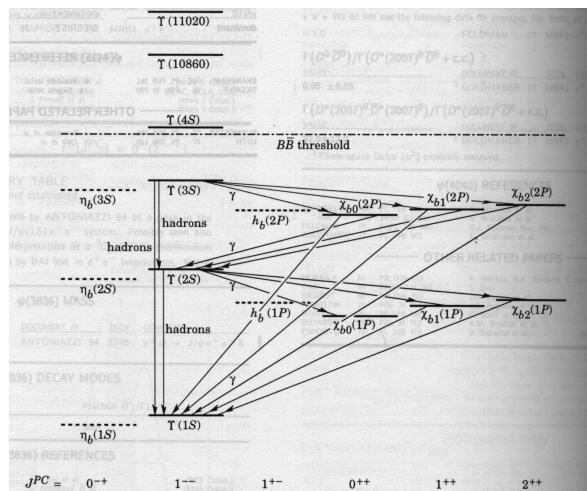


Рис. 48: Спектр боттомонииев.

Переходы из одного энергетического состояния в другое сопровождаются испусканием  $\gamma$ -квантов. На опыте измерялись энергии испущенных фотонов в системах кваркониев. Измеренные спектры фотонов были согласованы с вычисленными в предположении о виде потенциала взаимодействия между кварками. Наилучшее согласие между измеренными и вычисленными спектрами получились в предположении о потенциале взаимодействия между кварками в виде  $V = -\frac{\alpha_s}{r} + \alpha \cdot r$ . Особого внимания заслуживает член, описывающий рост потенциала взаимодействия с увеличением расстояния между кварками. Наличие этого члена позволяет объяснить проблему конфайнмента — невылетания кварков из адронов.

## 7 Модель Большого Взрыва

### 7.1 Стандартная космологическая модель Большого Взрыва

Стандартная космологическая модель Большого Взрыва была сформулирована в 1990 году. Ей предшествовали научные открытия, совершенные в XVII–XX веках.

В основе современных представлений об эволюции Вселенной лежит Стандартная космологическая модель Большого Взрыва. Согласно этой модели момент Большого Взрыва характеризовался планковскими величинами для температуры  $T_{\text{Пл}}$ , массы  $M_{\text{Пл}}$  и длины  $L_{\text{Пл}}$ . На рис. 49 приведены численные значения этих величин. Плотность вещества в окрестности Большого Взрыва была колоссальной:  $\rho_{\text{Пл}} = 10^{94} \text{ г}/\text{см}^3$ . В начальный момент Вселенная была изотропной и все типы взаимодействий имели единую константу  $\alpha$ . Предполагается, что в этот момент вещество существовало в форме кварк-глюонной плазмы, в которой наряду с кварками и глюонами могли присутствовать лептоны,  $W^\pm$ - и  $Z^0$ -бозоны. Возможно, что в этот же момент могли образоваться  $X$ - и  $Y$ -бозоны больших масс ( $\sim 10^{16} \text{ ГэВ}$ ), которые могли бы впоследствии инициировать распад протона. Эти процессы заняли очень малое время (до  $10^{-10}$  секунды) и протекали при очень высокой температуре. Под действием взрывных сил Вселенная начала расширяться и ее температура стала падать. Однако в этот период из-за незначительных флюктуаций между числом кварков и антикварков ( $\sim 10^{-10}$ ) могла возникнуть барионная асимметрия Вселенной. Другой возможной причиной барионной асимметрии может служить нарушение  $CP$ -инвариантности.

По мере расширения Вселенной и падения ее температуры стали про-

## Эволюция Вселенной



Рис. 49: Этапы эволюции Вселенной. Вертикальная шкала (в логарифмическом масштабе): слева — температура  $T$ ,  $^{\circ}\text{K}$ ; справа — время  $t$ , с.

исходить фазовые переходы. Первый фазовый переход привел к разделению взаимодействий на сильное и электрослабое, каждое из которых стало характеризоваться своей константой взаимодействия  $\alpha_s$  и  $\alpha_w$ . Это произошло при температуре  $T_2 = 10^{15}$  ГэВ. Далее Вселенная продолжала расширяться со временем  $t$ ,  $R = t^{1/2}$ . Затем наступил второй фазовый переход, который привел к разделению электрослабых взаимодействий на слабые и электромагнитные. Это произошло при температуре  $T_1 = 10^2$  ГэВ. Выделилась константа электромагнитного взаимодействия  $\alpha_{em} = e^2/\hbar c = 1/137$ . Дальнейшее расширение Вселенной со временем стало протекать по закону  $R \sim t^{2/3}$ .

Вследствие термодинамического равновесия между элементами вещества образовались протоны, нейтроны и создалась предпосылка синтеза легких элементов:  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$ , D, Li. При дальнейшей эволюции Вселенной начинается процесс нуклеосинтеза. В результате различных ядерных реакций создались условия для возникновения жизни в Солнечной системе. Рождение Солнца и возникновение жизни произошло спустя  $10^{17}$  секунд ( $\sim 10^{10}$  лет) после Большого Взрыва.

На рис. 50 показаны изменения температуры расширяющейся Вселенной со временем для разных эр ее развития: планковская эра, кварковая эра, лептонная эра, фотонная эра, эра Материи. Этот рисунок иллюстрирует основные моменты развития Вселенной по Стандартной космологической модели Большого Взрыва.

На рис. 51 проиллюстрирована схема развития Вселенной в зависимости от температуры и времени. Надписи на рисунке показывают изменение состава Вселенной на различных этапах ее эволюции.

Процесс нуклеосинтеза, который наступил спустя  $10^5$  лет после Большого Взрыва, привел к переходу от радиационно-доминантной к вещественно-доминантной Вселенной. В результате стали возникать звезды и галактики. В настоящее время Вселенная населена миллиардами звезд и галактик.

Главные аргументы описанной картины эволюции Вселенной:

- существование фонового реликтового излучения, характеризующегося средней температурой фотонов  $2.7^{\circ}\text{K}$ ;
- соотношения для распространенности легких элементов, измеренные экспериментально;
- доказательство факта расширения Вселенной и установление закона Хаббла.

В табл. 10 приводятся параметры Вселенной.

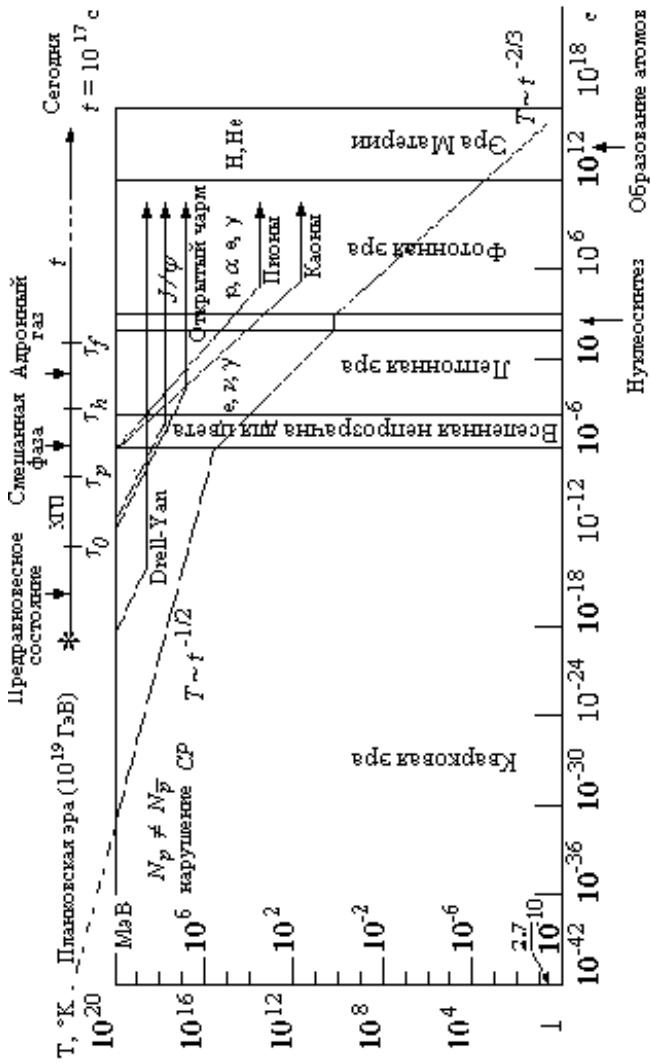


Рис. 50. Изменение температуры Вселенной в зависимости от времени.

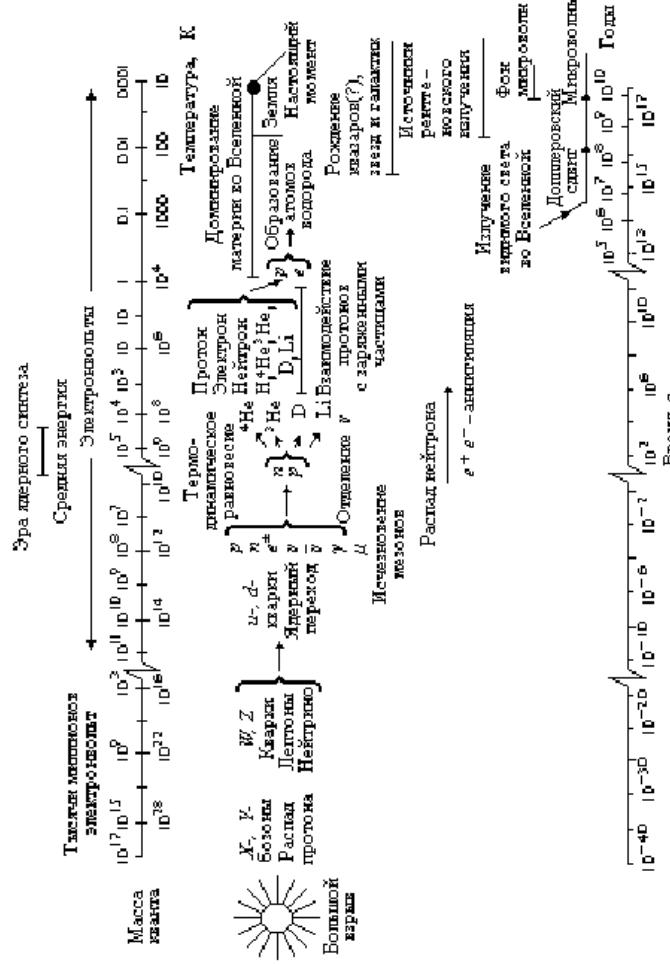


Рис. 51. Схема развития Вселенной в зависимости от температуры (верхняя шкала,  $^{\circ}K$ ) и времени (нижняя шкала, с)

Таблица 10: Параметры Вселенной ( $t = 10^{17}$  с)

Возраст	$12 \div 18$ млрд. лет
Радиус (горизонт видимости) $R_0 = ct_0$	$10^{28}$ см
Полное количество вещества	$10^{56}$ г
Средняя плотность вещества	$10^{-29}$ г/см <sup>3</sup>
Полное барийонное число (количество нуклонов)	$10^{88}$
Доля антивещества	< $10^{-4}$
Постоянная Хаббла $H$	$71 \pm 7$ км/с·Мпк*
Температура реликтового (фонового) излучения	$2.73$ °К
Плотность реликтовых фотонов	$411$ 1/см <sup>3</sup>
Энергетическая плотность реликтовых фотонов	$0.26$ эВ/см <sup>3</sup>
Отношение числа реликтовых фотонов к числу барийонов $n_\gamma/n_B$	$10^9 : 1$
Распространенность атомов (ядер)	по числу по массе
водород	91% 70.7%
гелий	8.9% 27.4%
остальные	< 1.9% 1.9%
Критическая плотность Вселенной	$\rho_K = \frac{3H^2}{8\pi G} = 0.95 \cdot 10^{-29}$ г/см <sup>3</sup>

\*<sup>1</sup> 1 Мегапарсек (Мпк) =  $3.1 \cdot 10^{19}$  км

## 7.2 Возможности современных ускорителей подтвердить модель Большого Взрыва

Проблемы микрокосмофизики нашли свое выражение в теории Великого Объединения (Grand Unification Theory — GUT) всех типов взаимодействий. Эксперименты на действующих и проектирующихся ускорителях высоких энергий могут приблизить нас к пониманию условий ранней Вселенной.

Большой адронный коллайдер (LHC) позволит изучить процессы, произошедшие спустя  $10^{-12}$  с после Большого Взрыва, т.е. десятки миллиардов лет тому назад. На рис. 52 показаны основные процессы, которые могут быть изучены на ускорителях частиц высоких энергий (SPS CERN, RHIC BNL, LHC CERN) в разных энергетических интервалах.

Стандартная Модель физики частиц позволяет объяснить некоторые процессы, предположительно протекающие при эволюции Вселенной, и приводит к формулировке гипотезы, которая получила название GUT-космология. В рамках этой гипотезы создана GUT-модель, в которой константы всех взаимодействий, зависящие от переданного импульса  $Q^2$ , сближаются при увеличении  $Q^2$ , вследствие чего они получили название

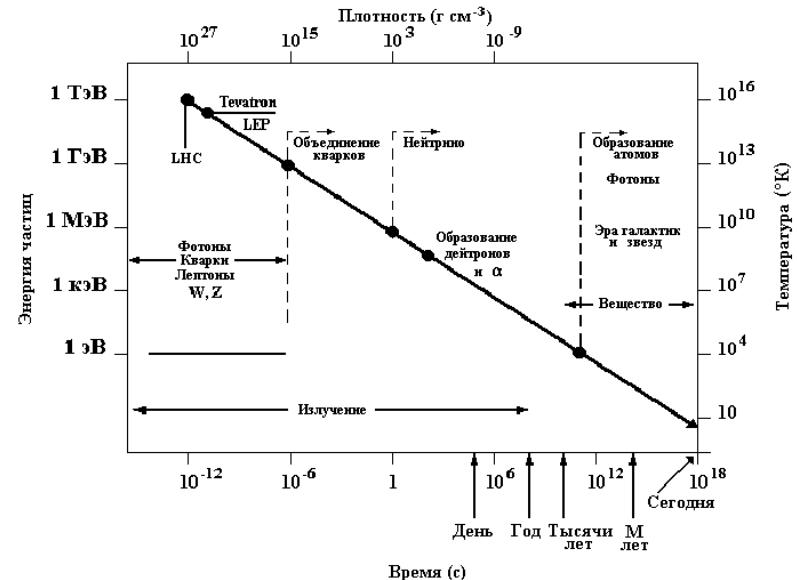


Рис. 52: Зависимость энергии (или температуры) Вселенной от времени ее образования, спустя  $10^{-12}$  с после Большого Взрыва. Показаны процессы, которые могут быть изучены на ускорителях частиц в разных энергетических интервалах.

“бегущие” константы. GUT-модель основана на  $SU(5)$ -симметрии, в которой все взаимодействия описываются одной универсальной константой связи и единым зарядом, в то время как сильное, электромагнитное и слабое взаимодействия связаны с  $SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$  симметриями. В табл. 11 представлены основные процессы, протекающие с момента Большого Взрыва и учитываемые в GUT-модели.

Аргументы в пользу GUT-модели могут быть получены на строящемся в ЦЕРН Большом адронном коллайдере LHC (рис. 52).

## 7.3 Астрофизика элементарных частиц

Астрофизика элементарных частиц (микрокосмофизика) строится на основе: Стандартной Модели физики частиц, теории Великого Объединения, космологических моделей (Стандартная космологическая Модель), ядерной астрофизики, структуры Вселенной, физики космических лучей.

Таблица 11: Этапы эволюции Вселенной, рассматриваемые в GUT-модели

Этапы эволюции Вселенной	Время $t$ , с	Энергия $E = kT$ , ГэВ	Темпера- тура $T, K^\circ$	“Диаметр” Вселенной $R$ , см
Планковская эра, $t_{\text{пл}}$	$10^{-44}$	$10^{19}$	$10^{32}$	$10^{-3}$
Нарушение GUT $SU(5)$ ( $M_X$ )	$10^{-36}$	$10^{15}$	$10^{28}$	10
Нарушение $SU(2)_L \otimes U(1)$ ( $M_W$ )	$10^{-10}$	$10^2$	$10^{15}$	$10^{14}$
Конфайнмент кварков, $p\bar{p}$ -аннигиляция	$10^{-6}$	1	$10^{13}$	$10^{16}$
Отщепление $\nu$ , $e^+e^-$ -аннигиляция	1	$10^{-3}$	$10^{10}$	$10^{19}$
Образование легких ядер	$10^2$	$10^{-4}$	$10^9$	$10^{20}$
Отщепление $\gamma$	$10^{12}$	$10^{-9}$	$10^4$	$10^{25}$
Переход длительностью ( $10^5$ лет) от радиационно-доминантной к вещественно-доминантной Вселенной с формированием атомных ядер, образованием звезд и галактик				
Современная эра от $t_{\text{пл}}$	$5 \times 10^{17}$ ( $2 \times 10^{10}$ лет)	$3 \times 10^{-13}$	3	$10^{28}$

Основными проблемами астрофизики элементарных частиц являются существование темной материи, ее состав и детектирование, дефицит солнечных нейтрино, нейтрино от сверхновых, свойства физического вакуума. Многие из этих проблем (например поиск темной материи) предполагается решать не только на ускорителях высоких энергий, но и в неускорительных экспериментах.

#### 7.4 О природе материи во Вселенной

В настоящее время трудно установить доли разных компонент материи во Вселенной.

В табл. 12 показан вариант вкладов в полную плотность Вселенной различных форм материи (в единицах  $\rho_{\text{кр.}} = 10^{-29} \text{ г}/\text{см}^3$ ).

Еще один из возможных вариантов, встречающийся в разных моделях, оценивает эти доли следующим образом (с точностью  $\sim 10\%$ ): вакуум (60%), темная материя (38%), обычное вещество (2%), излучение ( $10^{-4}\%$ ).

Таблица 12: Вклады в полную плотность Вселенной различных форм материи (в единицах  $\rho_{\text{кр.}} = 10^{-29} \text{ г}/\text{см}^3$ )

Барионы	0.05
Фотоны	$5 \cdot 10^{-5}$
Безмассовые нейтрино	$2 \cdot 10^{-5}$
Темная материя: неизвестные массивные частицы (не барионы) вакуум	0.95 $0.2 \div 0.4$ $0.8 \div 0.6$
Полная плотность вещества	$1 \pm 0.1$

Плотность материи во Вселенной  $\rho$  принято оценивать по отношению к критической плотности материи  $\rho_{\text{кр.}}$ . Это отношение обозначается  $\Omega = \rho/\rho_{\text{кр.}}$ . Форма пространства Вселенной связана со значением этой величины. Если  $\Omega = 1$ , то Вселенная плоская; если  $\Omega < 1$ , то пространство Вселенной становится гиперболическим; если  $\Omega > 1$ , то пространство Вселенной — сферическое. Измеренное к настоящему времени значение  $\Omega = 1.1 \pm 0.07$  близко к единице, т.е. плотность материи во Вселенной близка к критической, а пространство Вселенной — плоское.

Основной вклад в полную плотность материи во Вселенной вносит темная материя (Dark Matter — DM). Доля обычного вещества составляет малую часть полной плотности материи во Вселенной. Предполагают, что темную материю составляют многие частицы, не обнаруживающие себя путем испускания фотонов. Среди них первое место занимает массивное нейтрино. Другими кандидатами на роль темной материи могут быть SUSY-частицы, магнитные монополи, WIMP-частицы, аксионы и др. Все эти частицы пытаются обнаружить в экспериментах, которые ставятся как в лабораториях, так и в космическом пространстве.

Среди суперсимметричных частиц, предсказываемых различными суперсимметричными (SUSY)-теориями и супергравитацией (SUGRA), только одна, легчайшая, может быть стабильна и давать вклад в величину плотности материи во Вселенной. В настоящее время теоретически известно слишком мало о природе и ожидаемых массах частиц — кандидатов на роль темной материи.

Рассматривают два вида темной материи: горячая темная материя, которая состоит из релятивистских частиц, и холодная темная материя, которая состоит из очень тяжелых нерелятивистских частиц с массами, лежащими как минимум в ГэВ-ной области. Изучение структуры темной материи играет важную роль в понимании эволюции Вселенной. Небарионные кандидаты на роль темной материи представлены в табл. 13.

Таблица 13: Кандидаты на роль темной материи

Частица	Масса	Теория	Проявление
$G(R)$	—	Ньютона гравитация	Прозрачная DM на больших масштабах
$\Lambda$ (космологическая постоянная)	—	OTO	$\Omega = 1$ без DM
Аксион, майорон, голдстоновский бозон	$10^{-5}$ эВ	QCD; нарушение симметрии Печен-Куина	Холодная DM
Обычное нейтрино	$10 \div 100$ эВ	GUT	Горячая DM
Легкое нейтрино, фотино, гравитино, аксино, снейтрино	$10 \div 100$ эВ	SUSY/DM	
Парафотон	$20 \div 400$ эВ	Модифиц. QED	Горячая, теплая DM
Правые нейтрино	500 эВ	Суперслабое взаимодействие	Теплая DM
Гравитино и т.д.	500 эВ	SUSY/SUGRA	Теплая DM
Фотино, гравитино, аксион, зеркальные частицы, нейтрино Симпсона	кэВ	SUSY/SUGRA	Теплая/холодная DM
Фотино, снейтрино, хиггсино, глюино, тяжелое нейтрино	МэВ	SUSY/SUGRA	Холодная DM
Теневая материя	МэВ	SUSY/SUGRA	Горячая/холодная (как бароны) DM
Преон	$20 \div 200$ ТэВ	Составные модели	Холодная DM
Монополи	$10^{16}$ ГэВ	GUT	Холодная DM
Пиргон, максимон, полюс Перри, Шварцшильд	$10^{19}$ ГэВ	Теории высших размерностей	Холодная DM
Суперструны	$10^{19}$ ГэВ	SUSY/SUGRA	Холодная DM
Кварковые "самородки"	$10^{15}$ г	QCD, GUT	Холодная DM
Черные дыры	$10^{15} \div 10^{30}$ г	OTO	Холодная DM
Космические струны, доменные стенки	$(10^8 \div 10^{10}) M_\odot$	GUT	Формирование галактик, могут не давать большого вклада в $\Omega$

Проблема темной материи тесно связана с проблемой физического вакуума. Вакуум — это изменяющаяся в ходе эволюции Вселенной среда с очень сложной структурой, которую следует учитывать при изменении состояния материи, взаимодействующей с вакуумом. В физическом вакууме происходит концентрация энергии в малых областях пространства.

Плотность энергии вакуума  $\rho_V$  определяет космологическую постоянную  $\Lambda$ , введенную Эйнштейном:  $\rho_V \cdot \frac{8\pi G}{c^2} = \Lambda$  ( $G$  — константа Ньютона). Вакуум — характеристика пространства-времени. Вопрос о составе физического вакуума непрерывно изучается. В его состав могут входить различные физические поля. Одной из возможных структур физики вакуума могут быть хиггсовские поля. Известно, что средняя энергия физического вакуума не равна нулю.

## 7.5 Нейтринная астрономия

Нейтринная астрономия изучает физические процессы в космосе, происходящие с участием нейтрино, и решает проблемы регистрации космических нейтрино. В обычных звездах типа Солнца нейтрино рождаются в ядерных реакциях.

Потоки нейтрино от других звезд на 10 порядков менее интенсивны, чем от Солнца (главным образом, за счет геометрического фактора  $\left(\frac{R}{R_0}\right)^2$ , где  $R_0 = 10^{13}$  см — расстояние от Солнца до Земли); поэтому их труднее регистрировать.

Но результат можно получить, если зарегистрировать нейтрино в разных точках на Земле разными детекторами одновременно. Такие совпадения будут свидетельствовать о *вспышках* — кратковременных потоках нейтрино, возникающих при эволюции звезд, например, при коллапсе звезды могут возникать мощные потоки нейтрино, которые могут быть одновременно зарегистрированы в разных детекторах на Земле. Вспышки сверхновых в нашей Галактике очень редки —  $\sim 1$  раз за  $50 \div 100$  лет.

## Свойства нейтрино

Гипотеза о существовании нейтрино была высказана Паули в 1930 году, чтобы избежать нарушения закона сохранения энергии, импульса и момента количества движения. Непрерывный спектр  $\beta$ -распада требовал введения частицы с  $Z = 0$ , спином  $J = 1/2$  и  $E_\nu + E_e = E_{\max}$  верхней границы  $\beta$ -спектра.

Реакции под действием нейтрино протекают очень медленно и такие взаимодействия называют слабыми. Сечение слабого взаимодействия очень мало, и нужны огромные потоки нейтрино, чтобы зарегистрировать процесс взаимодействия нейтрино с веществом, поэтому только в 1956 году было доказано, что нейтрино существует. Наблюдалась реакция взаимодействия нейтрино с протоном вблизи ядерного реактора.

Открытие несохранения четности ( $P$ -четности) в  $\beta$ -распаде показало, что нейтрино должно иметь поляризацию вдоль направления движения (чтобы выполнялся закон сохранения момента количества движения).

Направление вращения спина  $\vec{J}$  не меняется при отражении. Знак величины  $(\vec{J} \cdot \vec{p})$ , где  $\vec{p}$  — импульс, называется *спиральностью* ( $\lambda$ ) и меняется при переходе от правой системы координат к левой (рис. 53).

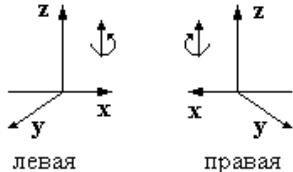


Рис. 53: Левая и правая системы координат.

До открытия несохранения четности казалось очевидным, что существуют оба спиральных состояния нейтрино:

$$\begin{array}{ll} \text{левое} & \nu_L \\ & \begin{array}{c} \uparrow \vec{p} \\ \downarrow \vec{J} \end{array} \quad (\text{L}) \quad \lambda = -\frac{1}{2}; \\ \text{правое} & \nu_R \\ & \begin{array}{c} \uparrow \vec{p} \\ \downarrow \vec{J} \end{array} \quad (\text{R}) \quad \lambda = +\frac{1}{2}. \end{array}$$

Оба нейтрино должны с одинаковой вероятностью вылетать при  $\beta$ -распаде. Опыт показал, что при  $\beta^+$ -распаде позитрон *всегда* правополяризован, т.е. и нейтрино будет всегда левополяризовано ( $e_R^+$  и  $\nu_L$ ). При  $\beta^-$ -распаде — наоборот ( $e_L^-$  и  $\bar{\nu}_R$ ). Понятие спиральности как внутреннего свойства частиц существует только для частиц с массой  $m = 0$ .

Если  $m \neq 0$  (и  $v \neq c$ ), то возможны переходы  $L \leftrightarrow R$ . Если  $m_\nu = 0$ , то  $v_\nu = c$ , и такие переходы невозможны. В таком случае  $\nu_R$  и  $\bar{\nu}_R$  вообще нельзя наблюдать, и неизвестно, существуют ли такие частицы.

Обычно частицы со спином  $J = 1/2$  описываются уравнениями Дирака с 4 компонентами  $\nu_R$ ,  $\nu_L$ ,  $\bar{\nu}_R$ ,  $\bar{\nu}_L$  по аналогии с описанием электронов  $e_L^-$ ,  $e_R^-$ ,  $e_L^+$ ,  $e_R^+$ . Для электронов все 4 компоненты наблюдаются (компоненты  $e_R^-$  не участвуют в  $\beta$ -распаде, но взаимодействует с другими электрическими зарядами). Кроме того, т.к.  $m_e \neq 0$ , то возможны переходы  $e_L^- \leftrightarrow e_R^-$ . Для нейтрино, как показывает опыт, две дираковские компоненты  $\nu_R$  и  $\bar{\nu}_L$  ненаблюдаемы и, может быть, вообще не существуют в нашем мире.

Майорана предположил, исходя из возможностей уравнений Дирака для частиц с нулевым зарядом, что нейтрино совпадает со своим антинейтрино. Тогда  $\nu_R$  и  $\nu_L$  составляют пару, и эти нейтрино называются майорановскими в противоположность 4-компонентным — дираковским нейтрино.

*Вопрос о том, какие нейтрино существуют в природе — майорановские или дираковские — пока не решен.*

В 1962 году Ледерман в Брукхейвене (США) на ускорителе протонов с  $E_p \sim 30$  ГэВ открыл существование двух типов нейтрино.

Проводились поиски альтернативных мод распада

$$\mu \rightarrow e + \nu + \bar{\nu} \quad \text{и} \quad \mu \rightarrow e + \gamma.$$

Последняя реакция не наблюдалась, хотя распад не был запрещен известными законами сохранения.

Поэтомуказалось, что, если  $\nu$  и  $\bar{\nu}$  — одна и та же частица, то аннигиляция  $\nu + \bar{\nu}$  на виртуальном уровне возможна и будет идти реакция  $\mu \rightarrow e + \gamma$ . Так как такие распады **не** наблюдались, то надо было предположить, что  $\nu$  и  $\bar{\nu}$  в реакции  $\mu \rightarrow e + \nu + \bar{\nu}$  различны, т.е.

$$\mu \rightarrow e + \nu_\mu + \bar{\nu}_e.$$

Пришлось ввести сохраняющееся лептонное число  $L$ , которое для  $e^+$ ,  $\bar{\nu}_e$  равно  $-L_e$ . Тогда для  $\mu^\pm$ ,  $\nu_\mu$  ( $\bar{\nu}_\mu$ ) будет  $\pm L_\mu$  соответственно. Очевидно, что распад  $\mu \rightarrow e + \gamma$  невозможен, а тогда невозможна и реакция  $\nu_\mu + n \rightarrow e^- + p$ , а разрешена реакция  $\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + p$ . На таком рассуждении и был основан опыт Ледермана.

На пучке протонов с  $E_p \sim 15$  ГэВ в Брукхейвене рождались пионы с энергией  $\sim 3$  ГэВ, которые распадались  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ . Броня из железа толщиной 13 м поглощала все заряженные частицы и пучок  $\nu_\mu$  попадал в искровую камеру, состоящую из 90 алюминиевых пластин толщиной 2.4 см каждая. В установке было 10 тонн  $p$  и  $n$ , пропущено было  $10^{14}$  нейтрино от распада  $\pi$  в паре с  $\mu$ .

Если бы  $\nu_\mu$  не отличались от  $\nu_e$ , то наблюдались бы реакции

$$\nu_\mu + n \rightarrow e^- + p \quad \text{и} \quad \nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + p$$

т.е.  $e^-$  и  $\mu^-$  наблюдались бы одинаково часто. На опыте наблюдались только  $\mu^-$ , т.е. первая реакция **не шла**. Сейчас открыт  $\tau$ -лептон и соответствующее ему  $\nu_\tau$ . В табл. 14 приводятся рассматриваемые в настоящее время лептоны.

Таблица 14: Семейство лептонов

	Частицы			Античастицы		
Участвуют в слабом взаимодействии	$e_L^-$ $\nu_{eL}$	$\mu_L^-$ $\nu_{\mu L}$	$\tau_L^-$ $\nu_{\tau L}$	$e_R^+$ $\bar{\nu}_{eR}$	$\mu_R^+$ $\bar{\nu}_{\mu R}$	$\tau_R^+$ $\bar{\nu}_{\tau R}$
Не участвуют в слабом взаимодействии	$e_R^-$ $\nu_{eR}$	$\mu_R^-$ $\nu_{\mu R}$	$\tau_R^-$ $\nu_{\tau R}$	$e_L^+$ $\bar{\nu}_{eL}$	$\mu_L^+$ $\bar{\nu}_{\mu L}$	$\tau_L^+$ $\bar{\nu}_{\tau L}$

Особенности взаимодействий лептонов

- Компоненты  $R$  для частиц и  $L$  для античастиц не участвуют в слабых взаимодействиях.
- Соответствующие заряженные частицы и античастицы участвуют в электромагнитных взаимодействиях.
- Для заряженных лептонов возможны переходы  $L \leftrightarrow R$ .
- $\nu_R$  и  $\bar{\nu}_L$  при  $m_\nu = 0$  никак себя не проявляют.
- Если масса нейтрино не равна 0, возможны осцилляции нейтрино.

## 7.6 Эксперименты с нейтрино и планирование их практического применения

В настоящее время используются детекторы нейтрино, содержащие огромные количества вещества.

Сечение взаимодействия нейтрино  $\sigma_\nu$  растет линейно с энергией нейтрино и для процесса  $\nu + p \rightarrow h + \mu$

$$\sigma(\nu + p) = (0.83 \pm 0.11) \cdot 10^{-38} \text{ см}^2 \cdot E_\nu \text{ (ГэВ)},$$

а для реакции  $\nu + p \rightarrow e + h$

$$\sigma(\nu + p) = (0.28 \pm 0.06) \cdot 10^{-38} \text{ см}^2 \cdot E_\nu \text{ (ГэВ)}.$$

Для процесса  $\nu + n$  сечение в 2 раза выше, чем для реакции  $\nu + p$ , т.е.

$$\frac{\sigma(\nu + n)}{\sigma(\nu + p)} = 2.1 \pm 0.3$$

при  $E_\nu > 1.5$  ГэВ.

Процессы, в которых генерируются нейтрино:

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu) \quad \text{с } E_\nu = 0.031 \text{ ГэВ};$$

$$K^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu) \quad \text{с } E_\nu = 0.237 \text{ ГэВ}.$$

Электронные нейтрино образуются в реакции  $K \rightarrow e + \pi + \nu_e$ .

Практическое применение нейтрино планируется реализовать для просвечивания Земли пучком  $\nu$  от ускорителей разных энергий и определения плотности Земли, поиска полезных ископаемых (проект Глэшоу), а также для регистрации нейтрино от астрофизических объектов при изучении взрывов сверхновых звезд, коллапса черных дыр.

Регистрация нейтрино происходит через заряженные мюоны, возникающие от взаимодействий нейтрино с ядрами атомов. Поскольку нейтрино — слабовзаимодействующая частица, нужны огромные объемы вещества для реализации этих процессов. Для этой цели используется вода озер, морей и океанов (необходим объем  $v > 10^7$  тонн воды), а также огромные толщи материкового льда в Антарктиде. Заряженные мюоны испускают черенковское излучение, которое регистрируется фотоумножителями, располагающимися в воде водоемов.

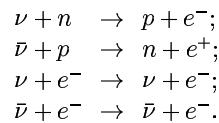
Первый детектор большого объема был построен в Японии с целью обнаружить распад протона. Сейчас он используется для регистрации нейтрино. Этот детектор получил название Камиоканде и следующая его модификация — Супер Камиоканде. Он представляет собой большой бак, наполненный водой. По стенкам бака располагаются фотоумножители, которые должны зарегистрировать процессы, происходящие при взаимодействии частиц (например, нейтрино) с протонами воды. Чувствительная площадь этого детектора около  $1000 \text{ м}^2$ .

В России выполняется эксперимент на озере Байкал, в котором гирлянда фотоумножителей опускается на глубину до 1.5 км.

Крупным проектом, использующим морскую воду, был проект ДЮМАНД, в котором предполагалось системы фотоумножителей погружать глубоко под воду и с их помощью просматривать значительные объемы морской воды. Этот проект просуществовал недолго. Море вблизи Гавайских островов оказалось неспокойным и гирлянды фотоумножителей были затоплены. В настоящее время аналогичным способом предполагается измерять потоки нейтрино в эксперименте NESTOR вблизи берегов Греции, в котором фотоумножители будут погружаться на глубину более четырех тысяч метров. Еще одним крупнейшим проектом по регистрации нейтрино является проект AMANDA в Антарктиде, в котором

вместо воды будет использован материковый лед. Глубина погружения фотоумножителей в толщу льда предполагается равной  $2 \div 2.5$  км. Чувствительная площадь этого детектора должна быть  $\sim 10$  тысяч квадратных метров.

Регистрация нейтрино осуществляется также с помощью электронных методов. В электронных методах работают следующие реакции:



Регистрируются заряженные частицы из этих реакций. Детекторы должны иметь разрешающее время  $10^{-9}$  с. В России сооружен и многие годы работает галлий-германиевый детектор под горой Чегет на Баксане в Кабардино-Балкарии:



В этом эксперименте используются для регистрации электронов жидкые сцинтиляторы.

### Эксперименты для регистрации нейтрино от взрывающихся звезд

В эксперименте ДЮМАНД планировалось собрать гирлянды ФЭУ с радиусом обзора  $\sim 50$  мегапарсек для регистрации нейтрино с энергией  $E_\nu > 10^{15}$  эВ. Объем детектора  $\sim 1 \text{ км}^3$  ( $\sim 10^9$  тонн воды). В таком объеме содержится  $\sim 10^{40}$  нуклонов, что позволяет регистрировать вспышки сверхновых звезд.

По-видимому, в 1974 году на Земле (в Чили) была зарегистрирована вспышка сверхновой звезды (в 6 счетчиках возникло 24 импульса). Реакция могла быть  $\bar{\nu} + p \rightarrow n + e^+$ .

Оценим, на каком расстоянии от Земли произошла такая вспышка. Если при вспышке выделилась энергия  $E = 10^{53}$  эрг, то при средней энергии нейтрино  $\varepsilon_\nu \simeq 30$  МэВ поток нейтрино  $J_\nu = 2 \cdot 10^{57}$ . Поток нейтрино, пришедших на Землю,  $J'_\nu = \frac{J_\nu}{4\pi R^2}$ , где  $R$  — расстояние от Земли до звезды. Число зарегистрированных на Земле нейтрино  $N_{\text{регист}} = J'_\nu \cdot \sigma_\nu \cdot N_0$ , где  $N_0$  — число ядер в мишени (на пути нейтрино в Земле)  $\sim 10^{30}$ , поперечное сечение взаимодействия нейтрино с ядром мишени  $\sigma_\nu \sim 10^{-40} \text{ см}^2$ . Число

зарегистрированных нейтрино  $N_{\text{регист}} \sim 10$ . Вспышка длится  $10^{-4} \div 10^{-2}$  с. Тогда расстояние до вспыхнувшей звезды  $R = \left( \frac{J_\nu \sigma_\nu N_0}{4\pi N_{\text{регист}}} \right)^{1/2} \sim 5$  кпс. Таким образом, зарегистрированная вспышка возникла на расстоянии  $\sim 5$  кпс. Заметим, что от Солнца до центра Галактики  $\sim 10$  кпс.

В звездах непрерывно идут процессы, приводящие к образованию нейтрино. Поток нейтрино от звезд очень велик, поэтому процессы, происходящие в звездах, в принципе, могут быть зафиксированы.

### Томография Земли

Практическое применение нейтрино предполагается реализовать в экспериментах по томографии Земли.

Первое предложение по просвечиванию Земли с помощью нейтрино было сформулировано в эксперименте БАТИСС (1983 год). Предполагалось, что нейтрино от ускорителя в Батавии (США) пройдет через Землю почти по диаметру и достигнет детекторов, расположенных в озере Иссык-Куль (СССР). Были выполнены подготовительные работы, однако эксперимент не был осуществлен.

Схемы проектов по томографии Земли, предложенных Нобелевскими лауреатами А. Де Руджилла (ЦЕРН), С.Л. Глэшоу (Гарвардский университет), Р.Р. Вильсоном (Колумбийский университет), Г.Шарпаком (ЦЕРН), в которых планируется исследование залежей нефти, поиск тяжелых металлов, определение плотности Земли с помощью пучков нейтрино от ускорителей, изображены на рис. 54.

Пучок нейтрино от ускорителей, расположенных на поверхности Земли, направляется через толщу Земли. В проекте GENIUS регистрация эффекта от пучка нейтрино реализуется путем регистрации звуков, вызываемых мюонами, идущими в равновесии с нейтринным пучком. В экспериментах GEMINI и GEOSCAN регистрируются мюоны на выходе пучков частиц. В проекте GEOTRON (рис. 55) ускоритель располагается под поверхностью воды и распадная труба направляется в толщу Земли.

Потоки мюонов, проходящие сквозь Землю, будут испытывать различные потери энергии, которые будут зависеть от свойств земных пород, встречающихся на их пути. Таким образом, по поглощению мюонов может быть определена плотность этих пород и залежи полезных ископаемых: нефти, газа и твердых пород различного состава (рис. 56).

Во всех этих проектах предполагается использовать пучки протонов с энергией  $E_p = 10$  ТэВ. Они направляются на неподвижную мишень, в

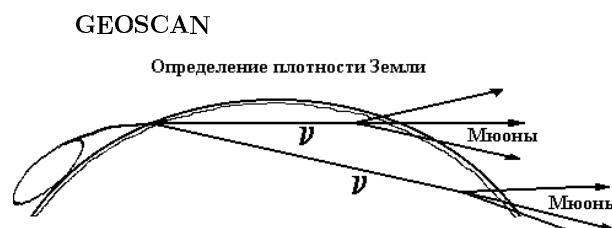
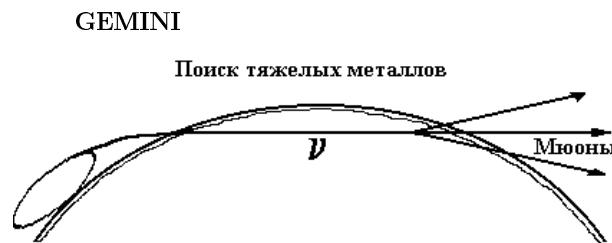


Рис. 54: Схемы проектов GENIUS, GEMINI, GEOSCAN.

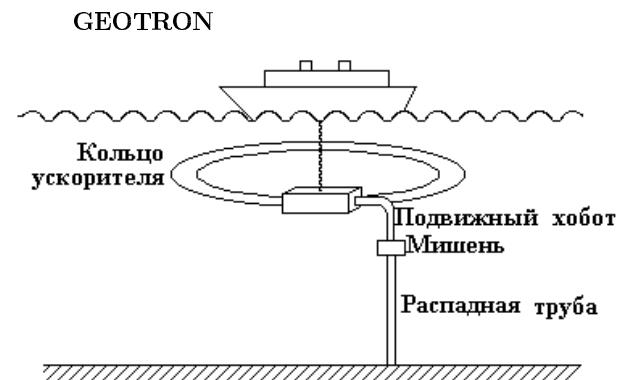


Рис. 55: Схема проекта GEOTRON.

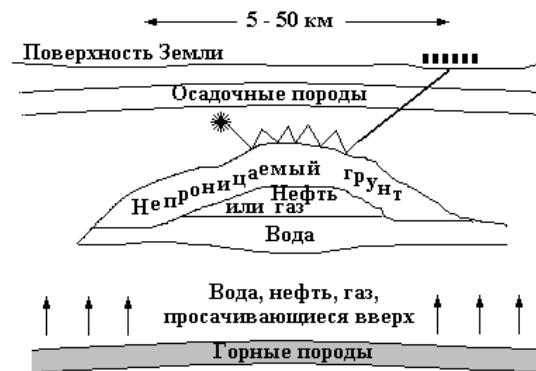
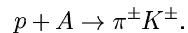


Рис. 56: Предполагаемое строение Земли, которое может быть обнаружено при пропечивании разных участков пучками нейтрино.

которой протекает реакция



Родившиеся заряженные пионы и каоны с помощью магнитов направляются в полую трубу, в которой происходит их распад по следующим каналам:



Распадная труба ориентирована в глубь Земли и образовавшиеся в результате распада нейтрино могут просвечивать Землю по разным направлениям. Нейтрино, проходя сквозь Землю, образуют поток мюонов, который и регистрируется по выходе из Земли (GEMINI и GEOSCAN). В проекте GENIUS с помощью микрофонов регистрируется звук, распространяющийся в грунте от заряженных мюонов, идущих в равновесии с потоком нейтрино.

## 8 Экзотические частицы

К экзотическим следует отнести Хиггс-бозоны, суперсимметричные частицы, магнитные монополи, тахионы, аксионы, WIMP-частицы, которые обладают нестандартными свойствами и пока не обнаружены, но входят в различные теоретические модели.

### 8.1 Хиггс-бозоны

В электрослабой теории спонтанное нарушение симметрии, т.е. появление наряду с безмассовыми фотонами массивных  $W^\pm$ - и  $Z^0$ -бозонов, связывают с существованием механизма Хиггса, реализуемым через поля Хиггса. Поиск Хиггс-бозонов является основной задачей на действующих и строящихся ускорителях частиц. В Стандартной Модели физики частиц предполагается существование скалярного хиггсовского бозона. На ускорителе LEP сделана попытка обнаружения рождения Хиггс-бозона в реакции  $e^+ + e^- \rightarrow Z^0 + H^0$ . В эксперименте было поставлено ограничение на массу  $m_{H^0} > 100$  ГэВ. В расширенной Стандартной Модели предполагается существование заряженных Хиггс-бозонов. Массы Хиггс-частиц не предсказываются в теориях, однако делается предположение, что масса Хиггс-бозона не может быть больше 300 ГэВ. Большие надежды возлагаются на открытие хиггсовских полей, которые могли бы войти в состав физического вакуума.

## 8.2 Суперсимметричные частицы (SUSY-частицы)

Дальнейшее расширение Стандартной Модели предусматривает введение нового вида симметрии. Эта симметрия предполагает, что каждому фермиону (спин 1/2) должен соответствовать бозон (спин 1). Суперпартнеры обычных частиц приобретают в названии окончание *-ино*, например, фотон — фотино, гравитон — гравитино, бозон Хиггса — хиггсино. SUSY-партнер кварка называют сквартом, а лептона — слептоном.

Для характеристики суперсимметричных частиц вводится новое квантовое число, называемое  $R$ -четность. Для обычных частиц  $R = +1$ , для суперсимметричных частиц  $R = -1$ , причем  $R = (-1)^{3B+L+2J}$ , где  $B$  — барионное число,  $L$  — лептонное число и  $J$  — спиновое квантовое число. Предполагается, что  $R$ -четность сохраняется в электрослабых взаимодействиях. Благодаря сохранению  $R$  самая легкая суперсимметричная частица должна быть стабильной, поэтому она представляет интерес как кандидат на роль частицы темной материи.

### 8.3 Магнитные монополи

Квантовая электродинамика справедлива в очень широких пределах от  $2 \cdot 10^{-16}$  см до  $5 \cdot 10^{10}$  см (80 радиусов Земли), т.е.  $\sim 25$  порядков.

Однако в ней имеются нерешенные вопросы.

1. Почему квантуется электрический заряд?
2. Чем определяется значение электрического заряда и величина массы электрона?
3. Чем определяется количество заряженных лептонов?
4. Почему взаимодействие фотонов с адронами не описывается электродинамикой и приходится прибегать к модели векторной доминантности — превращению фотона в векторный мезон  $g$ , который сильно взаимодействует с адроном?



5. Для объяснения процесса глубоконеупругого рассеяния лептонов на адронах:  $e + p \rightarrow h + e + p$  приходится вводить квартовую стадию и строить квантовую хромодинамику.

6. Проблема монополя может быть решена только в случае, если он будет обнаружен в эксперименте.

В классической электродинамике магнитное поле создается магнитными диполями и *нет* монополей. Это утверждение содержится в уравнениях Максвелла

$$\begin{aligned}\operatorname{div} E &= 4\pi\rho_e, \\ \operatorname{div} B &= 0, \\ \operatorname{rot} B &= \frac{1}{c\partial t}E + \frac{4\pi}{c}j_e, \\ -\operatorname{rot} E &= \frac{1}{c\partial t}B + \frac{4\pi}{c}j_m.\end{aligned}$$

В этих уравнениях отсутствует магнитный заряд. В 1931 году Дирак предположил, что вместо второго уравнения можно написать уравнение в виде

$$\operatorname{div} B = 4\pi\rho_m,$$

где  $\rho_m$  — плотность магнитного заряда. Так был введен в рассмотрение монополь Дирака. Если на расстоянии  $b$  от него движется частица со скоростью  $v$ , то действующая на эту частицу сила Лоренца

$$F = \frac{ev}{c}B = \frac{eg}{c} \frac{vb}{(b^2 + v^2t^2)^{3/2}}$$

и частица получит импульс

$$\Delta p = \int F dt = \frac{2eg}{cb}.$$

Изменение импульса частицы связано с изменением углового момента

$$\Delta L = b \cdot \Delta p = \frac{2eg}{c}.$$

Т.к. орбитальный угловой момент  $L = n\hbar$  квантуется, то отсюда вытекает квантование электрического заряда

$$e = \frac{n\hbar c}{2g}, \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots,$$

а магнитный заряд

$$g = \frac{n}{2} \frac{e}{\alpha_{\text{ЭМ}}} = \frac{137}{2}e.$$

Швингер показал, что отсюда можно получить следующие заключения.

1. Существование магнитного монополя объясняет квантование электрического заряда.

2. Можно получить величину магнитного заряда. Таким образом, безразмерная константа взаимодействия двух монополей  $g$  получается очень большой

$$g = \frac{e \cdot 137}{2} \simeq 69e.$$

Это обстоятельство позволяет рассмотреть аналогию между взаимодействием монополей и сильным взаимодействием. При разрыве магнитного диполя не возникает магнитный монополь, а снова образуются диполи. То же происходит при разрыве кварковой струны — образуются дикварковые струны и не удается выделить отдельный夸克 (рис. 57).

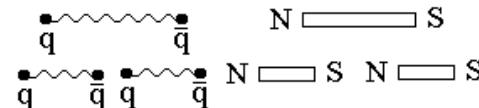


Рис. 57: Аналогия между магнитными диполями и парами кварков.

На опыте не наблюдается изолированный монополь, возможно из-за огромной силы, действующей между монополями.

В 1974 году т'Хофт и Поляков ввели представление о возможном существовании сверхтяжелых монополей с массой  $M_X \sim 10^{15} \div 10^{16}$  ГэВ. Такие сверхтяжелые монополи не могут быть получены на ускорителях. Сделано предположение, что они могли образоваться в ранней Вселенной. Они были введены в GUT-модель и получили название GUT-монополей (рис. 58). Эти монополи имеют сложную структуру и могут служить катализаторами распада нуклона.

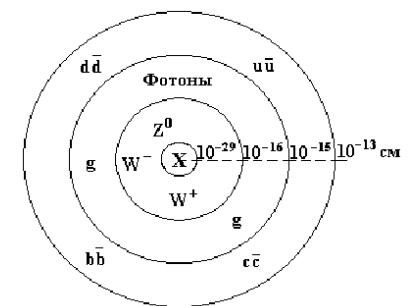


Рис. 58: Структура GUT-монополя.

GUT-монополь имеет, помимо магнитного заряда, связанного с электрическим зарядом, еще и цветной магнитный заряд  $g_{MC} = \frac{1}{2l_{\min}} \neq 0$ , который экранируется на расстояниях  $\sim 1$  фм. Сверхтяжелый монополь вызывает несохранение барионного заряда (т.е. распад протона)  $M + p \rightarrow M + e^+ + \pi^0$ . Сечение этого процесса  $\sigma$  сравнимо с сечением сильного взаимодействия  $\sigma \approx 10^{-26}$  см<sup>2</sup>. Структура GUT-монополя такова, что, благодаря ненарушенной симметрии в центральной области, он может служить катализатором распада протона (рис. 59).

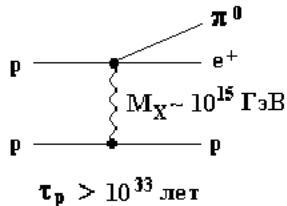


Рис. 59: Схема распада протона под действием GUT-монополя.

Его масса  $m_M \approx \frac{M_X}{\alpha_{\text{ЭМ}}} \sim 10^{17}$  ГэВ, где  $M_X \sim 10^{15}$  ГэВ — масса векторного бозона, связанного с масштабом нарушения симметрии. Ненарушенная симметрия существовала в момент Большого Взрыва; все взаимодействия имели одну константу (GUT-модель).

### Поиски монополей

#### 1. Поиск монополей по величине ионизации вдоль следа монополя.

Магнитный заряд  $g = n \cdot \frac{137}{2} \cdot e = n \cdot 68.5 \cdot e$ ;  $\frac{g^2}{hc} \sim 34 \gg 1$ .

Около монополя существует связанное электромагнитное поле. Монополь ионизует вещество за счет этого электромагнитного поля. Если он движется со скоростью  $v$ , то

$$\frac{\text{ионизация монополя}}{\text{ионизация электрона}} = \left(\frac{g}{e}\right)^2 \left(\frac{v_e}{c}\right)^2,$$

где  $c$  — скорость электромагнитного поля (скорость света).

$\left(\frac{g}{e}\right)^2 = (68.5)^2 = 4692$ , т.е. монополь ионизует в 4692 раза значительнее, чем частица с однократным электрическим зарядом (как ядро с  $Z = 68.1$ ). Кроме того, ионизация не зависит от скорости монополя, т.к. определяется скоростью света  $c$ , т.е. ионизация постоянна вдоль следа частицы. У электрона ионизация  $\sim \frac{1}{v^2}$ , а т.к.  $\frac{dE}{dx} \sim E^2$ ,  $E \sim \frac{g}{b^2} v$ , то у монополя потери энергии на ионизацию  $\frac{dE}{dx} \sim \frac{g^2}{b^2} \cdot \frac{v^2}{c^2} \frac{1}{v^2} \sim \frac{1}{c^2} \sim \text{const}$ .

В фотоэмulsionии след монополя мог бы существенно отличаться от следа ядра (рис. 60). Это связано с процессом захвата электронов ядром и уменьшением ионизующей способности ядра к концу его следа.

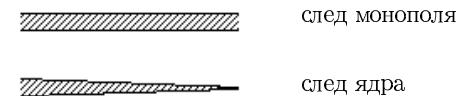


Рис. 60: Предполагаемые следы монополя и ядра в фотоэмulsionии.

Помимо фотоэмulsionии для поиска монополей используется метод травления, который позволяет определить след монополя после его прохождения через пластическое вещество.

Предполагается, что монополи абсолютно стабильны и могут рождаться, например, в процессе  $e^+e^- \rightarrow M\bar{M}$  (рис. 61).

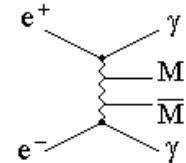


Рис. 61: Одна из возможностей рождения монополь-антимонопольных пар.

2. Поиск сверхтяжелых монополей с использованием техники времени пролета. Такие монополи скорее всего нерелятивистские и имеют скорость  $\frac{v}{c} \sim 10^{-2} \div 10^{-4}$ , которую можно измерить в пределах установки.

3. Поиск монополей по наведенному электрическому току в витке проволоки (эксперимент Кабреры, идея Альвареца, рис. 62). Когда монополь

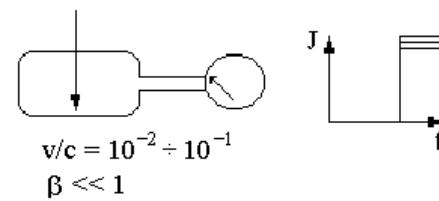


Рис. 62: Схематическое изображение эксперимента Кабреры.

проходит сквозь виток проволоки, в нем индуцируется электрический ток  $J$ , который может быть измерен. В отсутствие монополя ток  $J = 0$ , после прохождения монополя через виток будет зарегистрирован скачок тока. В 1982 году Кабрера зарегистрировал подобный сигнал.

К настоящему времени получены только ограничения на потоки монополей (рис. 63):

$$I < 10^{-15} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ сп}^{-1}, \quad \beta = 1.$$

Астрофизические ограничения на поток сверхтяжелых монополей:  $I < 10^{-20} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ сп}^{-1}$ .

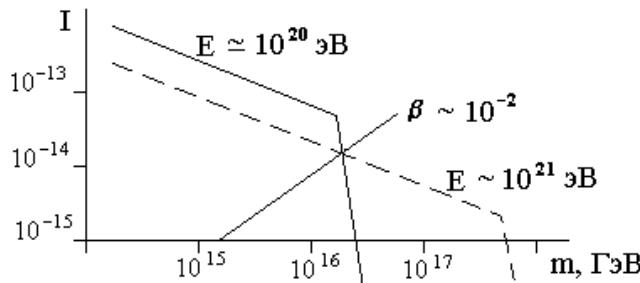


Рис. 63: Модельные ограничения на потоки монополей в зависимости от их массы.

#### 8.4 Тахионы

Тахионы — так принято называть частицы, которые имеют скорость  $v$  больше скорости света:  $v > c$ .

Посмотрим, как отразится в формулах такое утверждение.

$$E = \frac{mc^2}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad \beta = \frac{v}{c} > 1, \text{ если } v > c, \text{ то } \sqrt{1-\beta^2} \text{ — мнимая величина.}$$

Чтобы измеряемая на опыте величина  $E$  была действительной, полагают, что масса  $m = \mu\sqrt{-1} = \mu i$ . Тогда  $E = \frac{\mu c^2}{\sqrt{\beta^2-1}}$  будет действительной величиной, т.к.  $\beta > 1$ .

Используя соотношение  $E^2 - p^2c^2 = m^2c^4$  можно определить  $m^2$ . Если  $v < c$ , то  $pc < E$  и  $E^2 - p^2c^2 > 0$ , т.е.  $m^2 > 0$ . Если  $v > c$ , то  $pc > E$  и  $m^2 < 0$ . На рис. 64 показано распределение  $m^2$ , получающееся во многих экспериментах. При соударении протона с протоном рождается много вторичных частиц:  $p + p = c_1 + c_2 \dots c_i + c_n$ . Для определения квадрата массы системы двух частиц  $ij$  используется формула  $m_{ij}^2 c^4 = (\sum E_{ij})^2 + (\sum p_{ij})^2 c^2$ . Определение энергии каждой из частиц и импульса обычно включает некоторую неточность:  $E = E \pm \Delta E$  и

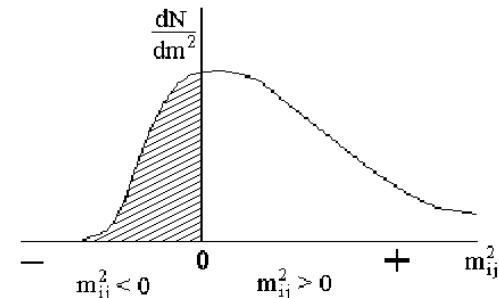


Рис. 64: Распределение по  $m_{ij}^2$ , полученное при обработке событий множественного рождения частиц в  $pp$ -соударениях высокой энергии:  $m_{ij}^2$  — квадрат эффективной массы любых двух частиц  $i, j$ , родившихся в результате соударения.

$p = p \pm \Delta p$ . Неточности  $\Delta E$  и  $\Delta p$  могут быть таковы, что вычисленные значение  $m_{ij}^2$  могут быть меньше нуля. На рисунке заштрихована область, в которой  $m_{ij}^2 < 0$ . Казалось бы, это свидетельствует о рождении тахионов в результате соударения частиц высоких энергий. Однако детальный анализ показывает, что это может быть следствием погрешности в определении энергии  $E_i, E_j$  и импульсов  $p_i, p_j$ .

Можно отметить следующие особенности в поведении тахионов.

1. С ростом скорости тахиона его энергия падает, поскольку  $p^2c^2$  становится больше  $E^2$ .

2. У обычных частиц  $E > pc$ , а у тахионов  $E < pc$ .

3. Меняется последовательность процессов. Один наблюдатель будет видеть сначала поглощение, а затем — испускание; другой — наоборот.

Поиски тахионов дают пока отрицательный результат.

#### 8.5 Аксионы

Аксионы введены в рассмотрение в моделях, связанных с нарушениями  $CP$ -симметрии в сильных взаимодействиях. Возникающий при таком нарушении голдстоуновский бозон называется аксионом. Он есть следствие существования дополнительного поля — поля аксиона, появление которого подобно появлению поля Хиггса. В GUT-моделях рассматриваются аксионы безмассовые и массивные. Нижний предел для масс аксионов, получающихся из различных астрофизических оценок, составляет  $10^{-3} \div 10^{-5}$  эВ. Поиск аксионов ведется в лабораторных условиях в раз-

личных взаимодействиях их с фотонами или атомарными электронами. Если аксион является массивной частицей, то его можно рассматривать в качестве кандидата в частицы темной материи. До настоящего времени не найдено никаких признаков существования аксионов.

## 8.6 WIMP-частицы

Гипотеза о существовании слабовзаимодействующих массивных частиц (Weak Interaction Massive Particle — WIMP-частица) также возникла в связи с проблемой темной материи, которая является крайне интересной астрофизической проблемой. В настоящее время предложено много проектов по поиску таких частиц.

В апреле 2003 года в Великобритании в бывших соляных копях Северного Йоркшира на глубине 1 км открылась новая подземная лаборатория Boulby Underground (постройка лаборатории стоила 31 миллион фунтов стерлингов). В лаборатории будут проводиться эксперименты по поиску WIMP-частиц.

Будут работать три эксперимента для регистрации темной материи: NAIAD (Na I Advanced Array Detector);

ZEPLIN (с использованием ZonEd с пропорциональным сцинтиллятором в жидким Noble газе, в данном случае с жидким ксеноном);

DRIFT (Directional Recoil Identification From Tracks) — первый эксперимент, в котором помимо регистрации WIMPs будет также определяться направление их прихода.

Существенные результаты достигнуты в эксперименте DAMA, который претендует на регистрацию WIMP-частиц.

В состав темной материи могут быть включены экзотические частицы: монополи, тахионы, Хиггс-бозоны, а также массивные нейтрино.

# 9 Космические лучи

## 9.1 История исследования

Космические лучи — одно из интереснейших явлений природы, изучение которого дало значительные результаты и представляет исключительный интерес в связи с актуальными проблемами ядерной физики и астрофизики. Космические лучи были открыты в начале XX века в экспериментах Колльхерстера, Гоккеля, Гесса. Последний высказал гипотезу о существовании особого проникающего, ионизующего излучения, иду-

щего сверху и ослабляющегося вследствие поглощения атмосферой по мере проникновения в нижние слои.

В экспериментах Колльхерстера с использованием воздушного шара (1913–1914 гг.) был изучен ход возрастания ионизации до высот 9 тыс. метров. Эксперименты показали внеземное происхождение этого вида излучения. В дальнейшем в экспериментах Милликена (1922–1925 гг.) регистрирующая аппаратура поднималась на высоту 15,5 км на шарах-зондах. В течение долгого времени до 1929 года ионизационная камера оставалась единственным детектором при исследовании космических лучей. В результате экспериментов, выполненных с помощью ионизационных камер, было установлено изменение ионизационного эффекта в зависимости от глубины уровня наблюдения, и определен коэффициент поглощения космического излучения в атмосфере.

Природу космического излучения исследовали, используя в качестве детектора камеру Вильсона, и наиболее детально, когда ее поместили в магнитное поле. Впервые это сделал Д.В.Скобельцын. Эти эксперименты показали, что среди космических частиц присутствуют как положительно, так и отрицательно заряженные частицы. Предположение о том, что наблюдаемые в камере Вильсона легкие частицы с положительным зарядом являются позитронами, было впервые высказано Андерсоном. В этих экспериментах было осуществлено открытие позитрона, что явилось подтверждением теории Дирака, развиваемой в это время.

В экспериментах с камерой Вильсона было открыто новое явление — образование ливней, состоящих из многих заряженных частиц. Но следует заметить, что все эти исследования проводились под очень толстым слоем атмосферы (1000 г на 1 см<sup>2</sup>). К этой серии экспериментов следует отнести также эксперименты, выполненные Росси, который регистрировал космические частицы, используя счетчики Гайгера, расположенные под различными толщинами вещества (свинца). Удалось обнаружить существование двух компонент космического излучения на уровне Земли: мягкой, которая быстро поглощалась свинцовыми фильтрами, и жесткой, которая проникала под свинец значительной толщины. Дальнейшее изучение показало, что мягкая компонента состоит в основном из электронов вторичного происхождения, а жесткая компонента — из мюонов тоже вторичного происхождения. Вопрос об энергии, несомой космическими частицами, и об их природе исследовался долгие годы в экспериментах как на уровне моря, так и на различных высотах в атмосфере. В этих исследованиях при энергиях 100 ÷ 300 ГэВ помимо позитронов были открыты  $\mu$ -мезоны,  $\pi$ -мезоны ( $\pi^\pm$  и  $\pi^0$ ) и странные частицы ( $K$ -мезоны и

Л-гипероны), а также детально изучено множественное рождение вторичных частиц в результате сильного взаимодействия.

Долгое время космические лучи были основным источником частиц высоких энергий для изучения процессов, происходящих при их взаимодействиях с атомными ядрами, пока не вступили в строй ускорители частиц, позволившие значительно точнее изучать эти явления.

## 9.2 Методы исследования космического излучения

В настоящее время в связи с развитием экспериментальной техники исследование космических лучей выполняется за пределами атмосферы (на спутниках) и на больших высотах в атмосфере Земли с использованием шаров-зондов. Процессы, происходящие в земной атмосфере, исследовались с помощью многочисленных экспериментальных установок, расположенных как на поверхности Земли, так и в подземных лабораториях. Схематическое изображение этих экспериментов можно увидеть на рис. 65.

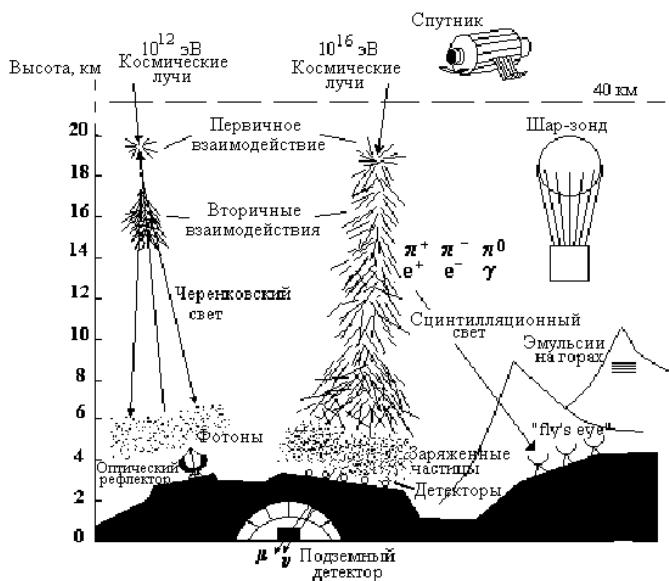


Рис. 65: Схематическое изображение экспериментов по изучению космического излучения.

На рис. 66 показаны основные процессы, которые происходят с первичной космической частицей при попадании ее в атмосферу Земли.

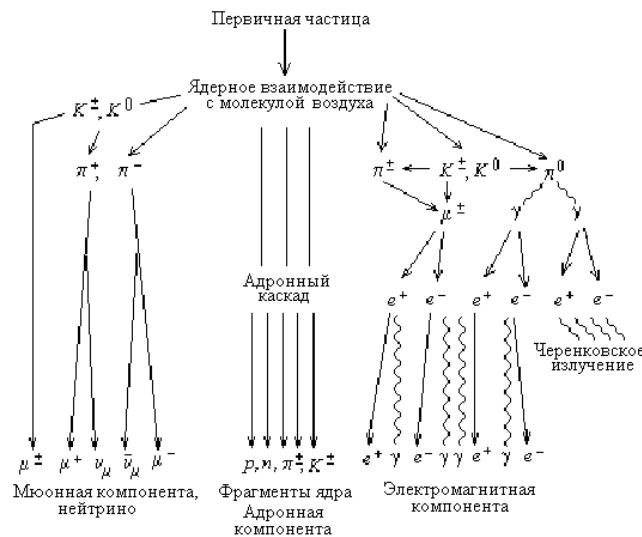


Рис. 66: Схематическое изображение процессов, происходящих с первичными частицами в атмосфере Земли.

Экспериментальные установки для изучения космических частиц, расположенные на горах, состоят, как правило, из детекторов калориметрического типа, в которых помимо определения энергии упавшей частицы можно проследить также за вторичными процессами, происходящими при прохождении космической частицы через вещество калориметра.

Калориметрические установки могут иметь большую площадь ( $10 \times 10$  кв. м). В качестве регистрирующих детекторов в калориметрах используются сцинтиляторы, ионизационные камеры и рентгенемульсионные пленки. Помимо калориметров экспериментальные установки содержат детекторы черенковского излучения, детекторы, регистрирующие испускание сцинтиляционного света частицами в атмосфере Земли ("fly's eye"), а также большое число сцинтиляционных детекторов, покрывающих значительные площади вокруг калориметрических детекторов (вплоть до  $1 \times 1$  кв. км). Детекторы, покрывающие большие площади, служат для регистрации широких атмосферных ливней, создаваемых

космическими частицами высокой энергии при прохождении через атмосферу.

### 9.3 Энергетический спектр первичного космического излучения

Особый интерес представляет изучение энергетического спектра первичного космического излучения. На рис. 67 показаны экспериментальные данные об интенсивности первичных космических частиц в разных энергетических интервалах, полученные в многочисленных экспериментах. Приводятся данные для протонов и всех сильновзаимодействующих частиц, включая ядра. Отдельно показан спектр электронов, позитронов, антипротонов там, где эти частицы идентифицированы. Интенсивность космических частиц при энергии LHC составляет  $10^4$  событий на  $\text{km}^{-2}$  год $^{-1}$  — на LHC при этой же энергии можно получить  $> 10^7$  событий в один день.

Данные об энергетическом спектре первичного космического излучения особенно интересны для решения различного рода астрофизических задач. Из рисунка видно, что диапазон изменения энергии первичных космических частиц очень широк: от  $10^0$  до  $10^{11}$  ГэВ. В разных энергетических интервалах для определения энергии первичной частицы используются различные методики. В начальном участке энергетического спектра энергии первичных протонов определялись по широтному эффекту космического излучения. Благодаря существованию магнитного поля у Земли, на экватор могут попасть частицы, энергия которых превышает 15 ГэВ. В полярные области могут проникать частицы любых энергий.

Значительное количество экспериментов выполнено за пределами атмосферы Земли. В диапазоне энергий от  $10^2$  до  $10^5$  ГэВ в качестве детекторов использовались калориметрические установки, располагающиеся на искусственных спутниках Земли или шарах-зондах. При энергиях  $> 10^5$  ГэВ энергия определялась по широким атмосферным ливням, развивающимся в атмосфере и регистрируемым на поверхности Земли.

Энергетический спектр первичного космического излучения можно аппроксимировать степенной функцией:  $dN/dE = a_0/E^\gamma$ . В дифференциальном спектре показатель степени  $\gamma = 2.8$  при энергиях до  $10^5$  ГэВ. В интервале энергий  $10^5 \div 10^6$  ГэВ показатель  $\gamma$  изменяется плавно и при  $E > 10^6$  ГэВ становится равным 3.2. При  $E > 10^{10}$  ГэВ снова намечается тенденция к изменению показателя спектра вплоть до  $\gamma \sim 2.8$ .

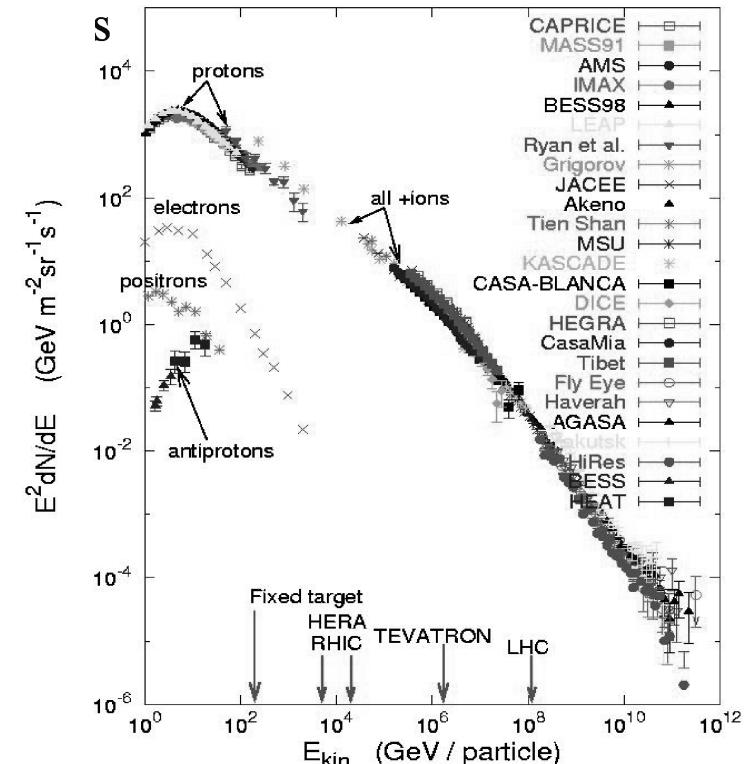


Рис. 67: Дифференциальный энергетический спектр первичного космического излучения. Стрелками над энергетической шкалой показаны энергии частиц, получающиеся на различных ускорителях (действующих: SpS, HERA, RHIC, TEVATRON и строящемся LHC).

Таким образом, можно отметить следующие особенности первично-го спектра космического излучения: излом спектра при  $E = 10^6$  ГэВ (называемый в литературе “колено”), излом спектра при  $\sim 10^{10}$  ГэВ (на-зывающийся “лодыжка”). Частицы с энергией  $> 10^{11}$  ГэВ принято называть ультравысокоэнергичными космическими частицами (UHECR). К насто-ящему времени наблюдено порядка 10 таких частиц. По гипотезе Грайз-ена, Зацепина, Кузьмина (ГЗК) таких частиц вообще не должно быть, т.е. спектр должен обрываться. Гипотеза ГЗК состоит в том, что первичные космические частицы высоких энергий сталкиваются с реликтовым  $\gamma$ -излучением, заполняющим Вселенную, открытым в середине 60-х годов. В результате такого столкновения космические частицы должны терять значительную долю энергии и выбывать из данного энергетического интервала. Наблюдение UHECR противоречит этой гипотезе и ставит но-вый вопрос: каково происхождение таких частиц?

На рис. 68 показан участок энергетического спектра космических ча-стиц, в котором наблюдалась UHECR. Линиями показано предполага-

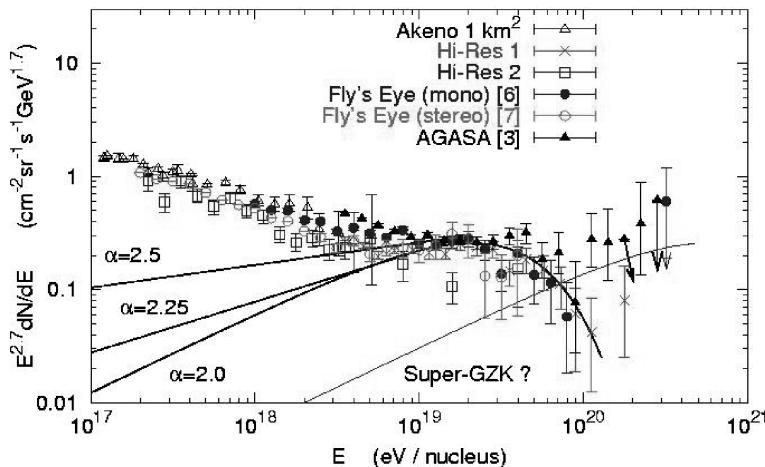


Рис. 68: Энергетический спектр космических частиц в области UHECR.

емое изменение спектров вследствие эффекта ГЗК. Основная реакция, которая может объяснить уменьшение интенсивности высокоэнергичных частиц, есть взаимодействие протона с реликтовым фотоном и образование при этом дельта-изобары, которая распадается затем на пион и про-

тон. Пороговая энергия при этом  $E_{th} = k \frac{m_\pi m_p}{2\varepsilon} \approx 10^{19}$  эВ, где  $\varepsilon = 10^{-3}$  эВ, что соответствует температуре реликтового фотона  $T \approx 2.7^\circ K$ . Если предположить, что вместо протона образуется какая-либо более тяжелая частица с массой  $M_X$ , то пороговая энергия может сдвинуться в область более высоких энергий, названную сверхвысокоэнергичной областью для гипотезы ГЗК (Super GZK).

Пока только один эксперимент (AGASA) свидетельствует об отсут-ствии эффекта ГЗК и существовании UHECR.

Отмеченные особенности энергетического спектра первичного косми-ческого излучения связываются с различными гипотезами о происхо-ждении космических лучей. Возможно, что большая часть космических ча-стиц имеет галактическое происхождение, а частицы очень высоких эне-ргий — метагалактическое.

#### 9.4 Природа первичного космического излучения

При изучении первичного космического излучения помимо энергии, ко-торую несут космические частицы, представляет интерес их природа. Природа первичного космического излучения достаточно хорошо изуче-на при сравнительно невысоких энергиях первичных частиц.

В табл. 15 показан состав космического излучения в зависимости от заряда ядра  $Z$ .

Таблица 15: Состав космического излучения в зависимости от заряда ядра  $Z$

$Z$	Элементы	Доля частиц $F$	$Z$	Элементы	Доля частиц $F$
1	H	485	13–14	Al, Si	0.19
2	He	26	15–16	P, S	0.03
3–5	Li, B	0.40	17–18	Cl, Ar	0.01
6–8	C, O	2.2	19–20	K, Ca	0.02
9–10	F, Ne	0.3	21–25	Se, Mn	0.06
11–12	Na, Mg	0.22	26–28	Fe, Ni	0.12

Доля  $F$ , показанная в таблице, приводится относительно ядер кисло-рода, поток которых при кинетической энергии 10.6 ГэВ/нуклон равен  $3.26 \times 10^{-6}$  см $^{-2}$  с $^{-1}$  стер $^{-1}$  (ГэВ/нуклон) $^{-1}$ .

На рис. 69 показан дифференциальный спектр космических ча-стиц различной природы с кинетической энергией от  $10^1$  до  $10^6$  МэВ/нуклон. Основную долю частиц составляют протоны, затем ядра гелия, углерода и железа.

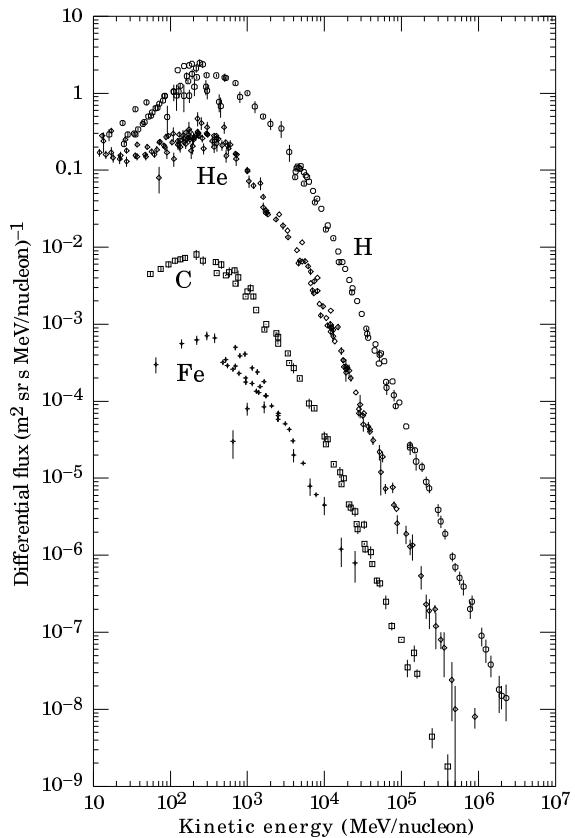


Рис. 69: Дифференциальный спектр первичного космического излучения.

Природа космических частиц при более высоких энергиях изучается. Получаемые экспериментальные данные пока противоречивы, но имеют указания, что при более высоких энергиях преобладают ядра тяжелее водорода.

## 9.5 Космические лучи в атмосфере Земли

Дифференциальный энергетический спектр первичных протонов при энергиях до  $10^5$  ГэВ дается выражением

$$I_N(E, 0) \approx 1.8E^{-\gamma} \text{ нуклонов см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ стер}^{-1} \text{ ГэВ}^{-1},$$

где  $\gamma = 2.7$ .

Первичные космические протоны (или ядра), попадая в атмосферу Земли и сталкиваясь с атомами воздуха (кислород и азот), образуют вторичную компоненту космического излучения.

На рис. 70 показан вертикальный поток космических частиц с энергией  $> 1$  ГэВ в зависимости от глубины в атмосфере. Поглощение первичных нуклонов в атмосфере с образованием вторичных частиц происходит по экспоненте, которая на рисунке показана прямой линией. Таким образом, вертикальная интенсивность нуклонов на глубине  $X$  ( $\text{г см}^{-2}$ ) в атмосфере дается выражением  $I_N(E, X) \approx I_N(E, 0)e^{-X/\Lambda}$ , где  $\Lambda$  — пробег до поглощения нуклонов в воздухе.

Соответствующее выражение для вертикальной интенсивности заряженных пионов с энергией  $E_\pi < \epsilon_\pi$ ,  $\epsilon_\pi = 115$  ГэВ,  $\Lambda \approx 120 \text{ г см}^{-2}$  на высоте 15 км

$$I_\pi(E_\pi, X) \approx \frac{Z_{N,\pi}}{\Lambda_N} I_N(E_\pi, 0) e^{-X/\Lambda} \frac{XE_\pi}{\epsilon_\pi}.$$

$Z_{N,\pi} \approx 0.079$ , т.к. большинство пионов с энергией меньше, чем критическая энергия  $\epsilon_\pi$ , скорее распадаются, чем взаимодействуют. От распада  $\pi^+\pi^-$ -мезонов накапливаются  $\mu^+\mu^-$ -мезоны и сопровождающие их нейтрино  $\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$ . При распаде  $\pi^0$ -мезонов на фотоны образуются электроны и позитроны ( $e^+, e^-$ ).

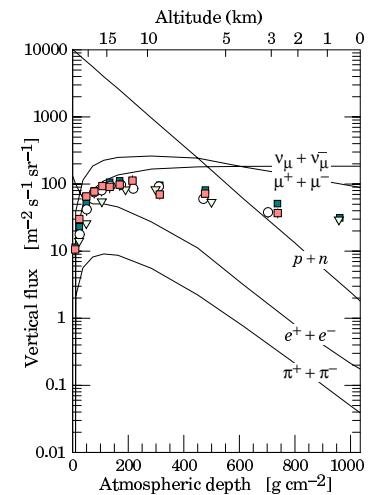


Рис. 70: Вертикальный поток космических частиц в атмосфере с энергией  $E > 1$  ГэВ. Значками показаны данные измерений для отрицательных мюонов с  $E_\mu > 1$  ГэВ.

## 9.6 Экзотические события в космических лучах

### Кентавр-события

Многолетние измерения процессов, происходящих с космическими частицами в атмосфере Земли, выполненные различными экспериментальными методиками, привели к обнаружению ряда экзотических явлений, не укладывающихся в современное представление о взаимодействиях при высоких и сверхвысоких энергиях. Одним из первых экзотических явлений, наблюденным в 80-х годах прошлого века, было событие, зарегистрированное установкой калориметрического типа. В этом событии наблюдалось аномальное соотношение между заряженными и нейтральными адронами, возникшими при соударении частицы высокой энергии с ядром углерода. В соответствии с принципом изотопической инвариантности количество нейтральных пионов должно равняться количеству заряженных пионов. Событие, которое было зарегистрировано японскими физиками, содержало только заряженные пионы при полном отсутствии нейтральных. Это событие было названо "Кентавром". Дальнейшие эксперименты с аналогичной методикой, выполняющиеся в разных коллаборациях (коллаборация "Памир", японо-бразильская коллаборация и др.), были нацелены на поиск таких событий.

До настоящего времени такие события не наблюдались в экспериментах, выполняющихся на ускорителях. Это в первую очередь связано с тем, что в космических лучах эти события наблюдаются в области фрагментации налетающей частицы, которая не регистрируется в экспериментах на ускорителях. Тем не менее, планируется поиск таких событий в экспериментах на строящемся коллайдере LHC.

В табл. 16 приводится статистика Кентавр-событий, накопленная за все эти годы.

Таблица 16: Статистика Кентавр-событий, накопленная в разных экспериментах

Лаборатория	Высота, м (г/см <sup>2</sup> )	Поглотители над камерами	Экспозиция, м <sup>2</sup> в год	Кол-во Кентавр-событий
г. Чакалтай (Бразилия–Япония)	5200 (540)	2-слойный углерод	300	8
Памир (СССР–Польша)	4300 (600) или 4900	углерод	500	3
Памир (Россия–Япония)	4300	углерод или толстый свинец	530	2

Из таблицы видно, что количество Кентавр-событий очень невелико. Характеристики этих событий представлены в табл. 17.

Таблица 17: Характеристики Кентавр-событий

Средняя энергия первичных частиц,	$\langle E \rangle \geq 1.74 \cdot 10^6$ ГэВ
Средняя множественность адронов	$\langle N_h \rangle = 64 \div 90$
Множественность фотонов ( $\gamma$ )	0
Средняя псевдобыстроота испущенных барионов	$\langle \eta_{\text{лаб}} \rangle = 9.9 \pm 0.2$
Средний поперечный импульс	$\langle p_\perp \rangle = 1.75 \pm 0.7$ ГэВ/с

Основной особенностью Кентавр-событий, часто называемых Кентавр-файрболами, является отсутствие фотонов среди продуктов их распада.

Другие характеристики Кентавр-файрбола, полученные из моделей кварк-глюонной плазмы и показанные в табл. 18, свидетельствуют о его обогащении странными кварками. Это позволяет предположить, что в состав Кентавр-файрбола могут входить объекты, названные странжелетами. В таком случае распад Кентавр-файрбола на странжелеты может присутствовать также при образовании гипотетических странных звезд в космическом пространстве.

С другой стороны регистрация Кентавр-событий в экспериментах на ускорителях может служить доказательством образования кварк-глюонной плазмы при соударениях частиц высоких энергий, если рассчитанные характеристики Кентавр-файрбола совпадут с экспериментально измеренными.

### Комплананость

Другим экзотическим явлением, наблюденным в космических экспериментах, стало компланаарное рождение частиц высоких энергий, получившее название "выстроенность". Явление выстроенности энергетически выделенных центров (ЭВЦ) в гамма-адронных семействах наблюдалось в экспериментах сотрудничества Памир–Чакалтай при анализе семейств, удовлетворяющих критериям  $\sum E_\gamma \geq 100$  ТэВ и  $N_\gamma \geq 3$ . Семейства наблюдались в рентген–эмulsionционных камерах, расположенных под углеродными или свинцовыми поглотителями. В этих семействах практически вдоль одной прямой располагались три, четыре, пять ЭВЦ. Оказалось, что доля таких событий по отношению к полному числу зарегистрированных событий возрастает с ростом  $\sum E_\gamma$  и количества адронов в семействе  $N_h$ . На рис. 71 показана доля семейств с выстроенностью от количества рассматриваемых ЭВЦ в каждом семействе.

Таблица 18: Характеристики Кентавр-событий, рассчитанные из моделей кварк-глюонной плазмы

Масса	$M_{fb} = 180 \pm 60 \text{ ГэВ}$
Объем	$V_{fb} \leq 75 \div 100 \text{ фм}^3$
Плотность энергии	$\varepsilon > 2.4 \pm 1 \text{ ГэВ/фм}^3$
Барохимический потенциал	$\mu_b = 1.8 \pm 0.3 \text{ ГэВ}$
Температура	$T_{fb} = 130 \pm 6 \text{ МэВ}$
Плотность夸克ов в файрболе	$\langle \rho_q \rangle = 8 \pm 3 \text{ фм}^{-3}$
Плотность барионов в файрболе	$\langle \rho_b \rangle = 2.7 \pm 1 \text{ фм}^{-3}$
Плотность странных夸克ов	$\rho_s \sim 0.14 \text{ фм}^{-3}$
Плотность антикварков	$\rho_{\bar{q}} \sim 3.6 \cdot 10^{-3} \text{ фм}^{-3}$
Плотность глюонов	$\rho_g \sim 0.6 \text{ фм}^{-3}$
Плотность энтропии	$S \sim 16.4 \text{ фм}^{-3}$
Плотность энтропии/барион	$\langle \rho_q \rangle / \rho_b = 8 \pm 3 \text{ фм}^{-3}$
Плотность барионов в файрболе	$S / \rho_b \sim 6$
Плотность странность/барион	$\rho_s / \rho_b \sim 0.06$
Конечное отношение заряда к бариону	$(Z/A)_f \sim 0.4$
Избыток странности	$N_s - N_{\bar{s}} \sim 14$
Предсказанное отношение частиц	$N_\pi / N_N \approx 7 \cdot 10^6$
Кентавр-стрэнжлет	
Масса	$A \sim 10^{15}$
Заряд/барион	$Z/A \sim 0$
Странность/барион	$f_s \sim 1$

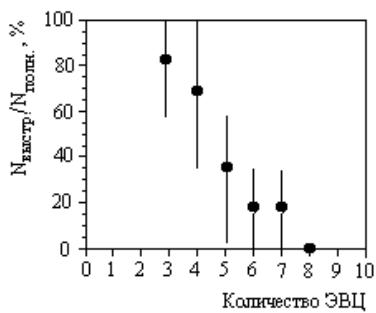


Рис. 71: Зависимость доли семейств с выстроенностью от количества энергетически выделенных центров (ЭВЦ).

Явление выстроенности свидетельствует о том, что вторичные частицы вылетают при рождении в одной азимутальной плоскости, т.е. они компланарны. Можно предположить, что компланарное рождение высокoenергичных частиц в процессе соударения может быть связано с проявлением свойств хромодинамических струй. Следует заметить, что компланарность вторичных высокoenергичных частиц зарегистрирована в событиях при взаимодействии частиц очень высокой энергии  $E > 10^7 \text{ ГэВ}$ .

## 10 Проблемы физики высоких энергий XXI века

### 10.1 Проблемы Стандартной Модели

Фундаментальная физическая теория, Стандартная Модель электромагнитных, слабых и сильных взаимодействий элементарных частиц (кварков и лептонов) является общепризнанным достижением физики XX века. Она объясняет все известные экспериментальные факты в физике микромира. Однако существует целый ряд вопросов, на которые в Стандартной Модели нет ответа. Нерешенные задачи в физике элементарных частиц сводятся к следующим:

1. Поиск экзотических частиц, имеющих структуру, отличную от принятой в Стандартной Модели.
2. Нейтриноные осцилляции  $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$  и связанная с этим проблема массы нейтрино ( $m_\nu \neq 0$ ).
3. Распад протона,  $\tau_p^{\text{эксп.}} > 10^{33} \text{ лет}$ .
4. Поиск структуры фундаментальных частиц (преоны при  $d < 10^{-16} \text{ см}$ ).
5. Поиск Хиггса-бозона.
6. Нарушение  $CP$ -инвариантности при распаде нейтральных  $K$ -мезонов и электрический дипольный момент нейтрона.
7. Создание деконфайнированной адронной материи (кварк-глюонной плазмы).
8. Поиск суперсимметричных частиц.
9. Природа темной материи.
10. Природа ВАКУУМА — его состав.

### 10.2 Физический вакуум

Согласно современным представлениям физический вакуум — не пустота с неизменными свойствами, а сложная иерархическая система в пространстве-времени, способная к динамической эволюции. По существующим оценкам на долю вакуума приходится  $\sim 60\%$  энергии Вселенной. Структура вакуума представляется очень сложной, состоящей из

нулевых колебаний (флюктуаций квантованных силовых полей). Флюктуации непрерывно рождаются и гибнут, но в каждой области пространства и в каждый момент времени среднее число их остается неизменным. Эти состояния физического вакуума называют вакуумными конденсатами. Свойства материи определяются свойствами вакуумных конденсаторов. Поэтому изучение физики вакуума представляется приоритетной задачей физики XXI века.

Конкретные свойства элементарных частиц и их взаимодействий определяются состоянием различных вакуумных конденсаторов. Предметом исследований физики XXI века является изучение поведения таких вакуумных конденсаторов. На основании сведений, накопленных в Стандартной Модели, можно утверждать, что существует несколько хорошо сформированных вакуумных конденсаторов, соответствующих типам взаимодействий: фотонный конденсат, обеспечивающий взаимодействие заряженных частиц; глюонный конденсат, ответственный за сильные взаимодействия; “слабый” конденсат, коллективными возбуждениями которого являются кванты силовых полей — переносчики слабых взаимодействий,  $W^{\pm}$ - и  $Z^0$ -бозоны.

Массы  $W^{\pm}$ - и  $Z^0$ -бозонов определяются характерными пространственно-временными и энергетическими масштабами вакуумных структур, соответствующих слабому взаимодействию. Это состояние вакуума называется хиггсовским конденсатом, не обнаруженным пока в эксперименте. Теория предсказывает, что могут существовать коллективные возбуждения хиггсовского конденсата квантово-волнового характера. Кванты этих волновых возбуждений называют хиггсовскими бозонами. После обнаружения и исследования свойств хиггсовских бозонов можно будет получить уникальную информацию о свойствах хиггсовского конденсата.

Все частицы материи ( $u$ - и  $d$ -кварки и электроны, из которых состоит наш мир) приобретают свои массы за счет взаимодействия с вакуумными конденсатами. Таким образом, природу массы материи можно разгадать только на основе представлений о структуре вакуума. Кроме хиггсовского конденсата, формирующего свойства вакуума, существует еще одна система, подтвержденная на опыте — кварк-глюонный конденсат — система сильно взаимодействующих кварковых и глюонных флюктуаций. Теоретическое описание явлений, связанных с кварк-глюонным конденсатом, содержится в квантовой хромодинамике (КХД), построенной по аналогии с квантовой электродинамикой (КЭД), описывающей поведение фотонного конденсата.

Физический вакуум это особое состояние вещества. Его существование доказано исследованиями взаимодействий заряженных элементарных частиц. Вакуум проявляет себя во время подобных взаимодействий, но сам по себе в обычных условиях никак себя не обнаруживает. Можно допустить, что вечно существующий и флюктуирующий вакуум есть первооснова Мира. Рождение в вакууме такого объекта как Вселенная сопровождается гигантской перестройкой этой необычной формы вещества. Таким образом, к процессу происхождения Вселенной можно подойти на основе анализа флюктуаций физического вакуума.

Подробности можно прочитать в книге “Вакуум, элементарные частицы и Вселенная” Н.Н.Латыпова, В.А.Бейлина, Г.М.Верешкова, –М.: Изд-во Моск. ун-та, 2001.

### 10.3 Особенность существования нашей Вселенной

Вселенную можно представить как однородную расширяющуюся сферу, наполненную веществом и излучением. В настоящее время радиус этой сферы  $\approx 10^{28}$  см. Возникает вопрос: что находится за пределами сферы радиусом  $10^{28}$  см? Какие есть возможности существования других Вселенных?

Отвлекаясь от рассмотрения свойств огромного количества элементарных частиц, остановимся на свойствах частиц, непосредственно участвующих в построении нашей Вселенной и на их основных характеристиках. Таковыми частицами являются электрон, протон, нейтрон и нейтрино.

Масса электрона  $m_e = 0,51$  Мэв, масса протона  $m_p = 938,2$  Мэв, масса нейтрона  $m_n = 939,5$  Мэв, постоянная тонкой структуры  $\alpha = 1/137$  характеризует взаимодействия заряженных частиц. Что произойдет, если немного изменить перечисленные фундаментальные постоянные?

Основной химический элемент во Вселенной — водород, который является абсолютно стабильным из-за закона сохранения массы. При низких температурах окружающей среды реакция  $p^+ + e^- = n + \nu$  невозможна т.к. масса  $m_p + m_e < m_n$ . Однако если увеличить массу электрона в три раза, то  $m_p + m_e > m_n$  и пойдет реакция  $p + e = n + \nu$ , т.е. атом водорода превратится в нейтрон и нейтрино, а Вселенная из водородной превратится в нейтронную. Существование водородной Вселенной определяется малой разностью масс  $\Delta m = m_n - m_p$ , из-за которой дейтон — стабильная частица. Это приводит к дальнейшему синтезу элементов. Огромное значение для существования нашей Вселенной имеет время

жизни протона  $t_p > 10^{33}$  лет. Однако если изменить значение константы взаимодействия  $\alpha$  до величины  $\alpha = 1/80$ , то  $t_p$  будет меньше времени существования Вселенной и все протоны превратятся в фотоны и нейтрино и возникнет фотонная Вселенная.

Итак, наша Вселенная уникальна. Небольшое изменение констант привело бы к деградации Вселенной. Ее существование обуславливается малыми значениями массы электрона  $m_e$  и  $\Delta m$ , которые необходимы для образования сколь-нибудь сложных форм вещества.

К сожалению нет моделей процессов рождения Вселенной и соответствующих экспериментальных исследований, которые подтвердили бы правильность изложенных гипотез.

Более детально эти вопросы рассмотрены в книге И.Л.Розенталя “Теория элементарных частиц и принцип целесообразности”.

### Литература

1. Л.В.Окунь. Введение в физику элементарных частиц.  
–М.: Наука, 1988.
2. В.С.Мурзин, Л.И.Сарычева. Физика адронных процессов.  
–М.: Энергоатомиздат, 1986.
3. В.С.Мурзин, Л.И.Сарычева. Взаимодействия адронов высоких энергий. –М.: Наука, 1983.
4. Т.П.Аминева, Л.И.Сарычева. Фундаментальные взаимодействия и космические лучи. –М.: Эдиториал УРСС, 1999.
5. Л.И.Сарычева. Лекции, весна 2007.
6. И.П.Лохтин, Л.И.Сарычева, А.М.Снигирев. Сб. ЭЧАЯ, т. 30,  
вып. 3, с. 660–719, 1999. — Диагностика сверхплотной материи  
в ультрапрелятивистских столкновениях ядер.
7. И.В.Ракобольская, В.В.Копенкин, А.К.Манагадзе.  
Особенности взаимодействий адронов космических лучей  
сверхвысоких энергий. –М.: Изд-во Моск. ун-та, 2000.
8. Г.Фрауэнфельдер, Э.Хенли. Субатомная физика.  
–М.: Наука, 1979.
9. А.М.Снигирев. Введение в КХД.  
Препринт НИИЯФ МГУ 2004-11/750.
10. К.Хуанг. Кварки, лептоны и калибровочные поля.  
–М.: Мир, 1985.

Вся техническая работа по оформлению рукописи была выполнена Н.П.Карпинской. Автор приносит ей свою глубокую благодарность.

Автор весьма признателен редактору К.И.Стратилатовой, проделавшей большую работу по обнаружению стилистических недостатков текста.

Автор благодарна д.ф.м.н. А.М.Снигиреву, который взял на себя труд прочитать рукопись и внес ряд ценных замечаний.

Людмила Ивановна Сарычева

**Физика высоких энергий и элементарные частицы**

Редактор К.И.Стратилатова

Работа поступила в ОНТИ 6 июля 2007 года

Бумага офсетная №1

Формат 60 × 90/16

Тираж 50 экземпляров      Заказ №\_\_\_\_\_