

Л. И. Сарычева

**ВВЕДЕНИЕ  
В ФИЗИКУ  
МИКРОМИРА**

**Физика  
частиц  
и ядер**



*Завлечу  
Шуре Вигу  
с пожеланием замечательных  
результатов от автора  
Сарычева 13.11.09*

Л. И. Сарычева

# ВВЕДЕНИЕ В ФИЗИКУ МИКРОМИРА

## Физика частиц и ядер

Допущено  
УМО по классическому университетскому  
образованию РФ в качестве учебного пособия  
для студентов высших учебных заведений,  
обучающихся по специальностям  
010701.65 «Физика» и 010702.65 «Астрономия»

Издание третье



URSS  
МОСКВА

**Сарычева Людмила Ивановна**

**Введение в физику микромира: Физика частиц и ядер.** Учебное пособие.  
Изд. 3-е. — М.: Книжный дом «ЛИБРОКОМ», 2010. — 224 с.

В основу книги положен курс лекций, прочитанных автором для студентов 3-го курса астрономического отделения физического факультета МГУ. В книге представлены основные характеристики фундаментальных и элементарных частиц и процессы, происходящие с ними в различных типах взаимодействий. Описана современная экспериментальная техника и методы анализа, использующиеся на ускорителях и в космических лучах, а также эксперименты по изучению структуры адронов и атомных ядер. Рассмотрены различные статические характеристики элементарных частиц и ядер и связанные с их описанием ядерные модели. Обсуждаются роль физики элементарных частиц и ядер в процессах, происходящих во Вселенной, а также некоторые астрофизические явления.

Данное издание предназначено студентам-физикам для первого систематического знакомства с физикой ядра и частиц. Также лекции могут быть полезны преподавателям и аспирантам физических факультетов вузов.

Издательство «Книжный дом «ЛИБРОКОМ»».  
117312, Москва, пр-т Шестидесятилетия Октября, 9.  
Формат 60×90/16. Печ. л. 14. Зак. № 2968.

Отпечатано в ООО «ЛЕНАНД».  
117312, Москва, пр-т Шестидесятилетия Октября, 11А, стр. 11.

ISBN 978-5-397-00972-0

© Книжный дом «ЛИБРОКОМ», 2009



7308 ID 100184



Все права защищены. Никакая часть настоящей книги не может быть воспроизведена или передана в какой бы то ни было форме и какими бы то ни было средствами, будь то электронные или механические, включая фотокопирование и запись на магнитный носитель, а также размещение в Интернете, если на то нет письменного разрешения владельца.

## Содержание

<b>1</b>	<b>Введение</b>	<b>7</b>
1.1	Краткая история изучения элементарных частиц и ядер . . . . .	7
1.2	Энергетическая шкала в природе — квантовая лестница . . . . .	9
1.2.1	Использование основных закономерностей теории относительности . . . . .	11
1.2.2	Применение квантовой теории в физике частиц . . . . .	12
1.3	Квантовые свойства частиц . . . . .	12
1.3.1	Дуальность: волна $\equiv$ частица . . . . .	12
1.3.2	Уровневая структура энергетических спектров — квантовый эффект . . . . .	13
1.4	Количественные пределы применимости классических понятий . . . . .	15
1.5	Квантово-полевые теории в физике частиц . . . . .	15
1.6	Основные физические и астрофизические константы . . . . .	17
<b>2</b>	<b>Фундаментальные частицы и взаимодействия</b>	<b>18</b>
2.1	Основные физические величины, использующиеся при описании явлений, происходящих в микромире . . . . .	18
2.1.1	Система Хэвисайда и ее связь с системой СГС . . . . .	22
2.1.2	Планковские (естественные) единицы . . . . .	22
2.2	Классификация элементарных частиц . . . . .	23
2.3	Полевой подход к проблеме взаимодействий . . . . .	28
2.3.1	Свойства фундаментальных взаимодействий . . . . .	28
2.3.2	Константы взаимодействий и последствия их сравнения друг с другом . . . . .	34
2.3.3	Константа сильного взаимодействия . . . . .	35
2.4	Свойства основных типов взаимодействий для фундаментальных фермионов . . . . .	37
2.5	Стандартная Модель физики частиц . . . . .	38
2.6	Кинематика . . . . .	42
2.6.1	Системы координат. Преобразования Лоренца . . . . .	42
2.6.2	Инварианты лоренцевских преобразований . . . . .	45
<b>3</b>	<b>Эксперименты в физике частиц при изучении разных типов взаимодействий</b>	<b>47</b>
3.1	Экспериментальная техника — ускорительные комплексы . . . . .	47
3.2	Методы измерения поперечных сечений в разных типах взаимодействий . . . . .	51
3.3	Методы измерения поперечных сечений в сильных взаимодействиях . . . . .	53
3.3.1	Метод пропускающих счетчиков . . . . .	53
3.3.2	Метод измерения полного сечения на ускорителе с пересекающимися пучками по светимости пучков . . . . .	55
3.3.3	Измерение сечений $pp$ -взаимодействий на встречных пучках с использованием Римских горшков . . . . .	56
3.3.4	Метод измерения сечений в космических лучах . . . . .	57

<b>4</b>	<b>Результаты измерения поперечных сечений разных типов взаимодействий</b>	<b>61</b>
4.1	Результаты измерения поперечных сечений в сильных взаимодействиях . . . . .	61
4.2	Интерпретация зависимости $\sigma_{tot}(E)$ . . . . .	66
4.3	Результаты измерения поперечных сечений в электромагнитных взаимодействиях . . . . .	67
4.4	Слабые взаимодействия . . . . .	69
4.4.1	Осцилляции нейтрино и его масса . . . . .	73
4.4.2	Поперечное сечение для слабых взаимодействий . . . . .	74
4.4.3	Электрослабые взаимодействия . . . . .	75
4.5	Гравитационное взаимодействие . . . . .	76
<b>5</b>	<b>Взаимодействие частиц с веществом — потери энергии</b>	<b>78</b>
5.1	Потери энергии заряженными частицами . . . . .	79
5.2	Процессы, происходящие с фотонами в веществе . . . . .	81
5.3	Электромагнитные каскады . . . . .	82
<b>6</b>	<b>Способы измерения масс частиц и ядер</b>	<b>84</b>
6.1	Метод определения масс ядер — масс-спектроскопия . . . . .	84
6.2	Методы определения масс элементарных частиц . . . . .	85
6.2.1	Метод времени пролета — определение скорости частицы . . . . .	85
6.2.2	Метод инвариантных масс . . . . .	86
6.2.3	Метод многократного измерения ионизационных потерь . . . . .	87
6.2.4	Переходное излучение . . . . .	89
6.2.5	Черенковское излучение . . . . .	90
6.3	Детекторы в физике частиц и ядер . . . . .	91
6.3.1	Сцинтилляторы . . . . .	91
6.3.2	Черенковские детекторы . . . . .	92
6.3.3	Детекторы переходного излучения . . . . .	92
6.3.4	Многослойные камеры . . . . .	93
6.3.5	Кремниевые полупроводниковые детекторы . . . . .	93
6.3.6	Времяпроекционные камеры . . . . .	93
6.3.7	Калориметры . . . . .	94
6.3.8	Сверхпроводящие соленоиды для коллайдерных детекторов . . . . .	96
<b>7</b>	<b>Структура материи</b>	<b>96</b>
7.1	Электрон — точечная частица . . . . .	96
7.2	Определение размеров ядер . . . . .	101
7.3	Структура нуклона . . . . .	104
7.3.1	Упругое рассеяние . . . . .	104
7.3.2	Глубоконеупругое рассеяние . . . . .	107
7.4	Свойства кварков и глюонов из экспериментов по $e^+e^-$ -аннигиляции . . . . .	110
7.4.1	Спин кварка . . . . .	110
7.4.2	Рождение глюонных струй как следствие излучения глюона кварком . . . . .	112
7.4.3	Наличие цвета у кварка . . . . .	112
7.4.4	Определение потенциала взаимодействия между кварками . . . . .	113

<b>8 Эмпирические особенности ядер и частиц</b>	<b>115</b>
8.1 Статические характеристики атомных ядер	115
8.2 Энергия связи	117
8.3 Протон-нейтронная диаграмма	120
8.4 Спин и магнитный момент ядра	122
8.5 Квадрупольный электрический момент ядра	123
8.6 Изотопический спин	124
8.7 Законы сохранения	125
<b>9 Ядерные модели</b>	<b>126</b>
9.1 Модель жидкой капли	127
9.2 Модель Ферми-газа	127
9.3 Оболочечная модель ядра	129
9.4 Обобщенная модель ядра	132
9.5 Оптическая модель ядра	133
9.6 Модель Глаубера	134
9.7 Гидродинамические модели	135
<b>10 Ядерные превращения спонтанные и инициируемые</b>	<b>137</b>
10.1 Радиоактивный распад	137
10.2 Вероятности переходов и период полураспада	140
10.3 Среднее время жизни и ширина уровня	142
10.4 Искусственная радиоактивность	143
<b>11 Ядерные реакции</b>	<b>144</b>
11.1 Законы сохранения	144
11.2 Механизмы ядерных реакций	145
11.3 Открытие нейтрона и его свойства	147
11.4 Источники нейтронов	149
11.5 Ядерные реакторы, цепная ядерная реакция	150
11.6 Реакции слияния, синтез легких ядер	153
<b>12 Ядерные реакции на Солнце и в звездах</b>	<b>157</b>
12.1 Процессы на Солнце	157
12.2 Хлор-аргоновый метод регистрации нейтрино от Солнца	159
12.3 Стандартная модель Солнца	161
12.4 Галлий-германиевый и другие методы	162
12.5 Дефицит нейтрино от Солнца	163
12.6 Астрофизические следствия экспериментов по обнаружению нехватки нейтрино от Солнца	164
<b>13 Эволюция звезд</b>	<b>166</b>
<b>14 Происхождение химических элементов</b>	<b>173</b>
14.1 Этапы синтеза элементов	173
14.2 Ядерный синтез — синтез легких элементов (H, D, $^3\text{He}$ , $^4\text{He}$ , $^7\text{Li}$ ) в ранней Вселенной	173
14.3 Синтез ядер в звездах Главной Последовательности при $T < 10^8 \text{ }^\circ\text{K}$	174

14.4 Синтез ядер при $T > 2 \cdot 10^8 \text{ }^\circ\text{K}$ . . . . .	175
14.5 Образование ядер тяжелее железа . . . . .	177
<b>15 Модель Большого Взрыва</b> . . . . .	<b>179</b>
15.1 Стандартная космологическая модель Большого Взрыва . . . . .	179
15.2 Главные научные открытия в астрофизике . . . . .	185
15.3 Возможности современных ускорителей подтвердить модель Большого Взрыва . . . . .	186
15.4 Астрофизика элементарных частиц . . . . .	188
15.5 О природе материи во Вселенной . . . . .	189
15.6 Нейтринная астрономия . . . . .	191
15.6.1 Свойства нейтрино . . . . .	192
15.6.2 Эксперименты с нейтрино и планирование их практического применения . . . . .	195
15.6.3 Эксперименты для регистрации нейтрино от взрывающихся звезд	196
15.6.4 Томография Земли . . . . .	197
<b>16 Экзотические частицы</b> . . . . .	<b>200</b>
16.1 Хиггс-бозоны . . . . .	200
16.2 Суперсимметричные частицы (SUSY-частицы) . . . . .	201
16.3 Магнитные монополи . . . . .	201
16.3.1 Поиски монополей . . . . .	205
16.4 Тахионы . . . . .	206
16.5 Аксионы . . . . .	208
16.6 WIMP-частицы . . . . .	208
<b>17 Космические лучи</b> . . . . .	<b>209</b>
17.1 История исследования . . . . .	209
17.2 Методы исследования космического излучения . . . . .	210
17.3 Энергетический спектр первичного космического излучения . . . . .	212
17.4 Природа первичного космического излучения . . . . .	215
17.5 Космические лучи в атмосфере Земли . . . . .	216
17.6 Экзотические события в космических лучах . . . . .	217
17.6.1 Кентавр-события . . . . .	217
17.6.2 Компланарность . . . . .	220

# 1 Введение

Самое главное в физике микромира —  
это то, что мы не знаем правил.

Ш.Л.Глэшоу

Физика микромира, включающая ядерную физику и физику элементарных частиц, изучает явления, происходящие на самых малых расстояниях, доступных экспериментальным наблюдениям. Существует глубокая связь между ядерной физикой и физикой элементарных частиц. Эта связь проявилась, когда стали изучать процессы при высоких энергиях, и был накоплен большой экспериментальный материал по физике частиц. Физика ядер сомкнулась, таким образом, с физикой частиц. Многие закономерности, описывающие процессы, происходящие с ядрами, оказались идентичными тем, которые с успехом применяются в физике частиц.

Вместе с тем, более фундаментальными являются процессы, изученные в физике частиц, и проявление их объясняет ряд особенностей физики ядер. Поэтому целесообразно начать курс с изложения закономерностей, обнаруженных в физике частиц, а затем перейти к рассмотрению процессов физики ядер. Физика частиц и физика ядер пересекаются также вследствие того, что явления и экспериментальные методы их изучения оказываются одинаковыми.

Курс "Введение в физику микромира" в первую очередь опирается на описание экспериментов, на основе которых создаются те или иные теоретические модели.

*Задача физики частиц* — ответить на следующие вопросы: каковы элементарные конститuentы материи и каковы фундаментальные силы, которые управляют их поведением на основных уровнях?

*Задача физики ядер* — опираясь на явления, изученные в физике частиц, понять и изучить процессы, происходящие с таким сложным объектом, каковым является ядро, и закономерности этих процессов.

## 1.1 Краткая история изучения элементарных частиц и ядер

Ниже представлен краткий перечень научных открытий в физике частиц и ядер, начиная с XIX столетия до наших дней.

1869 г. — открыт Периодический закон (Д.И.Менделеев)

1874 г. — введено понятие электрона при изучении явлений электролиза (Дж.Стоней)



- 1895 г. — открыты рентгеновские лучи (В.К.Рентген),  $\gamma$ -кванты, фотоны
- 1896 г. — открыта радиоактивность, т.е. *сильные* и *слабые* ядерные процессы (А.А.Беккерель), положено начало систематических исследований в этой области
- 1897 г. — открыт электрон, измерено отношение массы электрона  $m_e$  к заряду  $q_e$ ,  $m_e/q_e$  (Д.Д.Томсон)
- 1911 г. — открыто атомное ядро в опытах по рассеянию  $\alpha$ -частиц на тонких фольгах (Э.Резерфорд) и рассеяние в Кулоновском потенциале
- 1914 г. — обнаружены первые признаки существования *нейтрино* при измерении  $\beta$ -спектров (Дж.Чедвик)
- 1919 г. — введен термин "протон" (Э.Резерфорд) для ядра атома водорода
- 1930 г. — предложена гипотеза (В.Паули) о существовании маленького нейтрона — нейтрино; обнаружено нейтрино только в 1955 г. в опытах на реакторе (Ф.Райнес и К.Коуэн)
- 1930 г. — выдвинута гипотеза о существовании позитрона (П.А.М.Дирак)
- 1932 г. — экспериментально обнаружен позитрон в камере Вильсона, экспонировавшейся в космических лучах (К.Д.Андерсон, Д.В.Скобельцын)
- 1932 г. — открыт нейтрон (Дж.Чедвик)
- 1933–35 гг. — выдвинута гипотеза о существовании мезонов — *квантов* ядерного поля (Х.Юкава, И.Е.Тамм)
- 1934 г. — измерена масса нейтрона (Дж.Чедвик и М.Гольдхабер)
- 1937 г. — открыт мюон в космических лучах (С.Нидермейер, К.Д.Андерсон, Э.К.Стивенсон, Дж.Стрит)
- 1945 г. — изучены свойства мюонопов, обнаружена их полная ядерная пассивность (М.Конверси, Э.Панчини, О.Пиччиони)
- 1947 г. — открыты *пионы* — кванты ядерного поля — в космических лучах (Д.Оккиалини и К.Ф.Пауэлл); осознанное начало физики элементарных частиц
- 1947 г. — открыты странные частицы в космических лучах, *s*-кварки (Г.Д.Рочестер и К.К.Батлер)

- 1950-е гг. — открыты резонансы:  $\rho$ ,  $\omega$ ,  $\varphi$ ,  $\Delta$  и т.д., у которых времена жизни  $\tau \sim 10^{-23}$  с
- 1955 г. — открыт антипротон (О.Чемберлен и Э.Сегре)
- 1956 г. — открыт антинейтрон (Б.Корк, У.Венцель, Г.Ламбертсон, О.Пиччиони)
- 1967 г. — создана объединенная теория электрослабых взаимодействий (С.Вайнберг, А.Салам, Ш.Л.Глэшоу)
- 1968 г. — открыты *кварки* в протоне (В.К.Панофски, СЛАК, США)
- 1974 г. — открыт *c*-кварк,  $J/\Psi$  ( $c\bar{c}$ ) (США)
- 1977 г. — открыт *b*-кварк,  $\Upsilon$  ( $b\bar{b}$ ) (США)
- 1979 г. — открыт глюон (переносчик сильных взаимодействий) и связанное с ним квантовое число — цвет (Гамбург, Германия; Стэнфорд, США)
- 1983 г. — открыты промежуточные векторные бозоны  $W^\pm$ ,  $Z^0$  (К.Руббиа, ЦЕРН)
- 1995 г. — открыт *t*-кварк (ФНАЛ, США)

## 1.2 Энергетическая шкала в природе — квантовая лестница

В современной физике принято разделять макросистемы и микросистемы. Макросистемы имеют индивидуальные черты, а процессы, в них происходящие, определяются начальными условиями и законами классической физики. Микросистемы (атомы, ядра, элементарные частицы) имеют неизменные особенности в любых условиях и описываются законами квантовой физики. Четкой границы между явлениями, происходящими в микромире и макромире, не существует.

Проникновение микрофизики в макрофизику особенно ощущается при изучении явлений, происходящих в космическом пространстве. Для описания этих связей создан новый журнал "Astroparticle Physics", выходящий в Европе. Русского перевода этого названия не существует. Однако можно назвать эту область науки, объединяющую физику микромира и макромира, "Микрокосмофизика".

Энергетическая шкала явлений в природе, показанная на рис. 1.2, позволяет увидеть место физики частиц и ядер по шкалам энергии ( $E$ , эВ) и расстояния ( $R$ , см). Как видно из рисунка, физика ядер начинается с энергий больших кэВ и расстояний меньших  $10^{-9}$  см.

Главными особенностями квантовой лестницы являются скачки и изолированность явлений в разных диапазонах энергий и длин, в которых

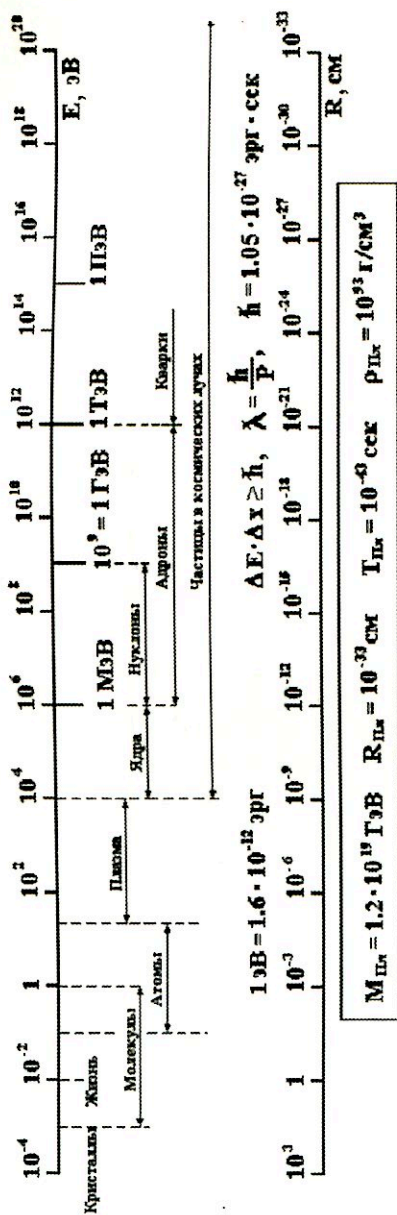


Рис. 1: Энергетическая шкала в природе

реализуются разные физические процессы.

Название "Физика элементарных частиц" является синонимом "Физики высоких энергий".

"Важнейшей целью физики элементарных частиц является выяснение основных наиболее общих физических законов Природы.

Информация, добытая в опытах, должна быть переработана в теоретические выводы.

Вершиной теоретического анализа многих сотен экспериментов являются теоретические представления и выражающие их математические формулы.

В идеале это всего одна формула, таящая в себе все дерево физики. Но до этого идеала еще далеко."

Окунь Л.Б. Физика элементарных частиц. -М.: Наука, 1988 г.

Физика высоких энергий основана на двух фундаментальных науках: теории относительности и квантовой механике.

### 1.2.1 Использование основных закономерностей теории относительности

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

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

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

Фундаментальная постоянная — скорость света

$$c = 299792458.2 \text{ м/с} \approx 3 \cdot 10^{10} \text{ см/с (точность } \pm 0.2 \text{ м/с)}.$$

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

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

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

Для взаимодействующих систем справедлив вариационный принцип Ферма:

$$\delta S = 0.$$

Основной смысл действия заключается в том, что в действии содержится вся динамика 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.

### 1.2.2 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 (см. раздел 2.3.1). Теория поля позволяет представить взаимодействие с помощью диаграмм Фейнмана.

## 1.3 Квантовые свойства частиц

### 1.3.1 Дуальность: волна $\equiv$ частица

$$\lambda = \frac{\hbar}{p} — \text{длина волны Де-Бройля.}$$

- Квантовые эффекты начинают проявляться, когда постоянная Планка  $\hbar$  — значимая величина,  $\hbar = 1.05 \cdot 10^{-27}$  эрг·с. Классическая физика работает, когда  $\hbar$  можно считать малой величиной.
- Для релятивистских частиц (положив  $c = 1$ )

$$\lambda = \frac{\hbar}{p}; \quad E = \hbar\omega; \quad \vec{p} = \hbar\vec{k}; \quad \omega = 2\pi\nu;$$

$$|\vec{k}| = \frac{1}{\lambda} \text{ — волновой вектор,} \quad \omega \text{ — частота.}$$

- Для нерелятивистских частиц

$$E = \frac{p^2}{2M},$$

$$\text{отсюда} \quad \hbar\omega = \frac{p^2}{2M} = \frac{(\hbar k)^2}{2M} \quad \text{и} \quad \omega = \frac{\hbar k^2}{2M}; \quad \lambda = \frac{\pi\hbar\sqrt{2}}{\sqrt{ME}}.$$

- Для фотона

$$\lambda = \frac{2\pi c\hbar}{E}, \quad \text{т.к.} \quad p = \frac{2\pi\hbar}{\lambda}; \quad E = c \cdot |\vec{p}|.$$

Отсюда вытекает важное прикладное следствие: *при одной и той же длине волны  $\lambda$  энергии разных частиц сильно различаются.*

Примем  $\lambda = 10^{-8}$  см (размер атомной решетки в кристалле), такую длину волны имеют:

нейтрон	с	$E_n = 0.07$ эВ,
электрон	с	$E_e = 140$ эВ,
фотон	с	$E_\gamma = 12$ МэВ.

Таким образом, исследовать кристалл можно либо высокоэнергичными фотонами, либо холодными нейтронами, т.е. квантовые свойства у *легких* частиц проявляются *сильнее*, чем у *тяжелых*.

### 1.3.2 Уровневая структура энергетических спектров — квантовый эффект

Состояние микросистемы описывается волновой функцией  $\psi(x, y, z) \equiv \psi(\vec{r})$ , входящей в уравнение движения Шредингера:

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = \mathcal{H} \cdot \psi; \quad \mathcal{H} = -\frac{\hbar^2}{2m} \left( \frac{\partial}{\partial \vec{r}} \right)^2 + u(r).$$

Собственные значения  $E_i$  оператора Гамильтона  $\mathcal{H}$  фиксированы:

$$\mathcal{H}\psi = E_i\psi.$$

Для любого квантового объекта расположение энергетических уровней строго фиксировано (рис. 2 и 3).

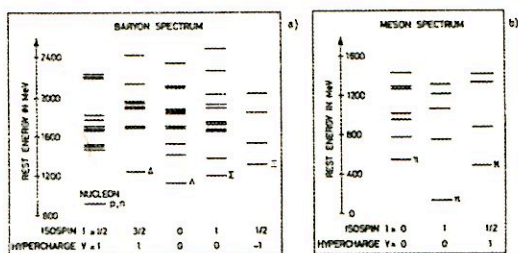


Рис. 2: Спектры возбуждения "элементарных частиц": а) — барионы; б) — мезоны.  $Y$  — гиперзаряд,  $I$  — изотопический спин, энергия возбуждения системы соответствует массе частицы  $m$  (МэВ).

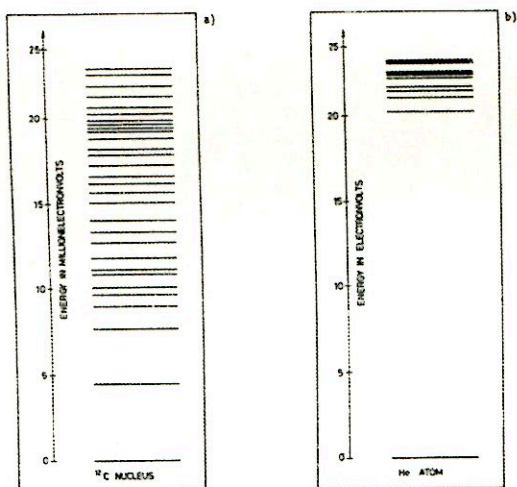


Рис. 3: Спектры возбуждения: а) для ядра углерода  $^{12}\text{C}$ , б) для атома гелия He.

### 1.4 Количественные пределы применимости классических понятий

Координата  $x$  и импульс  $p$  связаны соотношением неопределенности

$$\Delta x \cdot \Delta p \geq \hbar/2$$

или для времени  $t$  и энергии  $E$

$$\Delta t \cdot \Delta E \geq \hbar/2.$$

Эти соотношения приводят к тому, что у электрона в атоме нельзя определить траекторию ( $\hbar = h/2\pi = 1.054572 \cdot 10^{-34}$  Дж·с или  $6.582122 \cdot 10^{-16}$  эВ·с).

Известно, что электрон в атоме имеет энергию  $E \simeq 10$  эВ, а протон в ядре имеет энергию  $E \simeq 10$  МэВ.

Если  $\frac{p^2}{2m} = E$ , то получим для нерелятивистских частиц  $Emx^2 \gg \hbar^2$ ,  $x \gg \sqrt{\frac{\hbar^2}{E \cdot m}}$ . Таким образом, для электрона в атоме  $\sqrt{\frac{\hbar^2}{E \cdot m}} \simeq 2 \cdot 10^{-8}$  см, для протона в ядре  $\sqrt{\frac{\hbar^2}{E \cdot m}} \simeq 4 \cdot 10^{-13}$  см, т.е. электрон в атоме и протон в ядре — существенно квантово-механические объекты. В табл. 1 приведены примеры применения принципа неопределенности в виде  $l \cdot p \geq \hbar$  к макроскопическим и микроскопическим объектам размером  $l$ , с импульсом  $p$ , массой  $m$ , скоростью  $v$ . Величина, обозначенная  $l_H = \hbar p$ , служит для оценки условий, при которых объект может считаться макроскопическим или микроскопическим. Очень маленькое значение величины  $l_H$  характеризует макроскопические объекты. Отношение  $l_H/l$  указывает на возможность использования классической или квантово-механической теорий для описания соответствующего объекта.

Таблица 1

Примеры применения принципа неопределенности к макроскопическим и микроскопическим объектам

Объект	$l$ , фм	$m$ , г	$v$ , м/с	$p$ , ГэВ/с	$l_H$ , фм	$l_H/l$
Земля	$10^{22}$	$10^{28}$	$3 \cdot 10^4$	$5 \cdot 10^{16}$	$5 \cdot 10^{-49}$	$5 \cdot 10^{-71}$
Мячик	$10^{14}$	$10^2$	$3 \cdot 10^1$	$5 \cdot 10^{18}$	$5 \cdot 10^{-20}$	$5 \cdot 10^{-34}$
Бактерии	$10^9$	$10^{-12}$	$3 \cdot 10^{-5}$	$5 \cdot 10^{-2}$	$5 \cdot 10^1$	$5 \cdot 10^{-9}$
Атомы	$10^5$	$10^{-22}$	$3 \cdot 10^2$	$5 \cdot 10^{-5}$	$5 \cdot 10^3$	$5 \cdot 10^{-2}$
Электроны	$< 10^{-2}$	$10^{-27}$	$3 \cdot 10^6$	$5 \cdot 10^{-6}$	$5 \cdot 10^4$	$5 \cdot 10^6$

### 1.5 Квантово-полевые теории в физике частиц

Напомним краткую историю развития теоретических представлений.



- 1905 г. — создана теория относительности (А.Эйнштейн),  $c = \text{const} = 299792458 \text{ м/с}$
- 1924–1927 гг. — сформулирована квантовая механика (Н.Бор, Л.Де-Бройль),  $\hbar = \text{const} = 6.582 \cdot 10^{-22} \text{ МэВ}\cdot\text{с}$
- 1928 г. — начато построение релятивистской квантовой электродинамики (В.Гайзенберг, Н.Бор, Э.Шредингер)
- 1929 г. — сформулирована квантовая электродинамика (П.А.М.Дирак)
- 1933 г. — предложена теория сильного взаимодействия (Х.Юкава, И.Е.Тамм)
- 1934 г. — предложена квантовая теория  $\beta$ -распада (Э.Ферми)
- 1954 г. — создана теория калибровочных полей Янга-Миллса, в которой установлена связь симметрии с динамикой

В настоящее время физики оперируют следующими теориями:

QFT — квантово-полевая теория (КПТ);

QED — квантовая электродинамика (КЭД);

QCD — квантовая хромодинамика (КХД);

SM — Стандартная Модель (СМ), включающая КЭД, КХД, кварковую модель;

ESM — расширенная Стандартная Модель, дополненная Хиггс-бозонами;

MSSM — минимальная суперсимметричная модель, дополненная SUSY — суперсимметричными частицами.

Количество независимых параметров в этих теориях и моделях, которые входят в Лагранжианы, но берутся из опыта, приведено в табл. 2.

Таблица 2

Количество независимых параметров в разных теориях

Теория или модель	Параметры	Количество параметров
Обычная КЭД	$e, m_e$	2
Расширенная КЭД	$e, m_e, m_\mu, m_\tau,$ $m_u, m_c, m_t$ $m_\alpha, m_s, m_b$	10
Электрослабая СМ	$M_W, M_Z, M_H$ и 4 угла смешивания	17
Обычная СМ	$\alpha_s$	18
Расширенная СМ	$m_{\nu_e}, m_{\nu_\mu}, m_{\nu_\tau}$ и 4 угла смешивания	25

Большое количество свободных параметров свидетельствует о несовершенстве теории и о приоритете эксперимента перед теорией.

## 1.6 Основные физические и астрофизические константы

Скорость света в вакууме	$c = 299792458 \text{ м/с}$
Постоянная Планка	$\hbar = h/2\pi = 1.054572 \cdot 10^{-34} \text{ Дж}\cdot\text{с}$ или $h = 6.582122 \cdot 10^{-16} \text{ эВ}\cdot\text{с}$
Масса электрона	$m_e = 0.510998 \text{ МэВ}/c^2$
Масса протона	$m_p = 938.272 \text{ МэВ}/c^2$
Масса дейтрона	$m_d = 1875.612 \text{ МэВ}/c^2$
Атомная единица массы	$(1/12)m_{C^{12}} = 931.494 \text{ МэВ}/c^2$
Постоянная тонкой структуры	$\alpha = e^2/4\pi\epsilon_0\hbar c = 1/137$
Классический радиус электрона	$r_e = e^2/4\pi\epsilon_0 m_e c^2 = 2.8 \cdot 10^{-15} \text{ м}$
Комптоновская длина волны электрона	$\lambda = h/m_e c = 3.8 \cdot 10^{-13} \text{ м}$
Гравитационная постоянная	$G_N = 6.673 \cdot 10^{-11} \text{ м}^3 \text{ кг}^{-1} \text{ с}^{-2}$
Больцмановская константа	$k = 1.38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж}\cdot\text{К}^{-1} = 8.6 \cdot 10^{-5} \text{ эВ}\cdot\text{К}^{-1}$
Фермиевская константа	$G_F = 1.166 \cdot 10^{-5} (\hbar c)^3 \cdot 10^{-5} \text{ ГэВ}^{-2}$
Массы бозонов	$m_{W^\pm} = 80.41 \text{ ГэВ}/c^2$ $m_{Z^0} = 91.18 \text{ ГэВ}/c^2$
Константа сильной связи	$\alpha_s(m_Z) = 0.1185$
Радиус Шварцшильда для Солнца	$2G_N M_\odot / c^2 = 2.95325008 \text{ км}$
Радиус Шварцшильда для Земли	$2G_N M_\oplus / c^2 = 4.43502811 \text{ мм}$
Астрономическая единица	$au = 149597870660(20) \text{ м}$
Парсек	$pc = 3.0856775807 \cdot 10^{16} \text{ м} = 3.262 \text{ ly}$
Световой год	$ly = 0.3066 pc = 0.9461 \cdot 10^{16} \text{ м}$

## 2 Фундаментальные частицы и взаимодействия

### 2.1 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, можно использовать обе системы единиц СИ и СГС.

Оценим 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 комптоновскую длину волны  $\lambda_0$ , которая определяется массой частицы  $M$ :  $\lambda_0 = \hbar/Mc$ .

**Длина** характеризует размер объекта. Так, для электрона классиче-

ский радиус  $r_0 = \frac{e^2}{m_e c^2} = 2.81794 \cdot 10^{-13}$  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 фемтометр). 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;  $\tau_{\text{эле.ч.}} = \frac{10^{-13} \text{ см}}{3 \cdot 10^{10} \text{ см/с}} = 3 \cdot 10^{-24}$  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, используемая в атомной и ядерной физике,  $1 \text{ а.е.м.} = \frac{1}{12} \mathcal{M}(^{12}\text{C})$  в единицах массы атома углерода или  $1 \text{ а.е.м.} = \frac{1}{16} \mathcal{M}(^{16}\text{O}) = 1.66 \cdot 10^{-24}$  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  $e = 4.8 \cdot 10^{-10} \text{ esu} = 1.6 \cdot 10^{-19}$  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. 4 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.

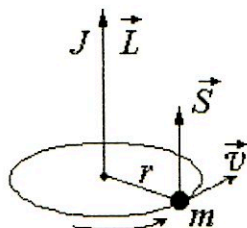


Рис. 4: Классическое представление момента количества движения  $J$ .

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

К производным единицам следует отнести: энергию частицы, быстроту, заменяющую скорость для релятивистских частиц, магнитный момент и др.

$$\begin{aligned} \text{Энергия покоящейся частицы: } E &= mc^2; \\ \text{движущейся частицы: } E^2 &= m^2c^4 + p^2c^2 \end{aligned}$$

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 ГэВ =  $10^9$  эВ, 1 ТэВ =  $10^{12}$  эВ, 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 0 до  $\infty$ .

Функциональная связь между скоростью частицы и быстротой показана на рис. 5. Для релятивистских частиц при  $\beta \rightarrow 1$ ,  $E \rightarrow p$ , тогда вместо быстроты можно использовать псевдобыстроту  $\eta$ , которая определяется углом вылета частицы  $\theta$ ,  $\eta \rightarrow \frac{1}{2} \ln \tan \frac{\theta}{2}$ . В отличие от скорости быстрота — аддитивная величина, т.е.  $y_2 = y_0 + y_1$  для любой системы отсчета и для любых релятивистских и нерелятивистских частиц.

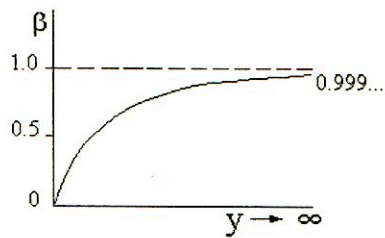


Рис. 5: Функциональная связь между скоростью частицы  $\beta$  и быстротой  $y$ .

**Магнитный момент**  $\mu = \frac{1}{c} I \pi r^2$ , где ток  $I = ev/2\pi r$ , возникает из-за вращения электрического заряда. Таким образом, любая заряженная частица имеет магнитный момент. При рассмотрении магнитного момента электрона используется магнетон Бора  $\mu_B = \frac{eh}{2m_e c} = 0.5788 \cdot 10^{-14}$  МэВ/Гс, магнитный момент электрона  $\vec{\mu} = g \cdot \mu_B \cdot J$ . Коэффициент  $g$  называется гиромагнитным отношением. Для электрона  $g = \frac{\vec{\mu}}{\mu_B \cdot J} = 2$ , т.к.  $J = \frac{1}{2} \hbar$ , а  $\vec{\mu} = \mu_B$  при условии, что электрон — точечная бесструктурная частица. Гиромагнитное отношение  $g$  содержит информацию о структуре частицы. Величина  $(g-2)$  измеряется в экспериментах, направленных на изучение структуры частиц, отличных от лептонов. Для лептонов эта величина свидетельствует о роли более высоких электромагнитных поправок (см. далее п. 7.1).

В ядерной физике используется ядерный магнетон  $\mu_{\text{я}} = e\hbar/2m_p c$ , где  $m_p$  — масса протона.

### 2.1.1 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  $\text{МэВ}^{-1}$ , в то время как в системе СГС основные единицы измерения — [г, см, с]. Тогда, 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:

- $m$  (г) =  $m$  (МэВ)  $\cdot 2 \cdot 10^{-27}$ ,
- $l$  (см) =  $l$  (МэВ $^{-1}$ )  $\cdot 2 \cdot 10^{-11}$ ,
- $t$  (с) =  $t$  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. 3 и могут быть использованы для перехода из одной системы в другую.

Таблица 3

**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

### 2.1.2 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

$$\text{длина } L_{\text{Пл.}} = \frac{\hbar}{M_{\text{Пл.}}c} = 1.6 \cdot 10^{-33} \text{ см,}$$

$$\text{масса } M_{\text{Пл.}} = \sqrt{\frac{\hbar c}{G_N}} = 2.2 \cdot 10^{-5} \text{ г} = 1.2 \cdot 10^{19} \text{ ГэВ,}$$

$$\text{время } T_{\text{Пл.}} = \frac{\hbar}{M_{\text{Пл.}}c^2} = 5.4 \cdot 10^{-44} \text{ с,}$$

$$\text{где } G_N = \frac{L_{\text{Пл.}}^2}{M_{\text{Пл.}}T_{\text{Пл.}}^2} = 6.67 \cdot 10^{-8} \text{ см}^2 \text{ г}^{-1} \text{ с}^{-2}.$$

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

## 2.2 Классификация элементарных частиц

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

---

Атомы → ядра → нуклоны → партоны (кварки и глюоны)

---

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 ( $J/\psi$ ...) и множество резонансов (всего  $\sim 350$  частиц). Эти частицы получили название "адроны".

Выяснилось, что эти частицы не элементарны, а представляют собой составные системы, конститuentами 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 барионное 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 проявляет себя у наблюдаемых адронов и работает только внутри них.

К настоящему времени открыто 6 ароматов (типов) кварков.

В табл. 4 приведены свойства кварков для одного цветового состояния.



Таблица 4

## 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

Для каждого аромата кварка указаны его масса (приводятся массы конститuentных 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. 5 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.

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  $B = 0$ .

Таблица 5

Свойства фундаментальных фермионов

Частицы	Лептоны		Кварки	
	0	-1	-1/3	2/3
I поколение	$\nu_e$	$e$	$d$	$u$
$m$	$< 17 \text{ эВ}/c^2$	$0.511 \text{ МэВ}/c^2$	$0.34 \text{ ГэВ}/c^2$	$0.33 \text{ ГэВ}/c^2$
II поколение	$\nu_\mu$	$\mu$	$s$	$c$
$m$	$< 270 \text{ эВ}/c^2$	$105.7 \text{ МэВ}/c^2$	$0.45 \text{ ГэВ}/c^2$	$1.5 \text{ ГэВ}/c^2$
III поколение	$\nu_\tau$	$\tau$	$b$	$t$
$m$	$< 35 \text{ МэВ}/c^2$	$1784 \text{ МэВ}/c^2$	$4.9 \text{ ГэВ}/c^2$	$175 \text{ ГэВ}/c^2$

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. 6 приведены свойства фундаментальных бозонов, являющихся полевыми квантами в калибровочных теориях.

Таблица 6

Свойства фундаментальных бозонов

Название	Заряд	Масса	Спин	Взаимодействия
Гравитон, $G$	0	0	2	Гравитационное
Фотон, $\gamma$	0	$< 3 \cdot 10^{-27} \text{ эВ}$	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	

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  $H^0, H^\pm$ .

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 ( $q_1q_2q_3$ ).

В табл. 7 приводится перечень свойств основных адронов<sup>1</sup>.

Таблица 7

## Свойства адронов

Название	Масса, МэВ/c <sup>2</sup>	Время жизни, с	Моды распада	Кварковый состав	
Пион $\pi^\pm$	139.567	$2.6 \cdot 10^{-8}$	$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu$	$(ud), (\bar{u}\bar{d})$	
$1^-(0^-) \pi^0$	134.965	$0.83 \cdot 10^{-16}$	$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$	$(u\bar{u} - d\bar{d})/\sqrt{2}$	
$\eta$ -мезон $\eta^0$	548.8	$\Gamma =$	$\eta \rightarrow \gamma + \gamma; 3\pi^0$	$c_1(u\bar{u} + d\bar{d}) +$	
$0^+(0^-) \pi^0$		$1.18 \pm 0.11$ кэВ	$\rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$	$+c_2(s\bar{s})$	
Каон	$K^\pm$	493.667	$1.237 \cdot 10^{-8}$	$K^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu$	$(u\bar{s}), (\bar{u}s)$
	$K_s^0$	497.67	$0.892 \cdot 10^{-10}$	$K_s^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$	$(d\bar{s})$
	$K_l^0$	497.67	$5.183 \cdot 10^{-8}$	$K_l^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \pi^0$	$(d\bar{s})$
D-мезон	$D^\pm$	1869.3	$10.69 \cdot 10^{-13}$	$D^\pm \rightarrow e^\pm + X$	$(cd), (\bar{c}\bar{d})$
	$D^0$	1864.5	$4.28 \cdot 10^{-13}$	$D^0 \rightarrow e^+ + X^-$	$(c\bar{u})$
	$F^\pm = D_s^\pm$	1969.3	$4.36 \cdot 10^{-13}$	$D_s^\pm \rightarrow \rho^0 + \pi^\pm$	$(c\bar{s}), (cs)$
B-мезон	$B^\pm$	5277.6	$13.1 \cdot 10^{-13}$	$B^\pm \rightarrow \bar{D}^0 + \pi^\pm$	$(ub), (\bar{u}\bar{b})$
	$B^0$	5279.4	$13.1 \cdot 10^{-13}$	$B^0 \rightarrow \bar{D}^0 + \pi^0 + \bar{n}$	$(d\bar{b}), (\bar{d}\bar{b})$
Барионы	Протон $p$	938.3	$> 10^{33}$ лет	$n^0 \rightarrow p + e^- + \nu$	$uud$
	Нейтрон $n$	939.5	$898 \pm 16$	$\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$	$udd$
	$\Lambda$	1115.6	$2.63 \cdot 10^{-10}$	$\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0$	$uds$
	$\Sigma^+$	1189.4	$0.8 \cdot 10^{-10}$	$\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \gamma$	$uus$
	$\Sigma^0$	1192	$5.8 \cdot 10^{-20}$	$\Sigma^- \rightarrow n + \pi^0$	$uds$
	$\Sigma^-$	1197	$1.48 \cdot 10^{-10}$	$\Xi^0 \rightarrow \Lambda + \pi^0$	$dds$
	$\Xi^0$	1314.9	$2.9 \cdot 10^{-10}$	$\Xi^- \rightarrow \Lambda + \pi^-$	$uss$
	$\Xi^-$	1321	$1.64 \cdot 10^{-10}$	$\Omega^- \rightarrow \Lambda + K^-$	$dss$
	$\Omega^-$	1672	$0.8 \cdot 10^{-10}$		$sss$
	$\Lambda_c^+$	2284.9	$0.2 \cdot 10^{-12}$	$\Lambda_c^+ \rightarrow$	$ucs$
$\Sigma_c$	2455	—	$\Sigma_c \rightarrow \Lambda_c^+ + \pi$	$usc$	
$\Xi_c^+$	2466	$0.3 \cdot 10^{-12}$	$\Xi_c^+ \rightarrow \Xi^- \pi^+ \pi^+$	$dsc$	
$\Lambda_b^0$	5624	$1.22 \cdot 10^{-12}$	$\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}_l$	$udb$	

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, прелестные адроны (боттом-адроны) с  $b$ -кварком.

<sup>1</sup>Подробные таблицы см. The European Physical Journal C, Rev. of Particle Phys., v.15, №1 ÷ 4, 2000.

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 (барионным числом, спином, внутренней четностью, странностью) 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, квартетов и т.д. Так, 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:  $1 \leq A \leq 289, 1 \leq Z \leq 116$ .

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. 8 приводятся предполагаемые свойства этой симметрии.

Таблица 8

Свойства суперсимметричных частиц

Частица	Спин $J$	Частица суперсимметричная	Спин $J$
Кварк $q$	$1/2$	Скварк $\hat{q}$	0
Лептон $l$	$1/2$	Слептон $\hat{l}$	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.

## 2.3 Полевой подход к проблеме взаимодействий

### 2.3.1 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. 6)

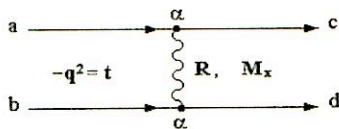


Рис. 6: Диаграмма Фейнмана.

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  $t = -q^2 = Q^2$ .

В табл. 9 представлены характеристики разных типов взаимодействий.

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

Примерами простейших электромагнитных процессов являются фотоэффект, комптон-эффект, образование электрон-позитронных пар, а для заряженных частиц — ионизационное рассеяние и тормозное излучение. Теория этих взаимодействий — квантовая электродинамика — является наиболее точной физической теорией.

**Слабые взаимодействия.** Впервые слабые взаимодействия наблюдались при  $\beta$ -распаде атомных ядер. И, как оказалось, эти распады связаны с превращениями протона в нейтрон в ядре и обратно:  $p \rightarrow n + e^+ + \nu_e$ ,  $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ . Возможны и обратные реакции: захват электрона  $e^- + p \rightarrow n + \nu_e$  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  $G_F = 1,4 \cdot 10^{-49}$  эрг·см<sup>3</sup>.

При очень высоких энергиях вместо фермиевского контактного взаимодействия слабое взаимодействие описывается как обменное, при котором осуществляется обмен квантом, наделенным слабым зарядом  $g_w$  (по аналогии с электрическим зарядом) и действующим между фермионами. Такие кванты были впервые обнаружены в 1983 г. на  $Spp\bar{S}$ -коллайдере (ЦЕРН) коллективом под руководством Карла Руббиа. Это заряженные бозоны —  $W^\pm$  и нейтральный бозон —  $Z^0$ , их массы соответственно равны:  $m_{W^\pm} = 80$  ГэВ/ $c^2$  и  $m_{Z^0} = 90$  ГэВ/ $c^2$ . Константа взаимодействия  $\alpha$  в этом случае выражается через константу Ферми:  $\alpha_w = \frac{G_F}{\hbar c \left(\frac{\hbar}{m_p c}\right)^2} = 1,02 \cdot 10^{-5}$ .

Таблица 9.

## Основные типы взаимодействий и их характеристики

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

$$G_F = 1.4 \cdot 10^{-49} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3$$

$$G_N = 6.67 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3 \text{ г}^{-1} \text{ с}^{-2}$$

$$\Lambda \simeq 200 \text{ МэВ}$$

На диаграмме Фейнмана (рис. 7а) показана реакция взаимодействия антинейтрино с протоном, осуществляемая путем обмена  $W^\pm$ -бозоном. Такая реакция называется реакцией с заряженным током. Обмен ней-

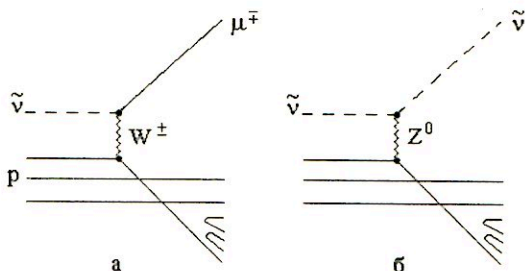


Рис. 7: Диаграммы Фейнмана для реакций: а — с заряженным и б — с нейтральным токами.

тральным  $Z^0$ -бозоном (рис. 7б) 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 г. М.Гелл-Маном и Г.Цвейгом (США) гипотезы о существовании кварков. Эксперименты по глубоконеупругому  $ep$ -рассеянию подтвердили эту гипотезу. Они показали, что нуклоны не являются точечными объектами, а состоят из кварков. В настоящее время установлено существование шести разновидностей ароматов кварков  $u$ ,  $d$ ,  $s$ ,  $c$ ,  $b$ ,  $t$  и соответствующих им антикварков. Их названия происходят от английских слов *up*, *down*, *strange*, *charm*, *beauty*, *truth*. Для двух последних кварков используют также названия *bottom* и *top*. Кварки имеют дробный электрический заряд, равный  $2/3$  заряда электрона ( $u$ -,  $c$ -,  $t$ -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  $\Delta^-(ddd)$ -



барioniов 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 антизаряда. 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. 10). Всего таких комбинаций может быть 9, но одна из диагональных комбинаций нейтральна по цвету.

Таблица 10

Представление глюона в виде комбинаций цвета и антицвета

	$\bar{r}$	$\bar{g}$	$\bar{b}$
к	$k\bar{r}$	$k\bar{g}$	$k\bar{b}$
с	$s\bar{r}$	$s\bar{g}$	$s\bar{b}$
з	$z\bar{r}$	$z\bar{g}$	$z\bar{b}$

Остается 8 действующих комбинаций, т.е. 8 глюонов. Условное обозначение цветами разных состояний кварков и глюонов дало название и теории взаимодействия кварков и глюонов — "квантовая хромодинамика" (КХД).

Экспериментальным подтверждением КХД явилось обнаружение кварковых и глюонных струй в  $e^+e^-$ -аннигиляции (рис. 8).

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 пионом (квантом ядерного поля). В этом случае константа взаимодействия  $\alpha_s = \frac{g_s^2}{hc} \approx 15$ . Во втором случае происходит обмен глюоном и константа взаимодействия имеет

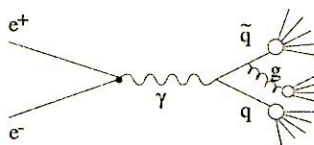


Рис. 8: Диаграмма Фейнмана, иллюстрирующая образование кварковых и глюонных струй.

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  $G_N = 6.67 \cdot 10^{-8}$  см<sup>3</sup> г<sup>-1</sup> с<sup>-2</sup>, входящей в выражение константы гравитационного взаимодействия  $\alpha_g = \frac{G_N m^2}{\hbar c} \approx 10^{-38}$ , где  $m$  — 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 (см. табл. 9).

Гравитационные эффекты могут быть важны только в том случае, когда гравитационная энергия системы сравнима с ее полной энергией, т.е.  $\frac{GM^2}{r} = Mc^2$ . 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  $L_{Пл} = \frac{\hbar}{M_{Пл}c} \simeq 10^{-33}$  см. Эта величина интерпретируется как фундаментальная длина, а время  $T_{Пл} = \frac{\hbar}{M_{Пл}c^2} \simeq 10^{-43}$  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, рав-

ном радиусу. Безразмерная константа  $\alpha$  для указанных типов взаимодействий при  $E_{\text{сцм}} \sim 1$  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.

### 2.3.2 Константы взаимодействий и последствия их сравнения друг с другом

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

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  $G_N = 6.67 \cdot 10^{-8}$  см<sup>3</sup> г<sup>-1</sup> с<sup>-2</sup> — константа Ньютона.

Сравнивая константы друг с другом, можно получить оценку масс  $M_X$  переносчиков соответствующих объединенных 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  $M_{\text{Пл.}} = G_N^{-1/2} \approx 10^{19}$  ГэВ — масса Планка.

Объединение взаимодействий может происходить при разных значениях масс виртуальных частиц, при обмене которыми реализуется взаимодействие (см. рис. 6). Поскольку константы взаимодействий зависят от  $q^2$ , они получили название "бегущие константы".

В настоящее время рассматривается возможность объединения всех взаимодействий при энергии ЛНС (рис. 9). Если объединение взаимодей-

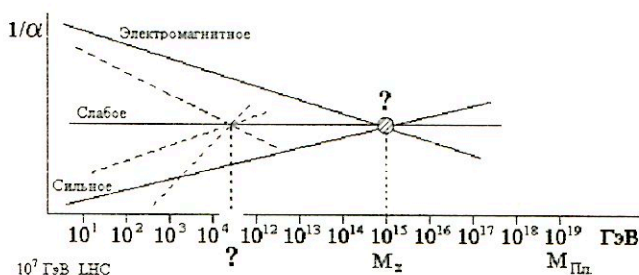


Рис. 9: Перспективы объединения взаимодействий.

ствий 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.

### 2.3.3 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. 10 представлена диаграмма

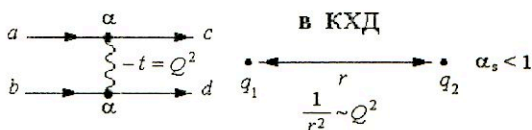


Рис. 10: Диаграмма Фейнмана и кварковая струна в КХД.

Фейнмана и кварковая струна  $q_1q_2$  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. 11 и 12 проиллюстрирована аналогия между КЭД и КХД. На этих рисунках изображены диаграммы, описывающие поляризацию в КЭД и в КХД.

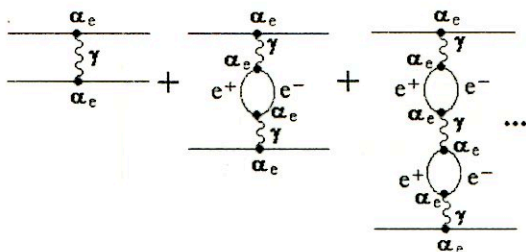


Рис. 11: Диаграммы, описывающие поляризацию электромагнитного вакуума.

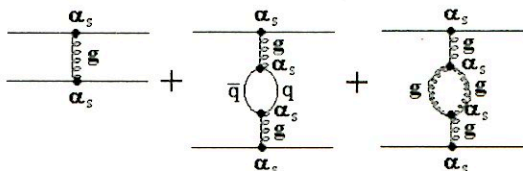


Рис. 12: Диаграммы, описывающие поляризацию квантово-хромодинамического вакуума.

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.

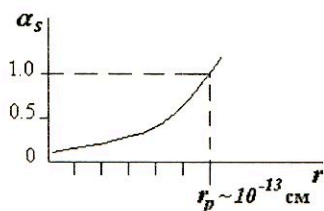


Рис. 13: Зависимость константы сильного взаимодействия от расстояния.

Зависимость константы сильного взаимодействия  $\alpha_s$  от расстояния  $r$  показана на рис. 13. 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.

## 2.4 Свойства основных типов взаимодействий для фундаментальных фермионов

В табл. 11 представлены основные типы взаимодействий и их диаграммы для кварков и лептонов.

Таблица 11

Основные типы взаимодействий для кварков и лептонов

Взаимодействие	Заряд	Кварки	Лептоны
Сильное	Цвет		Не участвуют
Электромагнитное	Электрический заряд		
Слабое	Слабый заряд $g$ , приводящий к переходам $u \rightarrow d$ , $\nu \rightarrow e^-$ , $\nu \rightarrow \nu$ , изменяющим аромат		

Сравнение конфигураций силовых линий в сильном и электромагнитном взаимодействиях представлено на рис. 14. Из-за сильного глюон-

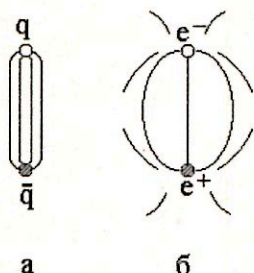


Рис. 14: Силовые линии: а — цветное поле  $q\bar{q}$  с потенциалом  $V(r) \sim r$  имеет вид струны; б — кулоновское поле  $e^+e^-$  с потенциалом  $V(r) \sim 1/r$ .

глюонного взаимодействия цветное поле  $q\bar{q}$ , схематически представленное на рис. 14а, стягивается в струну (или трубку). Струна, подвергнутая возбуждению, разрывается и эта процедура приводит к образованию двух струн, а при последующих возбуждениях — к образованию многих струн. Схема процесса показана на рис. 15 (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 удастся разорвать струну с выделением отдельных кварков  $q$  или  $\bar{q}$ . Это явление названо конфайнментом.

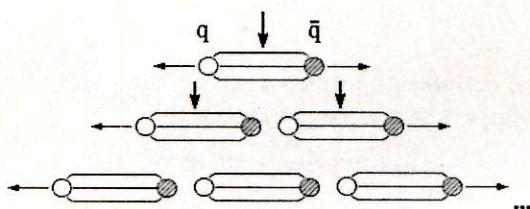


Рис. 15: Образование струн при возбуждении кварка и антикварка.

Схематическое изображение разных взаимодействий, происходящих на кварковом уровне, показано на рис. 16.

## 2.5 Стандартная Модель физики частиц

Современное представление о физике частиц содержится в так называемой Стандартной Модели. Стандартная Модель физики частиц базируется на квантовой электродинамике, квантовой хромодинамике и кварк-партоновой модели.

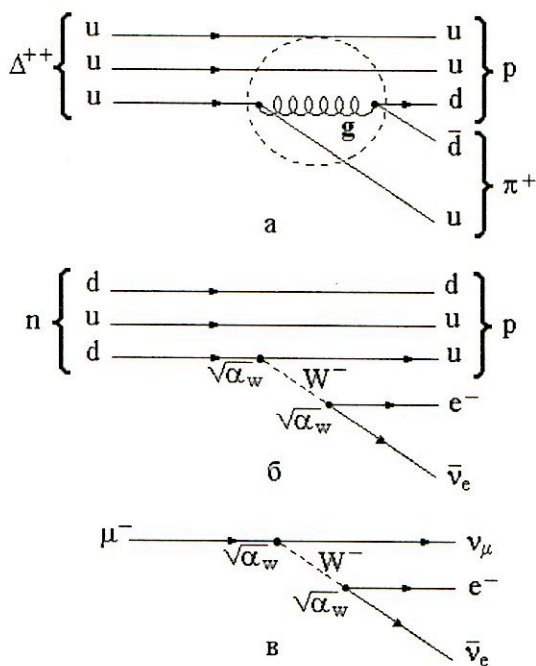


Рис. 16: Схематическое изображение разных взаимодействий, происходящих на кварковом уровне: а — распад  $\Delta^{++} \rightarrow \pi^+ p$ ; символическая схема, напоминающая, что  $\Delta^{++}$  распадается через сильное взаимодействие (с радиусом действия  $1 \text{ Ф}$ ); б —  $\beta$ -распад, происходящий за счет слабого взаимодействия; массивный  $W$ -бозон испускается и поглощается с вероятностью  $\alpha_w$ ; в — распад мюона.



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

Квантовая хромодинамика (КХД), описывающая процессы сильных взаимодействий, строится по аналогии с КЭД, но в большей степени является полуэмпирической моделью.

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

До сего времени не обнаружено отклонений от Стандартной Модели.

Основные положения Стандартной Модели.

- Адроны состоят из кварков и глюонов (партонов). Кварки — фермионы со спином  $1/2$  и массой  $m \neq 0$ ; глюоны — бозоны со спином  $1$  и массой  $m = 0$ .
- Кварки классифицируются по двум признакам: аромат и цвет. Известно 6 ароматов кварков и 3 цвета для каждого кварка.
- Аромат — характеристика, сохраняющаяся в сильных взаимодействиях.
- Глюон составлен из двух цветов — цвета и антицвета, а все остальные квантовые числа у него равны нулю. При испускании глюона кварк меняет цвет, но не аромат. Всего работает 8 глюонов.
- Элементарные процессы в КХД строятся по аналогии с КЭД: тормозное испускание глюона кварком, рождение кварк-антикварковых пар глюоном. Процесс рождения глюонов глюоном не имеет аналога в КЭД.
- Статическое глюонное поле не стремится к нулю на бесконечности, т.е. полная энергия такого поля бесконечна. Таким образом, кварки не могут вылетать из адронов, имеет место конфайнмент.
- Между кварками действуют силы притяжения, имеющие два необычных свойства: а) асимптотическую свободу на очень малых расстояниях и б) инфракрасное пленение — конфайнмент, благодаря тому, что потенциальная энергия взаимодействия  $V(r)$  неограниченно растет с увеличением расстояния между кварками.
- Кварк-кварковое взаимодействие не аддитивно.

- В виде свободных частиц могут существовать только цветные синглеты:

мезонный синглет, для которого волновая функция определяется соотношением

$$\psi_{\text{мез.}} = \frac{1}{\sqrt{3}}(\psi_{R\bar{R}} + \psi_{B\bar{B}} + \psi_{G\bar{G}}),$$

барионный синглет с волновой функцией

$$\psi_{\text{бар.}} = \frac{1}{\sqrt{6}}(\psi_{RBG} + \psi_{BRG} + \psi_{GBR} - \psi_{GBR} - \psi_{BRG} - \psi_{RGB}),$$

где  $R$  — красный,  $B$  — синий,  $G$  — зеленый.

- Различают токовые и составляющие кварки, которые имеют разные массы.
- Сечения процесса  $A + B = C + X$  с обменом одним глюоном между кварками, входящими в состав адронов, записываются в виде:

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3}(A + B \rightarrow C + X) = \sum_{a,b,c} \int_0^1 dx_a \int_0^1 dx_b \int_0^1 \frac{dx_c}{x_c^2} \cdot$$

$$\cdot D_A^a(x_a) \cdot D_B^b(x_b) \cdot F_c^C(x_c) \delta(\hat{s} + \hat{t} + \hat{u}) \frac{\hat{s} d\hat{\sigma}}{\pi d\hat{t}}(a + b \rightarrow c + d),$$

$$\hat{s} = x_a x_b s, \quad \hat{t} = x_a t / x_c.$$

Символами  $a, b, c, d$  обозначены кварки и относящиеся к ним переменные, символами  $A, B, C$  — адроны,  $\hat{s}, \hat{t}, \hat{u}, \hat{\sigma}$  — величины, относящиеся к кваркам,  $D_A^a$  — функция распределения кварков в адроне  $A$  (или, соответственно,  $D_B^b$  в адроне  $B$ ),  $F_c^C$  — функция фрагментации кварка в адроны,  $\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}$  — элементарное сечение  $qq$  взаимодействия.

*При существующих энергиях ускоренных частиц хорошо выполняются все положения КХД и тем более КЭД (положения электрослабой теории). В планирующихся экспериментах с более высокими энергиями частиц одной из главных задач считается поиск отклонений от Стандартной Модели.*

Дальнейшее развитие физики высоких энергий связано с решением следующих задач.

1. Поиск экзотических частиц, имеющих структуру, отличную от принятой в Стандартной Модели.
2. Изучение нейтринных осцилляций  $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$  и связанная с этим проблема массы нейтрино ( $m_\nu \neq 0$ ).
3. Поиск распада протона, время жизни которого оценивается величиной  $\tau_p^{\text{эксп.}} > 10^{33}$  лет.
4. Поиск структуры фундаментальных частиц (преоны при расстояниях  $d < 10^{-16}$  см).
5. Обнаружение нарушения  $CP$ -инвариантности при распаде нейтральных  $K$ -мезонов,  $D$ -частиц и  $B$ -мезонов, а также при изучении электрического дипольного момента нейтрона.
6. Создание деконфаймированной адронной материи (кварк-глюонной плазмы).
7. Изучение природы темной материи.
8. Изучение структуры вакуума.
9. Поиск Хиггс-бозона.
10. Поиск суперсимметричных частиц и любых других проявлений, не описываемых СМ.

## 2.6 Кинематика

### 2.6.1 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 покоится, 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:  $\sum_{\text{зар}} \vec{p}_i = 0$ .

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

$$\vec{p}_a^* + \vec{p}_b^* = 0$$

(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 покоится 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 или в системе центра масс (коллайдерной 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.

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:

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

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

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  $(x^*, y^*, z^*, ct^*)$ .

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:

$$p_x = \gamma_c(p_x^* + \beta_c E^*), \quad p_y = p_y^*, \quad p_z = p_z^*, \quad E = \gamma_c(E^* + \beta_c p_x^*).$$

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

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

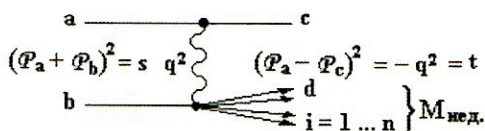
После этого получим для отдельных компонент 4-импульса

$$p_x^* = \gamma_c(p_x - \beta_c E), \quad p_y^* = p_y, \quad p_z^* = p_z, \quad E^* = \gamma_c(E - \beta_c p_x).$$

### 2.6.2 Инварианты лоренцевских преобразований

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

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



Все квадратичные формы 4-импульсов также являются инвариантами (см. пп. 2, 3).

$$2. \quad \Sigma(\mathcal{P}_i)^2 = \sum_{i=1}^n E_i^2 - \sum_{i=1}^n p_i^2 = M_{эф.}^2; \quad M_{ij}^2 = E_1 \cdot E_2 - \vec{p}_1 \vec{p}_2$$

$$3. \quad M_{нед.}^2 = (\mathcal{P}_a + \mathcal{P}_b - \mathcal{P}_c)^2; \quad M_{нед.}^2 = (\Sigma \mathcal{P}_i)^2$$

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

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

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

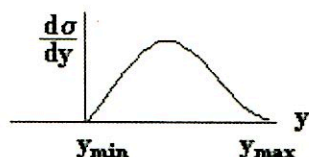
Для этих величин инвариантами являются интервалы  $\Delta y$  и  $\Delta \eta$ .

Распределение  $\frac{d\sigma}{dy}$  является инвариантом с точностью до переноса системы координат.

$$\frac{d\sigma}{dy}, \quad y = y_c + y^*, \quad \Delta y - \text{инвариант},$$

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

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



Определение границ изменения быстроты в пределах от  $y_{\min}$  до  $y_{\max}$  дается соотношениями

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

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

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

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

Полный фазовый объем — это интеграл по всем импульсам частиц конечного состояния  $\Phi(s) = \int d\Phi_i$ .

- Переменная Фейнмана  $x_F = \frac{2p_{i\perp}^*}{\sqrt{s}}$  не является лоренцевским инвариантом, но часто используется для анализа экспериментальных данных. Ее связь с быстротой  $y^* = \ln \frac{x\sqrt{s}}{\mu_{i\perp}}$ .
- Некоторые полезные соотношения

в  $C$ -системе:

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

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  $E_a$ .

#### Литература

- Аминова Т.П., Сарычева Л.И. Фундаментальные взаимодействия и космические лучи. -М.: URSS, 1999.
- Окунь Л.Б. Введение в физику элементарных частиц. -М.: Наука, 1988; 4-е изд. М.: Издательство ЛКИ/URSS, 2008.

### 3 Эксперименты в физике частиц при изучении разных типов взаимодействий

#### 3.1 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 частиц, 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 Бройлем соотношение между длиной волны  $\lambda$  и импульсом  $p$ , который имеет частица:  $\lambda = \frac{h}{p}$ , где  $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ ,  $\hbar$  — постоянная Планка,  $h = 6,6 \cdot 10^{-27}$  эрг·с. Отсюда следует, что частица имеет тем меньшую длину волны, чем больше 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 и антипротоны) 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 друг с другом).

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/ $c^2$  — 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 в настоя-



щее время 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 (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  $S\bar{p}S$ . Этот ускоритель некоторое время работал в коллайдерном режиме. Тогда он назывался  $S\bar{p}\bar{p}S$ -коллайдер. Энергия каждого из соударяющихся нуклонов (протона  $p$  и антипротона  $\bar{p}$ ) на этом ускорителе была равна 315 ГэВ. Далее  $S\bar{p}S$  ускоритель стал ускорять электроны и позитроны и использоваться как инжектор для ускорителя LEP — большого электрон-позитронного коллайдера. В каскаде ускорителей (PS,  $S\bar{p}S$ , LEP) ускорялись электроны и позитроны до энергии  $\sim 100$  ГэВ. На рис. 17 изображена схема этого комплекса.

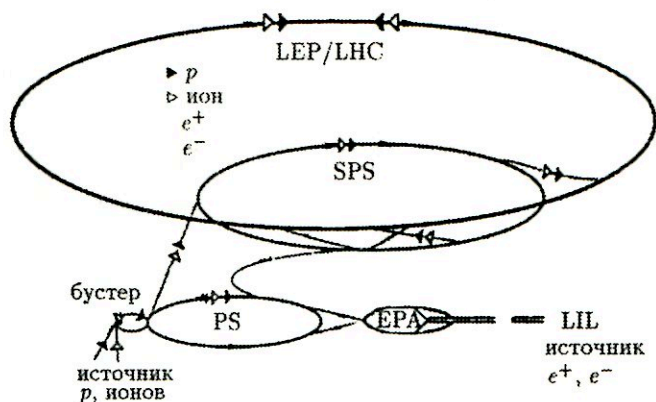


Рис. 17: Схематическое изображение комплекса ускорителей в ЦЕРН.

В 2001 году приостановлены эксперименты на ускорителе LEP и начат монтаж аппаратуры для нового ускорителя — Большого адронного коллайдера (LHC). Параметры этого ускорителя представлены в табл. 12.

Таблица 12

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

Ускорители	HERA (DESY)	SpP̄S (CERN)	TEVATRON (Fermilab)	LHC (CERN)	
Начало работы	1992 г.	1981 г.	1987 г.	2008 г.	
Соударяющиеся 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/п
Светимость ( $10^{30}$ см <sup>-2</sup> с <sup>-1</sup> )	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

В США в Стэнфордской национальной лаборатории (SLAC) на SLC-коллайдере сталкиваются электроны и позитроны каждый с энергией до 50 ГэВ. Кроме коллайдера здесь до недавнего времени работал линейный ускоритель электронов, протяженность ускоряющих элементов которого составляла 3 км. На линейном ускорителе в Стэнфорде были выполнены первые эксперименты по изучению структуры атомных ядер в опытах по рассеянию электронов на ядрах. Эта серия экспериментов закончилась в 50-х годах. Затем в 60-х годах были осуществлены 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*. Дальнейшее развитие SLAC направлено на изучение *B*-физики.

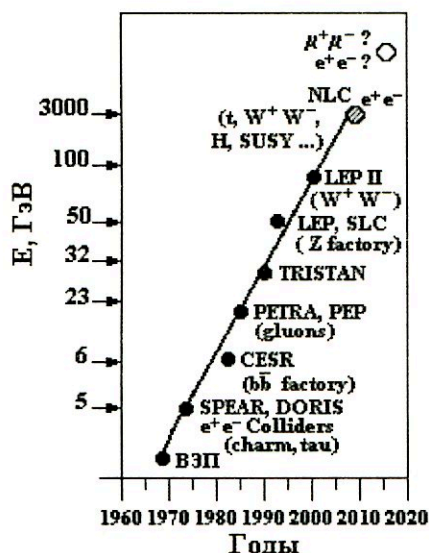
В Германии в крупной лаборатории вблизи Гамбурга сооружен комплекс электронных ускорителей, которые могут работать как в режиме выведенных пучков, так и в коллайдерном режиме. С 1991 года в этой лаборатории начал работать первый в мире электрон-протонный коллайдер: Hadron Electron Ring Accelerator — 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 желательны, чтобы эти частицы-снаряды были как можно более простыми — бесструктурными образованиями. На современном уровне наших знаний такими частицами являются 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.

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

### Электронные ускорители



### Адронные ускорители

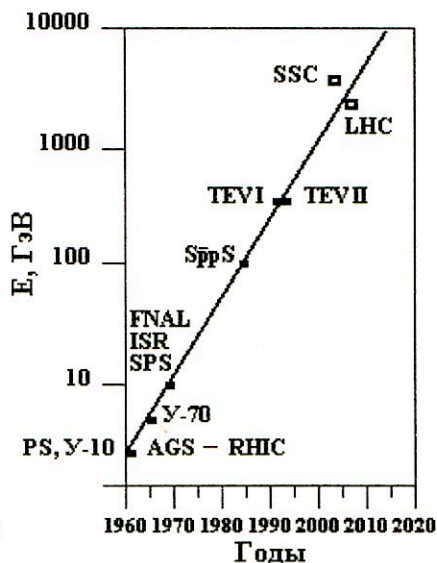


Рис. 18: Развитие во времени ускорителей высоких энергий. Значками отмечены действующие ускорители высоких энергий в разные периоды времени. Ускоритель SSC (США) не был построен из-за отсутствия финансирования. Создание ускорителя NLC (соударения  $e^+e^-$ ) только планируется.

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 эффективным сечением процесса. По этим экспериментально измеряемым величинам можно определить, какой импульс  $q$  был передан частицей-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.

### 3.2 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).

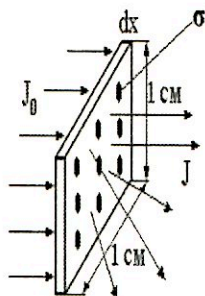


Рис. 19: Схема измерения поперечных сечений.

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 перессекающие ее, будут выбывать из пучка из-за столкновений, и интенсивность пучка будет изменяться на величину  $dJ$ .

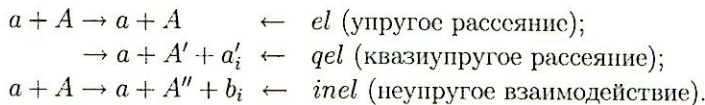
$$dJ = -J_0 \cdot \sigma \cdot N \cdot dx,$$

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  $x$ ,  $J(x) = J_0 e^{-N\sigma x}$ . Интенсивность частиц, провазимодействовавших в мишени,  $J_{вз.} = J_0(1 - e^{-N\sigma x})$ .

Величину  $N \cdot \sigma = \mu$  называют коэффициентом поглощения, а  $\lambda = 1/\mu$  — средним свободным пробегом.  $\frac{J(x)}{J_0} = e^{-N\sigma x} = e^{-\frac{x}{\lambda}}$ .

Поперечное сечение для ядерных мишеней может описывать разные процессы:

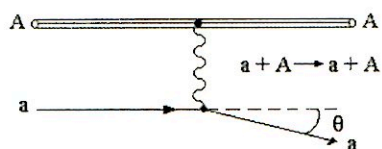


На рис. 20 представлены диаграммы Фейнмана для этих процессов.

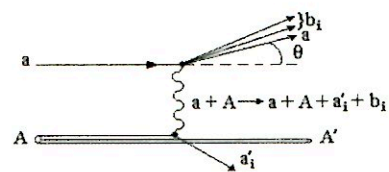
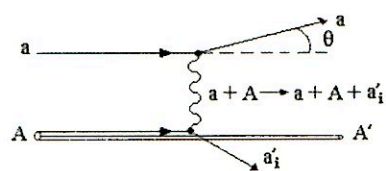
Полное поперечное сечение  $\sigma_{tot} = \sigma_{el} + \sigma_{qel} + \sigma_{inel}$ .

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

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



а



в

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

$$d\Omega = \sin \theta \cdot d\theta d\varphi.$$

• 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 ( $10^{-24}$  см<sup>2</sup>), в барнах/стерадиан или в более мелких единицах: мб =  $10^{-27}$  см<sup>2</sup>, мкб =  $10^{-30}$  см<sup>2</sup>, пб =  $10^{-33}$  см<sup>2</sup>, ...

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

Способы измерения поперечных сечений сводятся к измерению потоков частиц, упавших на мишень  $J_0$  и прошедших через мишень  $J(x, \theta)$  (см. рис. 19).

### 3.3 Методы измерения поперечных сечений в сильных взаимодействиях

#### 3.3.1 Метод пропускающих счетчиков

Этот метод применяется на ускорителях с выведенными на неподвижную мишень пучками. На рис. 21 показана схема расположения детек-

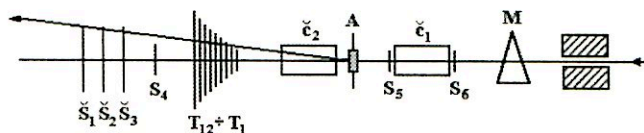


Рис. 21: Схема расположения детекторов на выведенном пучке для измерения поперечных сечений.

торов установки для измерения поперечного сечения на ускорителе У70.

Детектор состоит из набора сцинтилляционных  $S_i$  счетчиков для мониторинга пучка, черенковских счетчиков  $\zeta_i$  для идентификации частиц с разрешением по скорости  $\Delta\beta \sim 10^{-6}$ , мишени  $A$  и системы пропускающих счетчиков ( $T_1 \div T_{12}$ ) разного размера. В эксперименте в Серпухове жидководородная мишень имела длину 3 м и содержала 21 г/см<sup>2</sup> водорода. 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  $t = 4p_0^2 \cdot \sin^2 \frac{\theta}{2}$ .

Результат аппроксимируется выражением

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

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

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

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

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.

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

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

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

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

$I_1, I_2$  — 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  $4\pi$ -геометрию вокруг точки пересечения, чтобы увеличить точность измерения  $h_{эфф.}$ .



### 3.3.3 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.

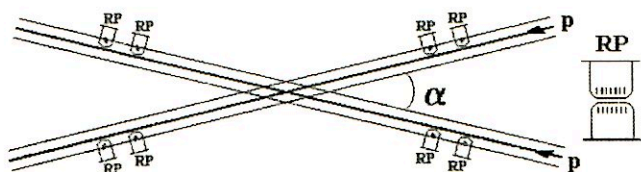


Рис. 23: Схема пересечения пучков протонов под углом  $\alpha$  (RP — Roman Pots).

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 детекторы 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 действительной части амплитуды упругого рассеяния вперед  $f(0)$  к ее мнимой части. Это отношение  $\rho(\sqrt{s})$  определяется независимо.

### 3.3.4 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.

$$E_0 \leq 10^{12} \text{ эВ}$$

Эксперименты выполняются с использованием calorиметрических установок, располагающихся на горах. Среди частиц  $N_0$ , падающих на calorиметрические устройства, могут присутствовать любые адроны, образующиеся в атмосфере Земли над экспериментальной установкой. В качестве мишеней 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 calorиметрах

фиксируется взаимодействие упавшего адрона с ядром мишени. Изучаются изменения числа таких взаимодействий с глубиной калориметра. Схема постановки эксперимента и ее результат показаны на рис. 24.

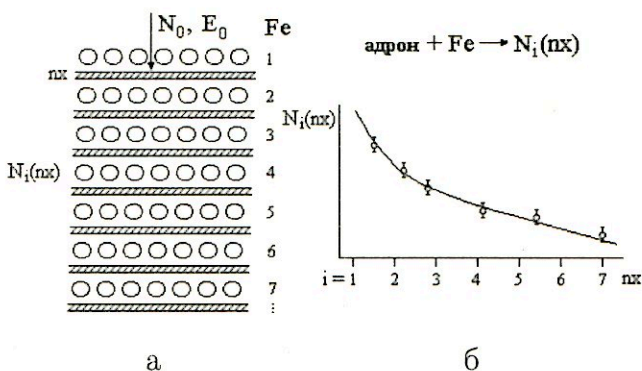


Рис. 24: Схема постановки эксперимента: а — калориметр для измерения поперечного сечения при энергии  $E_0 \leq 10^{12}$  эВ; б — число частиц  $N_i(nx)$ , зарегистрированных в калориметре под слоем ( $nx$ ).

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

$$E_0 \rightarrow 10^{16} \text{ эВ}$$

На рис. 25 иллюстрируются процессы взаимодействия первичной частицы космического излучения в экспериментах для изучения поперечных сечений. Использование калориметров с площадью  $\sim 10 \times 10^2$ , располагающихся 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.

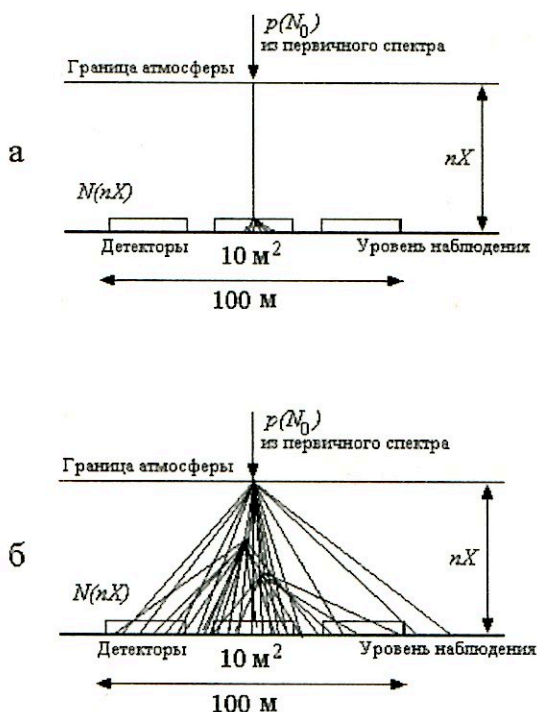


Рис. 25: Схема предполагаемых процессов взаимодействия первичных частиц космического излучения в атмосфере Земли: а — первичная частица, дошедшая до уровня наблюдения без взаимодействия, провзаимодействовала в калориметре; б — первичная частица провзаимодействовала в атмосфере Земли.

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

$$E_0 > 10^{16} \text{ эВ}$$

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).

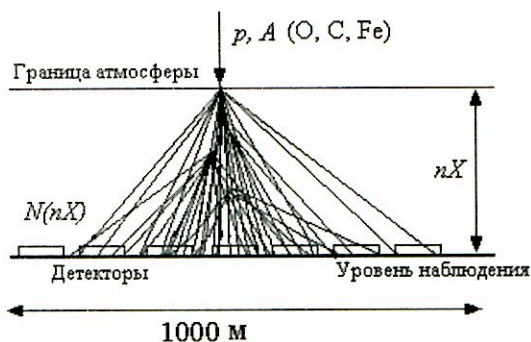


Рис. 26: Использование широких атмосферных ливней (ШАЛ) для измерения сечений частиц с энергией от  $10^{16}$  до  $10^{20}$  эВ.  $N(nX) = N_0(1 - e^{-\sigma nX})$ .

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.

#### Литература

1. THE EUROPEAN PHYSICAL JOURNAL C. Particles and Fields. Zeitschrift für Physik C. v.15, No.1-4, 2000. Springer.
2. Мурзин В.С., Сарычева Л.И. Множественные процессы при высоких энергиях. -М.: Атомиздат, 1974.
3. Мурзин В.С., Сарычева Л.И. Физика адронных процессов. -М.: Энергоатомиздат, 1986.

## 4 Результаты измерения поперечных сечений разных типов взаимодействий

### 4.1 Результаты измерения поперечных сечений в сильных взаимодействиях

Напомним, что процесс взаимодействия характеризуется сечением, которое является релятивистски инвариантной величиной и имеет размерность площади [см<sup>2</sup>],  $\sigma_i = \frac{F_i}{F}$ , где  $F_i$  — число реакций типа  $i$ , происходящих за время  $t$ ;  $F$  — число "первичных" частиц, проходящих за то же время через поперечное сечение площадью 1 см<sup>2</sup>;  $\sigma_{tot} = \sum \sigma_i$  — полное сечение. Если в качестве мишени используется водород (протон), то  $\sigma_{tot} = \sigma_{el} + \sigma_{inel}$ , если атомное ядро, то  $\sigma_{tot} = \sigma_{el} + \sigma_{inel} + \sigma_{qinel}$  ( $qinel$  — квазиупругое рассеяние).

Изменение поперечных сечений для многих реакций было проанализировано и определена параметризация в виде:

$$\sigma(p) = A + Bp^n + C \ln^2(p) + D \ln(p);$$

$\sigma$  в мб,  $p$  в ГэВ/с.

Наилучшие значения коэффициентов  $A$ ,  $B$ ,  $C$ ,  $D$  и экспоненты  $n$  для некоторых реакций показаны в таблице 13.

Таблица 13

Значения коэффициентов при параметризации сечений для разных реакций и импульсов

Реакция	Диапазон импульсов $p$ , ГэВ/с	$A$	$B$	$n$	$C$	$D$
$\gamma p, tot$	3.0 ÷ 183	0.147±	—	—	0.0022	-0.017
$\pi^+ p, tot$	4.0 ÷ 340	16.4±	19.3±	-0.42±	0.19±	—
$\pi^+ p, el$	2.0 ÷ 200	—	11.4±	-0.4±	0.079±	—
$\pi^- p, tot$	2.5 ÷ 370	33.0±	14.0±	-1.36±	0.456±	-4.03
$\pi^- p, el$	2.0 ÷ 360	1.76±	11.2±	-0.64±	0.043±	—
$K^+ p, tot$	2.0 ÷ 300	18.1±	—	—	0.26±	-1.0
$K^+ p, el$	2.0 ÷ 175	5.0±	8.1±	-1.8±	0.16±	-1.3
$K^- p, tot$	3.0 ÷ 310	32.1±	—	—	0.66±	-5.6
$K^- p, el$	3.0 ÷ 175	7.3±	—	—	0.29±	-2.4
$pp, tot$	3.0 ÷ 2100	48.0±	—	—	0.522±	-4.51
$pp, el$	3.0 ÷ 2100	11.9±	26.9±	-1.21±	0.169±	-1.85
$\bar{p}p, tot$	5.0 ÷ 1.73 · 10 <sup>6</sup>	38.4±	77.6±	-0.64±	0.26±	-1.2
$\bar{p}p, el$	5.0 ÷ 1.73 · 10 <sup>6</sup>	10.2±	52.7±	-1.16±	0.125±	-1.28

На рис. 27 представлены результаты измерения сечений на ускорителях и в космических лучах.

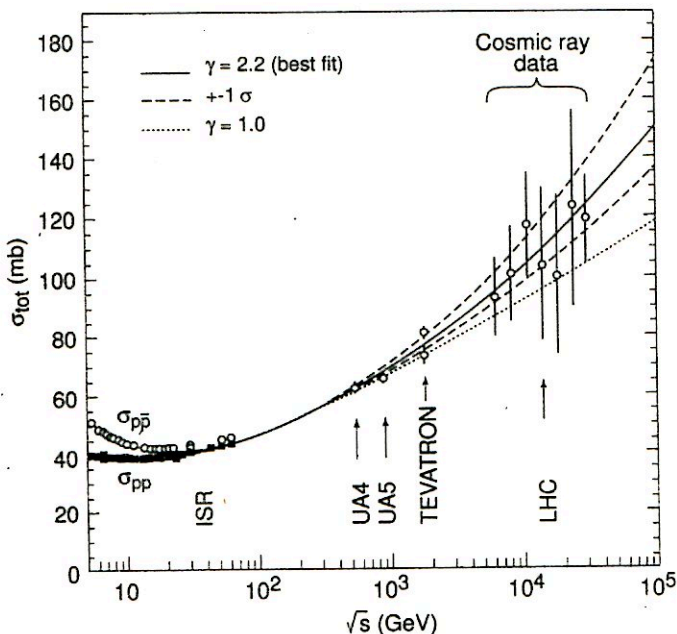


Рис. 27: Зависимость сечений от энергии поперечного сечения для сильных взаимодействий  $\sigma_{tot}(s) = \sum A_i s^{\alpha_i(0)-1} + (\log s)^\gamma$ . Данные, полученные в космических лучах (кружки с большими ошибками), не позволяют определить зависимость сечения от энергии. Эта задача будет выполнена на ускорителе LHC.

Реджевская модель по сравнению с аппроксимацией, представленной выше, дает другую зависимость:

$$\sigma_{tot}(s) = \sum A_i s^{\alpha_i(0)-1} = IP + \sum_i R_i s^{-1/2}$$

( $IP$  — обмен помероном,  $R_i$  — обмен  $\rho, \omega, f, a$ ).

$$E_{\text{лаб.}} = \frac{s}{2m_p} [\text{ГэВ}^2], \quad s = (E_1^* + E_2^*)^2.$$

Зависимости сечений от энергии в системе центра масс (с.ц.м.) по результатам многих измерений, выполненных на ускорителях, представлены на рисунках 28–30.

Поперечные сечения в зависимости от энергии в  $pp$ - и  $\bar{p}p$ -соударениях представлены на рис. 28. Плавные кривые соответствуют аппроксимации

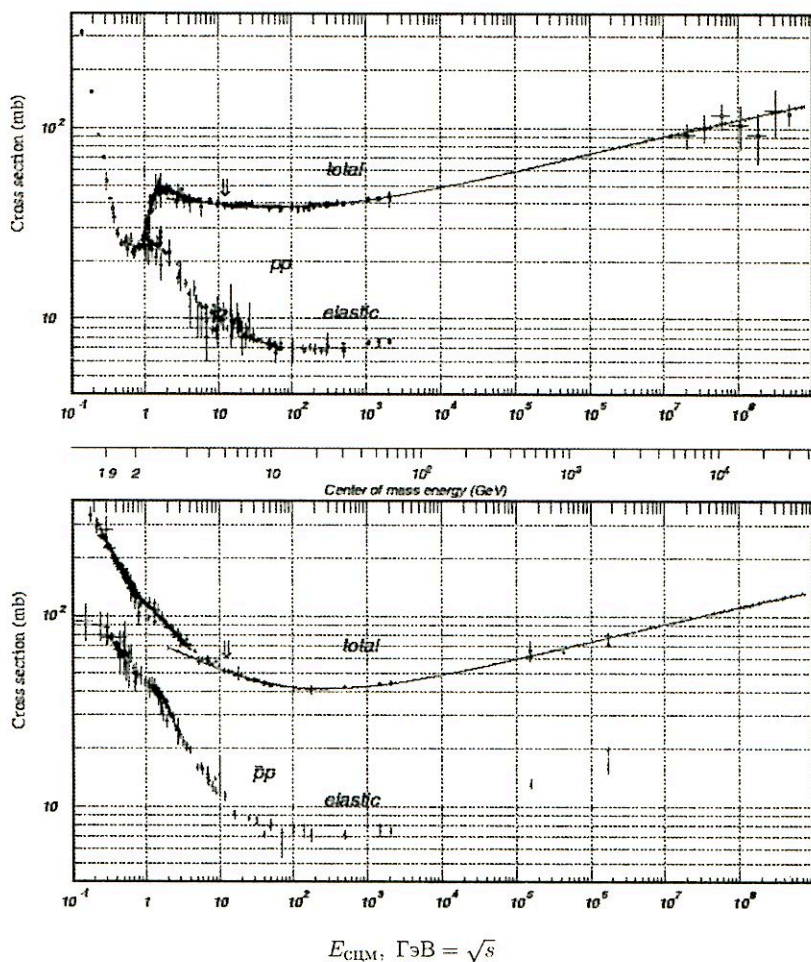


Рис. 28: Зависимость поперечных сечений от энергии для  $pp$ - и  $\bar{p}p$ -взаимодействий.

$Xs^\varepsilon + Ys^\eta$ , причем для  $pp$ - и  $\bar{p}p$ -взаимодействий числовые коэффициенты имеют следующие значения:  $X = 21.7$ ,  $Y = 98.39$ . Значения показателей степени для этих реакций:  $\varepsilon = 0.0808$ ,  $\eta = 0.4525$ ;  $s$  — квадрат полной энергии в системе центра масс.



Поперечные сечения для  $\pi^\pm p$ -взаимодействий показаны на рис. 29.

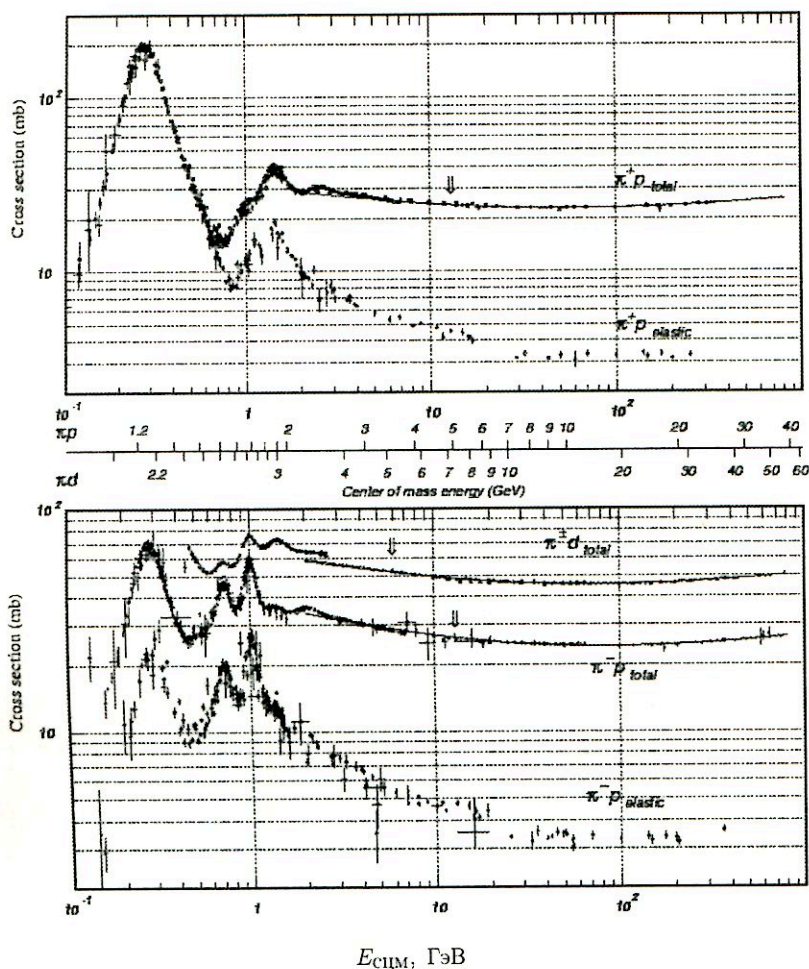


Рис. 29: Зависимость поперечных сечений от энергии для  $\pi^+ p$ - и  $\pi^- p$ -взаимодействий.

Линии, показанные на рисунках, соответствуют аппроксимации  $Xs^\epsilon + Ys^\eta$ , причем числовые коэффициенты имеют следующие значения: для  $\pi^+ p$ -взаимодействий  $X = 13.63$ ,  $Y = 27.56$ ; для  $\pi^- p$ -взаимодействий  $X = 13.63$ ,  $Y = 36.02$ . Значения показателей степени  $\epsilon$  и  $\eta$  одинаковы для этих реакций:  $\epsilon = 0.0808$ ,  $\eta = 0.4525$ ;  $s$  — квадрат полной энергии в системе центра масс.

Поперечные сечения для  $K^\pm p$ -взаимодействий показаны на рис. 30.

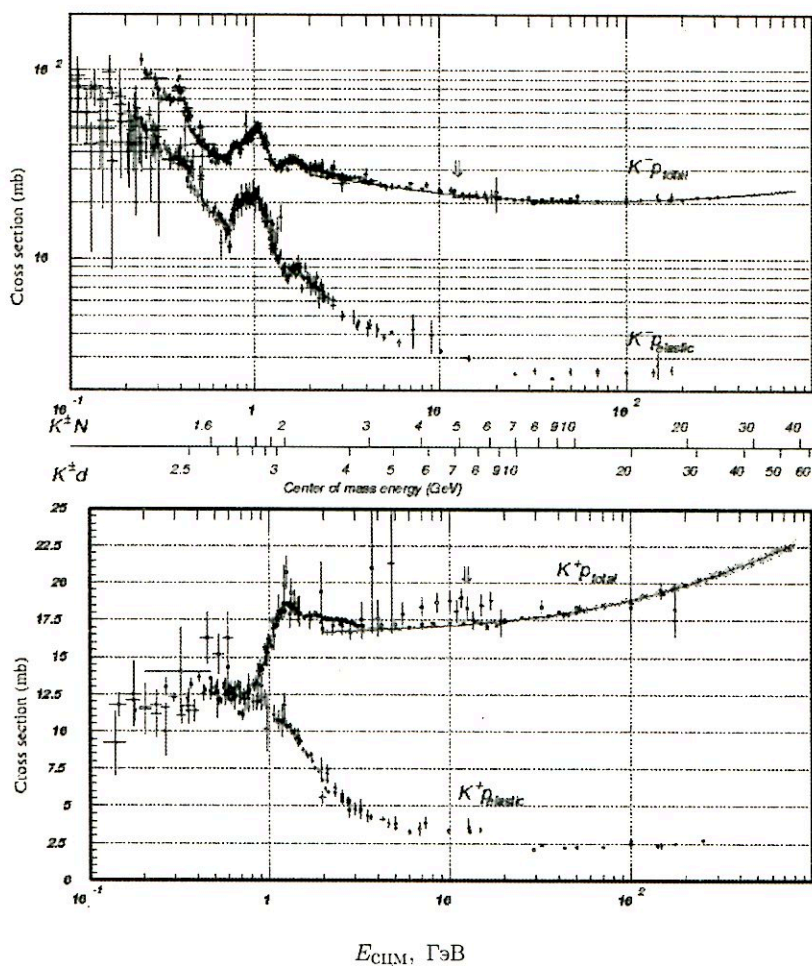


Рис. 30: Зависимость поперечных сечений от энергии для  $K^+p$ - и  $K^-p$ -взаимодействий.

Аппроксимации  $Xs^\epsilon + Ys^\eta$  показаны на рисунках сплошными линиями. Числовые коэффициенты имеют следующие значения: для  $K^+p$ -взаимодействий  $X = 11.82$ ,  $Y = 26.36$ ; для  $K^-p$ -взаимодействий  $X = 11.82$ ,  $Y = 8.15$ . Значения показателей степени  $\epsilon$  и  $\eta$  одинаковы для этих реакций:  $\epsilon = 0.0808$ ,  $\eta = 0.4525$ ;  $s$  — квадрат полной энергии в системе центра масс.

## 4.2 Интерпретация зависимости $\sigma_{tot}(E)$

Исследование зависимости  $\sigma_{tot}(E)$  есть тест для проверки различных теоретических моделей.

1. Для сильных взаимодействий существует строгое ограничение на рост поперечных сечений с энергией, сформулированное в виде теоремы Фруассара:

$$\sigma_{tot} \leq A \ln^2 \left( \frac{s}{s_0} \right),$$

$A$  и  $s_0$  — постоянные величины,  $s$  — квадрат полной энергии в системе центра масс. Теорема есть следствие принципов аналитичности, унитарности и кроссинг-симметрии.

*Полное сечение не может расти быстрее, чем  $\ln^2(s/s_0)$ .*

2. Упругое сечение  $\sigma_{el} = \int_0^\infty \frac{d\sigma}{dt} \cdot dt$  изменяется с энергией так же, как  $\sigma_{tot}$ .  $\frac{\sigma_{el}}{\sigma_{tot}} \sim \text{const}$  при изменении энергии. Величина  $\langle \Gamma \rangle = \frac{2\sigma_{el}}{\sigma_{tot}}$  характеризует среднюю поглощающую способность (непрозрачность) протона при рассеянии протонов и антипротонов на протонах

$$\langle \Gamma \rangle = 0.361 \pm 0.010$$

и эта величина не изменяется во всей области энергии, где наблюдается рост сечений.

Это означает, что рост сечений не связан с увеличением поглощающей способности нуклона, а связан с изменением его размеров.

3. Разные модели предсказывают следующее.

- Убывание  $\langle \Gamma \rangle$  с энергией — модель "критического померона".
- $\langle \Gamma \rangle \sim \text{const}$  — модель геометрического скейлинга.
- Рост  $\langle \Gamma \rangle$  с энергией — струнная модель Кайдалова–Тер-Мартirosяна, основанная на реджевской модели, по которой аппроксимация сечений может быть представлена в виде  $\sigma_{tot}(s) = \sum A_i s^{\alpha_i(0)-1} = IP + \sum_i R_i s^{-1/2}$ .
- Аппроксимация, основанная на реджевской модели, имеет вид

$$\sigma_{tot}(hN) = IP(hN) + C(hN) \cdot \ln^2 \frac{s}{s_0} + R(hN) s^{-n}.$$

В формуле содержится 5 свободных параметров.

- Из экспериментальных данных при энергии 100 ГэВ можно получить следующие соотношения между сечениями:

$$\frac{\sigma(\pi p)}{\sigma(pp)} = \frac{5}{8}; \quad \frac{\sigma(Kp)}{\sigma(pp)} = \frac{1}{2}.$$

4. Если радиус кварка принять равным комптоновской длине его волны  $\sim \frac{h}{m_q c}$ , то вычисленные соотношения практически совпадают с экспериментально измеренными (табл. 14).

Таблица 14

Численные значения отношений разных сечений

Отношения сечений	Вычисленные значения	Экспериментально измеренные значения
$\frac{\sigma(\pi p)}{\sigma(pp)}$	0.66	$0.64 \pm 0.01;$
$\frac{\sigma(Kp)}{\sigma(\pi p)}$	0.84	$0.81 \pm 0.08;$
$\frac{\sigma(\Delta^0 p)}{\sigma(pp)}$	0.89	$0.89 \pm 0.05.$

5. Поведение сечений при низких энергиях до 100 ГэВ имеет нерегулярный характер. Это связано с рождением резонансов, которое инициирует пики в сечениях при соответствующих энергиях.

### 4.3 Результаты измерения поперечных сечений в электромагнитных взаимодействиях

В квантовой теории описание взаимодействий осуществляется в терминах обмена специфическими квантами (бозонами), связанными с определенным типом взаимодействия. Переносчиками электромагнитных взаимодействий являются фотоны.

Взаимодействия частиц через электромагнитные поля могут быть наглядно представлены диаграммами Фейнмана (рис. 31).

Взаимодействие на расстоянии обычно описывается в терминах потенциала поля, действующего между частицами. В случае электромагнитного взаимодействия между электрическими зарядами  $Q$  действует кулоновский потенциал  $V = Q/r$ . Электромагнитное взаимодействие лежит

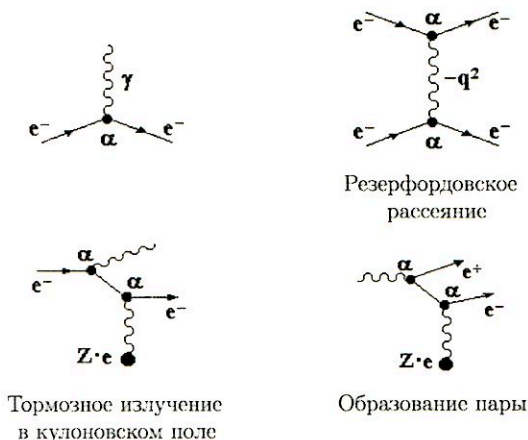


Рис. 31: Диаграммы Фейнмана, иллюстрирующие основные электромагнитные взаимодействия.

в основе всех наблюдаемых электрических, магнитных и электромагнитных явлений. Различные проявления электромагнитного взаимодействия широко используются при конструировании детекторов в физике частиц и ядер, в электротехнике, радиотехнике и электронике. Электромагнитные явления на больших расстояниях описываются уравнениями Максвелла.

На микроскопическом уровне электромагнитное взаимодействие выражается с помощью токов, структура которых определяется типом взаимодействующих частиц. Электромагнитный ток в квантовой теории поля описывает рождение или аннигиляцию под действием электромагнитного поля пары частица-античастица либо поглощение и рождение заряженной частицы. Электромагнитный ток является нейтральным векторным током заряженных частиц, например для электрона он содержит операторы уничтожения электрона и рождения позитрона. Электромагнитный ток является сохраняющейся величиной.

Интенсивность электромагнитных процессов в микромире определяется безразмерным параметром  $\alpha = e^2/\hbar c = 1/137$ . Процессы, происходящие на микроскопическом уровне описываются квантовой электродинамикой (КЭД), которая является самой точной физической теорией.

Зависимость поперечного сечения электромагнитного взаимодействия от энергии можно увидеть по результатам измерения взаимодействия фотонов с протонами  $\sigma_{\gamma p}$  и фотонов с фотонами  $\sigma_{\gamma\gamma}$  (рис. 32).

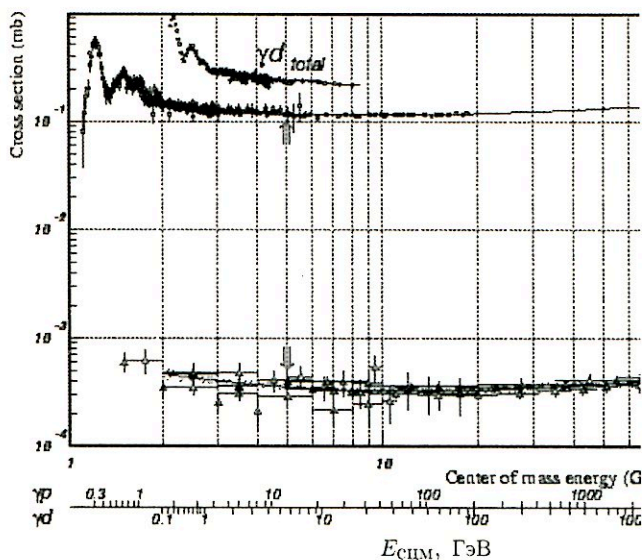


Рис. 32: Зависимость поперечных сечений от энергии для  $\gamma p$ - и  $\gamma\gamma$ -столкновений.

Для электромагнитных взаимодействий сохраняется аппроксимация в виде  $Xs^\varepsilon + Ys^\eta$ , где  $X = 0.0677$ ,  $\varepsilon = 0.0808$ ;  $Y = 0.129$ ,  $\eta = 0.4525$ .

Поперечные сечения для других электромагнитных процессов будут рассмотрены дальше.

#### 4.4 Слабые взаимодействия

Изучение слабых взаимодействий продолжалось длительный период.

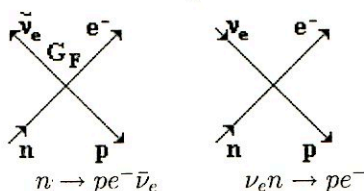
1896 г. — Беккерель обнаружил, что соли урана испускают проникающее излучение ( $\beta$ -распад тория).

Это стало началом исследования слабого взаимодействия.

1930 г. — Паули выдвинул гипотезу о том, что при  $\beta$ -распаде наряду с электронами ( $e$ ) испускаются легкие нейтральные частицы — нейтрино ( $\nu$ ).

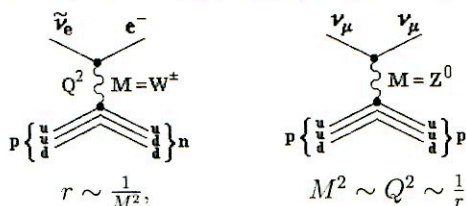
1934 г. — Ферми предложил квантово-полевую теорию  $\beta$ -распада. Распад нейтрона ( $n$ ) есть следствие взаимодействия двух токов: адронный ток переводит нейтрон в протон ( $p$ ), лептонный — рождает пару электрон + нейтрино.

Это 4-фермионное контактное взаимодействие с константой Ферми  $G_F = 1.436 \cdot 10^{-49}$  эрг  $\cdot$  см<sup>3</sup>.

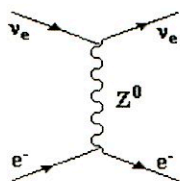


Слабое взаимодействие ответственно за все медленные распады частиц.

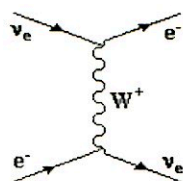
- 1956 г. — Райнес впервые наблюдал реакцию  $\bar{\nu}_e p \rightarrow n e^+$  в опытах вблизи ядерного реактора.
- Ли и Янг объяснили парадокс в распадах  $K^+$ -мезонов ( $\tau \sim \theta$  загадка) — распад на 2 и 3 пиона. Он связан с несохранением пространственной четности. Зеркальная асимметрия обнаружена в  $\beta$ -распаде ядер, распадах мюонов, пионов,  $K$ -мезонов и гиперонов.
- 1957 г. — Гелл-Манн, Фейнман, Маршак, Сударшан предложили универсальную теорию слабого взаимодействия, основанную на кварковой структуре адронов. Эта теория привела к описанию слабого взаимодействия с помощью диаграмм Фейнмана, отличных от 4-фермионного взаимодействия.
- В этот период были открыты два принципиально новых явления: нарушение  $CP$ -инвариантности и нейтральные токи.
  - Ландау впервые предположил существование "левых" и "правых" частиц.
- 1960 г. — Глэшоу, Вайнберг, Салам высказали соображение о том, что слабое взаимодействие не является контактным а происходит путем обмена промежуточными векторными бозонами  $W^\pm$ ,  $Z^0$ .  $W^\pm$  осуществляет взаимодействие через заряженные токи, а  $Z^0$  — через нейтральные токи.
- 1961 г.



- 1962 г. — Ледерман в Бруксхейвенской национальной лаборатории (БНЛ, США) наблюдал неупругое столкновение нейтрино от распадов  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$  и  $\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$  с атомными ядрами. В этом эксперименте было установлено различие между нейтрино мюонным  $\nu_\mu$  и нейтрино электронным  $\nu_e$ , которое послужило поводом для введения лептонных квантовых чисел:  $L_\mu$  и  $L_e$ .
- 1964 г. — Предсказано существование нейтральных слабых токов и нарушение  $CP$ -инвариантности.
- 1973 г. — Открыты нейтральные слабые токи, предсказанные теорией электрослабого взаимодействия, при взаимодействии нейтрино и антинейтрино с нуклонами. Обнаружены безмюонные нейтринные реакции, обусловленные взаимодействиями нейтральных токов  $j^0$ .



Нейтральный ток



Заряженный ток

- Суммарный нейтральный ток  $j_\alpha^n$  состоит из слагаемых двух типов: левые токи —  $\bar{\psi}_L \gamma_\alpha \psi_L$  и правые токи —  $\bar{\psi}_R \gamma_\alpha \psi_R$ .
- 1976 г. — Объяснение слабых ядерных сил перешло на кварковый уровень. После открытия нейтральных слабых токов, переносчиками которых является  $Z_0$ -бозон, было установлено, что полный слабый нейтральный ток содержит вклады всех лептонов и всех кварков:

$$j^0 = \bar{e}e + \bar{\mu}\mu + \bar{\tau}\tau + \bar{\nu}_e\nu_e + \bar{\nu}_\mu\nu_\mu + \bar{\nu}_\tau\nu_\tau + \bar{u}u + \bar{d}d + \bar{s}s + \bar{c}c + \bar{b}b + \bar{t}t.$$

Заряженный лептонный ток определяется первыми тремя слагаемыми следующей формулы, все остальные члены представляют заряженный кварковый ток:

$$j = \bar{e}\nu_e + \bar{\mu}\nu_\mu + \bar{\tau}\nu_\tau + V_{du} \cdot \bar{d}u + V_{su} \cdot \bar{s}u + V_{bu} \cdot \bar{b}u + V_{dc} \cdot \bar{d}c + V_{sc} \cdot \bar{s}c + V_{bc} \cdot \bar{b}c + V_{dt} \cdot \bar{d}t + V_{st} \cdot \bar{s}t + V_{bt} \cdot \bar{b}t.$$

$V_{du}, V_{su}, \dots$  — числовые коэффициенты (у кварковых токов). Полный заряженный ток  $j$  описывает большое количество слабых процессов.



- 1983 г. — На ускорителе  $S\bar{p}pS$  (ЦЕРН) в экспериментах под руководством К.Руббиа впервые были зарегистрированы  $W^\pm$ - и  $Z^0$ -бозоны и определена их масса.
- 1989 г. — На ускорителе LEP (ЦЕРН) определены точные значения
- 1995 г. масс  $W^\pm$ - и  $Z^0$ -бозонов:  $m_W = 80.22 \pm 0.26$  ГэВ,  $m_Z = 91.1884 \pm 0.0022$  ГэВ. Связь между массами  $W^\pm$ - и  $Z^0$ -бозонов существует в виде  $m_Z = m_W / \cos \theta_W$ . Из экспериментальных данных по нейтральным токам  $\sin^2 \theta_W = 0.23$ , где  $\theta_W$  — угол Вайнберга, который используется при объединении электромагнитных и слабых взаимодействий. В дальнейших экспериментах по изучению слабых взаимодействий значение  $\sin^2 \theta_W$  постоянно уточняется.
- 1991 г. — На ускорителе LEP2 (ЦЕРН) проводилось изучение распадов  $Z^0$ -бозонов, которое показало, что в природе существует только три поколения лептонов:  $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$  и  $\nu_\tau$ . Результаты экспериментов ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, выполненных на ускорителе LEP2 (ЦЕРН), представлены на рис. 33.

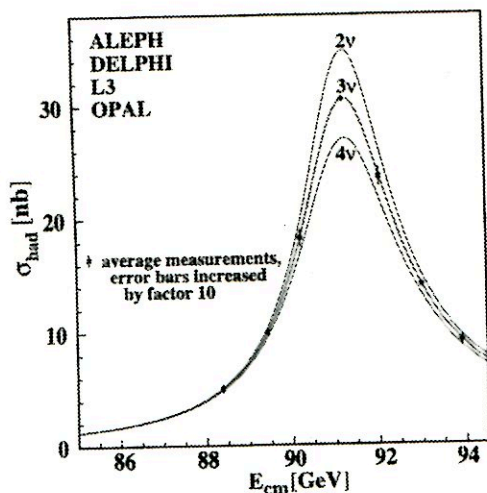


Рис. 33: Поперечные сечения для  $e^+e^-$ -аннигиляции в адронные состояния вблизи энергии, равной массе покоя  $Z_0$ . Кривые вычислены в предположении о существовании разных поколений нейтрино (2, 3, 4). Экспериментальные точки, усредненные по разным экспериментам, ложатся на кривую, вычисленную с учетом трех поколений нейтрино.

Исследования, выполненные на этом же ускорителе, были направлены на поиск гипотетических бозонов — Хиггс-бозонов. В результате этих исследований была сделана оценка массы Хиггс-бозона —  $m_H > 100 \text{ ГэВ}/c^2$ .

1999 г. — В эксперименте DONUT (ФНАЛ, США) впервые было зарегистрировано  $\nu_\tau$ . В детекторе, состоящем из 250 кг ядерных фотоэмульсий, наблюдается 5 событий, вызванных  $\nu_\tau$  с рождением  $\tau$ -лептона.

В эксперименте NuTeV (ФНАЛ, США) при регистрации  $2 \cdot 10^6$  нейтринных событий и измерении сечения обратного мюонного распада  $\nu_\mu + e^- \rightarrow \mu^- \nu_e$ :

$$\sigma = (14.2 \pm 2.9) \cdot 10^{-42} \cdot E_\nu \text{ см}^2$$

получено новое значение параметра угла смешивания  $\sin^2 \theta_W = 0.2553 \pm 0.0019$ .

2000 г. — При изучении  $K^0$ -распадов получены наиболее точные данные о нарушении  $CP$ -инвариантности. Теория предсказывает для отношения долгоживущих  $K_L$ -мезонов к короткоживущим  $K_S$  по разным каналам распадов следующее поведение:

$$R = \frac{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0)}{\Gamma(K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0)} \bigg/ \frac{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^- \pi^+)}{\Gamma(K_S \rightarrow \pi^- \pi^+)} = 1 - 6 \frac{\varepsilon'}{\varepsilon}.$$

Если параметр  $(\varepsilon'/\varepsilon) \neq 0$ , то это свидетельствует о прямом нарушении  $CP$ -четности. В этом случае по теоретическим оценкам  $(\varepsilon'/\varepsilon) = (17 \pm 6) \cdot 10^{-4}$ . В эксперименте оказалось, что  $(\varepsilon'/\varepsilon) = (19.2 \pm 4.6) \cdot 10^{-4}$ .

#### 4.4.1 Осцилляции нейтрино и его масса

Нерешенным вопросом в физике частиц и ядер остается вопрос о существовании у нейтрино массы, отличной от нуля. Этот вопрос решается во многих экспериментах, среди которых особенно интенсивными являются исследования процесса осцилляции нейтрино  $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ . Длина осцилляций (путь, на котором один аромат нейтрино переходит в другой  $\nu_1 \leftrightarrow \nu_2$ ) зависит от разности квадратов масс осциллирующих нейтрино  $L = \frac{4\pi E_\nu}{(m_{\nu_1}^2 - m_{\nu_2}^2)}$ . Если существуют нейтринные осцилляции, то это может свидетельствовать, что масса нейтрино  $m_\nu \neq 0$ . Заметим, что в Стандартной Модели физики частиц  $m_\nu = 0$ . Обнаружение у нейтрино массы, отличной от нуля, открывает путь в новую физику.

Нейтринные осцилляции  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  изучались в экспериментах Камиоканде и Супер Камиоканде (Япония). В этих экспериментах получены указания на существование осцилляций атмосферных и солнечных нейтрино. По результатам этих экспериментов была сделана оценка для  $\langle E_\nu \rangle \sim 10$  ГэВ,  $\Delta m_\nu^2 = 3 \cdot 10^{-3}$  эВ<sup>2</sup>. На ускорителе КЕК (Япония) изучаются осцилляции нейтрино  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  на пути  $L \sim 250$  км.

Эксперименты с нейтрино по изучению осцилляций продолжаются до настоящего времени и будут продолжаться в следующие (по крайней мере) 20 лет. Если будет надежно показано, что осцилляции существуют, надо будет определить массу нейтрино и параметры смешивания. Это позволит решить проблемы дефицита солнечных нейтрино, атмосферных нейтрино, проблему "темной материи".

#### 4.4.2 Поперечное сечение для слабых взаимодействий

В слабых взаимодействиях участвуют разные частицы, но только одна частица — нейтрино — участвует только в слабых взаимодействиях. Поэтому результаты измерения сечений слабых взаимодействий приводим для взаимодействия нейтрино и антинейтрино с нуклонами (рис. 34).

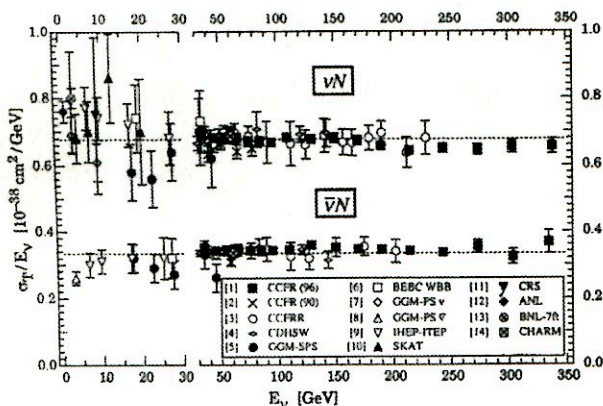


Рис. 34: Сечение взаимодействия нейтрино и антинейтрино с нуклонами в зависимости от энергии по результатам многих экспериментов.

$$\sigma = \frac{G_F^2 m_e \cdot E\nu}{2\pi} \left[ (g_v^{ve} \pm g_A^{ve})^2 + \frac{1}{3} (g_v^{ve} \mp g_A^{ve})^2 \right];$$

$$g_v^{ve} = \rho_{ve} \left( -\frac{1}{2} + 2K_{\nu e} \cdot \sin^2 \theta_w \right), \quad g_A^{ve} = \rho_{ve} \left( -\frac{1}{2} \right).$$

Сечение взаимодействия нейтрино с нуклоном пропорционально энергии нейтрино.

#### 4.4.3 Электрослабые взаимодействия

Идея, лежащая в основе теории электрослабого взаимодействия, состоит в том, что электромагнетизм и слабые силы — проявление единого и более фундаментального закона природы. При очень высоких энергиях события, обусловленные этими силами, неразличимы:



Можно объединить фотон и промежуточные векторные бозоны в семейство из четырех частиц. В таком состоянии все эти бозоны — безмассовые. Затем, вследствие спонтанного нарушения симметрии  $W^\pm$  и  $Z^0$  приобретают массу, благодаря механизму Хиггса, а фотон остается безмассовым. Механизм Хиггса предусматривает существование хиггсовского поля, носители которого — Хиггс-бозоны.

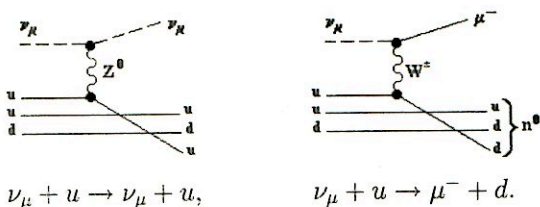
При объединении электромагнитных и слабых взаимодействий кроме реально существующих  $W^\pm$  и  $Z^0$  вводятся гипотетические частицы  $W^0$ - и  $B^0$ - бозоны. Они реально не наблюдаются, но входят в линейную комбинацию и образуют поля  $A$  и  $Z^0$ :

$$\begin{aligned} A &= W^0 \sin \theta_W + B^0 \cos \theta_W, \\ Z^0 &= W^0 \cos \theta_W - B^0 \sin \theta_W. \end{aligned}$$

Поля  $A$  и  $Z^0$  реально наблюдаются:  $A$  — фотон,  $Z^0$  — тяжелый векторный бозон, ответственный за нейтральные слабые токи,  $\theta_W$  — угол смешивания, угол Вайнберга (это свободный параметр теории). Величина угла определяет связь между массами  $Z^0$ - и  $W$ -бозонов:  $m_W = m_Z \cdot \cos \theta_W$ , а также связь между константой  $g$ , характеризующей взаимодействие  $W^\pm$  со слабым током, и константой  $e$ , характеризующей взаимодействие фотона с электрическим током:  $e = g \cdot \sin \theta_W$ . Эксперимент даст:  $\sin^2 \theta_W = 0.2553 \pm 0.0019$ , что приводит к значениям масс

$$m_W = 80.22 \pm 0.26 \text{ ГэВ}, \quad m_Z = 91.1884 \pm 0.0022 \text{ ГэВ}.$$

Фундаментальные слабые взаимодействия происходят между лептонами и кварками через нейтральные и заряженные токи



Различие между лептонами и кварками:

- 1) лептоны образуют токи только со своими нейтрино;
- 2) если ввести "повернутые" на угол  $\theta_c$  кварки

$$d' = d \cos \theta_c + s \sin \theta_c,$$

$$s' = -d \sin \theta_c + s \cos \theta_c,$$

где  $\theta_c$  — угол Каббиво,  $|\sin \theta_c| \approx 0.22$ ,  $\theta_c \approx 13^\circ$ , то коэффициенты у кварковых токов будут единичные.

Если рассматривать частицы трех поколений:  $e, \mu, \tau, \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau, u, d, s, c, b, t$ , то полный ток

$$j = \bar{e}\nu_e + \bar{\mu}\nu_\mu + \bar{\tau}\nu_\tau + \bar{d}'u + \bar{s}'c + \bar{b}'t.$$

В теории слабых токов состояния  $d', s', b'$ , не имеющие определенных масс, являются "истинными частицами".

Это есть "ароматическая" структура слабого взаимодействия.

#### 4.5 Гравитационное взаимодействие

В массовой шкале, изучаемой в физике высоких энергий, гравитационные взаимодействия пренебрежимо малы по сравнению с электромагнитными и другими фундаментальными взаимодействиями.

Гравитационные эффекты проявляются, когда гравитационная энергия системы сравнима с ее полной энергией, т.е.

$$G_N M^2 / r \approx M c^2,$$

где константа взаимодействия  $G_N = 6.67 \cdot 10^{-11} \text{ м}^3 \text{ кг}^{-1} \text{ с}^{-2}$ .

Это может произойти, когда  $M c^2 = 10^{19} \text{ ГэВ}$ . Эта масса называется планковской, а соответствующая ей комптоновская длина волны

$$L_{\text{Пл.}} = \frac{\hbar}{M_{\text{Пл.}} c} \simeq 10^{-33} \text{ см.}$$

Эта величина интерпретируется как фундаментальная длина, а время

$$T_{\text{пл.}} = \frac{\hbar}{Mc^2} \approx 10^{-43} \text{ с}$$

как элементарный временной интервал.

Константа связи для гравитационного взаимодействия

$$\alpha_{\text{гр.}} = \frac{G_N m^2}{\hbar c} \approx 0.53 \cdot 10^{-38},$$

если  $m = m_p$ .

Возникают вопросы:

1. Почему гравитация так слаба?
2. Что приводит к огромному расхождению между фундаментальной шкалой для гравитации и шкалой для других взаимодействий?

В настоящее время рассматривается такое объяснение:

Гравитация уникальна среди других сил — она действует в дополнительном измерении. Это означает, что большой гравитационный поток не проявляется в нашем трехмерном мире. Он разбивается по многим дополнительным измерениям, а наш трехмерный мир можно представить в виде плоского мира (рис. 35).

Модель дополнительных измерений предполагает, что гравитация действует во многих пространственных измерениях, поэтому в нашем трехмерном мире она очень слаба. Чтобы доказать это утверждение, надо измерить константу  $G_N$  на малых расстояниях. Если существует 2 дополнительных измерения, надо измерять константу на расстояниях  $\sim 1$  мм или еще меньших.

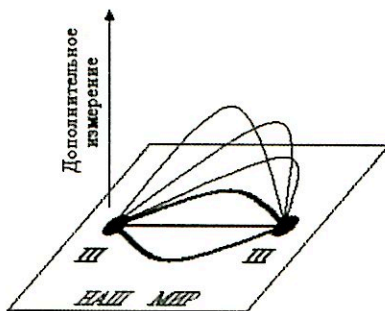


Рис. 35: Схематическое изображение трехмерного мира в виде плоскости и дополнительных измерений, выходящих за пределы плоскости. Жирными черными точками изображены объекты, находящиеся в трехмерном мире. Жирные линии между ними — силовые поля, действующие между этими объектами. Тонкие линии, выходящие за пределы плоскости — силовые линии, не измеряемые в трехмерном мире и существующие в дополнительных измерениях.

Существует гипотеза: при энергиях ЛHC (шкала ТэВных энергий) гравитационные эффекты могут сравниться с электромагнитными и слабыми. В основе этих рассуждений лежит новая гипотеза: фундаментальная энергетическая шкала — это Ферми-шкала (электрослабая шкала), а не Планк-шкала.

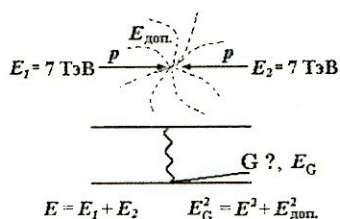


Рис. 36: Схематическое изображение возможных эффектов выноса энергии  $E_{\text{доп.}}$  (пунктирные линии) при столкновении протонов на ЛHC. Вынос энергии предположительно может быть осуществлен гравитоном  $G$ .

При этом возможна генерация гравитонов в соударениях протонов ( $7 \text{ ТэВ} \times 7 \text{ ТэВ}$ ) (рис. 36), причем гравитоны будут генерироваться столь же обильно, как фотоны, но, в отличие от фотонов, гравитоны будут уносить энергию в дополнительные измерения. Если таковые существуют, то будет наблюдаться большая пехватка энергии в нашем трехмерном пространстве.

На ускорителе ЛHC (ЦЕРН) планируются эксперименты по поиску гравитонов в соударениях протонов высокой энергии.

#### Литература

1. THE EUROPEAN PHYSICAL JOURNAL C. Particles and Fields. Zeitschrift für Physik C. v.15, No.1-4, 2000. Springer.
2. Мурзин В.С., Сарычева Л.И. Взаимодействия адронов высоких энергий. -М.: Наука, 1983.
3. Мурзин В.С., Сарычева Л.И. Физика адронных процессов. -М.: Энергоатомиздат, 1986.

## 5 Взаимодействие частиц с веществом — потери энергии

Эффекты, связанные с электромагнитными взаимодействиями между заряженными частицами, широко используются в физике частиц и ядер. К таким эффектам относятся ионизационные потери заряженных частиц, радиационные потери, а также процессы, происходящие с фотонами в различных веществах. На основе этих эффектов конструируются разнообразные детекторы в физике частиц.

## 5.1 Потери энергии заряженными частицами

Ионизационные потери тяжелых заряженных частиц с зарядом  $z$  в среде с зарядом  $Z$  описываются формулой Бете-Блоха

$$-\frac{dE}{dx} = K z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[ \frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{\max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right],$$

где  $T_{\max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma m_e/M + (m_e/M)^2}$  — максимальная кинетическая энергия, которая может быть передана частицей с массой  $M$  свободному электрону в одном соударении;  $\frac{K}{A} = \frac{4\pi N_A r_e^2 m_e c^2}{A} = 0.307 \text{ МэВ } \text{г}^{-1} \text{ см}^2$  для  $A = 1 \text{ г} \cdot \text{моль}^{-1}$  ( $A$  — атомная масса поглотителя) и  $N_A = 6.022 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}$  — число Авогадро;  $I$  — средний потенциал ионизации;  $\delta$  — поправки, учитывающие эффект плотности среды.

На рис. 37 изображена зависимость потерь энергии от импульса для

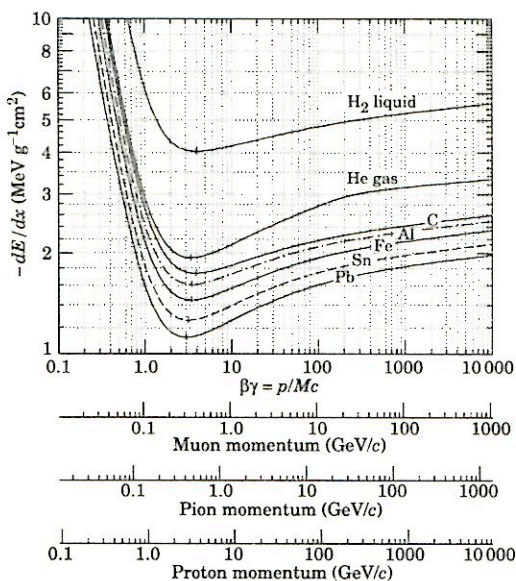


Рис. 37: Ионизационные потери тяжелых заряженных частиц в разных веществах в зависимости от импульса частицы  $\beta\gamma$ .

разных частиц: мюонов, пионов и протонов. Ионизационные потери заряженных частиц происходят при передаче энергии электронам атомов вещества. Формула получена в предположении, что энергия передается



одиному электрону от тяжелой заряженной частицы, проходящей на расстоянии  $b$  от частицы, при этом учитываются все разумные значения  $b$  от  $b_{\max}$  до  $b_{\min}$ , при которых передается электрону энергия от  $E_{\min}$  до  $E_{\max}$ . Поэтому формула Бете-Блоха дает средние потери энергии тяжелой заряженной частицы. В формулу входят определенные выше следующие величины:  $N_A$  — число Авогадро, радиус электрона и его масса  $r_e$  и  $m_e$ , заряд частицы  $z$ , заряд вещества и его атомный вес  $Z$  и  $A$ , скорость частицы  $\beta$ , Лоренц-фактор частицы  $\gamma$ , ионизационный потенциал  $I$ , максимально передаваемая в одном соударении энергия  $T_{\max}$ , эффект плотности, учитывающий экранировку поля заряженной частицы в результате поляризации атомов вдоль ее пути,  $\delta$ .

Формула Бете-Блоха описывает средние потери энергии, а распределение потерь энергии вокруг среднего значения описывается распределением Ландау (см. далее рис. 46).

Заряженные частицы при прохождении через вещество помимо ионизационных потерь теряют энергию на радиационное (тормозное) излучение. На рис. 38 показаны потери энергии мюонами в медном поглотителе.

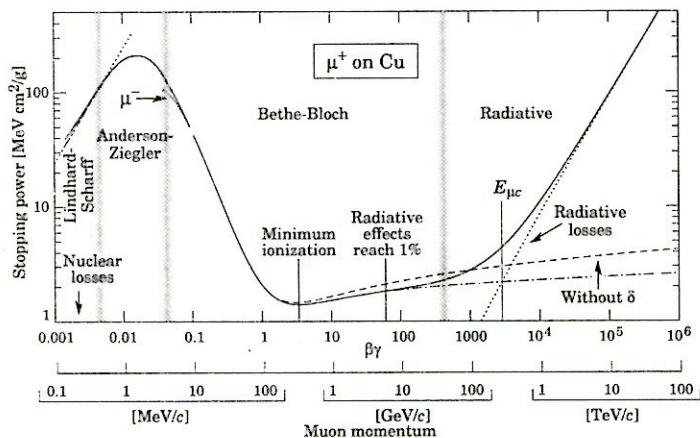


Рис. 38: Потери энергии мюонами  $-\frac{dE}{dx} = a(E) + b(E)E$  в медном поглотителе (Cu),  $a(E)$  — ионизационные потери,  $b(E)$  — образование  $e^+e^-$ -пар, тормозное излучение, фотоядерные эффекты.

Представлены все возможные потери энергии от ионизационных до радиационных в зависимости от энергии мюонов.

Радиационные потери энергии для тяжелых частиц начинают сказываться только при очень высоких энергиях.

Для легких частиц — электронов и позитронов — помимо ионизационных потерь следует учитывать потери энергии на тормозное излучение.

Поскольку поперечное сечение для образования тормозного излучения обратно пропорционально квадрату массы частицы, то радиационные потери, не существенные для тяжелых частиц, играют определяющую роль для легких.

На рис. 39 показаны энергетические потери электронов в меди и свинце

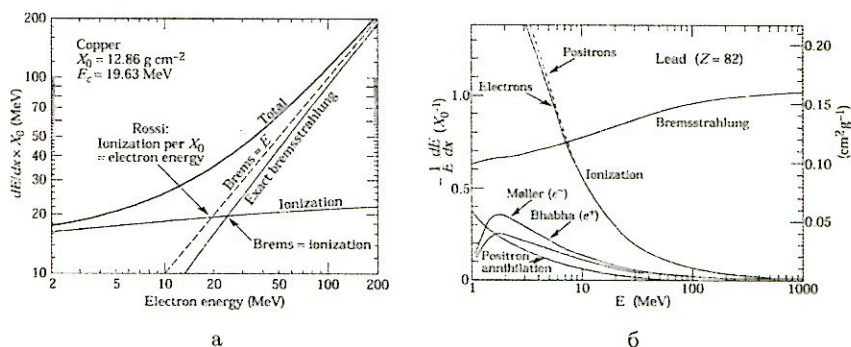


Рис. 39: Энергетические потери электронов в зависимости от энергии электрона: а — в меди, б — в свинце.  $X_0$  — радиационная длина,  $E_c$  — критическая энергия  $E_{кр}$ .

в зависимости от энергии электронов.

При рассмотрении процессов, происходящих с легкими частицами, вводится радиационная единица длины  $X_0$ , определяющая толщину вещества, при прохождении которого энергия электрона или позитрона вследствие тормозного излучения уменьшается в  $e$  раз:

$$X_0 = \frac{716,4 \text{ г/см}^2 \text{ А}}{Z(Z+1) \ln(287/\sqrt{Z})}$$

При изучении электромагнитных процессов длина пути частицы в веществе  $t$  измерится в радиационных единицах длины.

Энергия, при которой ионизационные потери сравниваются с потерями на тормозное излучение, называется критической энергией  $E_{кр}$ .

## 5.2 Процессы, происходящие с фотонами в веществе

Перечислим основные процессы, происходящие с фотонами при сравнительно невысоких энергиях, в результате которых фотоны теряют свою энергию.

1. Фотоэлектрический эффект (пропорционален  $Z^5$ ) приводит к поглощению фотонов при соударении с атомными электронами. Поперечное сечение обычно воспроизводит структуру атома.

2. Комптоновское рассеяние (пропорционально  $Z$ ) происходит на свободном электроне. Этот процесс приводит к образованию комптоновских электронов. При энергиях выше нескольких МэВ 90% энергии передается комптоновскому электрону.

3. Образование пар (сечение пропорционально  $Z^2 + Z$ ) происходит так же, как процесс тормозного излучения, но имеет пороговую энергию  $2m_e = 1.022$  МэВ. Как и тормозное излучение, этот процесс преобладает при высоких энергиях. Если процесс образования пар является доминирующим, то средний свободный пробег фотона  $\lambda_{ph} \simeq \frac{9}{7}X_0$ .

На рис. 40 представлен ход поперечных сечений взаимодействия фотонов с ядрами атомов углерода и свинца при умеренных энергиях.

При энергиях до 1 МэВ существенным процессом является фотоэффект. В области энергий от 1.5 кэВ до 1.5 МэВ происходит комптоновское рассеяние фотонов на электронах. При энергиях более 1 МэВ начинает преобладать процесс образования  $e^+e^-$ -пар фотонами.

### 5.3 Электромагнитные каскады

Если происходят процессы тормозного излучения фотонов легкими частицами и образования электрон-позитронных пар фотонами при энергиях выше нескольких десятков МэВ, то возникают электромагнитные каскады. Число частиц в таких каскадах на глубине  $t$ , выраженной в радиационных единицах длины, растет как  $N(t) = 2^t$ , а энергия, уносимая каждой частицей, уменьшается как  $E(t) = E_0/2^t$ . Этот процесс происходит до тех пор, пока энергия не станет равной критической  $E_{кр}$ . После этого доминирующим процессом станут ионизационные потери энергии, комптоновское рассеяние и поглощение фотонов. Таким образом, максимальное число частиц в каскаде образуется при  $t_{\max} = \ln(E_0/E_{кр})/\ln 2$ . Полное число частиц в электромагнитном каскаде будет  $\sim 2E_0/E_{кр}$ , а полная длина каскада —  $E_0X_0/E_{кр}$ . Такие каскады развиваются в электромагнитных калориметрах, использующихся в физике высоких энергий для определения энергии частицы. Энергия частицы (электрона, фотона), образующей электромагнитный каскад, определяется как площадь под каскадной кривой:  $E = \int_0^t N(t) \cdot dt$ . Энергетическое разрешение калориметра зависит от энергии  $\sigma(E)/E \simeq 1/\sqrt{E}$ .

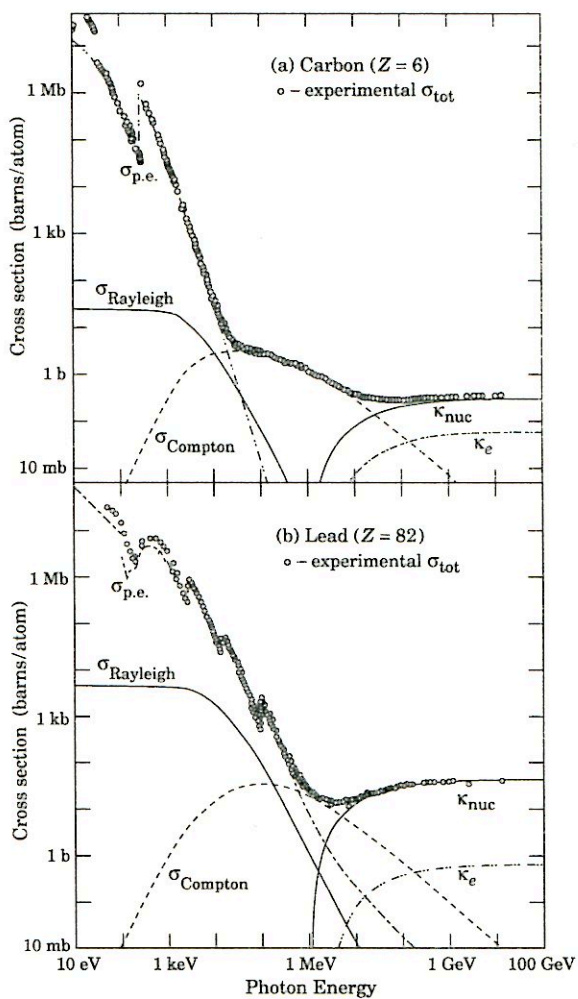


Рис. 40: Поперечные сечения взаимодействий для фотонов: а — в углероде и б — в свинце.

На рис. 41 показана каскадная кривая.

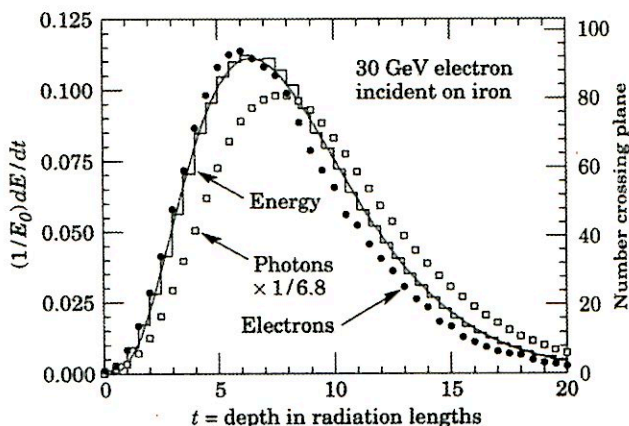


Рис. 41: Каскадная кривая в железе для электрона (•) и фотона (◻) с энергией 30 ГэВ.

#### Литература

1. THE EUROPEAN PHYSICAL JOURNAL C. Particles and Fields. Zeitschrift für Physik C. v.15, No.1-4, 2000. Springer.
2. Journal of Physics G, Nuclear and Particles Physics, v.33, July 2006 (Review of Particle Physics).

## 6 Способы измерения масс частиц и ядер

Основной физической величиной в физике частиц и ядер является их масса. Рассмотрим некоторые способы определения масс частиц и ядер. Во всех этих способах в качестве детекторов используются приборы, работа которых основана на электромагнитных взаимодействиях.

### 6.1 Метод определения масс ядер — масс-спектрокопия

На рис. 42 представлена схема масс-спектрометра.

Сила Лоренца определяется электрическим  $\vec{E}$  и магнитным  $\vec{B}$  полями:  $F = q \left( \vec{E} + \frac{1}{c} (\vec{v} \times \vec{B}) \right)$ .  $\vec{E}$  и  $\vec{B}$  подобраны так, чтобы частицы с одинаковыми отношениями заряда  $q$  к массе  $m$  ( $\frac{q}{m}$ ) фокусировались в одну точку при различных невысоких и близких скоростях  $v$  у ионов. Точность метода  $10^{-5} \div 10^{-6}$ .

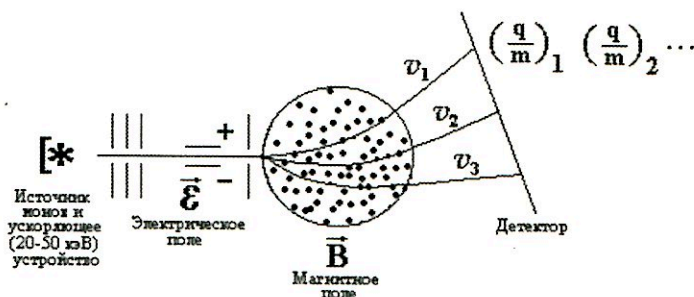


Рис. 42: Схема масс-спектрометра.

Для элементарных частиц из-за разброса в скоростях этот метод неприменим.

## 6.2 Методы определения масс элементарных частиц

Методы основаны на следующих соотношениях:

$$E^2 = m^2 c^4 + p^2 c^2 \text{ или если } c = 1, \text{ то } m = \sqrt{E^2 - p^2};$$

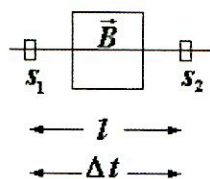
$$m = \frac{E}{\gamma}, \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}, \quad \beta = \frac{v}{c};$$

$$m = \frac{\vec{p}}{\gamma v}, \text{ т.к. } \vec{p} = m\gamma \cdot \vec{v}.$$

Таким образом, надо определить **любые** две величины из трех:  $E$ ,  $p$ ,  $v$ .

### 6.2.1 Метод времени пролета — определение скорости частицы

Метод годится только для заряженных частиц. Время пролета  $\Delta t$  определяется тем точнее, чем меньше скорость  $v$ , и лежит в интервале  $\tau > 10^{-6} \div 10^{-7} \text{ с}$ .



$$v = \frac{l}{\Delta t}.$$

Импульс  $\vec{p}$  определяется по кривизне  $\rho$  [см] траектории в магнитном поле  $\vec{B}$  [Гаусс]:

$$pc = 300B \cdot \rho \text{ [эВ]},$$

$s_1$  и  $s_2$  — сцинтилляторы, расположенные на расстоянии  $l$  друг от друга.

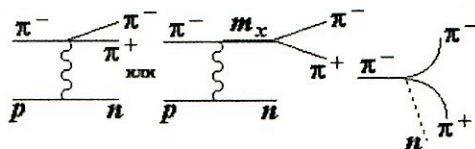
В этом случае масса  $m = \frac{\vec{p}}{\gamma v}$  определяется из соотношения  $pc = \frac{m\beta c^2}{\sqrt{1-\beta^2}} = m\beta c^2 \cdot \gamma$ .

## 6.2.2 Метод инвариантных масс

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  $m_x$ .



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

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

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. 43).

При анализе рождения  $J/\psi$ -частиц использовался аналогичный метод и получившийся спектр инвариантных масс для  $J/\psi$ -системы

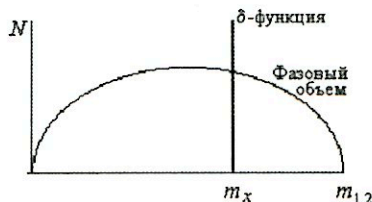


Рис. 43: Схематическое изображение распределения инвариантных масс по фазовому объему (плавная кривая) и резонансный всплеск ( $\delta$ -функция) в реакции  $\pi^- p \rightarrow n \pi^+ \pi^-$ .

схематически показан на рис. 44. 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.

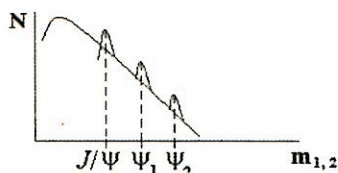


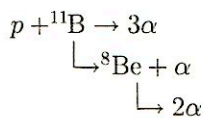
Рис. 44: Спектр инвариантных масс  $J/\psi$ -системы:  $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$  или  $\rightarrow e^+ e^-$ .

В первых экспериментах по обнаружению  $J/\psi$ -частиц, состоящих из  $c\bar{c}$ -кварков, были определены  $m_{J/\psi} = 3000$  МэВ,  $m_{\psi_1} = 3770$  МэВ,  $m_{\psi_2} = 4040$  МэВ. Обнаруженная система получила название кваркония 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:



В этой реакции короткоживущим ядром является  ${}^8\text{Be}$ . Для него  $\tau_{\text{Be}} \sim 2 \cdot 10^{-16}$  с (рис. 45).

Аналогично определяется масса  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ .

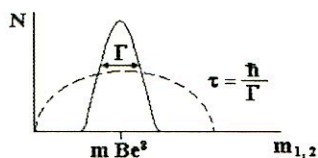


Рис. 45: Схематический вид распределения инвариантных масс для ядерной реакции  ${}^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ .

### 6.2.3 Метод многократного измерения ионизационных потерь

Определяется  $\gamma$  и  $E$ , а  $m = \frac{E}{\gamma}$ . Для измерения Лоренц-фактора  $\gamma$  может быть использована формула Бете-Блоха, дающая зависимость ионизационных потерь энергии от скорости частицы (т.е. от Лоренц-фактора  $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ ):



$$-\frac{dE}{dx} = Kz^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[ \frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{\max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right].$$

Формула Бете-Блоха представляет средние ионизационные потери, флуктуации вокруг которых описываются распределением Ландау (рис. 46). Для определения на опыте этого распределения используются мно-

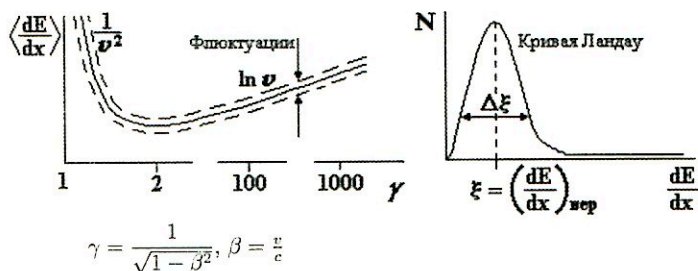


Рис. 46: Зависимость средних ионизационных потерь от Лоренц-фактора  $\gamma$  и кривая Ландау, описывающая флуктуации ионизационных потерь вокруг среднего значения.

гослойные детекторы ионизационных потерь. От числа слоев детектора зависит точность определения распределения Ландау и, следовательно, точность определения  $\frac{dE}{dx}$ . Зная потери энергии на ионизацию  $\langle \frac{dE}{dx} \rangle$  можно определить Лоренц-фактор  $\gamma$ . Погрешность измерения  $\Delta \frac{dE}{dx} \sim \frac{1}{\sqrt{N}}$ , где  $N$  — число измерений величины  $\frac{dE}{dx}$  в многослойном счетчике или в фотоэмульсии. Чем больше  $N$ , тем точнее определяется  $\frac{dE}{dx}$  и  $\langle \frac{dE}{dx} \rangle$  — среднее значение, по которому определяется  $\gamma$ .

Энергия  $E$  измеряется другим способом, например по ионизационному калориметру:  $E = a_i \int_0^{x_L} I(x) dx$  (рис. 47).

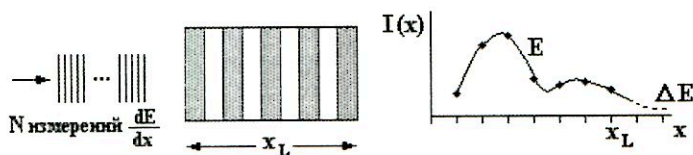
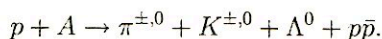


Рис. 47: Схематическое представление установки для измерения потерь энергии в многослойном счетчике ( $N$  измерений  $\frac{dE}{dx}$ ) и энергии в ионизационном калориметре  $X_L$ , с использованием каскадной кривой, описывающей ядерно-каскадный процесс в калориметре. Энергия  $E = a_i \int_0^{x_L} I(x) dx$ .

Ядерно-каскадный процесс в калориметре происходит в результате множественного процесса рождения вторичных частиц в реакции



В этой реакции энергия сталкивающихся частиц передается большому числу вторичных  $\pi^+$ ,  $\pi^-$  и  $\pi^0$ -мезонов, а также другим частицам. Ядерно-каскадный процесс развивается в веществе калориметра за счет вторичных процессов. При этом  $\pi^0$ -мезоны, распадающиеся на два фотона, дают начало электромагнитному каскаду, а  $\pi^+$ ,  $\pi^-$ -мезоны и другие частицы передают энергию вторичным ядерным каскадам. Как правило, ионизационный калориметр состоит из большого числа детекторов, прослоенных тяжелым веществом (железом или свинцом). Отклики детекторов под каждым слоем вещества  $I_x$  регистрируются. Чтобы вся энергия соударяющихся частиц была зарегистрирована, полная длина калориметра должна содержать несколько ядерных пробегов до взаимодействия.

В результате измерения Лоренц-фактора  $\gamma$  и энергии  $E$  получаем массу частицы  $m = \frac{E}{\gamma}$ .

#### 6.2.4 Переходное излучение

Для определения Лоренц-фактора  $\gamma$  может служить переходное излучение. Потери энергии на переходное излучение пропорциональны Лоренц-фактору. Переходное излучение возникает на границе раздела двух сред, имеющих разные диэлектрические постоянные  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2$  (рис. 48).

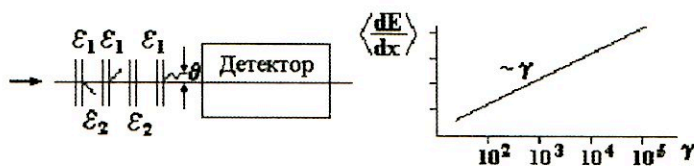


Рис. 48: Детектор переходного излучения и зависимость средних потерь энергии на переходное излучение от Лоренц-фактора  $\gamma$ .

Чтобы количество фотонов, испущенных на границе двух сред, было достаточно высоким для регистрации, увеличивается количество излучающих слоев.

Частица с зарядом  $z \cdot e$  пересекает границу раздела между двумя слоями с диэлектрическими постоянными (или показателями преломления)  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$  и излучает энергию  $E = \alpha z^2 \gamma \hbar \omega_p / 3$ , где  $\omega_p = \sqrt{4\pi n_e e^2 / m_e}$ ;  $\omega_p^2 = 4\pi e^2 \frac{n_e}{m_e}$  — плазменная частота,  $n_e$  — плотность электронов в единице объема. Излученная энергия регистрируется детектором фотонов, расположенным за излучающими слоями.

Среднее число излученных фотонов

$$\langle N_\gamma \rangle = \frac{1}{2} \alpha z^2 \gamma \frac{\hbar \omega_p}{3} / \frac{\hbar \omega_p}{4} \approx \frac{2}{3} \alpha z^2 \gamma.$$

В табл. 15 представлена энергия  $\langle E_\gamma \rangle$ , излученная электроном с импульсом  $p_e$  в установке, состоящей из 650 слоев литисвой фольги толщиной 60 мк каждый с воздушным промежутком между ними 250 мк.

Таблица 15

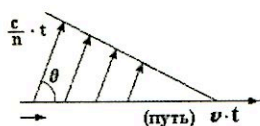
Зависимость излученной энергии от импульса электрона

$p_e$ , ГэВ/с	$\langle E \rangle_\gamma$ , кэВ
1	10
2	17
2.5	18

Метод хорошо работает **только** для частиц очень высокой энергии. Так, для пиона с массой  $m_\pi = \frac{E}{\gamma}$  = 140 МэВ при  $\gamma = 10^2$  излучается энергия  $E = 14$  ГэВ.

### 6.2.5 Черенковское излучение

Для определения скорости частиц используется Черенковское излучение.



$\frac{c}{n}$  — скорость света в среде,  
 $n$  — показатель преломления,  
 $v$  — скорость частицы,  
 $t$  — время.

$$\cos \theta = \frac{ct}{n \cdot v \cdot t} = \frac{c}{v \cdot n} = \frac{1}{\beta n} < 1; \quad \left( \frac{c}{n} t = vt \cdot \cos \theta \right).$$

При  $\beta_{\text{пор.}} > \frac{1}{n}$  частица "излучает", точнее среда поляризуется под действием электромагнитного поля. Образующиеся в среде диполи излучают свет в каждой точке на пути частицы и, когда  $v > \frac{c}{n}$ , поляризация возникает за частицей и образуется когерентное излучение диполей под определенным углом  $\theta$ . Угол, под которым испускается черенковский свет,  $\theta_c = \arccos \left( \frac{1}{n\beta} \right) \approx \sqrt{2(1 - 1/n\beta)}$  — для малых  $\theta_c$  в газах,  $\beta_t = \frac{1}{n}$  — пороговая скорость,  $\gamma_t = 1/(1 - \beta_t^2)^{1/2}$ .

Чаще всего используются пороговые черенковские счетчики, для которых  $\beta > 1/n$ . В пороговых черенковских счетчиках регистрируется только факт испускания черенковского свечения, когда скорость частицы превышает пороговую скорость.

Помимо пороговых черенковских счетчиков используются дифференциальные черенковские счетчики с более высокой точностью измерения скорости. В дифференциальных черенковских счетчиках необходимо фиксировать длины волн излучаемого света.

Испускаются фотоны в количестве

$$N_{\gamma} = \frac{2\pi z^2}{137} \cdot l \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \frac{d\lambda}{\lambda^2}; \quad \beta n > 1$$

на пути  $l$  в диапазоне длин волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ .

В видимой области спектра

$$N_{\gamma} = \frac{2\pi}{137} z^2 \cdot l \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}\right) \sin^2 \theta.$$

Дифференциальные черенковские счетчики имеют точность измерения скорости  $\frac{\Delta\beta}{\beta} \sim 7 \cdot 10^{-8}$  при  $l \sim 700$  см и  $\lambda \sim 5 \cdot 10^{-5}$  см.

При очень больших скоростях, когда  $\beta \rightarrow 1$ , ( $v \rightarrow c$ ) возникают технические трудности в использовании этого метода: нужны счетчики длиной в сотни метров.

Под действием частиц среда излучает черенковские фотоны под углом  $\theta$ , в этом случае излучение от пучка частиц собирается в кольцо, расположенное в фокальной плоскости регистрирующей системы. Частицы разной природы будут создавать кольца разного диаметра. В современных экспериментальных установках используются такие кольцевые черенковские счетчики.

### 6.3 Детекторы в физике частиц и ядер

В физике частиц и ядер для регистрации ионизирующего излучения используются разнообразные детекторы частиц.

#### 6.3.1 Сцинтилляторы

- Органические сцинтилляторы

Используются три типа органических сцинтилляторов: кристаллические, жидкостные и пластические. Все они регистрируют иониза-

цию, образованную заряженными частицами, которые, в свою очередь, генерируют оптические фотоны в диапазоне длин волн от голубого до зеленого. Наиболее широко используются пластические сцинтилляторы, в то время как кристаллические сцинтилляторы обычно используются в физике высоких энергий.

- Неорганические сцинтилляторы

Неорганические сцинтилляторы используются в физике высоких энергий и в ядерной физике. Это сцинтиллирующие кристаллы —  $\text{CsI(Tl)}$  и  $\text{NaI(Tl)}$  — с очень высокой плотностью и хорошим энергетическим разрешением. Они испускают ультрафиолетовое излучение, которое проходит обычно через кварцевые окна. При очень высоких энергиях частиц используются кристаллы вольфрамата свинца  $\text{PbWO}_4$ . Кристаллы выбирают такой длины, чтобы полностью поглотить электромагнитный ливень, создаваемый фотоном.

### 6.3.2 Черенковские детекторы

Черенковские детекторы используют разные свойства черенковского излучения.

Детекторы порогового черенковского света основаны на регистрации черенковского света от частиц со скоростью выше пороговой  $\beta = 1/n$ , где  $n$  — показатель преломления среды.

Дифференциальные черенковские детекторы используют зависимость  $\theta_c$  от  $\beta$ , чтобы отобрать частицы, имеющие скорости в заданной области. Кольцевые черенковские детекторы используют третье свойство черенковского излучения — испускание света под малыми и разными углами в зависимости от природы частицы.

### 6.3.3 Детекторы переходного излучения

Переходное излучение, возникающее на границе раздела двух сред в направлении движения частицы с лоренц-фактором  $\gamma > 1000$ , регистрируется детекторами, чувствительными к фотонам в диапазоне энергий  $2 \div 20$  кэВ. Детекторы переходного излучения (Transition Radiation Detectors — TRD) используются обычно для разделения электронов и пионов в диапазоне импульсов  $0.5 \text{ ГэВ}/c \leq p \leq 100 \text{ ГэВ}/c$ .

### 6.3.4 Многонитные камеры

Многонитные камеры (Multy Wire Proportional Chambers — MWPC) содержат десятки и сотни нитей, расположенных на малых ( $\sim 1-2$  мм) расстояниях друг от друга. Каждая нить работает независимо и настраивается на регистрацию большей части заряда, образованного в объеме, наполненном газовой смесью. Заряженная частица, проходящая через газовый слой толщиной  $\delta$ , образует вдоль своего пути электрон-ионные пары. Электроны, образованные в объеме, собираются на нить за несколько наносекунд. Положительные ионы движутся от нити на катод и генерируют сигнал, который регистрируется через некоторое время  $t$

$$\delta \cdot V(t) = \frac{q}{C} F(t),$$

где  $q$  — положительный заряд,  $C$  — емкость между анодной нитью и катодом,  $F(t) = \ln(1 + t/t_0) / \ln(1 + t_{\max}/t_0)$ ,  $t_0$  — это одна или несколько наносекунд,  $t_{\max}$  — это время сбора ионов на катод.

### 6.3.5 Кремниевые полупроводниковые детекторы

Полупроводниковые детекторы широко применяются в современной экспериментальной физике высоких энергий. Они служат для высокоточного разрешения вершин взаимодействия, а также в трековых детекторах и как фотодетекторы в сцинтилляционных калориметрах. В качестве основного материала используются кремний, галлий-арсенид и др. На основе полупроводниковых детекторов создаются микростриповые детекторы с высоким пространственным разрешением. Для этих детекторов обычно требуется низкошумящая электроника.

### 6.3.6 Времяпроекционные камеры

Типичная газонаполненная времяпроекционная камера (Time Projection Chamber — TPC) состоит из длинной однородной дрейфовой области (1-2 метра), центральной высоковольтной многоанодной мембраны, анодных нитей и катодных плоскостей. Магнитное поле прикладывается параллельно направлению дрейфа электронов, возникающих при движении частицы в объеме камеры. Многократные измерения  $\frac{dE}{dx}$  вдоль траектории частицы комбинируются с измерениями импульса в магнитном поле и создают прекрасные условия для идентификации частиц.

Результат измерения ионизации  $\frac{dE}{dx}$  в зависимости от импульса частицы показан на рис. 49.

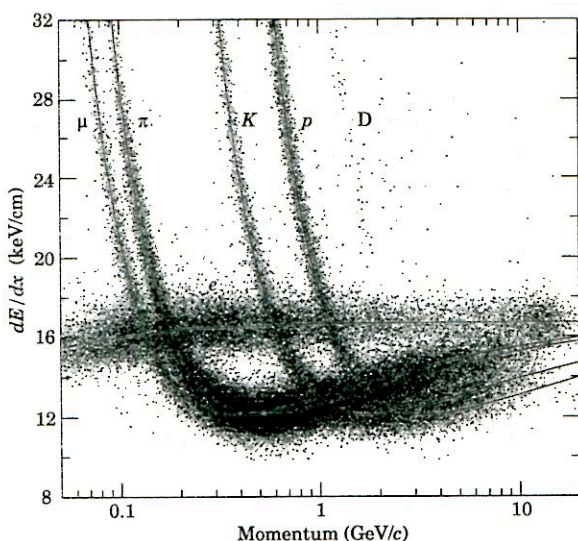


Рис. 49: Результат измерения ионизации в газонаполненной ТРС для частиц разной природы в зависимости от импульса.

### 6.3.7 Калориметры

В электромагнитных калориметрах в качестве детекторов используются кристаллы натрий-йод (NaI), свинцовые стекла, жидкий аргон в сочетании со свинцовыми пластинами, вольфрамат свинца толщиной, достаточной для поглощения электромагнитного каскада.

Адронные калориметры позволяют регистрировать адронные каскады вдоль пути частицы. Потери энергии частицей в веществе калориметра характеризуются длиной среднего свободного пробега до взаимодействия  $\lambda_{in} \approx 35 \text{ г см}^{-2} A^{1/3}$ . Полная толщина калориметра, при которой выделяется 95% энергии частицы, определяется величиной  $x/\lambda_{in} \approx 0.2 \ln(E, \text{ГэВ}) + 0.7$ , зависящей от энергии частицы. В качестве материала в адронном калориметре используются железо, свинец и другие поглотители.

При расчете фильтров в адронных калориметрах привлекаются сведения о поперечных сечениях взаимодействия и связанных с ними средних свободных пробегах частиц. Для вычисления средних свободных пробегов частиц использовалась аппроксимация поперечных сечений в виде:  $\sigma_{tot}^{pp} = Xs^\varepsilon + Ys^\eta$ , где  $\varepsilon = 0.0808$ ,  $\eta = 0.4525$ ,  $s = (P_a + P_b)^2$ .

При  $\sqrt{s} > 10$  ГэВ  $X$  и  $Y$  имеют следующие значения (в мб):

Для  $pp$ -соударений  $X = 21.7$ ,  $Y = 98.39$ .

Для  $\pi p$ -соударений  $X = 13.63$ ,  $Y = 36.02$ .

Для  $Kp$ -соударений  $X = 11.82$ ,  $Y = 26.36$ .

В табл. 16 приводятся значения поперечных сечений и средних свободных пробегов для протон-протонных соударений при разных энергиях протонов.

Таблица 16

Поперечные сечения и средние свободные пробегии для протон-протонных соударений при разных энергиях

$E$	$10^3$ ГэВ	$10^4$ ГэВ	$10^5$ ГэВ	$10^6$ ГэВ	$10^7$ ГэВ
$\sigma_{pp}$	40 мб	50 мб	60 мб	70 мб	80 мб
$\lambda_T$	42 г/см <sup>2</sup>	33 г/см <sup>2</sup>	28 г/см <sup>2</sup>	24 г/см <sup>2</sup>	21 г/см <sup>2</sup>

Связь между  $\lambda$  и  $\sigma$ :  $\lambda = \frac{\rho}{\sigma \cdot n} = \frac{m_p A}{\sigma}$ , где  $n$  — число ядер в 1 см<sup>3</sup>,  $\rho$  — плотность вещества,  $A$  — атомный номер ядра, масса протона  $m_p = 1.67 \cdot 10^{-24}$  г. Средний свободный пробег  $\lambda$  измеряется в г/см<sup>2</sup>.

В случае соударения с атомными ядрами следует различать  $\sigma_{inel} = \sigma_{tot} - \sigma_{el} - \sigma_{qel}$  и  $\sigma_{tot} = \sigma_T$ .

Если используется  $\sigma_T$ , то  $\lambda_T$  — средний свободный пробег до ядерного соударения. Если используется  $\sigma_{inel}$ , то  $\lambda_{in}$  — средний свободный пробег до ядерного взаимодействия.

Далее следуют величины, вычисленные для разных поглотителей:

$p + C$	$\lambda_T = 60.2$ г/см <sup>2</sup> ,	$\lambda_{in} = 86.3$ г/см <sup>2</sup> ,	$\sigma_T = 33.7$ мб.
$p + {}^{12}N$	$\lambda_T = 61.4$ г/см <sup>2</sup> ,	$\lambda_{in} = 87.8$ г/см <sup>2</sup> ,	$\sigma_T = 37.8$ мб.
$p + Fe$	$\lambda_T = 82.8$ г/см <sup>2</sup> ,	$\lambda_{in} = 131.9$ г/см <sup>2</sup> ,	$\sigma_T = 1120$ мб.
$p + Pb$	$\lambda_T = 116.2$ г/см <sup>2</sup> ,	$\lambda_{in} = 194$ г/см <sup>2</sup> ,	$\sigma_T = 2960$ мб.
$p + \text{воздух}$	$\lambda_T = 62$ г/см <sup>2</sup> ,	$\lambda_{in} = 90$ г/см <sup>2</sup> .	

При этом использовалась зависимость поперечных сечений от атомного номера ядра  $A$  в виде:

$$\sigma_T = \sigma_{pp} \cdot A^{0.77}; \quad \sigma_{inel} = \sigma_{pp} \cdot A^{0.71}.$$

Вычисления средних свободных пробегов выполнены для энергий в интервале  $E \sim 80 \div 240$  ГэВ.



### 6.3.8 Сверхпроводящие соленоиды для коллайдерных детекторов

Сверхпроводящие соленоиды обозначены именами соответствующих экспериментов, выполняемых на ускорителях в Фермиевской и Стэнфордской национальных лабораториях (США), в Европейском центре ядерных исследований (ЦЕРН, Швейцария), в Гамбургском ускорительном центре (Германия):

CDF, D0, BaBar, TOPAZ, VENUS, CLEO, ALEPH,  
ATLAS, CMS, DELPHI, H1, ZEUS.

Для измерения импульсов частиц по кривизне траектории в однородном магнитном поле используются следующие соотношения:  $p \cos \lambda = 0.3B\rho$ , где  $p$  — импульс (ГэВ/с),  $B$  — магнитное поле (Гаусс),  $\rho$  — радиус кривизны (м),  $\lambda$  — пинч-угол.

Литература

1. THE EUROPEAN PHYSICAL JOURNAL C. Particles and Fields. Zeitschrift für Physik C. v.15, No.1-4, 2000. Springer.
2. Демьянов А.И., Мурзин В.С., Сарычева Л.И. Ядерно-каскадный процесс в плотном веществе. -М.: Наука, 1977.
3. Мурзин В.С., Сарычева Л.И. Физика адронных процессов. -М.: Энергоатомиздат, 1986.

## 7 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.

### 7.1 Электрон — точечная частица

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

Электрон — простейшая, бесструктурная частица материи. Доказательство этого — величина гиромангнитного 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,

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e c} = 0.5788 \cdot 10^{-14} \frac{\text{МэВ}}{\text{Гц}}.$$

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. 50).

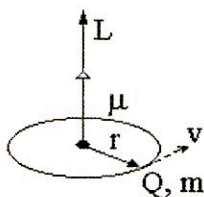


Рис. 50: Классическая схема для определения магнитного момента заряженной частицы.

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

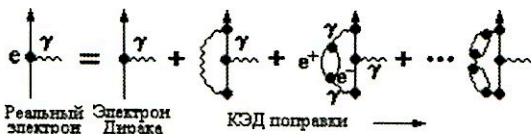
$$\mu = \frac{Q}{2mc} L \quad (Q \text{ — электрический заряд, } L \text{ — орбитальный момент),$$

$$\vec{\mu} = g \frac{e}{2mc} \vec{J}; \quad \vec{J} \text{ — собственный момент количества движения частицы (спин),}$$

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

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  $\alpha_e$ .

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  $a$ :

$$a = \frac{|g| - 2}{2}; \quad \text{для электрона Дирака } a = 0, \text{ т.к. } g = 2.$$

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

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

Определение величины  $a_e$  на опыте может быть осуществлено при изучении движения электрона в магнитном поле  $B$  (рис. 51). Постановка опыта состоит в следующем: между полюсами магнита  $N$  и  $S$  располагается сосуд, из которого выкачан 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  $\hat{p}\vec{J}$ .

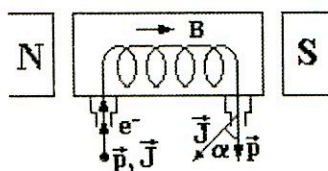


Рис. 51: Схема опыта для определения величины  $a_e$ .

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  $a_e$ :

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

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

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

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  $a_\mu = \left(\frac{g-2}{2}\right)_\mu$  (рис. 52) 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.

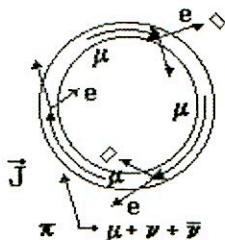


Рис. 52: Схема опыта для определения  $a_\mu$ .

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

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

Расчетное значение  $a_\mu$  получилось следующим:

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

Для электрона  $a_e$  определяется числом диаграмм Фейнмана, учитывающих квантово-электродинамические поправки, 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  $a_\mu^{\text{с.л.}} \simeq 20 \cdot 10^{-10}$ ,  $a_\mu^{\text{адр.}} \simeq 702(9) \cdot 10^{-10}$ ,  $a_\mu^{\text{КЭД}} \simeq 11658480.(3) \cdot 10^{-10}$  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:

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

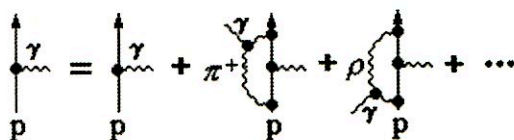
Высокая степень согласия расчетов на основе КЭД с экспериментом подтверждает надежность этой теории.

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:  $\pi$ ,  $\rho$ ,  $\omega$ ...



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  $\frac{\lambda_\pi}{2} \sim 0.7$  фм.

Магнитные моменты некоторых барионов:

$$M_\Sigma = (-1.157 \pm 0.025)\mu_N;$$

$$M_{\Lambda^0} = (-0.613 \pm 0.004)\mu_N.$$

Измерения магнитных моментов барионов показывают, что барионы имеют структуру.

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

## 7.2 Определение размеров ядер

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

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

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Рез.}} = \frac{1}{4} \left(\frac{zZe^2}{2E_\alpha}\right)^2 \frac{1}{\sin^4(\theta/2)} = \frac{Z^2(e^2/4\pi)^2}{4p_0^2 \sin^4(\theta/2)},$$

$2p_0 \sin(\theta/2) = q$  — переданный при рассеянии импульс. Дальнейшее изучение структуры атомных ядер проводилось в Стэнфордской национальной лаборатории в экспериментах по рассеянию электронов на разных атомных ядрах.

Это были эксперименты Хофштадтера, в которых изучалось распределение электрического заряда во всех ядрах периодической системы элементов. Отличие опытов Хофштадтера от экспериментов Резерфорда состоит в том, что он использовал электроны, которые имеют спин  $1/2 \hbar$  и не имеют структуры (рис. 53).

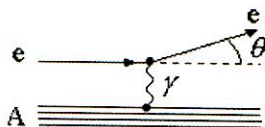


Рис. 53: Упругое рассеяние электрона на ядре, происходящее в результате электромагнитного взаимодействия с передачей 4-импульса  $q = 2p_0 \sin \frac{\theta}{2}$ .

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

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

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,

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

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

Можно определить среднеквадратичный 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. 54 и для ядра Ca может быть аппроксимировано в виде  $\rho(r)$ :

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left(\frac{r-c}{a}\right)},$$

где  $\rho_0 = 0.17$  нукл/фм<sup>3</sup>,  $c = (1.18A^{1/3} - 0.48)$  фм — радиус половинной плотности,  $t = 4 \ln 3 = 2.4$  фм — толщина поверхностного слоя ядра,  $\int \rho(r) d^3r = 1$  — нормировка.

Рис. 54: Распределение плотности электрического заряда в ядрах кальция и свинца.

Распределение  $\rho(r)$  для Ca лучше всего соответствует усредненному распределению

плотности электрического заряда для ядер со средним атомным номером.

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

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. 55).

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  $\pm |F(q^2)|$ ;

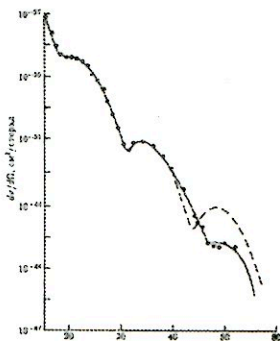


Рис. 55: Зависимость дифференциального поперечного сечения от угла рассеяния  $\theta$  ( $\theta$  измеряется в градусах) при столкновении электронов с энергией 750 МэВ с ядром  $^{40}\text{Ca}$ . Пунктирная линия — расчет, сплошная линия — эксперимент.

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 неопределенности, связанные с использованием бесконечных пределов при интегрировании, в то время как на опыте эти пределы всегда конечны. Кроме того, переход от экспериментально 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  $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) / \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Мотт}}$  и подбирают ту форму зависимости, которая лучше всего согласуется с экспериментом.

На рис. 56 показана связь функций  $\rho(r)$  и  $F(q^2)$ . Наиболее важной

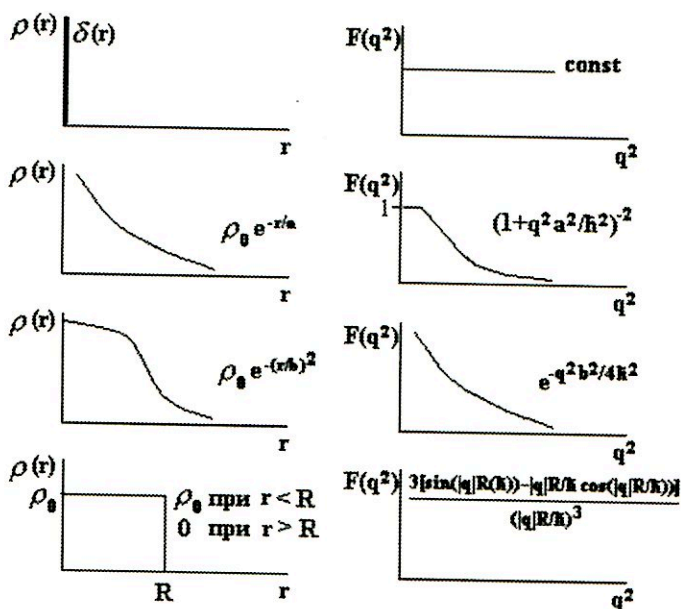


Рис. 56: Связь функций  $\rho(r)$  и  $F(q^2)$ .

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 наоборот, 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 функции  $\rho(r)$  и соответствующие им форм-факторы.

Такая процедура была выполнена для ядра Ca, при этом оказалось, что  $\rho(r)$ , показанное на рис. 54, наилучшим образом согласуется с измеренным форм-фактором (рис. 55).

### 7.3 Структура нуклона

#### 7.3.1 Упругое рассеяние

Классические эксперименты по изучению структуры нуклона были выполнены американским физиком В.К.Панофски в 1964 году в Стэн-

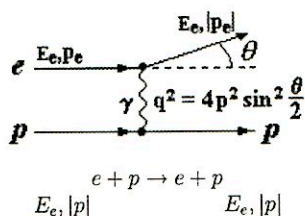


Рис. 57: Схематическое изображение упругого рассеяния электрона на протоне с помощью фейнмановской диаграммы.

фордской национальной лаборатории (СЛАК, США). Изучалось упругое рассеяние электронов на протонах. Измерялся угол отклонения электрона после упругого взаимодействия (рис. 57). 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:

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

$b = \frac{-q^2}{4m^2c^2}$ , 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  $q^2$ .

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

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

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. 58).

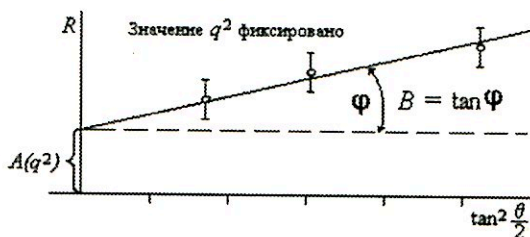


Рис. 58: Зависимость  $R$  от  $\tan^2 \frac{\theta}{2}$  при фиксированном значении  $q^2$ .

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. 59 представлены результаты этого анализа.

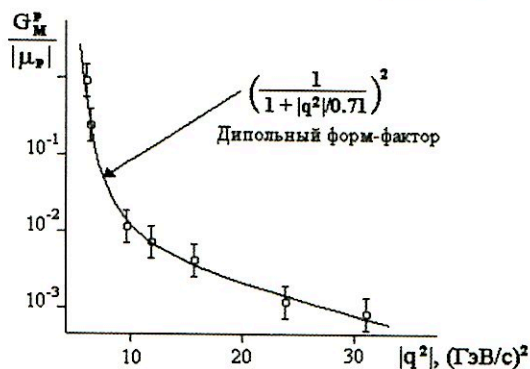


Рис. 59: Дипольный форм-фактор.

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:

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

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 пионов, 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 нейтрон 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  $G_E^n$ .
5. Распределение электрического заряда в протоне должно иметь следующий вид:  

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

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

### 7.3.2 Глубоконеупругое 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. 60 представлена диаграмма Фейнмана для глубоконеупругого рассеяния электронов на протонах.

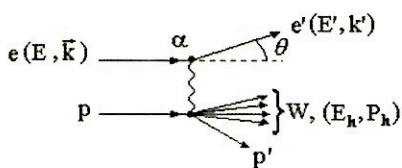


Рис. 60: Диаграмма Фейнмана для реакции  $e + p \rightarrow e' + p' + \sum h_{iW(E_h, \vec{P}_h)}$ .

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;

$-Q^2 = q^2 = \left(\frac{\nu}{c}\right)^2 - (k - k')^2$  — 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

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

Глубоконеупругое рассеяние можно представить как двух-частичный процесс:  $e + p = e' + p' + W$ . Степень возбуждения протона электроном определяется величиной  $W(E_h, P_h)$ .

На опыте измеряются угол отклонения электрона  $\theta$ , энергия  $E'$  и импульс  $k'$  электрона

На рис. 61 показано дважды дифференциальное сечение  $\frac{d^2\sigma}{dE'd\Omega} / \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Мотт}}$  в зависимости от  $q^2$  и  $W = E'$ .

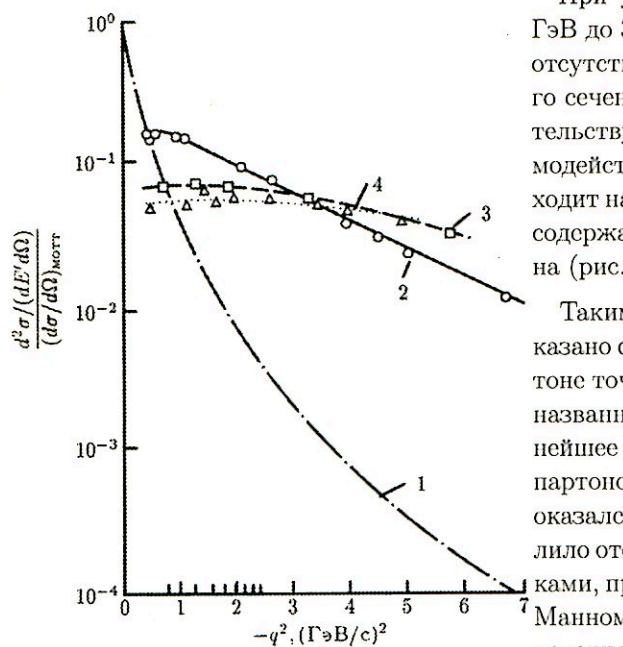


Рис. 61: Двойное дифференциальное сечение  $\frac{d^2\sigma}{dE'd\Omega} / \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Мотт}}$  в зависимости от  $q^2$  для неупругого процесса с различными энергиями  $E'$ . Для сравнения показано сечение для упругого рассеяния (кривая 1). Кривые 2, 3, 4 получены при энергиях  $E'$ , равных 2, 3, 3.5 ГэВ соответственно.

убедительным результатам, которые помогли уточнить представление о структуре так называемых "элементарных" частиц — адронов. Дважды дифференциальное сечение  $\frac{d^2\sigma}{dE'd\Omega}$  содержит структурные функции  $F_1(x, q^2)$ ,  $F_2(x, q^2)$ ,  $F_3(x, q^2)$ , которые входят в эффективное сечение рассеяния разных частиц на нуклонах в виде

$$\frac{d^2\sigma^{(\nu p)}}{dx dy} = \frac{G_F^2 m_p E}{\pi} \left[ xy^2 F_1(x, q^2) + \left(1 - y - \frac{m_p xy}{2E}\right) F_2(x, q^2) \pm \right. \\ \left. \pm y \left(1 - \frac{y}{2}\right) x F_3(x, q^2) \right],$$

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. 56).

Таким образом, было доказано существование в протоне точечных образований, названных партонами. Дальнейшее изучение свойств партонов, спин которых  $J$  оказался равным  $\hbar/2$ , 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

где  $x = \frac{q^2}{2m_p\nu}$ ,  $y = 1 - \cos^2 \theta^*$ . В том случае, когда взаимодействуют точечные объекты,  $F_1$ ,  $F_2$ ,  $F_3$  не зависят от  $q^2$ , а являются функцией только безразмерной величины  $x$ , причем функции  $F_2$  и  $F_1$  связаны соотношением Каллана-Гросса  $F_2 = x \cdot F_1$ , т.е. не являются независимыми. На рис. 62 изображены структурные функции протона  $F_2$  в зависимости от  $q^2$  и для разных значений переменной  $x$ .

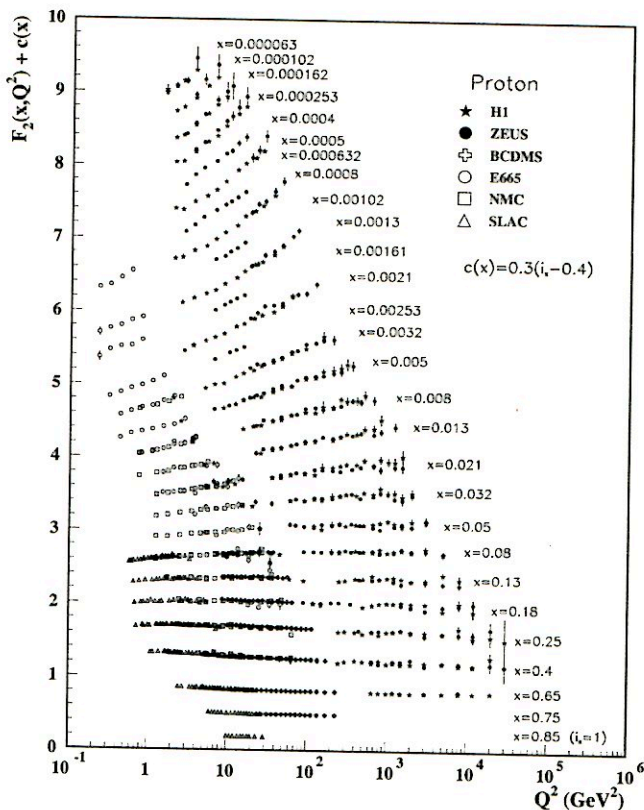


Рис. 62: Протонная структурная функция  $F_2$ , измеренная в электромагнитном рассеянии электронов и мюонов для  $x > 0.00003$ .  $Q^2 = -q^2$ . Независимость  $F_2$  от  $Q^2$  наблюдается для  $x$  от 0.008 до 0.85.

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 ( $e p$ ,  $\mu p$ ,  $\nu p$ ) получены структурные функ-

ции  $F_2$  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 кварков, 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. 63 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.

#### 7.4 Свойства кварков и глюонов из экспериментов по $e^+e^-$ -аннигиляции

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

##### 7.4.1 Спин кварка

В процессе  $e^+e^-$  могут образовываться пары лептонов ( $e^+e^-$ ,  $\mu^+\mu^-$ ,  $\tau^+\tau^-$ ). В результате этого процесса образуются также пары кварков  $q\bar{q}$ , которые регистрируются детектором как кварковые и антикварковые струи (рис. 64а).

Угловое распределение лептонов ( $e$ ,  $\mu$ ,  $\tau$ ) (рис. 64б), имеющих спин  $(1/2)\hbar$ , 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  $J = (1/2)\hbar$ .

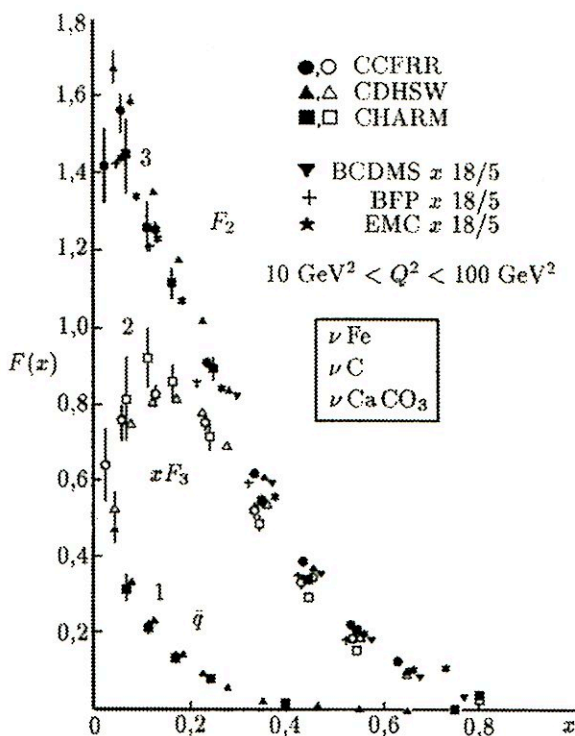


Рис. 63: Спектры партонов в нуклоне в зависимости от доли энергии, уносимой партоном,  $x = E_i/E_p$  — доля энергии протона, заключенная в партоне  $i$ ,  $E_p$  — энергия протона. 1 — морские кварки ( $s$ ), 2 — валентные кварки ( $v$ ), 3 — партоны (кварки и глюоны). Разными значками показаны результаты, полученные в разных экспериментах, в которых изучалось взаимодействие нейтрино с ядрами железа, углерода и  $\text{CaCO}_3$ . Квадрат переданной энергии заключен в интервале  $10 \div 100$  ГэВ<sup>2</sup>.

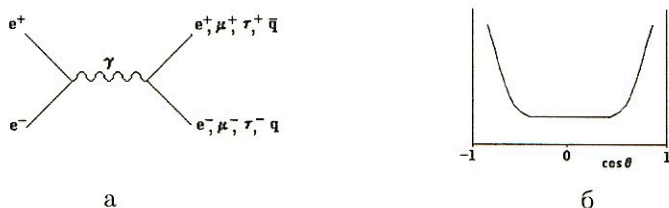


Рис. 64: Процесс аннигиляции: а — диаграмма процесса аннигиляции  $e^+e^-$  в лептоны и кварки; б — угловое распределение лептонов и осей кварковых струй в процессе  $e^+e^-$ -аннигиляции.



### 7.4.2 Рождение глюонных струй как следствие излучения глюона кварком

На рис. 65 изображен процесс образования трех струй при аннигиляции  $e^+e^- \rightarrow q + \bar{q} + g$ .

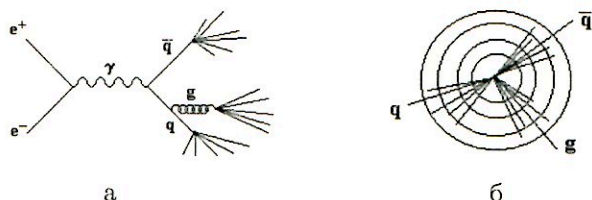


Рис. 65: Процесс образования трех струй: а — диаграмма процесса аннигиляции  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$  с последующим испусканием глюона  $g$  одним из кварков; б — трехструйное событие, соответствующее приведенной диаграмме. По концентрическим окружностям расположены детекторы, окружающие точку соударения  $e^+e^-$  и фиксирующие траектории адронов в соответствующих струях.

### 7.4.3 Наличие цвета у кварка

Доказательство существования цвета у кварков было выполнено в экспериментах по изучению процесса  $e^+e^- \rightarrow$  адроны. На рис. 66 пред-

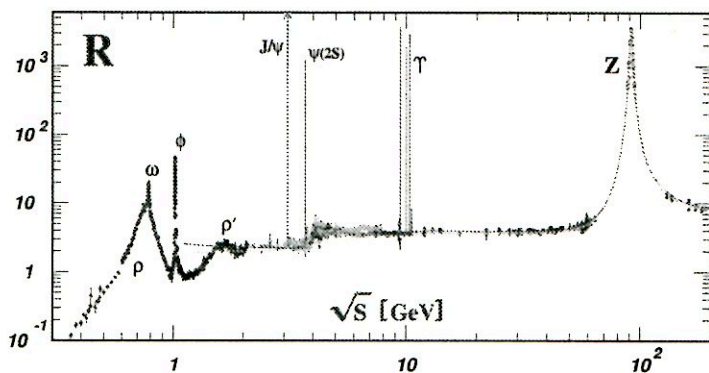


Рис. 66: Отношение  $R$  в зависимости от энергии, полученное в различных экспериментах по  $e^+e^-$ -соударениям.

ставлено отношение сечения этого процесса к сечению процесса  $e^+e^- \rightarrow$  лептоны

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

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

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

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

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

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

$g = 3$  — цветовые степени свободы.

Значения  $R$ , вычисленные для разных интервалов 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,  $R_{udsbc} = \frac{11}{3}$ . Ход зависимости имеет скачкообразный характер.

Соответствующие скачки отношения  $R$  наблюдались в экспериментах (см. рис. 66) и соответствуют тому, что 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 ("красный" + "синий" + "зеленый") равна 0. Иными словами, сумма трех цветов дает бесцветное состояние.

В этих экспериментах не хватило энергии для генерации  $t$ -кварков.  $t$ -кварки были открыты в экспериментах на Тэватроне и их масса оказалась равной  $174 \text{ ГэВ}/c^2$ . Однако дальнейшее увеличение энергии позволило наблюдать  $Z$ -резонанс.

#### 7.4.4 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 — боттомониев. На рис. 67 показан спектр чармониев, а на рис. 68 — спектр боттомониев. Переходы из одного энергетического

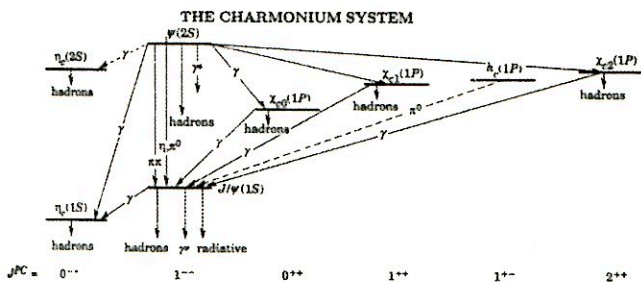


Рис. 67: Спектр чармониев.

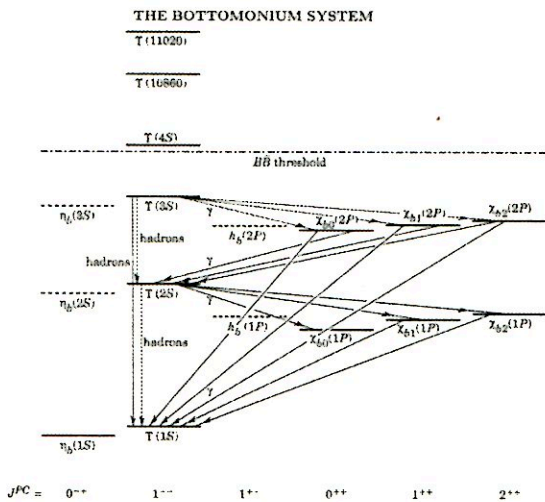


Рис. 68: Спектр боттомониев.