

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М. В. ЛОМОНОСОВА
Научно-исследовательский институт ядерной физики
имени Д. В. Скобельцына

Л. И. Сарычева

ФИЗИКА
ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ
ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

СПЕЦКУРС

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М. В. Ломоносова
Научно-исследовательский институт ядерной физики
имени Д. В. Скобельцына

Сарычева Л.И.

ФИЗИКА
ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ
ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

Спецкурс

Москва
2009

УДК

ББК

С20

Сарычева Л.И.

Физика фундаментальных взаимодействий : Спецкурс /
Сарычева Л.И.; — М.: КДУ, 2008.— 220 с.: 24 табл., 92 рис.

В книге рассмотрены основные характеристики четырех типов фундаментальных взаимодействий и связь между ними. Обсуждается современная экспериментальная техника, использование которой позволяет исследовать структуру материи в масштабах микромира. Описываются эксперименты по изучению партонной структуры адронов и свойств кварков. Рассматриваются современные представления о физике сильных, электромагнитных и слабых взаимодействий адронов и ядер в широком интервале энергий частиц, генерирующихся на ускорителях и в космических лучах.

Для студентов физических специальностей.

УДК

ББК

© Сарычева Л.И., 2008

© НИИЯФ МГУ, 2008

ISBN

Содержание

1	Стандартная Модель физики частиц	8
1.1	Основные положения Стандартной Модели	10
1.2	Поиск отклонений от Стандартной Модели	13
1.3	Нерешенные вопросы Стандартной Модели	14
2	Возможности изучения фундаментальных взаимодействий на ускорителях и в космических лучах	15
2.1	Экспериментальная техника – ускорительные комплексы	15
2.2	Космические лучи	25
2.2.1	История исследования	25
2.2.2	Методы исследования космического излучения	27
2.2.3	Энергетический спектр первичного космического излучения	30
2.2.4	Природа первичного космического излучения	35
2.2.5	Космические лучи в атмосфере Земли	37
2.2.6	Экзотические события в космических лучах	38
3	Общие свойства фундаментальных взаимодействий	43
3.1	Введение	43
3.2	Взаимодействия и поля в физике частиц . .	45
3.3	Диаграммы Фейнмана	46
3.4	Сравнение типов взаимодействия	49
3.5	Электромагнитные взаимодействия	51
3.6	Слабые взаимодействия	53

3.7	Сильные взаимодействия	56
3.8	Гравитационные взаимодействия	59
3.8.1	Константы взаимодействий и послед- ствия их сравнения	61
3.8.2	Константа сильного взаимодействия	63
3.9	Свойства основных типов взаимодействий для фундаментальных фермионов	66
3.10	Стандартная Модель физики частиц	69
4	Фундаментальные частицы и их взаимодей- ствия	70
4.1	Основные физические величины для описа- ния явлений, происходящих в микромире .	70
4.1.1	Система Хэвисайда и ее связь с си- стемой СГС	71
4.1.2	Планковские (естественные) единицы	72
4.1.3	Фундаментальные характеристики мик- рообъектов	74
4.1.4	Спин элементарной частицы	75
4.1.5	Производные характеристики элемен- тарных частиц	77
4.2	Классификация элементарных частиц . . .	78
4.3	Кинематика	85
4.3.1	Преобразования Лоренца	87
4.3.2	Инварианты лоренцевских преобразо- ваний	89
4.4	Методы измерения поперечных сечений в раз- ных типах взаимодействий	92
4.5	Методы измерения поперечных сечений в силь- ных взаимодействиях	95
4.5.1	Метод пропускающих счетчиков . . .	95

4.5.2	Метод измерения полного сечения на ускорителе с пересекающимися пучками по светимости пучков	98
4.5.3	Измерение сечений <i>pp</i> -взаимодействий на встречных пучках с использованием Римских горшков	98
4.5.4	Метод измерения сечений в космических лучах	100
4.6	Энергетический спектр первичного космического излучения	105
4.7	Обсуждение результатов измерения поперечных сечений сильных взаимодействий	109
4.8	Интерпретация зависимости $\sigma_{tot}(E)$	116
4.9	Результаты измерения поперечных сечений в электромагнитных взаимодействиях	118
4.10	Слабые взаимодействия	120
4.10.1	История развития представлений о слабых взаимодействиях	120
4.10.2	Поперечное сечение для слабых взаимодействий	127
4.10.3	Осцилляции нейтрино и его масса	128
4.11	Электрослабые взаимодействия	129
4.12	Гравитационное взаимодействие	132
5	Взаимодействие частиц с веществом – потери энергии	134
5.1	Потери энергии заряженными частицами	135
5.2	Процессы, происходящие с фотонами в веществе	138
5.3	Электромагнитные каскады	139

6	Способы измерения масс частиц и ядер	141
6.1	Метод определения масс ядер – масс-спектро- скопия	142
6.2	Методы определения масс элементарных ча- стиц	143
6.2.1	Метод времени пролета – определе- ние скорости частицы	143
6.2.2	Метод инвариантных масс	144
6.2.3	Метод многократного измерения иони- зационных потерь	146
6.2.4	Переходное излучение	149
6.2.5	Черенковское излучение	151
6.3	Детекторы в физике частиц и ядер	153
6.3.1	Сцинтилляторы	153
6.3.2	Черенковские детекторы	154
6.3.3	Детекторы переходного излучения	154
6.3.4	Многонитные камеры	154
6.3.5	Кремниевые полупроводниковые де- текторы	155
6.3.6	Времяпроекционные камеры	155
6.3.7	Калориметры	157
6.3.8	Сверхпроводящие соленоиды для кол- лайдерных детекторов	159
7	Процессы взаимодействия при столкновени- ях частиц высоких энергий	159
7.1	Способы изучения разных типов взаимодей- ствий	159
7.2	Множественное рождение частиц	161
7.2.1	Основные особенности множественно- го рождения частиц	163

7.2.2	Топологическое сечение	166
7.2.3	Теоретические предсказания	171
7.3	Импульсные спектры вторичных частиц . .	176
7.3.1	Поперечный импульс	178
7.3.2	Продольный импульс	184
7.3.3	Коэффициент неупругости	186
7.3.4	Основные переменные, использующиеся при анализе угловых распределений вторичных частиц	190
7.3.5	Угловые распределения в $\mathbf{C}$ -системе	191
7.4	Распределения по $\boldsymbol{\eta}$ и $\boldsymbol{y}$	193
7.5	Дифракционная генерация	195
7.5.1	Введение	195
7.5.2	Основные особенности процесса дифракционной генерации	197
7.5.3	Характеристики дифракционного рождения	198
7.6	Теоретические модели. Механизмы множественной генерации частиц	199
7.6.1	Статистическая и гидродинамическая модели	200
7.6.2	Мультипериферическая модель . . .	205
7.6.3	Масштабная инвариантность	211
7.6.4	Введение в квантовую хромодинамику	213

1 Стандартная Модель физики частиц

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

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

До сего времени не обнаружено отклонений от Стандартной Модели.

Основное содержание Стандартной Модели представлено в таблицах 1, 2, 3. Конституентами материи являются три поколения фундаментальных фермионов (I, II, III), свойства которых перечислены в табл. 1. Фундаментальные бозоны – переносчики взаимодействий (табл. 2), которые можно представить с помощью диаграммы Фейнмана (рис. 1).

Таблица 1: **Фермионы – конститутенты материи**
(спин полуцелый в единицах $\hbar$)

Лептоны, спин = 1/2				Кварки, спин = 1/2		
	Аромат	Масса, ГэВ/ c^2	Электри- ческий заряд, e	Аромат	Масса, ГэВ/ c^2	Электри- ческий заряд, e
I	ν_e	$< 7 \times 10^{-9}$	0	u , up	0.005	2/3
	e , электрон	0.000511	-1	d , down	0.01	-1/3
II	ν_μ	< 0.0003	0	c , charm	1.5	2/3
	μ , мюон	0.106	-1	s , strange	0.2	-1/3
III	ν_τ	< 0.03	0	t , top	170	2/3
	τ , тау	1.7771	-1	b , bottom	4.7	-1/3

Таблица 2: **Бозоны – переносчики взаимодействий**
(спин = 0, 1, 2 ... в единицах $\hbar$)

Переносчики взаимодействия	Масса, ГэВ/ c^2	Электрический заряд, e
Электрослабое взаимодействие		
γ , фотон, спин = 1	0	0
W^- , спин = 1	80.22	-1
W^+ , спин = 1	80.22	+1
Z^0 , спин = 1	91.187	0
Сильное (цветовое) взаимодействие		
g , глюоны, спин = 1	0	0
Неоткрытые бозоны		
H^0 , Хиггс, спин = 0	> 100	0
G , гравитон, спин = 2	?	0

Таблица 3: Сравнительные характеристики фундаментальных взаимодействий

Взаимодействие	Переносчик взаимодействия	Сила взаимодействия
Сильное	Глюон	1
Электромагнитное	Фотон	10^{-2}
Слабое	Калибровочные бозоны	10^{-5}
Гравитационное	Гравитон	10^{-38}

Сила взаимодействия указана относительно сильного.

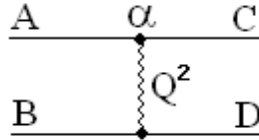


Рис. 1: Диаграмма Фейнмана: $A + B = C + D$, α – константа взаимодействия, $Q^2 = -t$ – 4-импульс, который частица A передает частице B в результате одного из четырех типов взаимодействий.

1.1 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 r , $V(r) = -\alpha_s/r + \text{const}$, α_s и const – константы.
- Кварк-кварковое взаимодействие не аддитивно.
- В виде свободных частиц могут существовать только цветовые синглеты:

мезонный синглет, для которого волновая функция определяется соотношением

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

и 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:

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

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

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

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 a в адроне A (или, соответственно, D_B^b – кварков b в адроне B), F_c^C – функция фрагментации кварка c в адроны C , $\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}$ – элементарное сечение qq взаимодействия.

1.2 Поиск отклонений от Стандартной Модели

При существующих энергиях ускоренных частиц хорошо выполняются все положения КХД и тем более КЭД. 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. Поиск 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 (струны, преоны при расстояниях $d < 10^{-16}$ см).
5. Обнаружение деконфайнированной адронной материи (кварк-глюонной плазмы).
6. Изучение нарушения CP -инвариантности при распаде нейтральных K -мезонов, D -мезонов и B -частиц.
7. Изучение природы тёмной материи.
8. Изучение состава вакуума.
9. Поиск Хиггс-бозона.
10. Поиск суперсимметричных частиц.

1.3 Нерешенные вопросы Стандартной Модели

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

1. Неизвестна природа механизма спонтанного нарушения электрослабой калибровочной инвариантности.
 - Объяснение существования масс у $W^{\pm}$ - и Z^0 -бозонов требует введения в теорию скалярных полей с неинвариантным относительно калибровочных преобразований основным состоянием – вакуумом.
 - Следствием этого является возникновение новой скалярной частицы – бозона Хиггса.
2. СМ не объясняет природу квантовых чисел.
 - Что такое заряды (электрические; барионные; лептонные: L_e , L_μ , L_τ ; цветовые: синий, красный, зеленый) и почему они квантуются?
 - Почему существует 3 поколения фундаментальных фермионов (I, II, III)?
3. СМ не включает гравитацию, отсюда путь включения гравитации в СМ – Новая гипотеза о существова-

нии дополнительных измерений в пространстве микромира.

4. Нет объяснения, почему фундаментальный масштаб Планка ($M \sim 10^{19}$ ГэВ) так далек от фундаментального масштаба электрослабых взаимодействий ($M \sim 10^2$ ГэВ).

В настоящее время наметился путь решения этих проблем. Он состоит в развитии нового представления о структуре фундаментальных частиц. Предполагается, что фундаментальные частицы представляют собой объекты, которые принято называть „струнами“. Свойства струн рассматриваются в быстро развивающейся Модели Суперструн, которая претендует на установление связи между явлениями, происходящими в физике элементарных частиц и в астрофизике. Такая связь привела к формулировке новой дисциплины – космологии элементарных частиц.

2 Возможности изучения фундаментальных взаимодействий на ускорителях и в космических лучах

2.1 Экспериментальная техника – ускорительные комплексы

Главный инструмент, позволяющий исследовать структуру вещества – ускоритель, создающий частицы столь высокой энергии, что они способны проникнуть в глубинные области изучаемого микрообъекта.

Ускоритель частиц можно сравнить с микроскопом. Из классической оптики известно, что *для изучения структуры объекта, имеющего размер d , его надо облучить светом, длина волны которого λ 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 λ 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 1959 году были построены первые адронные ускорители: У-10 в ОИЯИ (Дубна), PS в ЦЕРН, AGS в Брукхейвенской национальной лаборатории США и У-70 в ИФВЭ (Протвино). Все эти ускорители работают до сих пор.

Ускоритель PS долгое время направлял ускоренные протоны в пересекающиеся накопительные кольца (ISR), в которых реализовывался коллайдерный режим. В настоящее время накопительные кольца демонтированы и создан действующий каскад ускорителей: PS, SpS, LHC.

Ускоритель AGS служит инжектором для коллайдера RHIC, в котором сталкиваются атомные ядра.

Ускоритель У-10 помимо протонов ускоряет атомные ядра и работает в режиме выведенных пучков. Ускоритель У-70, построенный в Протвино вблизи Серпухова, долгое время ускорял протоны до наиболее высоких энергий (70 ГэВ) и продолжает работать в первоначальном режиме выведенных пучков.

Сейчас в мире помимо адронных работают электронные ускорители. Многие *действующие ускорители работают как в режиме выведенных пучков* (когда ускоренные частицы направляются на неподвижную мишень), *так и в режиме коллайдеров* (когда две частицы, ускоренные до высоких энергий, сталкиваются одна с другой).

Энергетически более выгодным оказывается режим коллайдера, когда сталкиваются два протона, ускоренные до энергии E_1^* и E_2^* . В этом случае суммарная энергия столкновения в системе центра масс $E_1^* + E_2^*$ связана с энергией E одного из протонов, когда другой неподвижен (т.е. в лабораторной системе), соотношением: $E = (E_1^* + E_2^*)^2 / 2m_p$, где $m_p \approx 1 \text{ ГэВ}/c^2$ – масса протона ($1 \text{ ГэВ} = 10^9 \text{ эВ}$; $1 \text{ эВ} = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$). Энергия каждого из соударяющихся протонов ($900 \text{ ГэВ} + 900 \text{ ГэВ}$), достигнутая на ускорителе в лаборатории им. Э.Ферми (США), является до 2008 года максимальной и соответствует энергии $E = 1.62 \cdot 10^6 \text{ ГэВ}$ в лабораторной системе координат.

Впервые коллайдер, в котором сталкивались электроны и позитроны, был построен в Новосибирске в начале 60-х годов XX века. Энергия каждого из пучков была 0.7 ГэВ . С 1994 года энергия электронов и позитронов в Новосибирском коллайдере ВЭП-2М равна 6 ГэВ .

В Европейском центре ядерных исследований (ЦЕРН, Швейцария) работает комплекс ускорителей. Сначала был построен *протонный синхротрон PS*, ускоряющий протоны до энергии $\sim 30 \text{ ГэВ}$. Затем ускоритель PS стал использоваться как инжектор для *ускорителя SpS*. Этот ускоритель некоторое время работал в коллайдерном режиме. Тогда он назывался *S $\bar{p}p$ S-коллайдер*. Энергия каждого из соударяющихся нуклонов (протона p и антипротона $\bar{p}$)

на этом ускорителе была равна 315 ГэВ. Далее *SpS* ускоритель стал ускорять электроны и позитроны и использоваться как инжектор для ускорителя LEP — большого электрон-позитронного коллайдера. В каскаде ускорителей (PS, *SpS*, LEP) ускорялись электроны и позитроны до энергии 100 ГэВ. На рис. 2 изображен ускорительный комплекс ЦЕРН на географической карте.



Рис. 2: Изображение ускорительного комплекса ЦЕРН на географической карте.

В 2001 году приостановлены эксперименты на ускорителе LEP и начат монтаж аппаратуры для нового ускорителя – Большого адронного коллайдера (LHC), ускоряющие элементы которого будут располагаться в существующем кольце, освободившемся после демонтажа ускорителя LEP. На рис. 3 представлено схематическое изображение комплекса ускорителей в ЦЕРН, на котором показаны его элементы, существующие в настоящее время, а также годы введения в эксплуатацию этих элементов.

The CERN Accelerator Complex

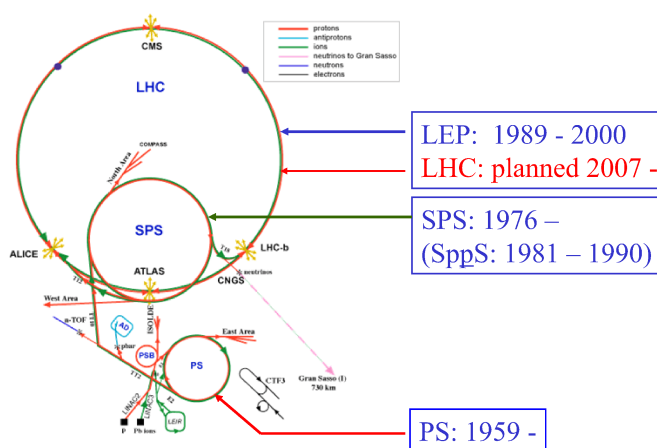


Рис. 3: Схематическое изображение комплекса ускорителей в ЦЕРН (2008 год).

Далее представлены параметры Большого адронного коллайдера и на рис. 4 схематически показана структура сгустка соударяющихся протонов.

Параметры Большого адронного коллайдера (LHC)

Соударяющиеся частицы	pp	PbPb
Максимальная энергия пучка, ТэВ	7.0	2.76 ТэВ/нуклон
Светимость, $10^{30} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$	1.0×10^4	0.002
Время между соударениями, мкс	0.025	0.125
Угол пересечения, мкрад	≥ 200	≥ 200
Длина сгустка, см	7.5	7.5
Длительность сгустка, нс	24.95	24.95
Число сгустков	2835	608
Число частиц в сгустке	$1.05 \cdot 10^{11}$	$9.4 \cdot 10^7$
Период ускорения, с	1200	1200
Длина окружности, км	26.659	26.659

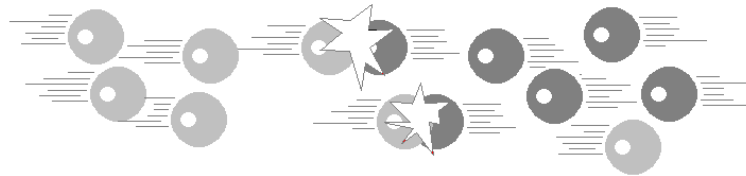


Рис. 4: Сгусток ускоренных протонов на ускорителе LHC длиной 7.5 см и радиусом 16 $\mu\text{м}$. Время между соударениями сгустков 25 нс.

На Большом адронном коллайдере будут работать четыре эксперимента: ATLAS, ALICE, LHC-B и CMS. Схе-

матическое размещение этих экспериментов в точках пересечения пучков показано на рис. 5. Эксперименты начнут функционировать после запуска LHC в 2008 году.

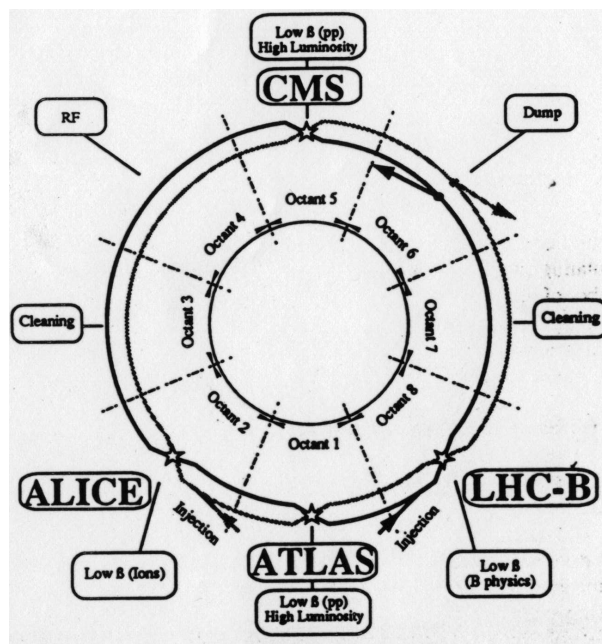


Рис. 5: Схематическое расположение экспериментов на LHC.

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

Очевидно, что для изучения структуры микрообъектов помимо высоких энергий облучающих частиц желательно,

чтобы эти частицы-снаряды были как можно более простыми – бесструктурными образованиями. На современном уровне наших знаний такими частицами считаются лептоны: электрон, мюон, τ -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.

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

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

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

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

В табл. 4 показаны параметры работающих коллайдеров и строящегося коллайдера LHC.

Таблица 4: **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 ($10^{30} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$)	14	6	210	1.0×10^4	0.002
Разрешение по энергии (10^{-3})	e : 0.91 p : 0.2	0.35	0.09	0.1	0.1

Предполагается, что ускорительный комплекс в ЦЕРН после пуска Большого адронного коллайдера позволит получить данные о процессах, которые могли происходить при эволюции Вселенной и подтвердить гипотезу Большого Взрыва.

На рис. 6 представлено, как изменялась во времени ускорительная техника.

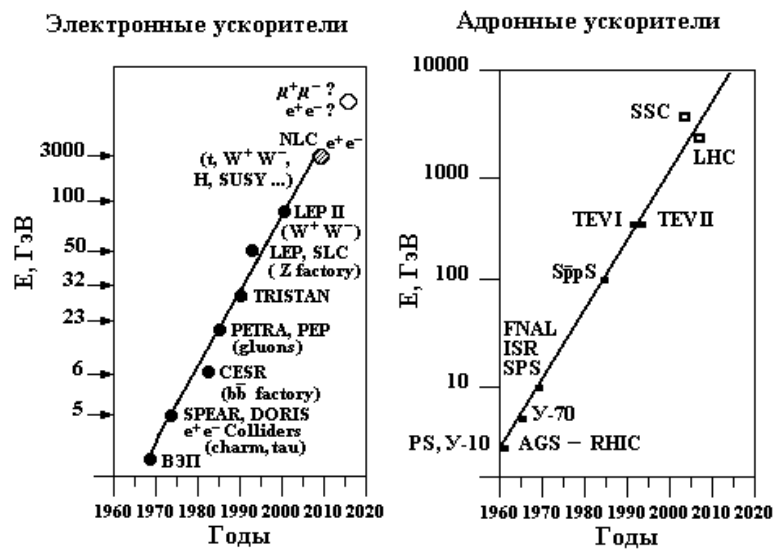


Рис. 6: Развитие во времени ускорителей высоких энергий. Значками отмечены действующие ускорители высоких энергий в разные периоды времени. Ускоритель SSC не был построен из-за отсутствия финансирования.

2.2 Космические лучи

2.2.1 История исследования

Космические лучи – одно из интереснейших явлений природы, изучение которого дало значительные результаты и представляет исключительный интерес в связи с актуальными проблемами ядерной физики и астрофизики. Космические лучи были открыты в начале XX века в экспериментах Кольхерстера, Гоккеля, Гесса. Последний высказал гипотезу о существовании особого проникающего, ионизирующего излучения, идущего сверху и ослабляющегося вследствие поглощения атмосферой по мере проникновения в нижние слои.

В экспериментах Кольхерстера с использованием воздушного шара (1913–1914 гг.) был изучен ход возрастания ионизации до высот 9 тыс. метров. Эксперименты показали внеземное происхождение этого вида излучения. В дальнейшем в экспериментах Милликена (1922–1925 гг.) регистрирующая аппаратура поднималась на высоту 15.5 км на шарах-зондах. В течение долгого времени до 1929 года ионизационная камера оставалась единственным детектором при исследовании космических лучей. В результате экспериментов, выполненных с помощью ионизационных камер, было установлено изменение ионизационного эффекта в зависимости от глубины уровня наблюдения, и определен коэффициент поглощения космического излучения в атмосфере.

Природу космического излучения исследовали, используя в качестве детектора камеру Вильсона, и наиболее детально, когда ее поместили в магнитное поле. Впервые это сделал Д.В.Скобельцын. Эти эксперименты показали, что

среди космических частиц присутствуют как положительно, так и отрицательно заряженные частицы. Предположение о том, что наблюдаемые в камере Вильсона легкие частицы с положительным зарядом являются позитронами, было впервые высказано Андерсеном. В этих экспериментах был открыт позитрон, и подтверждена теория Дирака, развиваемая в это время.

В экспериментах с камерой Вильсона открыто новое явление – образование ливней, состоящих из многих заряженных частиц. Но следует заметить, что все эти исследования проводились под очень толстым слоем атмосферы (1000 г на 1 см²). К этой серии экспериментов следует отнести также эксперименты, выполненные Росси, который регистрировал космические частицы, используя счетчики Гейгера, расположенные под различными толщинами вещества (свинца). Удалось обнаружить существование двух компонент космического излучения на уровне Земли: мягкой, которая быстро поглощалась свинцовым фильтром, и жесткой, которая проникала под свинец значительной толщины. Дальнейшее изучение показало, что мягкая компонента состоит в основном из электронов вторичного происхождения, а жесткая компонента – из мюонов тоже вторичного происхождения. Вопрос об энергии, несомой космическими частицами, и об их природе исследовался долгие годы в экспериментах как на уровне моря, так и на различных высотах в атмосфере.

В исследованиях, выполненных в земных условиях при энергиях 100 ÷ 300 ГэВ, помимо позитронов были открыты μ -мезоны, π -мезоны ($\pi^\pm$ и π^0) и странные частицы (K -мезоны и Λ -гипероны), а также детально изучено множественное рождение вторичных частиц в результате силь-

ного взаимодействия.

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

2.2.2 Методы исследования космического излучения

В настоящее время в связи с развитием экспериментальной техники исследование космических лучей выполняется за пределами атмосферы (на спутниках) и на больших высотах в атмосфере Земли с использованием шаровозондов. Процессы, происходящие в земной атмосфере, исследовались с помощью многочисленных экспериментальных установок, располагающихся как на поверхности Земли, так и в подземных лабораториях. Схематическое изображение этих экспериментов можно увидеть на рис. 7.

Среди экспериментов, проводимых за пределами атмосферы, следует упомянуть магнитные спектрометры: Альфа Магнитный Спектрометр (AMS01, AMS02), BESS и PAMELA. В табл. 5 приведены их сравнительные характеристики.

Спектрометры BESS и PAMELA наиболее чувствительны к частицам с энергией < 0.3 ГэВ, а спектрометры AMS – к частицам с энергией > 0.3 ГэВ вплоть до 1000 ГэВ.

Установка AMS01 работала на международной космической станции МИР. Установка AMS02, которая должна сменить AMS01, показана на рис. 8. Основным элементом установок AMS – сверхпроводящий магнит ($B = 0.14$ Тес-

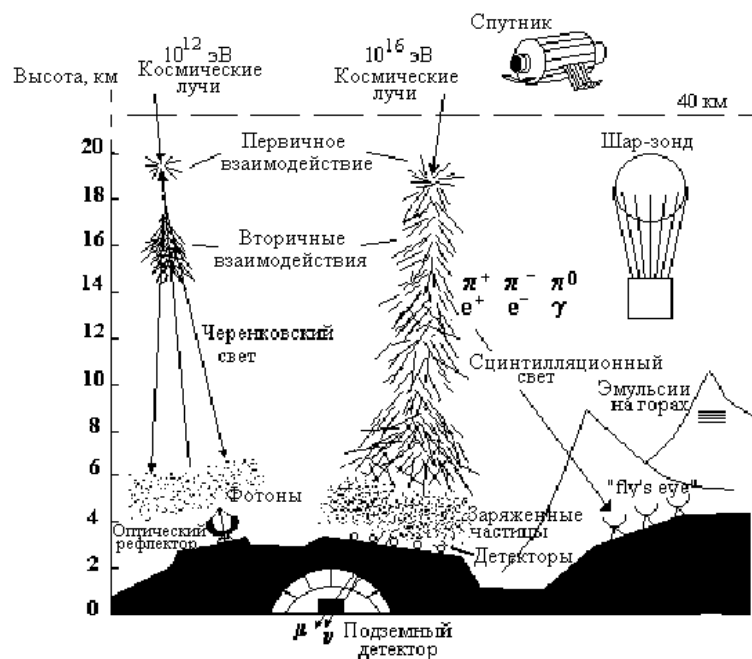


Рис. 7: Схематическое изображение экспериментов по изучению космического излучения.

Таблица 5: Сравнительные характеристики спектрометров

Спектрометры	AMS01	AMS02	BESS	PAMELA
Апертура, (с м ² стер)	2300	5000	3000	21
Время эксплуатации, дни	10	1000	20	1000
Высота, км	320 ÷ 390	320 ÷ 390	36	690
Широта, град.	< 51.7	< 51.7	< 70	70
Год начала работы	1998	?	2004	2002

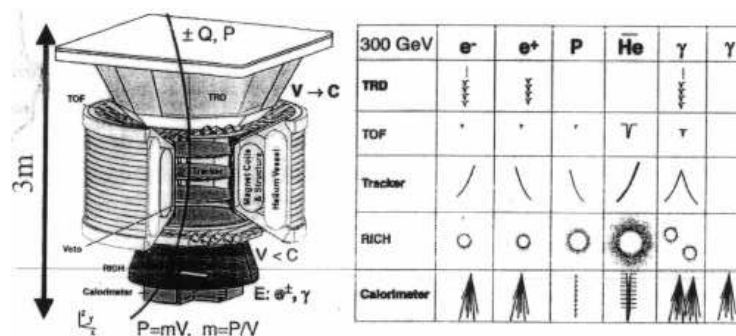


Рис. 8: Установка AMS02. Справа от установки показаны сигналы от разных частиц, к которым чувствительны перечисленные элементы установки.

ла). Помимо сверхпроводящего магнита в состав установки входят времяпролетный спектрометр TOF, детектор переходного излучения TRD, кольцевой черенковский счетчик RICH и калориметр.

Главная задача эксперимента AMS – изучение состава адронной и лептонной компонент космических частиц высокой энергии и поиск новых частиц, в первую очередь – кандидатов в темную материю (SUSY, аксионов, странже-летов), а также уточнение потоков античастиц (антипротонов, антинейтронов, позитронов).

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

калориметра.

Калориметрические установки могут иметь большую площадь (10×10 кв. м). В качестве регистрирующих детекторов в калориметрах используются сцинтилляторы, ионизационные камеры и рентген-эмульсионные пленки. Помимо калориметров экспериментальные установки содержат детекторы черенковского излучения, детекторы, регистрирующие испускание сцинтилляционного света частицами в атмосфере Земли („fly’s eye“), а также большое число сцинтилляционных детекторов, покрывающих значительные площади вокруг калориметрических детекторов (вплоть до 1×1 кв. км). Детекторы, покрывающие большие площади, служат для регистрации широких атмосферных ливней, создаваемых космическими частицами высокой энергии при прохождении через атмосферу.

На рис. 9 показаны основные процессы, которые происходят с первичной космической частицей при попадании ее в атмосферу Земли. Если энергия первичной частицы превышает 10^{14} эВ, то за счет указанных на рисунке процессов развивается широкий атмосферный ливень (ШАЛ).

2.2.3 Энергетический спектр первичного космического излучения

В результате длительных исследований было установлено, что космическое излучение существует во Вселенной ~ 30 миллионов лет и распределено изотропно. По современным оценкам энергия космического излучения составляет $5 \cdot 10^{56}$ эрг.

Особый интерес представляет изучение энергетическо-

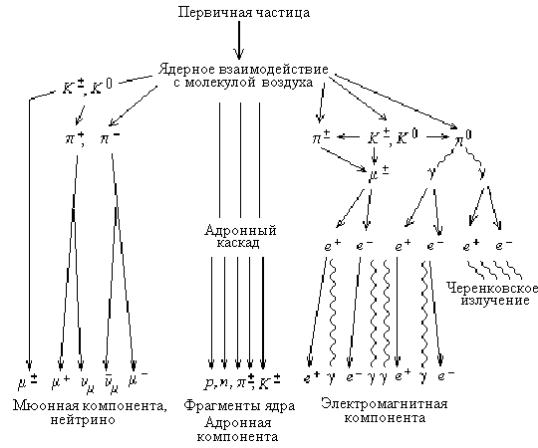


Рис. 9: Схематическое изображение процессов, происходящих с первичными частицами в атмосфере Земли.

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

Данные об энергетическом спектре первичного космического излучения особенно интересны для решения различного рода астрофизических задач. Из рисунка видно,

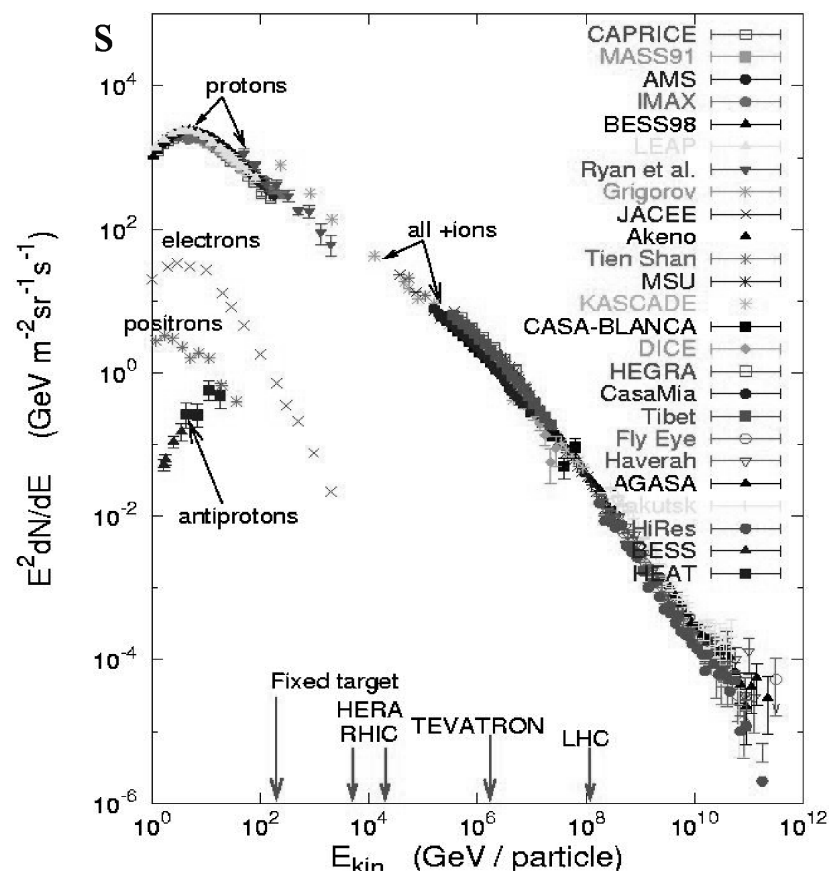


Рис. 10: Дифференциальный энергетический спектр первичного космического излучения. Стрелками над энергетической шкалой показаны энергии частиц, получающиеся на различных ускорителях (действующих: SpS, HERA, RHIC, TEVATRON и строящемся LHC).

что диапазон изменения энергии первичных космических частиц очень широк: от 10^0 до 10^{11} ГэВ. В разных энергетических интервалах для определения энергии первичной частицы используются различные методики. В начальном участке энергетического спектра энергии первичных протонов определялись по широтному эффекту космического излучения. Благодаря существованию магнитного поля у Земли, на экватор могут попасть частицы, энергия которых превышает 15 ГэВ. В полярные области могут проникать частицы любых энергий.

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

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

Таким образом, можно отметить следующие особенности первичного спектра космического излучения: излом спектра при $E = 10^6$ ГэВ (называемый в литературе „колено“), излом спектра при $\sim 10^{10}$ ГэВ (называемый „лодыжка“). Частицы с энергией $> 10^{11}$ ГэВ принято назы-

вать ультравысокоэнергичными космическими частицами (UHECR). К настоящему времени наблюдается порядка 10 таких частиц. По гипотезе Грайзена, Зацепина, Кузьмина (ГЗК) таких частиц вообще не должно быть, т.е. спектр должен обрываться. Гипотеза ГЗК состоит в том, что первичные космические частицы высоких энергий сталкиваются с реликтовым γ -излучением, заполняющим Вселенную, открытым в середине 60-х годов XX века. В результате такого столкновения космические частицы должны терять значительную долю энергии и выбывать из данного энергетического интервала. Наблюдение UHECR противоречит этой гипотезе и ставит новый вопрос: каково происхождение таких частиц?

На рис. 11 показан участок энергетического спектра космических частиц, в котором наблюдались UHECR. Ли-

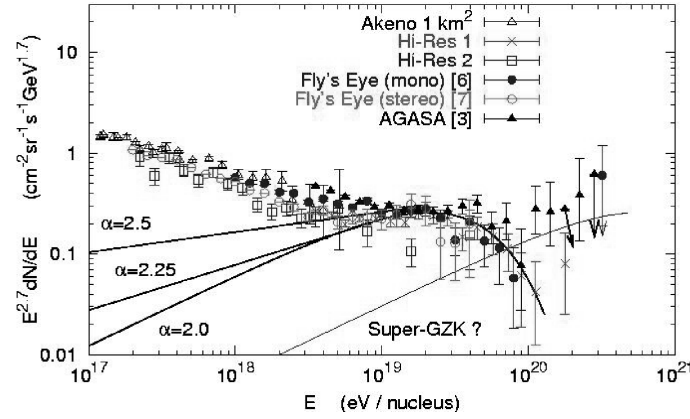


Рис. 11: Энергетический спектр космических частиц в области UHECR.

ниями показано предполагаемое изменение спектров вследствие эффекта ГЗК. Основная реакция, которая может объяснить уменьшение интенсивности высокоэнергичных частиц, есть взаимодействие протона с реликтовым фотоном и образование при этом дельта-изобары, которая распадается затем на пион и протон. Пороговая энергия при этом $E_{th} = k \frac{m_\pi m_p}{2\varepsilon} \approx 10^{19}$ эВ, где $\varepsilon = 10^{-3}$ эВ, что соответствует температуре реликтового фотона $T \approx 2.7^\circ K$. Если предположить, что вместо протона образуется какая-либо более тяжелая частица с массой M_X , то пороговая энергия может сдвинуться в область более высоких энергий, названную сверхвысокоэнергичной областью для гипотезы ГЗК (Super GZK). Пока только один эксперимент (AGASA) свидетельствует об отсутствии эффекта ГЗК и существовании UHECR.

Отмеченные особенности энергетического спектра первичного космического излучения связываются с различными гипотезами о происхождении космических лучей. Возможно, что большая часть космических частиц имеет галактическое происхождение, а частицы очень высоких энергий – метagalактическое.

2.2.4 Природа первичного космического излучения

При изучении первичного космического излучения помимо энергии, которую несут космические частицы, представляет интерес их природа. Природа первичного космического излучения достаточно хорошо изучена при сравнительно невысоких энергиях первичных частиц.

Таблица 6: Состав космического излучения в зависимости от заряда ядра Z

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

На рис. 12 показан дифференциальный спектр космических частиц различной природы с кинетической энергией от 10^1 до 10^6 МэВ/нуклон. Основную долю частиц составляют протоны, затем ядра гелия, углерода и железа.

В табл. 6 показан состав космического излучения в зависимости от заряда ядра Z . Доля F , показанная в таблице, приводится относительно ядер кислорода, поток которых при кинетической энергии 10.6 ГэВ/нуклон равен $3.26 \times 10^{-6} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ стер}^{-1} (\text{ГэВ/нуклон})^{-1}$.

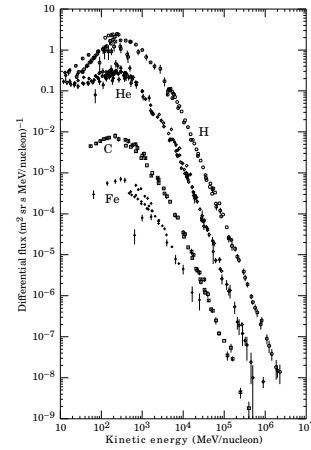


Рис. 12: Дифференциальный спектр первичного космического излучения.

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

2.2.5 Космические лучи в атмосфере Земли

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

$$I_N(E, 0) \approx 1.8E^{-\gamma} \text{ нуклонов см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ стер}^{-1} \text{ ГэВ}^{-1}, \quad \gamma = 2.7.$$

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

На рис. 13 показан вертикальный поток космических частиц с энергией > 1 ГэВ в зависимости от глубины в атмосфере. Поглощение первичных нуклонов в атмосфере с образованием вторичных частиц происходит по

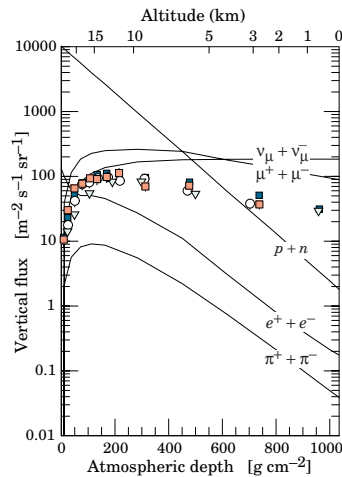


Рис. 13: Вертикальный поток космических частиц в атмосфере с энергией $E > 1$ ГэВ. Значками показаны данные измерений для отрицательных мюонов с $E_\mu > 1$ ГэВ.

экспоненте, которая на рисунке показана прямой линией. Таким образом, вертикальная интенсивность нуклонов на глубине X (г см⁻²) в атмосфере дается выражением

$$I_N(E, X) \approx I_N(E, 0)e^{-X/\Lambda},$$

где Λ – пробег до поглощения нуклонов в воздухе.

Соответствующее выражение для вертикальной интенсивности заряженных пионов с энергией $E_\pi < \epsilon_\pi$, $\epsilon_\pi = 115$ ГэВ, $\Lambda \approx 120$ г см⁻² на высоте 15 км может быть представлено в виде

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

Это выражение имеет максимум при $t = \Lambda \approx 120$ г см⁻², которая соответствует высоте 15 км. Величина $Z_{N,\pi}$ есть спектр импульсов заряженных пионов при взаимодействии нуклонов с ядрами атмосферы. Интенсивность низкоэнергичных пионов много меньше, чем нуклонов, поскольку $Z_{N,\pi} \approx 0.079$ из-за того, что большинство пионов с энергией много меньшей, чем критическая энергия ϵ_π , скорее распадаются, чем взаимодействуют. От распада $\pi^+\pi^-$ -мезонов накапливаются $\mu^+\mu^-$ -мезоны и сопровождающие их нейтрино $\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$. При распаде π^0 -мезонов на фотоны образуются электроны и позитроны (e^+, e^-).

2.2.6 Экзотические события в космических лучах

Многолетние измерения процессов, происходящих с космическими частицами в атмосфере Земли, выполненные

различными экспериментальными методиками, привели к обнаружению ряда экзотических явлений, не укладывающихся в современное представление о взаимодействиях при высоких и сверхвысоких энергиях.

Кентавр-события. Одним из первых экзотических явлений было событие, зарегистрированное установкой калориметрического типа в 80-х годах XX века в Японии. В этом событии наблюдалось аномальное соотношение между заряженными и нейтральными адронами, возникшими при соударении частицы высокой энергии с ядром углерода. В соответствии с принципом изотопической инвариантности количество нейтральных пионов должно равняться количеству заряженных пионов. Событие, которое было зарегистрировано японскими физиками, содержало только заряженные пионы при полном отсутствии нейтральных. Это событие было названо „Кентавром“. Дальнейшие эксперименты с аналогичной методикой, выполняющиеся в разных коллаборациях (коллаборация „Памир“, японо-бразильская коллаборация и др.), были нацелены на поиск таких событий.

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

В табл. 7 приводится статистика Кентавр-событий, накопленная за все эти годы. Из таблицы видно, что количество Кентавр-событий очень невелико. Характеристики

этих событий представлены в табл. 8.

Таблица 7: Статистика Кентавр-событий, накопленная в разных экспериментах

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

Таблица 8: Характеристики Кентавр-событий

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

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

Другие характеристики Кентавр-файрбола, полученные из моделей кварк-глюонной плазмы и показанные в табл. 9, свидетельствуют об обогащении его странными кварками. Это позволяет предположить, что в состав Кентавр-файрбола могут входить объекты, названные стран-желетами. В таком случае распад Кентавр-файрбола на

странжелеты может присутствовать также при образовании гипотетических странных звезд в космическом пространстве.

Таблица 9: Характеристики Кентавр-событий, рассчитанные из моделей кварк-глюонной плазмы для установки CASTOR

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

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

Компланарность. Другим экзотическим явлением, наблюдаемым в космических экспериментах, стало компланарное рождение частиц высоких энергий, получившее название „выстроенность“. Явление выстроенности энергетически выделенных центров (ЭВЦ) в гамма-адронных семействах наблюдалось в экспериментах сотрудничества Памир-Чакалтайа при анализе семейств, удовлетворяющих критериям $\sum E_\gamma \geq 100$ ТэВ и $N_\gamma \geq 3$. Семейства наблюдались в рентген-эмульсионных камерах, расположенных под углеродными или свинцовыми поглотителями. В этих семействах практически вдоль одной прямой располагались три, четыре, пять ЭВЦ.

Оказалось, что доля таких событий по отношению к полному числу зарегистрированных событий возрастает с ростом $\sum E_\gamma$ и количества адронов в семействе N_h . На рис. 14 показана за-

висимость доли семейств с выстроенностью от количества энергетически выделенных центров (ЭВЦ). Явление выстроенности свидетельствует о том, что вторичные частицы вылетают при рождении в одной азимутальной плоскости, т.е. они компланарны. Можно предположить, что компланарное рождение высокоэнергичных частиц в процессе соударе-

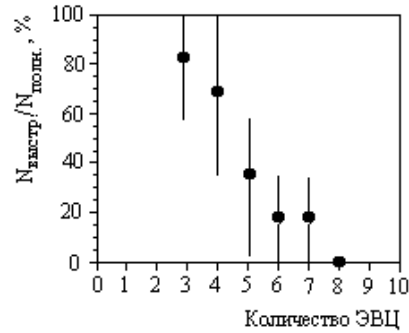


Рис. 14: Зависимость доли семейств с выстроенностью от количества энергетически выделенных центров (ЭВЦ).

ния может быть связано с проявлением свойств хромодинамических струй. Следует заметить, что компланарность вторичных высокоэнергичных частиц зарегистрирована в событиях при взаимодействии частиц очень высокой энергии $E > 10^7$ ГэВ.

3 Общие свойства фундаментальных взаимодействий

3.1 Введение

Огромное многообразие физических явлений, происходящих в мире элементарных частиц, определяется всего лишь четырьмя типами взаимодействий: сильным, электромагнитным, слабым и гравитационным, основные характеристики которых показаны в табл. 10.

Сильное взаимодействие происходит между сильновзаимодействующими частицами – адронами. К ним относятся протоны, нейтроны, мезоны и гипероны, как долгоживущие частицы, так и резонансы. Для сильного взаимодействия определяющий радиус взаимодействия – размер протона $r_p = 10^{-13}$ фм. Сильные взаимодействия при расстояниях больших r_p ответственны за взаимодействия между нуклонами внутри ядра – ядерные силы. Сильные взаимодействия при расстояниях меньших r_p ответственны за взаимодействия между партонами, происходящие внутри нуклонов. Потенциал взаимодействия в этом случае $V(r) = -\frac{\alpha_s}{r} + \kappa r$ благодаря присутствию второго члена позволяет объяснить такие особенности процесса сильного взаимодействия на кварковом уровне, как конфайнмент

и асимптотическая свобода. Для ядерных сил, действующих между нуклонами внутри ядра, потенциал взаимодействия подбирается для каждого ядра эмпирическим путем и для описания ядерных сил внутри ядра используются различные ядерные модели. Для описания сильных взаимодействий на кварковом уровне создана единая модель – квантовая хромодинамика (КХД).

Таблица 10: Основные типы взаимодействий и их характеристики

Тип	Константа взаимодействия	Радиус, м	Потенциал	Обмениваемая частица	Взаимодействующие частицы	Сечение, м ²	Время взаимодействия, с
Сильное	$\alpha_{\text{сильн.}} = \frac{q_{\text{сильн.}}}{\hbar c} \sim 14$	$10^{-15} > r_p$	$\sim \frac{1}{r^n}$ или $e^{-r/\alpha}$	π -мезон, π	Адроны, ядра	10^{-30}	10^{-24}
	$\alpha_s(q^2) \simeq \frac{1}{\ln\left(\frac{q^2}{\Lambda^2}\right)} \ll 1$	$10^{-16} < r_p$	$\sim \alpha_s r$	глюон, g	Кварки, глюоны	10^{-30}	
Электромагнитное	$\alpha_{\text{эл.-магн.}} = \frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137}$	∞	$\frac{1}{r}$	фотон, γ	Заряж. ч-цы и фотон	10^{-33}	10^{-20}
Слабое	$\alpha_{\text{сл.}} = \frac{G_F}{\hbar c \left(\frac{\hbar}{m_{pc}}\right)^2} \simeq 1.02 \cdot 10^{-5}$	10^{-18}		бозоны, Z^0 , W^+ , W^-	Лептоны, адроны	10^{-44}	$> 10^{-8}$
Гравитационное	$\alpha_{\text{грав.}} = \frac{GM^2}{\hbar c} \simeq 0.53 \cdot 10^{-38}$	∞	$\frac{1}{r}$	гравитон, G	Все частицы		∞

Электромагнитное взаимодействие. Источниками его являются электрические заряды. Нейтральные частицы взаимодействуют с электромагнитным полем лишь благодаря своей сложной структуре или квантовым эффектам.

Слабое взаимодействие — это в основном распадные процессы.

В настоящее время произошло объединение этих типов взаимодействий и создана теория электрослабых взаимодействий.

Гравитационное взаимодействие — в нем участвуют все массивные тела, но оно настолько слабо для элементарных частиц (из-за их малой массы), что им пренебрегают при описании взаимодействий в микромире.

3.2 Взаимодействия и поля в физике частиц

В рамках классического, теоретико-полевого подхода каждому типу взаимодействий соответствует свое поле. При этом взаимодействие на расстоянии описывается в терминах потенциала или поля, действующего между частицами. В квантовой теории взаимодействие описывается в терминах обмена специфическими квантами (бозонами), ассоциированными с данным типом взаимодействия.

Эквивалентность этих двух подходов можно проиллюстрировать, рассматривая электростатическое поле между двумя точечными зарядами Q_1 и Q_2 . В классическом случае сила $\mathbf{F}$, действующая со стороны заряда Q_1 на заряд Q_2 , определяется полем $E(r)$, причем $F = E(r)Q_2 = Q_1Q_2/r^2$. В квантово-механическом подходе сила, действующая между зарядами определяется обменом виртуальным фотоном с импульсом q . Одна из частиц испускает фотон, другая поглощает его. Фотон — виртуальная частица — существует только в течение отрезка времени, ограниченного принципом неопределенности, причем импульс фотона и его положение в пространстве связаны соотно-

шением

$$qr \simeq \hbar.$$

Таким образом, каждый фотон передает импульс q за время $t = r/c$, при этом сила взаимодействия равна

$$\frac{dq}{dt} = \frac{\hbar c}{r}.$$

Число испущенных и поглощенных фотонов предполагается пропорциональным произведению зарядов, что приводит к закону Кулона

$$F = \frac{Q_1 Q_2}{r^2},$$

как и в классическом случае.

Квантовая концепция поглощения и испускания виртуальных фотонов является такой же условностью, как и классическая полевая концепция. Никто не наблюдал виртуальных квантов, на опыте измеряются только силы.

В табл. 11 представлены типы взаимодействий, соответствующие им силы взаимодействия и полевые кванты.

3.3 Диаграммы Фейнмана

Взаимодействия частиц в квантово-полевого подходе описываются с помощью диаграмм Фейнмана, для которых введены формальные правила. Диаграммы Фейнмана обладают большой наглядностью. На них ось времени направлена слева направо, так что слева находятся начальные состояния, а справа — конечные (реже ось времени направлена снизу вверх). Каждая частица, участвующая в процессе, изображается линией. Свободный левый или

Таблица 11: Силы в природе

Тип	Сила взаимодействия (относительные единицы)	Полевой квант	Область проявления
Сильные (ядерные) силы	~ 1	глюоны (безмассовые)	атомные ядра
Электромагнитные силы	$\sim 10^{-3}$	фотоны (безмассовые)	атомы и молекулы
Слабые силы	$\sim 10^{-5}$	бозоны Z^0 , W^+ , W^- (массивные)	радиоактивный β -распад
Гравитационные силы	$\sim 10^{-38}$	гравитон	массивные тела

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 α , которая может быть записана в виде: $\alpha = g^2/\hbar c$, где g – заряд источника взаимодействия. α – основная количественная характеристика 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. 15) выглядит следующим образом: R – виртуальная частица, которой обмениваются частицы a и b при взаимодействии, определяемом константой взаимодействия $\alpha =$

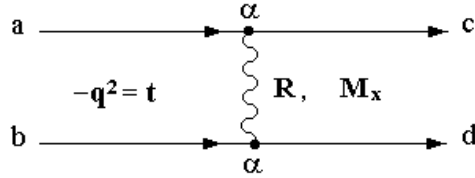


Рис. 15: Диаграмма Фейнмана.

$g^2/\hbar c$, характеризующей силу взаимодействия на расстоянии, равном радиусу взаимодействия. Виртуальная частица может иметь массу M_x и при обмене этой частицей происходит передача 4-импульса $t = -q^2$.

В каждом узле диаграммы Фейнмана выполняются все законы сохранения, имеющие место для данного процесса. С помощью диаграммного метода можно выписать амплитуду вероятности данного процесса через амплитуды вероятности процессов, соответствующих отдельным узлам. Квадрат модуля амплитуды вероятности процесса определяет *сечение* данного процесса.

Для расчета эффективных сечений в квантовой теории используется метод теории возмущений, который заключается в последовательном учете все большего числа актов взаимодействия свободных частиц. Каждый этап учета взаимодействия представляется соответствующей диаграммой Фейнмана и характеризуется константой взаимодействия. Если константа взаимодействия $\alpha < 1$, то ряд получается сходящимся и эффективное сечение может быть вычислено.

3.4 Сравнение типов взаимодействия

В табл. 10 приведены характеристики различных типов взаимодействия: константы взаимодействия α , радиусы и времена взаимодействия, вид потенциалов, типы обмениваемых частиц и частиц, участвующих во взаимодействии, характерные величины времен взаимодействия и сечений взаимодействия.

Константа взаимодействия α является основной количественной характеристикой силы, действующей между частицами, или энергии взаимодействия на расстоянии, равном радиусу взаимодействия. Чаще всего за радиус взаимодействия выбирают комптоновскую длину волны взаимодействующих частиц $\lambda = \hbar/mc$. Для сравнения силы различных процессов взаимодействия используют безразмерные константы, в которые входят комбинации фундаментальных постоянных.

Для получения безразмерной константы можно энергии различных типов взаимодействия отнести к какой-либо одной универсальной энергии и сравнить таким образом силы различных взаимодействий. Такой энергией в случае электромагнитного взаимодействия может быть энергия фотона с длиной волны λ : $E = \frac{\hbar c}{\lambda} = \hbar\nu$. Если разделить энергии взаимодействия на эту величину E , то получим *безразмерные* числа, которые можно сравнивать.

Рассмотрим константы взаимодействия для различных типов сил, построенные по такому принципу. Для электромагнитного взаимодействия

$$\alpha_e = \frac{e^2}{r} \frac{\hbar c}{\lambda} \Big|_{r=\lambda} = \frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137}.$$

Для электромагнитных сил константа взаимодействия

численно равна постоянной тонкой структуры.

Для сильных взаимодействий по аналогии с кулоновским электрическим зарядом вводится понятие сильного заряда g . Его величина может быть определена из опытов по рассеянию пионов на нуклонах. Тогда при радиусе взаимодействия r больше размера нуклона r_N

$$\alpha = \frac{g_{\text{сильн}}^2}{\hbar c} \approx 14.$$

Для взаимодействия на кварковом уровне при $r < r_N$ константа взаимодействия имеет более сложный вид. В этом случае она выражается через фундаментальную постоянную КХД теории Λ ($\Lambda \approx 100 \div 300$ МэВ/с), квадрат переданного импульса q^2 и имеет величину, существенно меньшую единицы:

$$\alpha(q^2) \approx \frac{1}{\ln q^2/\Lambda^2} \ll 1.$$

Для слабого взаимодействия константа взаимодействия выражается через константу Ферми $G_F = 1,4 \cdot 10^{-49}$ эрг $\cdot$ см³:

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

Величина $\hbar/m_p c$ — это комптоновская длина волны протона. Она вводится в выражение $\alpha_{\text{слаб}}$ для того, чтобы сделать эту константу безразмерной.

Для гравитационного взаимодействия имеем константу взаимодействия

$$\alpha = \frac{G m_N^2}{\hbar c} \approx 10^{-38},$$

где $G = 6,67 \cdot 10^{-11}$ н $\cdot$ м²/с² — гравитационная постоянная, $m_N \simeq 1,7 \cdot 10^{-27}$ кг — масса нуклона.

3.5 Электромагнитные взаимодействия

Наиболее полно и последовательно изучены электромагнитные взаимодействия. Разработана теория этих взаимодействий – квантовая электродинамика. Электромагнитным взаимодействиям подвержены все заряженные частицы и фотоны.

Примерами простейших электромагнитных процессов, в которых участвуют фотоны, являются фотоэффект, комптон-эффект, образование электрон-позитронных пар, а для заряженных частиц – ионизационное рассеяние и тормозное излучение. Некоторые из этих процессов изображены с помощью диаграмм Фейнмана на рис. 16.

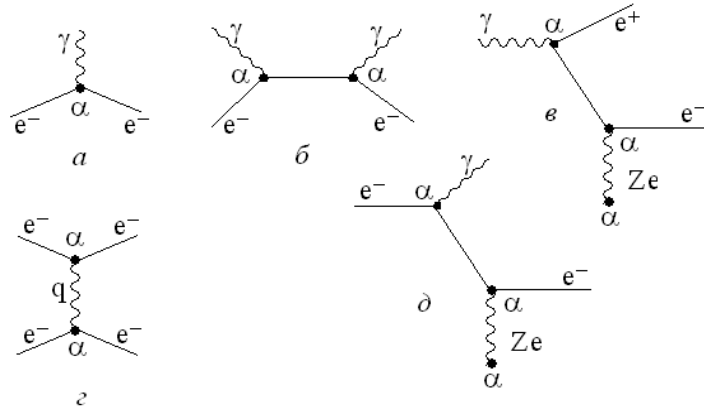


Рис. 16: Примеры электромагнитных процессов: а – фотоэффект; б – комптон-эффект; в – рождение пар; г – рассеяние электрона на электроне; д – тормозное излучение.

Диаграммный метод позволяет получить сечение данного процесса через амплитуды вероятности процессов, со-

ответствующих отдельным узлам диаграммы. Каждому узлу соответствует константа связи, равная квадратному корню из константы взаимодействия данного процесса.

В космических лучах электромагнитные процессы играют большую роль, например при прохождении космического излучения через атмосферу Земли, образовании широких атмосферных ливней и при прохождении частиц в плотных веществах.

На рис. 17 показаны сечения процессов взаимодействия фотонов с веществом в зависимости от энергии фотона. Относительные потери энергии заряженными частицами – на ионизацию и тормозное излучение – в свинце приведены на рис. 18.

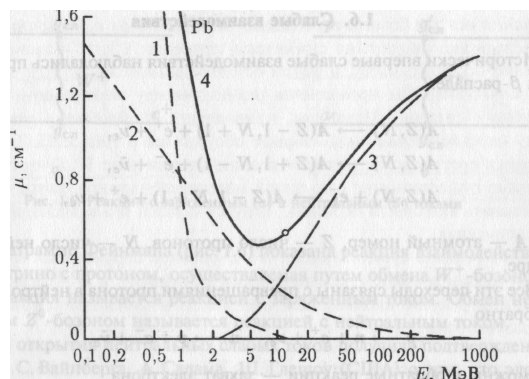


Рис. 17: Зависимость коэффициента ослабления потока фотонов в свинце от энергии фотона за счет разных процессов: 1 – фотоэффекта; 2 – комптон-эффекта; 3 – образования электрон-позитронных пар; 4 – полный коэффициент ослабления.

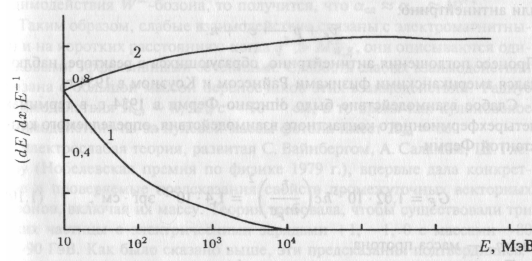
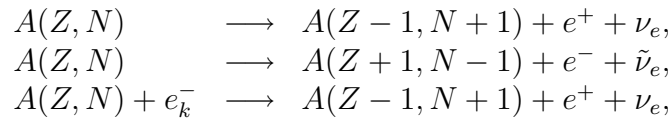


Рис. 18: Потери энергии заряженными частицами: 1 – на ионизацию и 2 – на тормозное излучение.

3.6 Слабые взаимодействия

Исторически впервые слабые взаимодействия наблюдались при ядерном β -распаде:

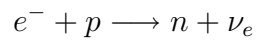


где A – атомный номер, Z – число протонов, N – число нейтронов в ядре.

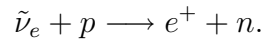
Все эти переходы связаны с превращениями протона в нейтрон в ядре и обратно



Возможны и обратные реакции – захват электрона:



или антинейтрино:



Процесс поглощения антинейтрино наблюдался американскими физиками Райнесом и Коуэном в 1954 году вблизи реактора.

Слабое взаимодействие было описано Ферми в 1934 году в терминах четырехфермионного контактного взаимодействия, определяемого константой Ферми

$$G_F = 1,02 \cdot 10^{-5} \hbar c \left(\frac{\hbar}{m_p c} \right)^2 = 1.4 \cdot 10^{-49} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3,$$

где m_p — масса протона.

При очень высоких энергиях вместо фермиевского контактного взаимодействия слабое взаимодействие описывается как обменное, при котором происходит обмен квантом, наделенным слабым зарядом g (по аналогии с электрическим зарядом) и действующим между фермионами.

На диаграмме Фейнмана (рис. 19) показана реакция взаимодействия антинейтрино с протоном, осуществляемая путем обмена $W^\pm$ -бозоном. Такая реакция называется реакцией с заряженным током. Обмен нейтральным Z^0 -бозоном называется реакцией с нейтральным током.

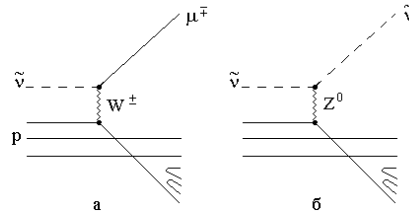


Рис. 19: Диаграммы Фейнмана для реакций: а — с заряженным и б — с нейтральным токами.

После открытия нейтральных слабых токов получила

подтверждение гипотеза американских физиков С.Вайнберга, А.Салама, Ш.Глешоу (Нобелевская премия по физике 1979 года) о том, что электромагнитные и слабые взаимодействия имеют одинаковую внутреннюю природу. Действительно, если в выражение константы слабого взаимодействия $\alpha_{\text{сл}}$ подставить величину массы переносчика слабого взаимодействия $W^\pm$ -бозона, то получится, что $\alpha_{\text{сл}} \approx \alpha_{\text{эл.магн}} \approx 10^{-2}$. Так была создана теория электрослабого взаимодействия. Она впервые дала конкретные и проверяемые предсказания свойств промежуточных векторных бозонов, включая их массу. По этой теории требовалось существование трех частиц с электрическими зарядами $+1, -1, 0$ с массами $\sim 80 \text{ ГэВ}/c^2$ и $\sim 90 \text{ ГэВ}/c^2$.

Такие частицы были открыты в экспериментах К.Рубиа в ЦЕРН (Нобелевская премия по физике 1983 года). На ускорителе LEP в ЦЕРН были определены точные значения масс $W^\pm$ - и Z^0 -бозонов: $m_{W^\pm} = 80.22 \pm 0.26 \text{ ГэВ}/c^2$ и $m_{Z^0} = 91.1884 \pm 0.0022 \text{ ГэВ}/c^2$. 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 $\sin^2 \theta_W = 0.2553 \pm 0.0019$, где θ_W – угол Вайнберга, который используется при объединении электромагнитных и слабых взаимодействий.

Таким образом, слабые взаимодействия связаны с электромагнитными и на коротких расстояниях, когда $q^2 \gg M_{W,Z}^2$, они описываются одинаковыми эффективными сечениями. Слабость слабых взаимодействий связана с большой массой переносчиков этих взаимодействий. Радиус взаимодействия $R_{\text{слаб}} \sim \hbar/M_W c \sim 10^{-16} \text{ см}$, в то время как кулоновское взаимодействие из-за нулевой массы фотона имеет $R_{\text{эл.магн}} = \infty$.

3.7 Сильные взаимодействия

Теория сильного взаимодействия строится аналогично электродинамике и называется квантовой хромодинамикой (КХД). Она стала развиваться после высказанной в 1964 году М.Гелл-Маном и Г.Цвейгом (США) гипотезы о существовании кварков. Эксперименты по глубоконеупругому ep -рассеянию подтвердили эту гипотезу. Они показали, что нуклоны не являются точечными объектами, а состоят из кварков. В настоящее время установлено существование шести разновидностей кварков u , d , s , c , b , t и соответствующих им антикварков. Шестой кварк t обнаружен в 1994 году. Их названия происходят от английских слов *up*, *down*, *strange*, *charm*, *beauty*, *truth*. Кварки имеют дробный электрический заряд, равный $\frac{2}{3}$ заряда электрона (u -, c -, t -кварки) и $-\frac{1}{3}$ заряда электрона (d -, s -, b -кварки). Антикварки имеют противоположные знаки зарядов. Нуклоны состоят из трех кварков, например протон из u -, u -, d -кварков, нейтрон из u -, d -, d -кварков; а мезоны из двух: кварка и антикварка, например π^+ -мезон — $u\bar{d}$, π^- -мезон — $d\bar{u}$. Чтобы избежать противоречия с принципом Паули, при обсуждении строения $\Omega^-(sss)$ -, $\Delta^{++}(uuu)$ - и $\Delta^-(ddd)$ -барионов Н.Н.Боголюбовым с сотрудниками было введено новое квантовое число „цвет“, принимающее три значения, сумма которых равна нулю.

Взаимодействие между кварками происходит путем обмена бозоном, названным глюоном. Это нейтральная, безмассовая частица. Главная характеристика ее — цветовой заряд, аналог электрического заряда. Однако вместо двух типов электрических зарядов, названных „плюс“ и „минус“, в КХД имеются три цветовых (сильных) заряда, названных „красный“, „синий“, „желтый“, и три соот-

ветствующих антизаряда. Таким образом, сильный заряд кварков может принимать три значения. Сумма трех цветовых зарядов равна нулю. Взаимодействие между кварками можно свести к обмену цветом, т.е. к обмену глюоном. Можно представить, что глюон составлен из двух цветов – цвета и антицвета (табл. 12).

Таблица 12: **Представление глюона в виде комбинаций цвета и антицвета**

	$\bar{K}$	$\bar{C}$	$\bar{3}$
к	$K\bar{K}$	$K\bar{C}$	$K\bar{3}$
с	$C\bar{K}$	$C\bar{C}$	$C\bar{3}$
з	$3\bar{K}$	$3\bar{C}$	$3\bar{3}$

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

и глюонов дало название и теории взаимодействия кварков и глюонов – квантовая хромодинамика (КХД).

Экспериментальным подтверждением КХД стало обнаружение кварковых и глюонных струй в e^+e^- -аннигиляции (рис. 20).

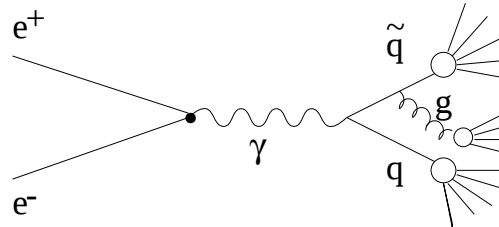


Рис. 20: Диаграмма Фейнмана, иллюстрирующая образование кварковых и глюонных струй.

В отличие от лептонов, которые наблюдаются в свободном состоянии, кварки и глюоны существуют только в связанном состоянии и не вылетают из адронов. Поэтому для сильных взаимодействий рассматриваются две области: область, для которой радиус взаимодействия r больше размера нуклона r_N и область, для которой радиус взаимодействия r меньше r_N . В первом случае взаимодействие можно рассматривать как обмен пионом (квантом ядерного поля). В этом случае константа взаимодействия $\alpha_s = \frac{g_s^2}{\hbar c} \approx 15$. Во втором случае происходит обмен глюоном и константа взаимодействия имеет более сложный характер и выражается через фундаментальную постоянную КХД-теории Λ ($\Lambda = 100 \div 300$ 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“. Математически это выражается в уменьшении константы сильного взаимодействия. Таким образом, константа сильного взаимодействия меняется с расстоянием. Кроме того, она изменяется и с энергией, поэтому ее называют *бегущей* константой. Это относится и к константе слабого взаимодействия. Экстраполяция всех бегущих констант в область предельно больших энергий, соответствующих малым расстояниям, приводит к величине 10^{15} ГэВ. При этой энергии все константы взаимодействий могут стать одинаковыми и ис-

чезнет различие между типами взаимодействий (рис. 21). Модели, базирующиеся на существовании универсальной константы взаимодействия, называются теориями „великого объединения”.

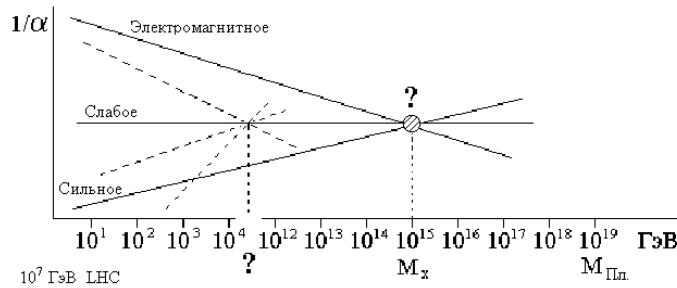


Рис. 21: Перспективы объединения взаимодействий.

3.8 Гравитационные взаимодействия

Гравитация – неучитываемый эффект в физике элементарных частиц, но мы его рассмотрим.

Гравитационное взаимодействие характеризуется гравитационной постоянной $G = 6.67 \cdot 10^{-11} \text{ н} \cdot \text{м}^2/\text{с}^2$, входящей в выражение константы гравитационного взаимодействия и определяющей его малую величину для элементарных частиц (табл. 10). Поэтому для массовой шкалы, принятой в физике высоких энергий, гравитационные связи пренебрежимо малы по сравнению с электромагнитным и другими фундаментальными взаимодействиями.

Гравитационные эффекты могут быть важны только в том случае, когда гравитационная энергия системы сравнима с ее полной энергией, т.е. $GM^2/r \approx Mc^2$. Оценим, при

каких энергиях это может произойти. Если положить расстояние взаимодействия r равным комптоновской длине волны $r = \lambda = \hbar/Mc$, то получим $M = \sqrt{\hbar c/G} \simeq 10^{-5}$ г. Этой массе M соответствует энергия $Mc^2 \simeq 10^{19}$ ГэВ. Такая масса называется планковской, она характеризует энергию, при которой могут наблюдаться гравитационные квантовые эффекты, например, процессы образования частиц в очень сильных гравитационных полях, аналогичные процессу рождения пар в электромагнитных полях.

Комптоновская длина волны, соответствующая планковской массе, имеет величину

$$l = \frac{\hbar}{Mc^2} \simeq 10^{-33} \text{ см.}$$

Эта величина интерпретируется как фундаментальная длина, а время

$$t = \frac{\hbar}{Mc^2} \simeq 10^{-43} \text{ сек}$$

— как элементарный временной интервал.

Чтобы представить энергию, соответствующую планковской массе, заметим, что в настоящее время на ускорителях достигнута энергия 10^6 ГэВ, а максимальная наблюдаемая в космических лучах энергия равна $\sim 10^{11}$ ГэВ.

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 гравитон-частицей с нулевой массой и спином, равным 2. Однако последовательная теория квантовой гравитации до настоящего времени не создана.

Основной характеристикой взаимодействий является константа взаимодействия α , определяющая силу взаимодействия на расстоянии, равном радиусу. Безразмерная константа α 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 см. в табл. 10.

3.8.1 Константы взаимодействий и последствия их сравнения

Константа электромагнитного взаимодействия

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

Константа слабого взаимодействия

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

где $G_F = 10^{-49}$ эрг/см² — константа Ферми.

Константа сильного взаимодействия

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

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

Константа гравитационного взаимодействия

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

где $G_N = 7.8 \cdot 10^{-8} \text{ г}^{-1} \cdot \text{см}^3 \cdot \text{с}^2$ – константа Ньютона.

Сравнивая константы, 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 $M_{\text{Пл.}} = G^{-1/2} \approx 10^{19} \text{ ГэВ}$ – масса Планка.

Объединение взаимодействий может происходить при разных значениях масс виртуальных частиц, при обмене которыми реализуется взаимодействие. Поскольку константы взаимодействий зависят от q^2 , они получили название „бегущие константы“.

Если объединение взаимодействий произойдет при энергии $\sim 10^{15}$ ГэВ, то можно предположить, что это вызовет распад протона, который 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.

3.8.2 Константа сильного взаимодействия

Остановимся подробнее на константе сильного взаимодействия

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

$\Lambda \sim 0.1$ ГэВ – масштабный параметр КХД, μ^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. 22 представлена диаграмма Фейнмана и кварковая струна $q_1 q_2$ между двумя взаимодействующими кварками. Взаимодействие частицы a с частицей b , приводящее к рождению частиц c и d , подчиняется закону сохранения 4-импульса:

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

где $\mathcal{P}$ – 4-импульс, соответствующей частицы, который состоит из трехмерного импульса $\vec{p}$ и энергии E : $\mathcal{P}(\vec{p}, E)$, причем $\mathcal{P}^2 = m^2$. Квадрат переданного от частицы a к частице b 4-импульса $Q^2 = -t$, где $t = (\mathcal{P}_a - \mathcal{P}_c)^2$.

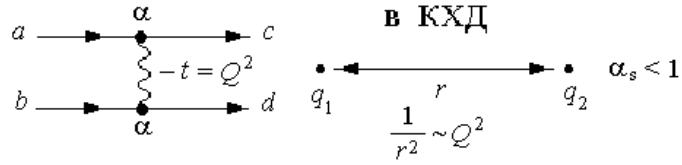


Рис. 22: Диаграмма Фейнмана и кварковая струна в КХД.

На рис. 23 и 24 проиллюстрирована аналогия между КЭД и КХД. На этих рисунках изображены диаграммы, описывающие поляризацию в КЭД и в КХД.

В КЭД наступает поляризация вакуума из-за рождения e^+e^- -пар, которые экранируют электрический заряд.

Точность КЭД определяется количеством e^+e^- -петель и числом α_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.

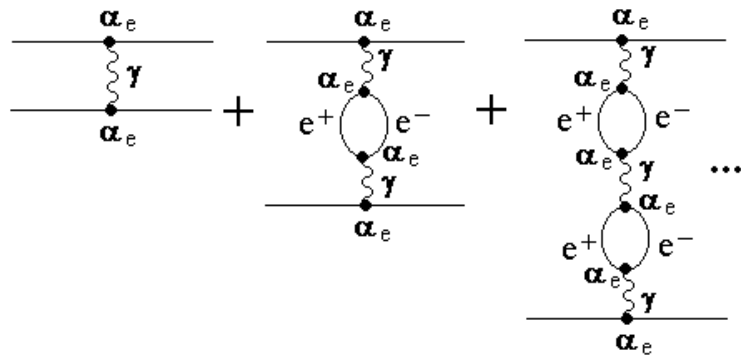


Рис. 23: Диаграммы, описывающие поляризацию электромагнитного вакуума.

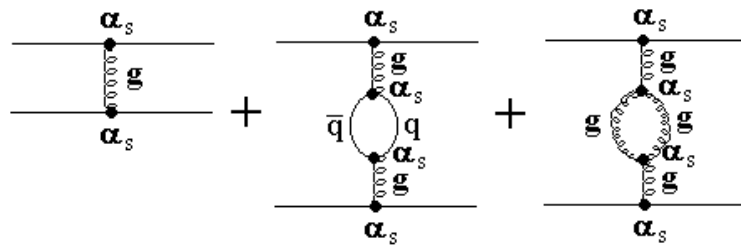


Рис. 24: Диаграммы, описывающие поляризацию квантово-хромодинамического вакуума.

Зависимость константы сильного взаимодействия α_s от расстояния r показана на рис. 25.

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

За пределами протона свободных кварков нет, т.е. наступает конфайнмент.

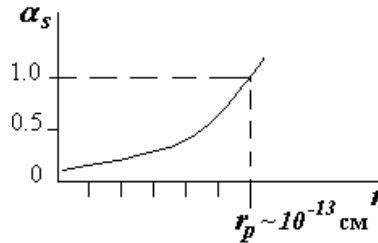


Рис. 25: Зависимость константы сильного взаимодействия от расстояния.

3.9 Свойства основных типов взаимодействий для фундаментальных фермионов

Сравнение конфигураций силовых линий в сильном и электромагнитном взаимодействиях представлено на рис. 26.

Цветовое поле $q\bar{q}$ (схематически представлено на рис. 26а в виде струны), подвергнутое возбуждению, разрывается, что приводит к образованию двух струн, а при последующих возбуждениях — к образованию многих струн.

Схема процесса образования многих струн показана на рис. 27 (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.

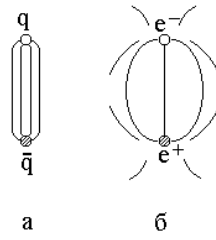


Рис. 26: Силовые линии: а – цветное поле $q\bar{q}$ с потенциалом $V(r) \sim r$ имеет вид струны; б – кулоновское поле e^+e^- с потенциалом $V(r) \sim 1/r$.

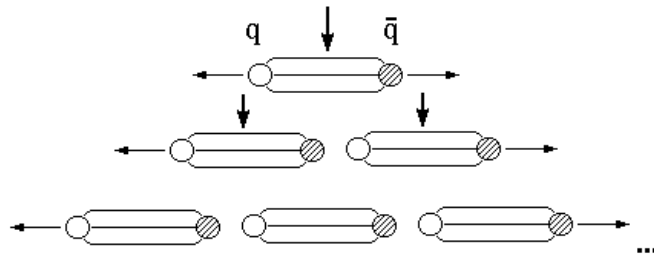


Рис. 27: Образование струн при возбуждении кварка и антикварка.

Схематическое изображение разных взаимодействий, происходящих на кварковом уровне, показано на рис. 28.

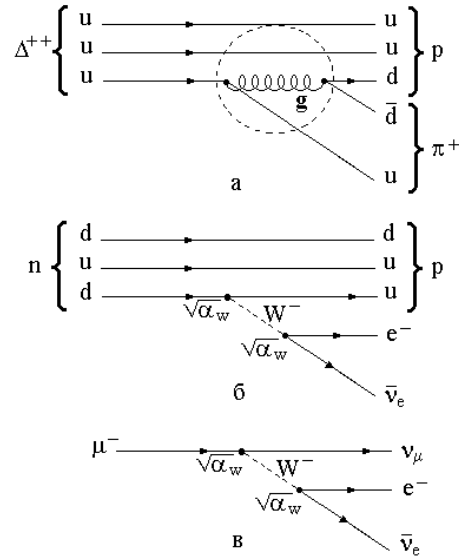
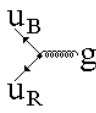
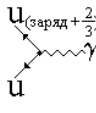
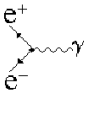
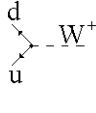
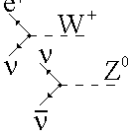


Рис. 28: Схематическое изображение разных взаимодействий, происходящих на кварковом уровне: а – распад $\Delta^{++} \rightarrow \pi^+ p$; символическая схема, напоминающая, что Δ^{++} распадается через сильное взаимодействие (с радиусом действия 1 фм); б – β -распад, происходящий за счет слабого взаимодействия: массивный W -бозон испускается и поглощается с вероятностью α_W ; в – распад мюона.

В табл. 13 представлены основные типы взаимодействий и их диаграммы для кварков и лептонов.

Таблица 13: 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 $u \rightarrow d$, $\nu \rightarrow e^-$, $\nu \rightarrow \bar{\nu}$, изменяющим аромат		

3.10 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-партонной модели.

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

Квантовая хромодинамика (КХД), описывающая про-

цессы сильных взаимодействий, строится по аналогии с КЭД, но в большей степени это полуэмпирическая модель.

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

До сего времени не обнаружено отклонений от Стандартной Модели.

4 Фундаментальные частицы и их взаимодействия

4.1 Основные физические величины для описания явлений, происходящих в микромире

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

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

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

В системе СИ приняты следующие размерности: длины

$[l] = \text{м}$ (метр), времени $[t] = \text{с}$ (секунда), массы $[m] = \text{кг}$ (килограмм).

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

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

Кроме общепринятых международных систем единиц СИ и СГС используются также „естественные системы единиц“, опирающиеся на универсальные физические константы. Эти системы единиц особенно уместны и используются в различных физических теориях. В естественных системах 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. К естественным системам единиц относятся система Хэвисайда и планковская система единиц.

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

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

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

Числовые значения соответствующих величин в системе СГС для электрона и протона приводятся в табл. 14 и могут быть использованы для перехода из одной системы в другую.

Таблица 14: **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

4.1.2 Планковские (естественные) единицы

В *естественной системе единиц Планка* принято $c = \hbar = 1$. Этой системой единиц пользуются в космологии для

описания процессов, в которых одновременно существенны квантовые и гравитационные эффекты (теории Черных дыр, теории ранней Вселенной). При рассмотрении гравитационных эффектов для измерения энергии, массы, длины и времени вводится планковская шкала.

Из соображений размерности Планк определил длину, массу и время, используя фундаментальные физические постоянные скорость света c , гравитационную постоянную G_N и постоянную Планка $\hbar$:

$$\text{длина } L_{\text{Пл.}} = \sqrt{G_N \hbar / c^3} = 1.6 \cdot 10^{-33} \text{ см},$$

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

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

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

Связь между введенными величинами определяется из условия равенства гравитационной и полной энергии объекта, т.е.

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

Гравитационные эффекты существенны, когда гравитационная энергия объекта сравнима с его полной энергией. Планковская энергия $E_{\text{Пл.}} = \frac{M_{\text{Пл.}}}{c^2} \simeq 10^{19} \text{ ГэВ}$. Гравитационное взаимодействие становится сильным и объединяется с тремя другими взаимодействиями: сильным, слабым и электромагнитным при $E_{\text{Пл.}} \simeq 10^{19} \text{ ГэВ}$.

4.1.3 Фундаментальные характеристики микрообъектов

В естественных системах единиц решена проблема *естественной единицы длины*. Таковой можно считать *комптоновскую длину волны* λ_0 , которая определяется массой частицы M : $\lambda_0 = \hbar/Mc$.

Длина характеризует размер объекта. Так, для электрона классический радиус $r_0 = \frac{e^2}{m_e c^2} = 2.81794 \cdot 10^{-13}$ 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, $1 \text{ а.е.м.} = \frac{1}{12} \mathcal{M}(\text{C}^{12})$ в единицах массы атома углерода или $1 \text{ а.е.м.} = \frac{1}{16} \mathcal{M}(\text{O}^{16}) = 1.66 \cdot 10^{-24} \text{ г}$ 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 $e = 4.8 \cdot 10^{-10} \text{ esu} = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ кулон}$. 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 $I^G(J^{PC})$.

4.1.4 Спин элементарной частицы

Спин – одна из важнейших характеристик частицы, для измерения которой используется фундаментальная константа Планка h или $\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1.0544 \cdot 10^{-27} \text{ [эрг}\cdot\text{с]}$. 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. 29 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.

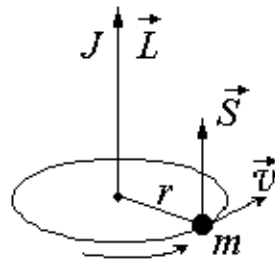


Рис. 29: Классическое представление момента количества движения J .

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 ± 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 $\vec{L} + \vec{S} = \vec{J}$.

4.1.5 Производные характеристики элементарных частиц

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

Энергия покоящейся частицы $E = mc^2$;

энергия движущейся частицы $E^2 = m^2c^4 + p^2c^2$.

Для нерелятивистских частиц $E = mc^2 + p^2/2m$;

для релятивистских частиц с массой $m = 0$ $E = cp$.

Единицы измерения энергии – эВ, кэВ, МэВ, ГэВ, ТэВ, ...

$1 \text{ эВ} = 1.6 \cdot 10^{-12} \text{ эрг}$.

Скорость частицы $\beta = \frac{v}{c}$, где $c = 3 \cdot 10^{10} \text{ см/с}$ – скорость света. Скорость частицы определяет такую важнейшую характеристику как Лоренц-фактор частицы $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{E}{mc^2}$. Для нерелятивистских частиц $1 < \gamma < 2$, а для релятивистских частиц $\gamma > 2$.

В физике высоких энергий скорость частицы β 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 ∞ . Функциональная

связь между скоростью частицы и быстротой показана на

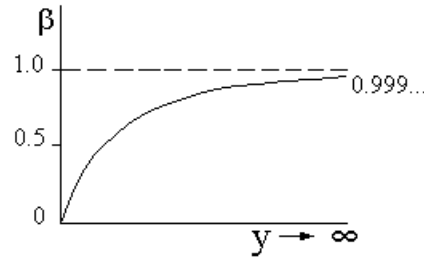


Рис. 30: Функциональная связь между скоростью частицы β и быстротой y .

рис. 30. Для релятивистских частиц при $\beta \rightarrow 1$, $E \rightarrow p$, тогда вместо быстроты можно использовать псевдобыстроту η , которая определяется углом вылета частицы $\eta \rightarrow \frac{1}{2} \ln \tan \frac{\theta}{2}$.

Магнитный момент $\mu = \frac{1}{c} J \pi r^2$ возникает из-за вращения электрического заряда. Таким образом,

любая заряженная частица имеет магнитный момент. При рассмотрении магнитного момента электрона используется магнетон Бора $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e c} = 0.5788 \cdot 10^{-14}$ МэВ/Гс, магнитный момент электрона $\vec{\mu} = g \cdot \mu_B \cdot \vec{J}$. Коэффициент g называется гиромагнитным отношением. Для электрона $g = \frac{\vec{\mu}}{\mu_B \cdot \vec{J}} = 2$, т.к. $J = \frac{1}{2}\hbar$, а $\vec{\mu} = \mu_B$.

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

4.2 Классификация элементарных частиц

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

Атомы $\rightarrow$ ядра $\rightarrow$ нуклоны $\rightarrow$ партонны (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 , π - и K -мезоны, гипероны, очарованные частицы ($J/\psi \dots$) и множество резонансов (всего ~ 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. 15 приведены свойства кварков для одного цветового состояния.

Для каждого аромата кварка указаны его масса (приводятся массы конститuentных кварков и в скобках мас-

Таблица 15: Свойства кварков

Аромат	Масса, МэВ/с 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

сы 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, μ, τ и три нейтральных ν_e, ν_μ, ν_τ . 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. 16 приведены свойства фундаментальных фермионов: электрический заряд Q_i в единицах заряда элек-

трона и масса частиц m . Лептоны и кварки объединяются в три поколения (I, II и III). Для каждого поколения сумма электрических зарядов $\sum Q_i = 0$ с учетом 3 цветовых зарядов у каждого кварка. Каждому фермиону соответствует антифермион.

Таблица 16: Свойства фундаментальных фермионов

Частицы	Лептоны		Кварки	
Электрический заряд, Q_i	0	-1	-1/3	2/3
I поколение	ν_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	ν_μ	μ	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	ν_τ	τ	b	t
m	$< 35 \text{ МэВ}/c^2$	$1784 \text{ МэВ}/c^2$	$4.9 \text{ ГэВ}/c^2$	$175 \text{ ГэВ}/c^2$

Кроме характеристик частиц, указанных в таблице, важную роль для лептонов играют лептонные числа: электронное L_e , равное +1 для e^- и ν_e , мюонное L_μ , равное +1 для μ^- и ν_μ и таонное L_τ , равное +1 для τ и ν_τ , которые соответствуют ароматам лептонов, участвующих в конкретных реакциях, и являются сохраняющимися величинами. Для лептонов барионное число $B = 0$.

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

Среди фундаментальных частиц особую роль играют фундаментальные калибровочные бозоны, имеющие целочисленное внутреннее квантовое число спин $J = n\hbar$, $n = 0, 1 \dots$. Калибровочные бозоны ответственны за четыре типа фундаментальных взаимодействий: сильное (глюон

g), электромагнитное (фотон γ), слабое (бозоны $W^\pm, Z^0$), гравитационное (гравитон G). Это также бесструктурные, фундаментальные частицы.

В табл. 17 приведены свойства фундаментальных бозонов – полевых квантов в калибровочных теориях. Помимо

Таблица 17: Свойства фундаментальных бозонов

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

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 сильно-взаимодействующих частиц – адронов, для объяснения структуры которых было введено представление о кварках.

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

В табл. 18 приводится перечень свойств основных адронов¹.

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

Таблица 18: Свойства адронов

	Название	Масса, МэВ/с ²	Время жизни, с	Моды распада	Кварковый состав
м е з о н ы	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	$0.83 \cdot 10^{-16}$	$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$	$(u\bar{u} - d\bar{d})/\sqrt{2}$
	η -мезон η^0	548.8	$\Gamma = 1.18 \pm \pm 0.11$ кэВ	$\eta \rightarrow \gamma + \gamma; 3\pi^0$	$c_1(u\bar{u} + d\bar{d}) + c_2(s\bar{s})$
	$0^+(0^{-+})$			$\rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$	
	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	$5.183 \cdot 10^{-8}$	$K_L^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \pi^0$	$(d\bar{s})$
	$D^\pm$	1869.3	$10.69 \cdot 10^{-13}$	$D^\pm \rightarrow e^\pm + X$	$(cd), (\bar{c}\bar{d})$
б а р и о н ы	D^0	1864.5	$4.28 \cdot 10^{-13}$	$D^0 \rightarrow e^+ + X^-$	$(c\bar{u})$
	$F^\pm = D_s^\pm$	1969.3	$4.36 \cdot 10^{-13}$	$D_s^\pm \rightarrow \rho^0 + \pi^\pm$	$(c\bar{s}), (\bar{c}s)$
	$B^\pm$	5277.6	$13.1 \cdot 10^{-13}$	$B^\pm \rightarrow \bar{D}^0 + \pi^\pm$	$(u\bar{b}), (\bar{u}b)$
	B^0	5279.4	$13.1 \cdot 10^{-13}$	$B^0 \rightarrow \bar{D}^0 + \pi^0 + \bar{n}$	$(d\bar{b}), (\bar{d}b)$
	Протон p	938.3	$> 10^{33}$ лет		uud
	Нейтрон n	939.5	898 ± 16	$n^0 \rightarrow p + e^- + \nu$	udd
	Λ	1115.6	$2.63 \cdot 10^{-10}$	$\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$	uds
	Σ^+	1189.4	$0.8 \cdot 10^{-10}$	$\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0$	uus
	Σ^0	1192	$5.8 \cdot 10^{-20}$	$\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \gamma$	uds
	Σ^-	1197	$1.48 \cdot 10^{-10}$	$\Sigma^- \rightarrow n + \pi^0$	dds
	Ξ^0	1314.9	$2.9 \cdot 10^{-10}$	$\Xi^0 \rightarrow \Lambda + \pi^0$	uss
	Ξ^-	1321	$1.64 \cdot 10^{-10}$	$\Xi^- \rightarrow \Lambda + \pi^-$	dss
	Ω^-	1672	$0.8 \cdot 10^{-10}$	$\Omega^- \rightarrow \Lambda + K^-$	sss
	Λ_c^+	2284.9	$0.2 \cdot 10^{-12}$	$\Lambda_c^+ \rightarrow$	ucs
	Σ_c	2455	—	$\Sigma_c \rightarrow \Lambda_c^+ + \pi$	usc
	Ξ_c^+	2466	$0.3 \cdot 10^{-12}$	$\Xi_c^+ \rightarrow \Xi^- \pi^+ \pi^+$	dsc
	Λ_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, боттом-адроны с b -кварком.

В таблице представлены свойства только незначительной части адронов: мезонов и барионов. Показаны их масса, время жизни, основные моды распада и кварковый со-

став. 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, π^+ -, π^- -, π^0 -мезоны рассматриваются как изотопический триплет.

Более сложные объекты в микромире – 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 оказывается 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. 19 приводятся предполагаемые свойства этой симметрии.

Таблица 19: 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 γ	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.

4.3 Кинематика

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: $\sum_{\text{зар}} p_i = 0$.

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

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

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

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

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, а для анализа эксперимента используются другие системы.

4.3.1 Преобразования Лоренца

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 будет выражена 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 надо перемножить соответствующие матрицы:

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

После этого 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

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

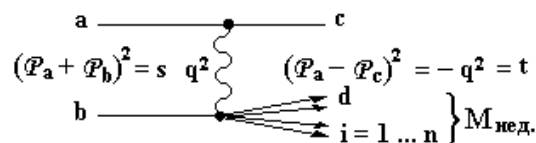
После этого получим для отдельных компонент 4-импульса

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

4.3.2 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 инварианты (см. пп. 2, 3).

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

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

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

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

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

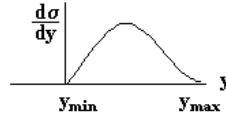
Для этих величин инвариантами являются интервалы Δy и $\Delta \eta$.

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

$\frac{d\sigma}{dy}$, $y = y_c + y^*$, Δy – 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

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

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

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

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

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

где δ -функция учитывает закон сохранения 4-импульса.

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

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

в C -системе:

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

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

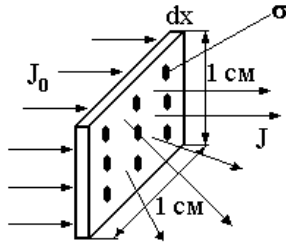
$$s_{ab} \simeq 2(E_a \cdot E_b - p_a p_b)^2 \simeq 2E_a \cdot m_b \approx 2p_a m_b.$$

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

4.4 Методы измерения поперечных сечений в разных типах взаимодействий

Поперечное сечение, определяющее вероятность процесса – основная характеристика процесса взаимодействия.

В ядерной физике все процессы описываются с помощью поперечных сечений. Рассмотрим методы измерения этой характеристики (рис. 31).



Мишень содержит N [ядер/см³] вещества. Толщина мишени dx содержит $N \cdot dx$ [ядер/см²]. Тогда частицы J_0 , падающие на мишень и пересекающие ее, будут выбывать из пучка из-за столкновений, и интенсивность пучка будет изменяться на величину dJ :

Рис. 31: Схема измерения поперечных сечений.

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

где $\sigma \cdot N \cdot dx$ – доля площади мишени, занятая ядрами. Изменение интенсивности пропорционально $J_0 \cdot N \cdot dx$ с коэффициентом пропорциональности σ – 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, провзаимодействовавших в мишени, $J_{\text{вз.}} = J_0(1 - e^{-N\sigma x})$.

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:

$$\begin{aligned} a + A &\rightarrow a + A && el \text{ (упругое рассеяние);} \\ &\rightarrow a + A' + a'_i && qel \text{ (квазиупругое рассеяние);} \\ a + A &\rightarrow a + A'' + b_i && inel \text{ (неупругое взаимодействие).} \end{aligned}$$

На рис. 32 представлены диаграммы Фейнмана для этих процессов.

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

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

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

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

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

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

- Дважды дифференциальное поперечное сечение

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

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

Поперечное сечение измеряется в барнах (10^{-24} см^2), в барнах/стерадиан или в более мелких единицах: $\text{мб} = 10^{-27} \text{ см}^2$, $\mu\text{б} = 10^{-30} \text{ см}^2$, $\text{пб} = 10^{-33} \text{ см}^2$,

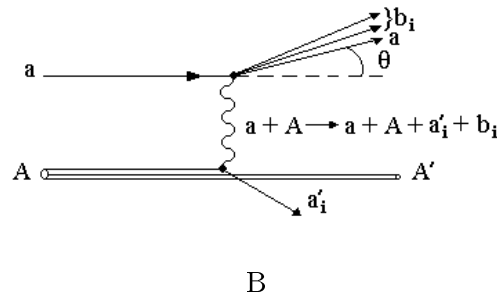
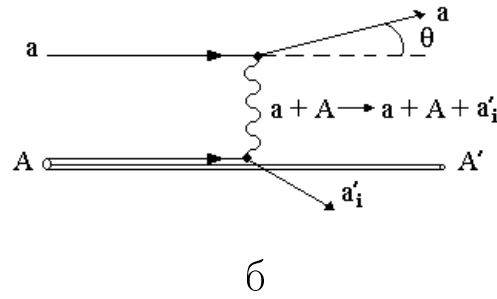
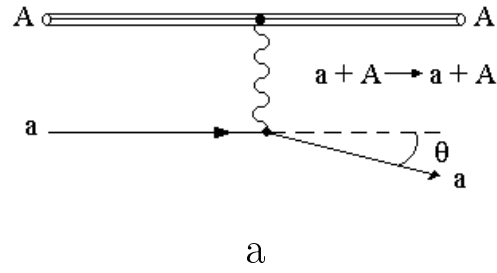


Рис. 32: Диаграммы Фейнмана для рассматриваемых процессов: а – упругое рассеяние; б – квазиупругое рассеяние; в – неупругое рассеяние.

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. 31).

4.5 Методы измерения поперечных сечений в сильных взаимодействиях

4.5.1 Метод пропускающих счетчиков

Этот метод применяется на ускорителях с выведенными на неподвижную мишень пучками. На рис. 33 показана схема расположения детекторов установки для измерения поперечного сечения на ускорителе У70. Детектор состоит из

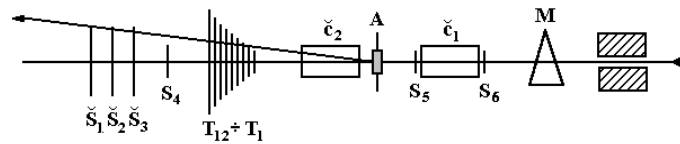


Рис. 33: Схема расположения детекторов на выведенном пучке для измерения поперечных сечений.

набора сцинтилляционных S_i счетчиков для мониторинга пучка, черенковских счетчиков $\check{c}_i$ 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/см² водорода.

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

Экспериментальные данные показаны на рис. 34.

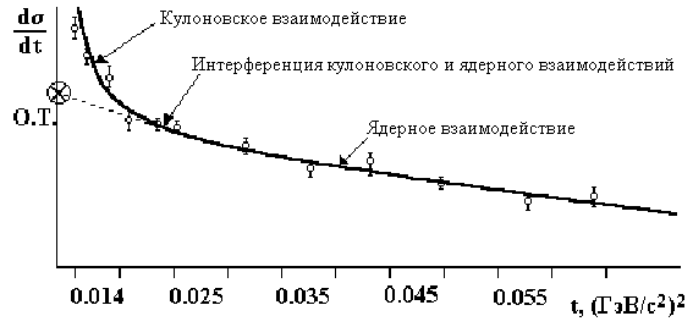


Рис. 34: Дифференциальное сечение взаимодействий в зависимости от квадрата переданного 4-импульса $t = 4p_0^2 \cdot \sin^2 \frac{\theta}{2}$.

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 механизмы 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 σ_{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 ρ – 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, σ_{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.

4.5.2 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; α – угол между пучками; $\rho_1(z)$, $\rho_2(z)$ – плотности потоков в пучках 1 и 2.

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

4.5.3 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, размещенные внутри специальных цилиндров, получивших название „Римские горшки“, т.к. впервые были использованы физиками, работающими в Риме. Поперечное сечение такого цилиндра, обозначенного RP, показано на рис. 35. Там же показано расположение Римских горшков относительно соударяющихся пучков протонов. Метод с исполь-

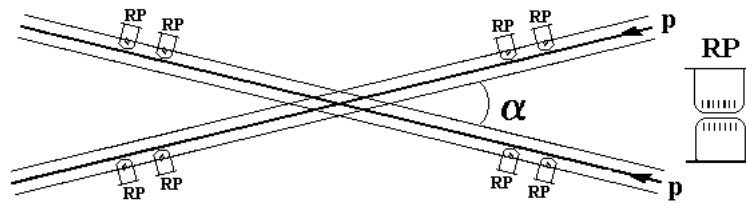


Рис. 35: Схема пересечения пучков протонов под углом α (RP – Roman Pots).

зованием Римских горшков основан на одновременной регистрации числа упругих рассеяний N_{el} при низких t и 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 θ , 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 число 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 $\mathcal{L}$, тогда полное сечение в зависимости от измеряемых величин будет определяться по формуле

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

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

4.5.4 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 , σ – поперечное сечение взаимодействий, n – число слоев x .

Постановка эксперимента меняется в зависимости от энергии E_0 первичной частицы.

$E_0 \leq 10^{12}$ эВ. Эксперименты выполняются с использованием калориметрических установок, располагающихся на горах. Схема постановки эксперимента и ее результат показаны на рис. 36. Среди частиц N_0 , падающих на кало-

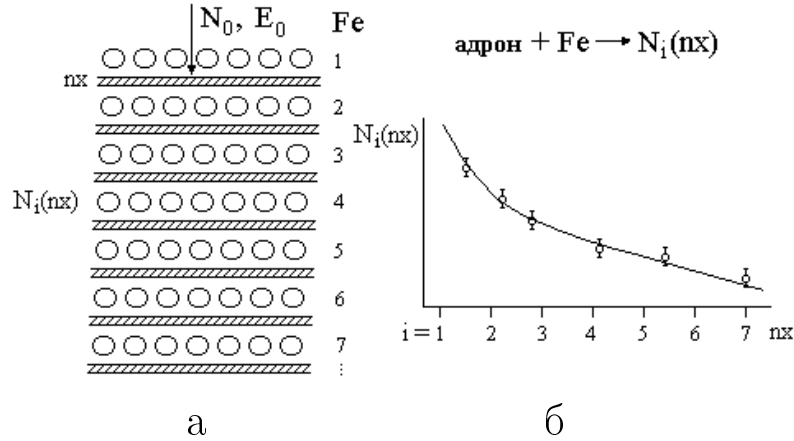


Рис. 36: Схема постановки эксперимента: а – калориметр для измерения поперечного сечения при энергии $E_0 \leq 10^{12}$ эВ; б – число частиц $N_i(nx)$, зарегистрированных в калориметре под слоем (nx) .

риметрические устройства, могут присутствовать любые адроны, образующиеся в атмосфере Земли над экспериментальной установкой. В качестве мишеней используют-

ся поглотители, помещенные между детекторами частиц. Мишени могут быть из графита, железа или свинца. Таким образом, в этих экспериментах изучаются сечения взаимодействия адронов с различными атомными ядрами. В калориметрах фиксируется взаимодействие упавшего адрона с ядром мишени. Изучаются изменения числа таких взаимодействий с глубиной калориметра.

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

$E_0 \rightarrow 10^{16}$ эВ На рис. 37 иллюстрируются процессы взаимодействия первичной частицы космического излучения в экспериментах для изучения поперечных сечений. Использование калориметров с площадью $\sim 10 \times 10$ м², 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. 37а). Отсутствие сигналов в детекторах, расположенных вокруг калориметра, свидетельствует о том, что первичная частица в атмосфере не провзаимодействовала.

При переходе к еще более высоким энергиям калориметрические измерения становятся затруднительными и в качестве мишени используется атмосфера Земли. 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. 37б).

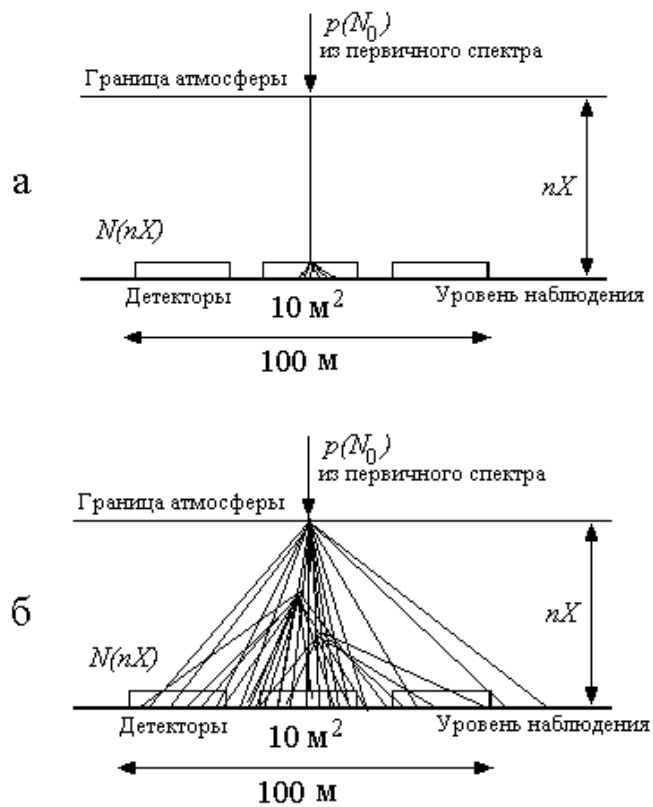


Рис. 37: Схема возможных процессов взаимодействия первичных частиц космического излучения в атмосфере Земли: а – первичная частица, дошедшая до уровня наблюдения без взаимодействия, провзаимодействовала в калориметре; б – первичная частица провзаимодействовала в атмосфере Земли.

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

$E_0 > 10^{16}$ эВ. Для измерения сечений взаимодействий частиц с энергией в диапазоне от 10^{16} до 10^{20} эВ используются данные по регистрации числа широких атмосферных ливней (ШАЛ) $N(nX)$ на глубине nX . Для этой цели применяются установки, детекторы которых покрывают площади до 10^6 м² и выше (рис. 38). С помощью таких

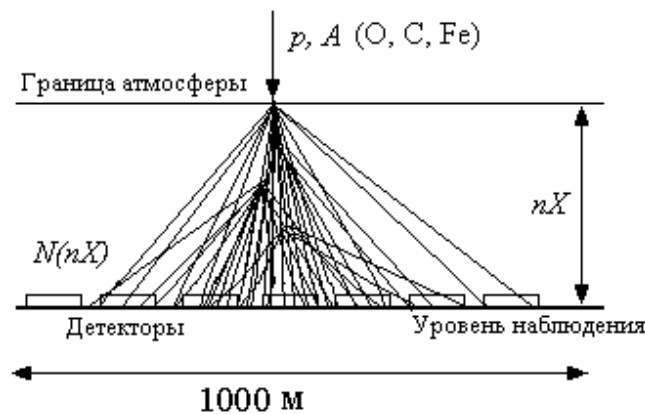


Рис. 38: Схема развития широкого атмосферного ливня (ШАЛ). Число ШАЛ на глубине nX есть $N(nX) = N_0(1 - e^{-\sigma nX})$.

установок могут быть измерены сечения вплоть до энергий $> 10^{20}$ эВ. В настоящее время проводятся эксперимен-

ты для уточнения спектра первичного космического излучения до столь высоких энергий. Измерение сечений при таких энергиях пока не выполнено.

4.6 Энергетический спектр первичного космического излучения

Особый интерес представляет изучение энергетического спектра первичного космического излучения. На рис. 39 показаны экспериментальные данные об интенсивности первичных космических частиц в разных энергетических интервалах, полученные в многочисленных экспериментах. Приводятся данные для протонов и всех сильновзаимодействующих частиц, включая ядра. Отдельно показан спектр электронов, позитронов, антипротонов там, где эти частицы идентифицированы. Интенсивность космических частиц при энергии ЛНС составляет 10^4 событий на км^{-2} год^{-1} — на ЛНС при этой же энергии можно получить $> 10^7$ событий в один день.

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

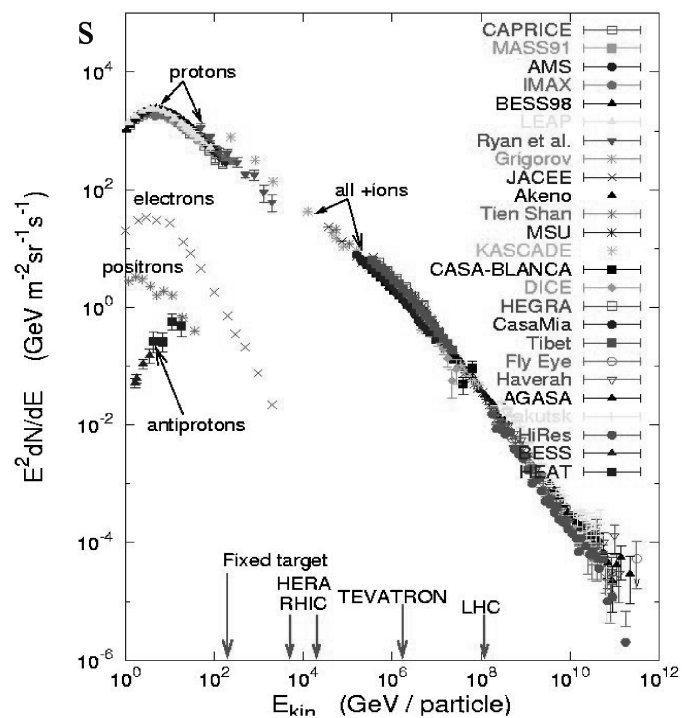


Рис. 39: Дифференциальный энергетический спектр первичного космического излучения. Стрелками над энергетической шкалой показаны энергии частиц, достигнутые на различных ускорителях (SpS, HERA, RHIC, TEVATRON и LHC).

частицы любых энергий.

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

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

Таким образом, можно отметить следующие особенности первичного спектра космического излучения: излом спектра при $E = 10^6$ ГэВ (называемый в литературе “коллено”), излом спектра при $\sim 10^{10}$ ГэВ (называемый “лодыжка”). Частицы с энергией $> 10^{11}$ ГэВ принято называть ультравысокоэнергичными космическими частицами (UHECR). К настоящему времени наблюдается порядка 10 таких частиц. По гипотезе Грайзена, Зацепина, Кузьмина (ГЗК) таких частиц вообще не должно быть, т.е. спектр должен обрываться. Гипотеза ГЗК состоит в том, что первичные космические частицы высоких энергий сталкиваются с реликтовым γ -излучением, заполняющим Вселенную, открытым в середине 60-х годов. В результате такого столкновения космические частицы должны терять значи-

тельную долю энергии и выбывать из данного энергетического интервала. Наблюдение UHECR противоречит этой гипотезе и ставит новый вопрос: каково происхождение таких частиц?

На рис. 40 показан участок энергетического спектра

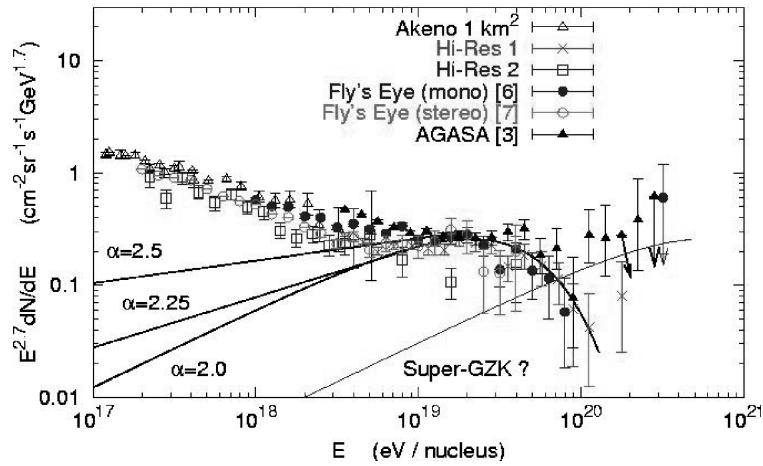


Рис. 40: Энергетический спектр космических частиц в области UHECR.

космических частиц, в котором наблюдались UHECR. Линиями показано предполагаемое изменение спектров вследствие эффекта ГЗК. Основная реакция, которая может объяснить уменьшение интенсивности высокоэнергичных частиц, есть взаимодействие протона с реликтовым фотоном и образование при этом дельта-изобары, которая распадается затем на пион и протон. Пороговая энергия при этом $E_{th} = k \frac{m_\pi m_p}{2\varepsilon} \approx 10^{19}$ эВ, где $\varepsilon = 10^{-3}$ эВ, что соответствует температуре реликтового фотона $T \approx 2.7^\circ K$. Если

предположить, что вместо протона образуется какая-либо более тяжелая частица с массой M_X , то пороговая энергия может сдвинуться в область более высоких энергий, названную сверхвысокоэнергичной областью для гипотезы ГЗК (Super GZK).

Пока только один эксперимент (AGASA) свидетельствует об отсутствии эффекта ГЗК и существовании UHECR.

Отмеченные особенности энергетического спектра первичного космического излучения связываются с различными гипотезами о происхождении космических лучей. Возможно, что большая часть космических частиц имеет галактическое происхождение, а частицы очень высоких энергий — метagalактическое.

4.7 Обсуждение результатов измерения поперечных сечений сильных взаимодействий

Напомним, что процесс взаимодействия характеризуется сечением, которое является релятивистски инвариантной величиной и имеет размерность площади $[\text{см}^2]$, $\sigma_i = \frac{F_i}{F}$, 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^2 ; $\sigma_{tot} = \sum \sigma_i$ — 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).

Исследование зависимости $\sigma_{tot}(E)$ есть тест для проверки различных теоретических моделей. Так, для сильных взаимодействий существует ограничение, сформули-

рованное 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.

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

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

σ в мб, p в ГэВ/с.

Наилучшие значения коэффициентов A , B , C , D и экспоненты n для некоторых реакций и импульсов показаны в табл. 20.

Таблица 20: Значения коэффициентов при параметризации сечений для разных реакций и импульсов

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

На рис. 41 представлены результаты измерения сечений на ускорителях и в космических лучах при разных энергиях.

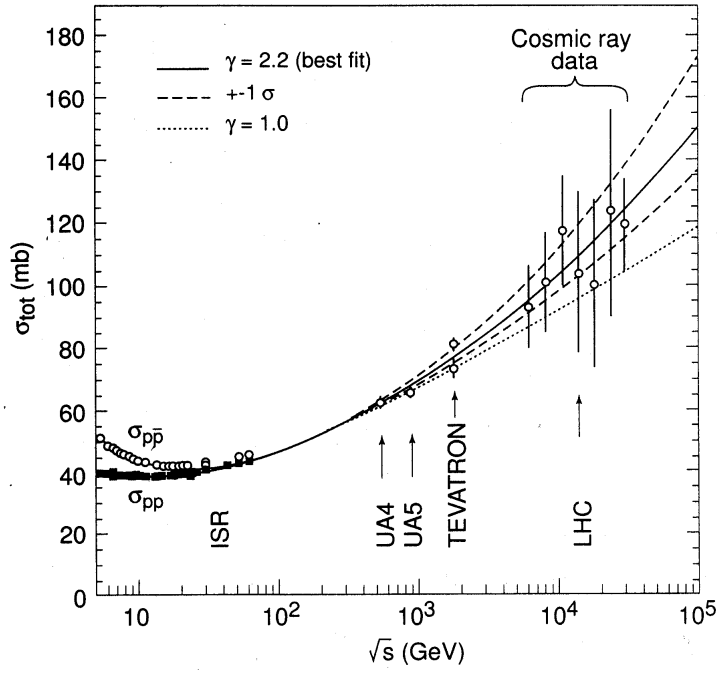


Рис. 41: Результаты измерения сечений сильных взаимодействий в зависимости от энергии и их аппроксимация в виде $\sigma_{tot}(s) = \sum A_i s^{\alpha_i(0)-1} + (\log s)^\gamma$.

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

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

(P – обмен помероном, R_i – обмен ρ, ω, f, a).

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

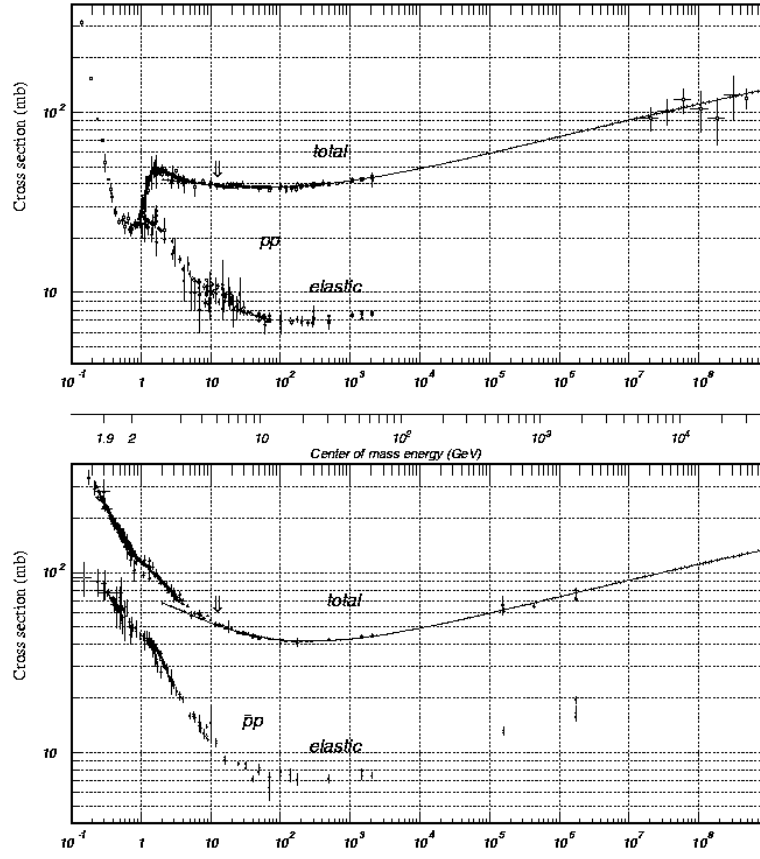
Зависимости сечений от энергии в системе центра масс (с.ц.м.) по результатам многих измерений, выполненных на ускорителях, представлены на рисунках 42–44.

Поперечные сечения в зависимости от энергии в pp - и $\bar{p}p$ -соударениях представлены на рис. 42. Плавные кривые соответствуют аппроксимации $Xs^\varepsilon + Ys^\eta$, 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. 43. Линии, показанные на рисунках, соответствуют аппроксимации $Xs^\varepsilon + Ys^\eta$, причем числовые коэффициенты имеют следующие значения: для π^+p -взаимодействий $X = 13.63$, $Y = 27.56$; для π^-p -взаимодействий $X = 13.63$, $Y = 36.02$. Значения показателей степени ε и η одинаковы для этих реакций: $\varepsilon = 0.0808$, $\eta = 0.4525$; s – квадрат полной энергии в системе центра масс.

Поперечные сечения для $K^\pm p$ -взаимодействий показаны на рис. 44.

Аппроксимации $Xs^\varepsilon + Ys^\eta$ 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 ε и η одинаковы для этих реакций: $\varepsilon = 0.0808$, $\eta = 0.4525$; s – квадрат полной энергии в системе центра масс.



$$E_{\text{с.ц.м.}}, \text{ ГэВ} = \sqrt{s}$$

Рис. 42: Зависимость поперечных сечений от энергии для pp - и $\bar{p}p$ -взаимодействий.

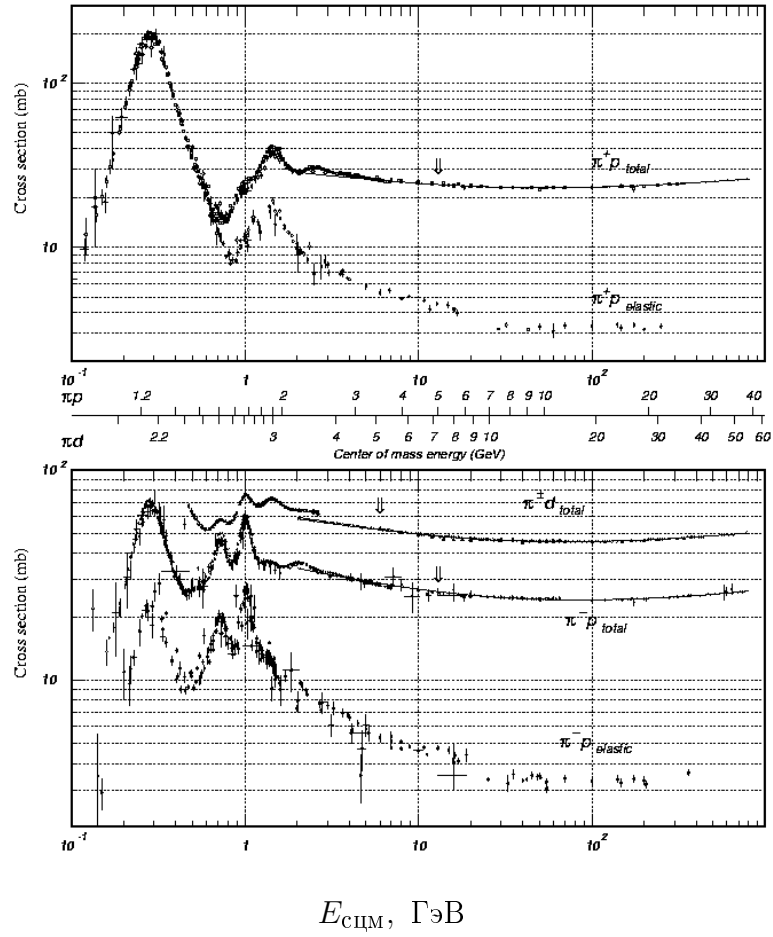


Рис. 43: Зависимость поперечных сечений от энергии для $\pi^+ p$ - и $\pi^- p$ -взаимодействий.

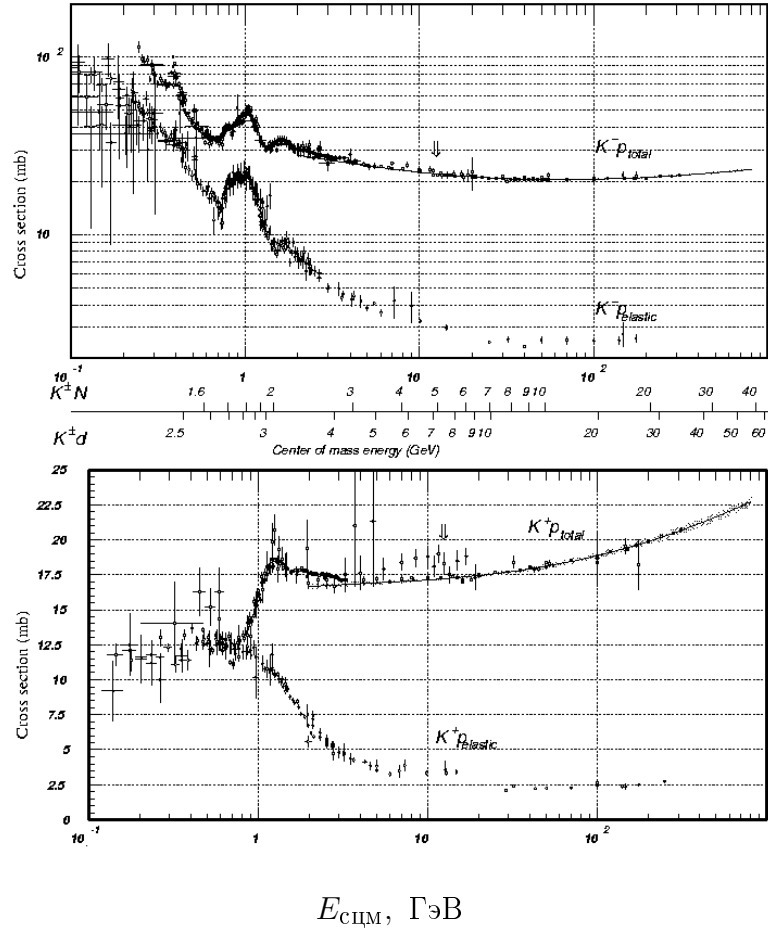


Рис. 44: Зависимость поперечных сечений от энергии для K^+p - и K^-p -взаимодействий.

4.8 Интерпретация зависимости $\sigma_{tot}(E)$

1. Есть строгие ограничения на рост поперечных сечений с энергией, полученные в рамках общих принципов квантовой теории поля: теорема Фруассара, доказанная на основе принципов аналитичности, унитарности, кроссинг-симметрии.

$$\sigma_{tot} \leq A \cdot \ln^2(s/s_0),$$

A и s_0 – постоянные. 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 σ_{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 $\sigma_{tot}(s) = \sum A_i s^{\alpha_i(0)-1} = P + \sum_i R_i s^{-1/2}$.
- Аппроксимация, основанная на реджевской модели, имеет вид

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

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. 21).
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.

Таблица 21: 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	$0.89 \pm 0.05.$

4.9 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. 45).

Взаимодействие на расстоянии обычно описывается в терминах потенциала поля, действующего между частицами. В случае электромагнитного взаимодействия между электрическими зарядами Q действует кулоновский по-

тенциал $V = Q/r$. Электромагнитное взаимодействие лежит 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.

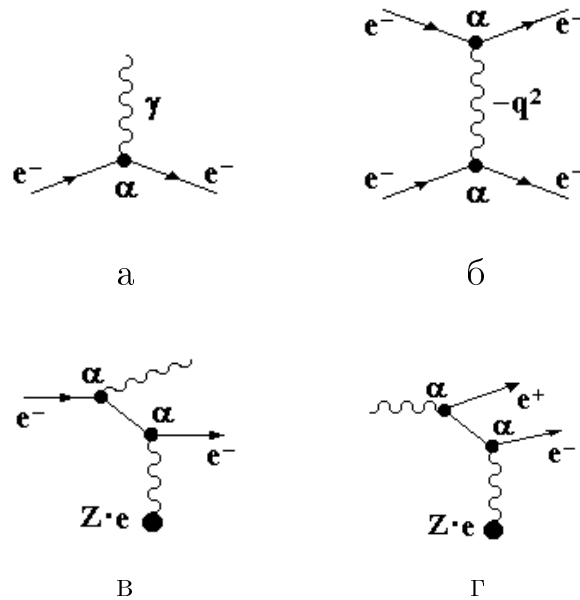


Рис. 45: Диаграммы Фейнмана, иллюстрирующие основные электромагнитные взаимодействия: а – тормозное излучение, б – резерфордское рассеяние, в – тормозное излучение в кулоновском поле ядра, г – образование пары в кулоновском поле ядра.

На микроскопическом уровне электромагнитное взаи-

модействие 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 – сохраняющаяся величина.

Интенсивность электромагнитных процессов в микромире определяется безразмерным параметром $\alpha = e^2/\hbar c = 1/137$. Процессы, происходящие на микроскопическом уровне описываются квантовой электродинамикой (КЭД) – 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. 46).

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.

4.10 Слабые взаимодействия

4.10.1 История развития представлений о слабых взаимодействиях

Изучение слабых взаимодействий продолжалось длительный период.

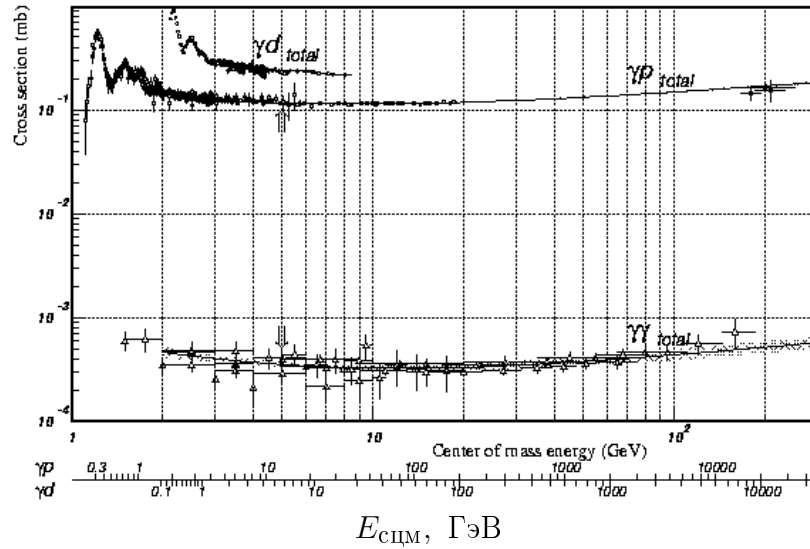


Рис. 46: Зависимость поперечных сечений от энергии для γp - и $\gamma\gamma$ -столкновений.

В 1896 году Беккерель обнаружил, что соли урана испускают проникающее излучение (β -распад тория). Это стало началом исследования слабого взаимодействия.

В 1930 году Паули выдвинул гипотезу о том, что при β -распаде наряду с электронами (e) испускаются легкие нейтральные частицы — нейтрино (ν).

В том же году Ферми предложил квантово-полевую теорию β -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 $\cdot$ см³ (рис. 47).

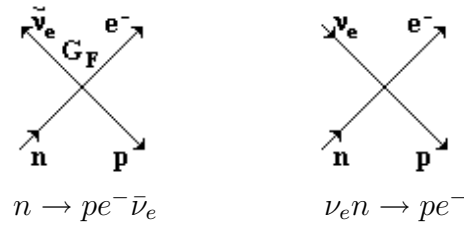


Рис. 47: 4-фермионное контактное взаимодействие.

В 1956 году Райнес впервые наблюдал реакцию $\bar{\nu}_e p \rightarrow ne^+$ 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 β -распаде ядер, распадах мюонов, пионов, K -мезонов и гиперонов.

В 1957 году 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.

Тогда же были открыты принципиально новые явления: нарушение CP -инвариантности и нейтральные токи.

В 1960–1961 годах 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, а Z^0 – через нейтральные токи (рис. 48).

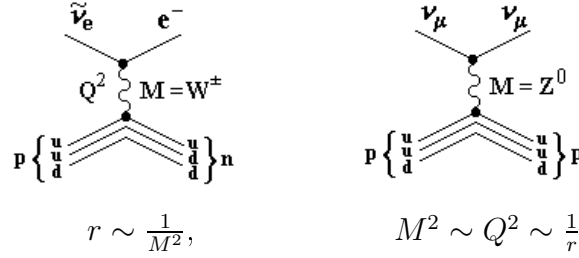


Рис. 48: Диаграммы Фейнмана, иллюстрирующие обмен $W^\pm$ - и Z^0 -бозонами.

В 1962 году Ледерман в Брукхейвенской национальной лаборатории (БНЛ, США) наблюдал неупругое столкновение нейтрино от распадов $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ и $\pi^- \rightarrow \mu^- \tilde{\nu}_\mu$ с атомными ядрами. В этом эксперименте было установлено различие между нейтрино мюонным ν_μ и нейтрино электронным ν_e , которое послужило поводом для введения лептонных квантовых чисел: L_μ и L_e .

В 1973 году открыты нейтральные слабые токи, предсказанные теорией электрослабого взаимодействия, при взаимодействии нейтрино и антинейтрино с нуклонами.

Обнаружены безмюонные нейтринные реакции, обусловленные взаимодействиями нейтральных токов.

В 1976 году 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:

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

Заряженный лептонный ток определяется первыми тремя слагаемыми следующей формулы, все остальные члены

представляют заряженный кварковый ток:

$$j = \bar{e}\nu_e + \bar{\mu}\nu_\mu + \bar{\tau}\nu_\tau + V_{\bar{d}u} \cdot \bar{d}u + V_{\bar{s}u} \cdot \bar{s}u + V_{\bar{b}u} \cdot \bar{b}u + V_{\bar{d}c} \cdot \bar{d}c + V_{\bar{s}c} \cdot \bar{s}c + \\ + V_{\bar{b}c} \cdot \bar{b}c + V_{\bar{d}t} \cdot \bar{d}t + V_{\bar{s}t} \cdot \bar{s}t + V_{\bar{b}t} \cdot \bar{b}t.$$

$V_{\bar{d}u}$, $V_{\bar{s}u}$, ... – числовые коэффициенты (у кварковых токов). Полный заряженный ток j описывает большое количество слабых процессов.

На рис. 49 представлены диаграммы, иллюстрирующие взаимодействия нейтрино через нейтральный и заряженный токи.

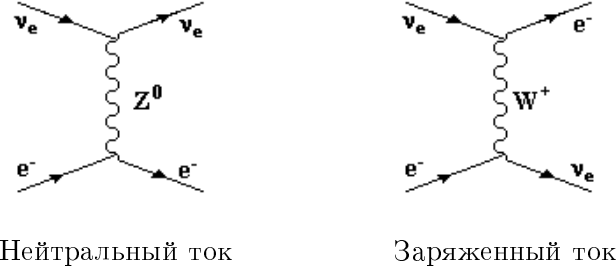


Рис. 49: Диаграммы, иллюстрирующие взаимодействия нейтрино через нейтральный и заряженный токи.

В 1983 году 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 (см. п. 3.6).

В 1989–1995 годах на ускорителе LEP (ЦЕРН) определены точные значения 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 θ_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.

В 1991–2001 годах на ускорителе LEP2 (ЦЕРН) проводилось изучение распадов Z^0 -бозонов, которое показало, что в природе существует только три поколения лептонов: ν_e , ν_μ и ν_τ . Результаты экспериментов ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, выполненных на ускорителе LEP2 (ЦЕРН), представлены на рис. 50. Жирная линия на рисунке, вычис-

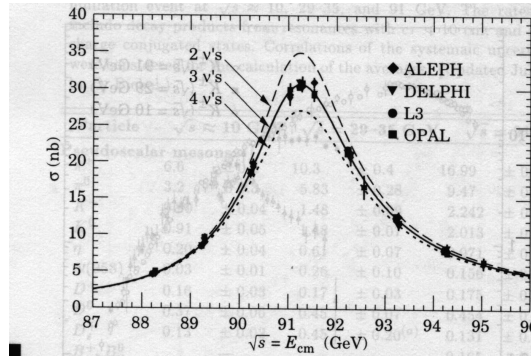


Рис. 50: Поперечные сечения для e^+e^- -аннигиляции в адронные состояния вблизи энергии, соответствующей массе покоя Z^0 . Жирная линия – сечение с учетом трех поколений нейтрино, пунктирная – с учетом четырех поколений, штриховая – с учетом двух поколений.

ленная в предположении о существовании трех поколений нейтрино, наилучшим образом соответствует экспериментальным точкам. Исследования, выполненные на этом же ускорителе, были направлены на поиск гипотетических бо-

зонов – Хиггс-бозонов. В результате этих исследований была сделана оценка массы Хиггс-бозона – $m_H > 114 \text{ ГэВ}/c^2$. В 1999 году в эксперименте DONUT (ФНАЛ, США) впервые было зарегистрировано ν_τ . В детекторе, состоящем из 250 кг ядерных фотоэмульсий, наблюдалось 5 событий, вызванных ν_τ с рождением τ -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

$$\sin^2 \theta_W = 0.2553 \pm 0.0019.$$

В 2000 году при изучении K^0 -распадов получены наиболее точные данные о нарушении CP -инвариантности. Теория предсказывает для отношения числа долгоживущих K_L -мезонов к числу короткоживущих 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 $(\varepsilon'/\varepsilon) = (19.2 \pm 4.6) \cdot 10^{-4}$.

Аналогичные исследования нарушения CP -инвариантности проводятся при анализе асимметрии слабых B^0 -, $\overline{B}^0$ -распадов.

4.10.2 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. 51)

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

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

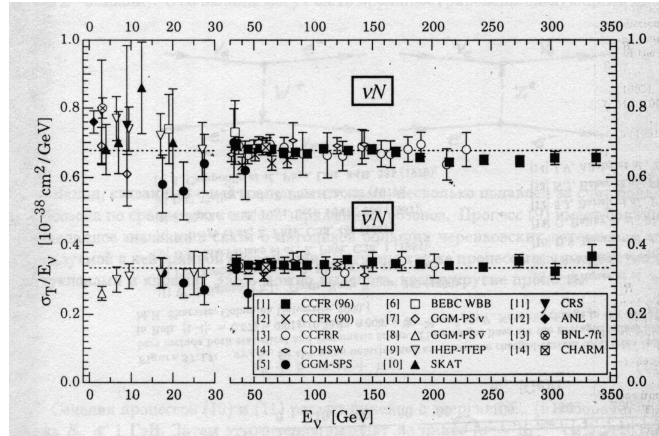


Рис. 51: Сечение взаимодействия нейтрино и антинейтрино с нуклонами в зависимости от энергии по результатам многих экспериментов.

Сечение взаимодействия нейтрино с нуклоном пропорционально энергии нейтрино.

4.10.3 Осцилляции нейтрино и его масса

Нерешенным в физике частиц и ядер остается вопрос о величине массы нейтрино. Для его решения проводится много экспериментов, среди которых особенно интенсивны 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 квадрата разности масс осциллирующих нейтрино $L = \frac{4\pi E_\nu}{(m_{\nu_1} - m_{\nu_2})^2}$. 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/ c^2)². 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“.

4.11 Электрослабые взаимодействия

Идея, лежащая в основе теории электрослабого взаимодействия, состоит в том, что и электромагнетизм, и слабые силы есть проявления единого и более фундаментального закона природы. При очень высокой энергии (такой, при которой W^- и Z^0 -бозоны генерируются так же легко, как и фотоны) события, обусловленные этими двумя силами, должны быть неразличимы (рис. 52).

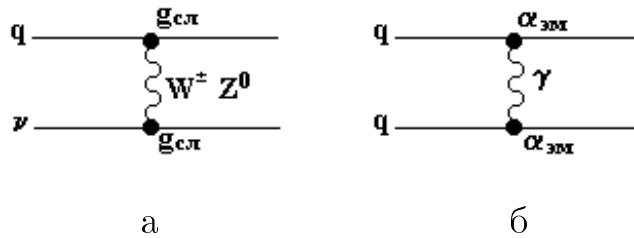


Рис. 52: Диаграммы для а – слабого и б – электромагнитного взаимодействий.

Поэтому можно объединить фотон и промежуточные векторные бозоны в семейство из четырех частиц. В таком состоянии все эти бозоны не обладают массами. При понижении энергии вследствие нарушения симметрии $W^\pm$ -, Z^0 -бозоны приобретают большую массу, а фотон остается безмассовым. При доступных сейчас энергиях проявляется разница между электромагнитными и слабыми силами. Механизм, приводящий к подобному различию между переносчиками сил, впервые обсуждался П.Хиггсом (Эдинбург) в 1964 году. Он также постулировал, что для возникновения масс W^- и Z^- -частиц необходимо существование еще одной массивной частицы, которую стали назы-

вать Хиггс-бозоном. Поиски его ведутся в экспериментах на ускорителях.

Кроме реально существующих W -, Z -бозонов параметрами электрослабой теории являются гипотетические частицы W^0 - и B^0 -бозоны. Они не должны реально наблюдаться. Они 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, причем A – это фотон, а Z^0 – тяжелый нейтральный бозон, порождающий один из типов слабого взаимодействия – нейтральные токи; θ_W – угол смешивания, или угол Вайнберга. Это свободный параметр теории, который определяется экспериментальным путем – измерением сечений процессов, протекающих за счет слабого взаимодействия. Величина угла θ_W определяет связь между константой g , характеризующей взаимодействие $W^\pm$ -бозона со слабым током, и константой e , характеризующей взаимодействие фотона с электрическим полем:

$$e = g \sin \theta_W.$$

Наиболее фундаментальные слабые взаимодействия происходят между лептонами и кварками, это заряженные токи

$$\nu_\mu + d \longrightarrow \mu^- + u, \quad \bar{\nu}_e + u \longrightarrow e^+ + d$$

и нейтральные токи

$$\nu_\mu + u \longrightarrow \nu_\mu + u, \quad \bar{\nu}_\mu + e \longrightarrow \bar{\nu}_\mu + e,$$

где u, d – это кварки, свойства которых показаны в табл. 1.

Диаграммы для заряженных и нейтральных токов показаны на рис. 53.

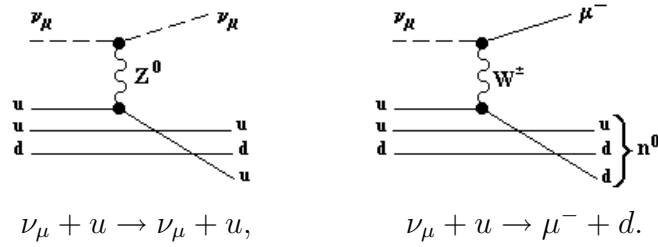


Рис. 53: Диаграммы, описывающие взаимодействие нейтрино с кварками.

Различия между лептонами и кварками:

- 1) лептоны образуют токи только со своими нейтрино;
- 2) если ввести „повернутые“ на угол θ_c кварки

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

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

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

Если рассматривать частицы трех поколений: e , μ , τ , ν_e , ν_μ , ν_τ , 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.

4.12 Гравитационное взаимодействие

В массовой шкале, изучаемой в физике высоких энергий, гравитационные взаимодействия пренебрежимо малы по сравнению с электромагнитными и другими фундаментальными взаимодействиями (см. п. 3.8).

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 одно из возможных объяснений, опирающееся на идею о существовании дополнительных пространственных измерений.

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. 54).

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 ~ 1 мм или еще меньших.

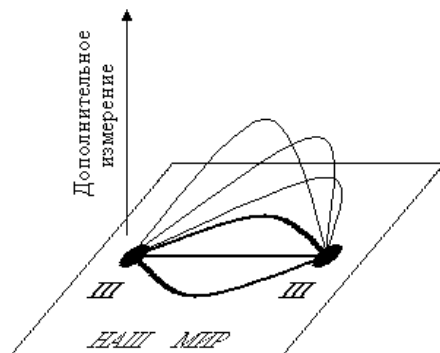


Рис. 54: Схематическое изображение трехмерного мира в виде плоскости и дополнительных измерений, выходящих за пределы плоскости. Жирными черными точками изображены объекты, находящиеся в трехмерном мире. Жирные линии между ними – силовые поля, действующие между этими объектами. Тонкие линии, выходящие за пределы плоскости – силовые линии, не измеряемые в трехмерном мире и существующие в дополнительных измерениях.

Существует гипотеза: *при энергиях LHC (шкала ТэВ-ных энергий) гравитационные эффекты могут сравниться с электромагнитными и слабыми*. В основе этих рассуждений лежит новая гипотеза: *фундаментальная энергетическая шкала – это Fermi-шкала, а не Planck-шкала*.

При этом возможна генерация гравитонов в соударениях протонов ($7 \text{ ТэВ} \times 7 \text{ ТэВ}$) (рис. 55), 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 нехватка энергии в нашем трехмерном пространстве.

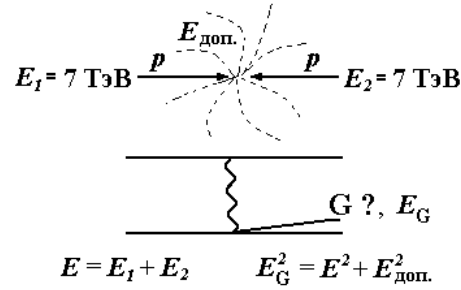


Рис. 55: Схематическое изображение возможных эффектов выноса энергии $E_{\text{доп.}}$ (пунктирные линии) при столкновении протонов на ЛНС. Вынос энергии предположительно может быть осуществлен гравитоном G .

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

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 описываются формулой Бете-Блоха

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

$$T_{\max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma m_e/M + (m_e/M)^2}, \quad K = 4\pi N_A r^2 e m_e c^2 = 0.307 \text{ МэВ}/c^2.$$

На рис. 56 изображена зависимость потерь энергии от

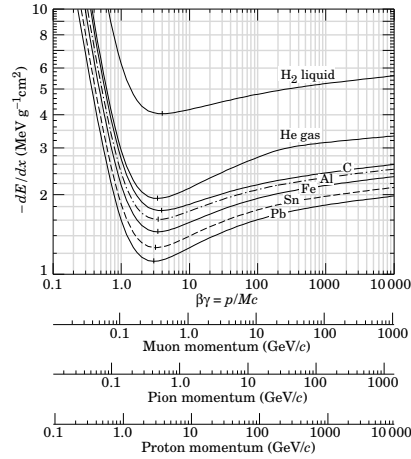


Рис. 56: Ионизационные потери тяжелых заряженных частиц в разных веществах в зависимости от импульса частицы $\beta\gamma$.

импульса для разных частиц: мюонов, пионов и протонов. Ионизационные потери заряженных частиц происходят при передаче энергии электронам атомов вещества.

Формула получена в предположении, что энергия передается одиночному 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 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 β , Лоренц-фактор частицы γ , 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, δ .

Формула Бете-Блоха описывает средние потери энергии, а распределение потерь энергии вокруг среднего значения описывается распределением Ландау (см. далее рис. 66).

Заряженные частицы при прохождении через вещество помимо ионизационных потерь теряют энергию на радиационное (тормозное) излучение. На рис. 57 показаны потери энергии мюонами в медном поглотителе. 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 тор-

мозного излучения обратно пропорционально квадрату массы частицы, то радиационные потери, не существенные для тяжелых частиц, играют определяющую роль для легких.

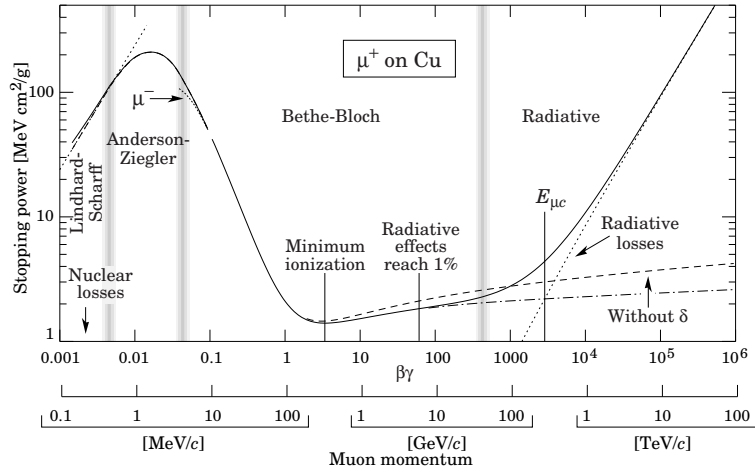


Рис. 57: Потери энергии мюонами $-\frac{dE}{dx} = a(E) + b(E)E$ в медном поглотителе (Cu), $a(E)$ – ионизационные потери, $b(E)$ – образование e^+e^- -пар, тормозное излучение, фотоядерные эффекты.

На рис. 58 показаны энергетические потери электронов в меди и свинце 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 тормоз-

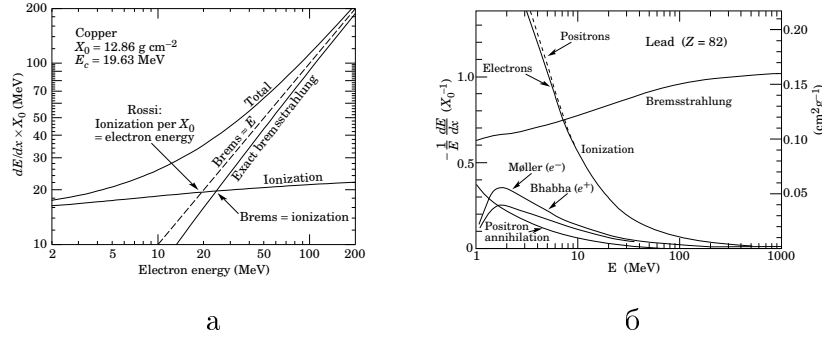


Рис. 58: Энергетические потери электронов в зависимости от энергии электрона: а – в меди, б – в свинце. X_0 – радиационная длина, E_c – критическая энергия.

ного излучения уменьшается в ϵ раз:

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

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

Энергия, при которой ионизационные потери сравниваются с потерями на тормозное излучение, называется критической энергией.

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 электроны. 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. 59 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 ради-

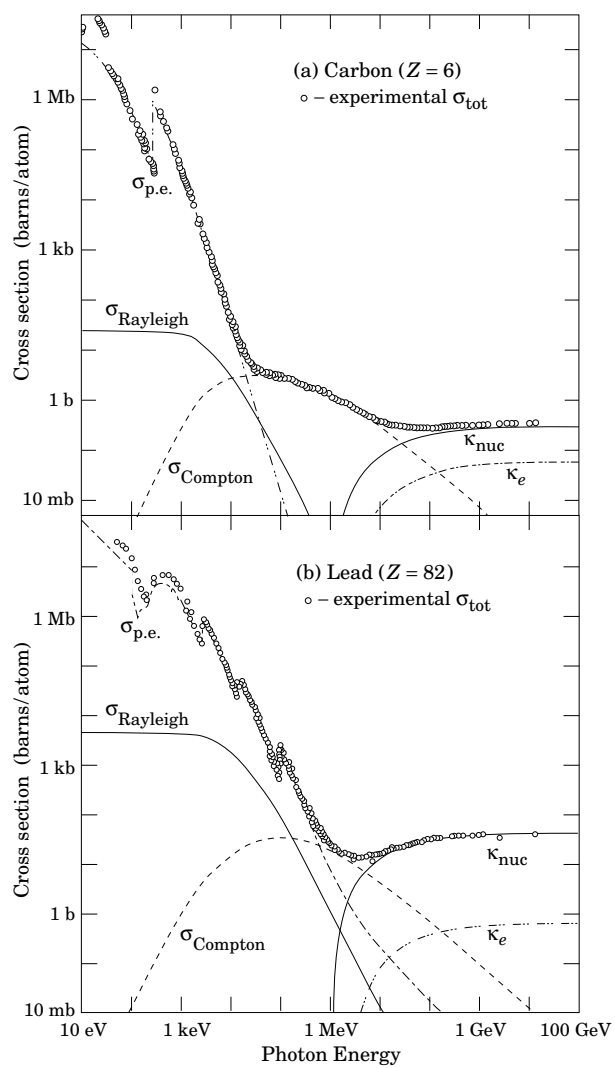


Рис. 59: Поперечные сечения взаимодействий для фотонов: а – в углероде и б – в свинце.

ационных 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_c . После этого доминирующим процессом станут ионизационные потери энергии, комптоновское рассеяние и поглощение фотонов. Таким образом, максимальное число частиц в каскаде образуется при $t_{\max} = \ln(E_0/E_c)/\ln 2$. Полное число частиц в электромагнитном каскаде будет $\sim 2E_0/E_c$, а полная длина каскада — $E_0 X_0/E_c$. 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 $\sigma(E)/E \simeq 1/\sqrt{E}$. На рис. 60 показана каскадная кривая.

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.

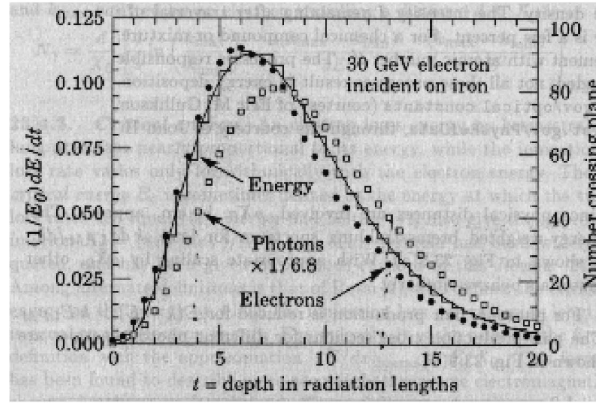


Рис. 60: Каскадная кривая в железе для электрона (черные точки) и фотона (белые квадратики) с энергией 30 ГэВ.

6.1 Метод определения масс ядер – масс-спектроскопия

На рис. 61 представлена схема масс-спектрометра.

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

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

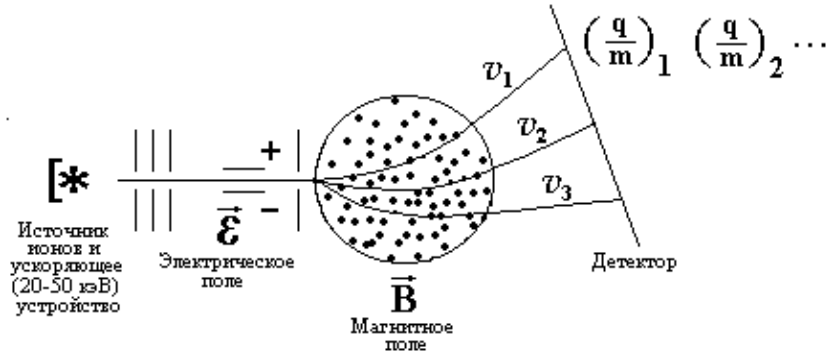


Рис. 61: Схема масс-спектрометра.

6.2 Методы определения масс элементарных частиц

Методы основаны на следующих соотношениях:

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

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

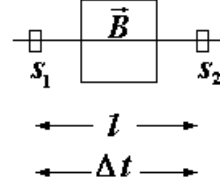
$$m = \frac{\vec{p}}{\gamma \cdot v}, \text{ т.к. } \vec{p} = m \gamma \cdot \vec{v}.$$

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 Δt 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 ρ [см] траектории в магнитном

поле $\vec{B}$ [Гаусс]: $pc = 300B \cdot \rho$ [эВ], s_1 и s_2 – сцинтилляторы, расположенные на расстоянии l один от другого. В этом случае масса $m = \frac{\vec{p}}{\gamma \cdot v}$ 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 $\pi^- p \rightarrow \pi^+ \pi^- n$ (рис. 62) определяется инвариантная масса частиц

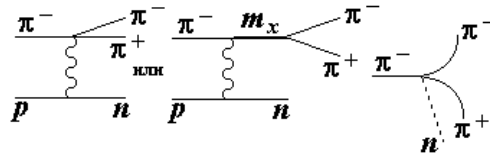


Рис. 62: Диаграмма Фейнмана, изображающая процесс $\pi^- p \rightarrow \pi^+ \pi^- n$ с рождением $\pi^+ \pi^-$ через промежуточное состояние m_x .

$\pi^+ \pi^-$ 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

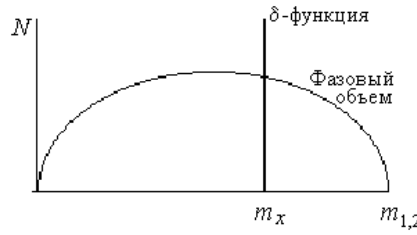


Рис. 63: Схематическое изображение распределения инвариантных масс по фазовому объему (плавная кривая) и резонансный всплеск (δ -функция) в реакции $\pi^- p \rightarrow n \pi^+ \pi^-$.

по фазовому объему свидетельствует о рождении $\pi^+ \pi^-$ -мезонов через промежуточное состояние $m_{1,2}$ (рис. 63).

При анализе рождения J/ψ -частиц использовался аналогичный метод и полученный спектр инвариантных масс для J/ψ -системы схематически показан на рис. 64.

Масса J/ψ -частицы (а также частиц ψ_1 и ψ_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, образующимся при распаде J/ψ -систем. В первых экспериментах по обнаружению J/ψ -частиц, состоящих из $c\bar{c}$ -кварков, были определены $m_{J/\psi} = 3000$ МэВ, $m_{J_1} = 3770$ МэВ, $m_{J_2} = 4040$ МэВ.

Обнаруженная система была названа кварконием 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.

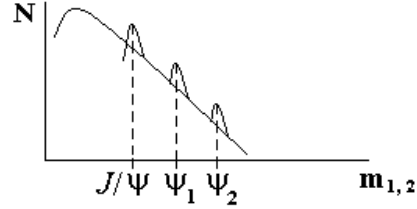
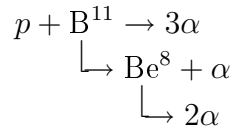


Рис. 64: Спектр инвариантных масс J/ψ -системы: $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ или $\rightarrow e^+e^-$.

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



В этой реакции короткоживущее ядро Be^8 распадается на две α -частицы. Для него $\tau_{\text{Be}} \sim 2 \cdot 10^{-16}$ с (рис. 65).

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

6.2.3 Метод многократного измерения ионизационных потерь

Определяется γ и E , а $m = \frac{E}{\gamma}$. Для измерения Лоренц-фактора γ может быть использована зависимость ионизационных потерь энергии от скорости частицы (т.е. от

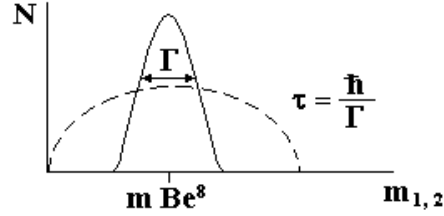


Рис. 65: Схематический вид распределения инвариантных масс для ядерной реакции $\text{Be}^8 \rightarrow 2\alpha$.

Лоренц-фактора $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$:

$$\frac{dE}{dx} = 2\pi \frac{e^4 Z^2}{m_e v^2} N_e \left[\ln \frac{2m_e \cdot v^2 \cdot T_{max}}{I^2(1 - \beta^2)} - 2\beta^2 - \delta \right].$$

Формула Бете-Блоха представляет средние ионизационные потери, флуктуации вокруг которых описываются распределением Ландау (рис. 66). Для определения на

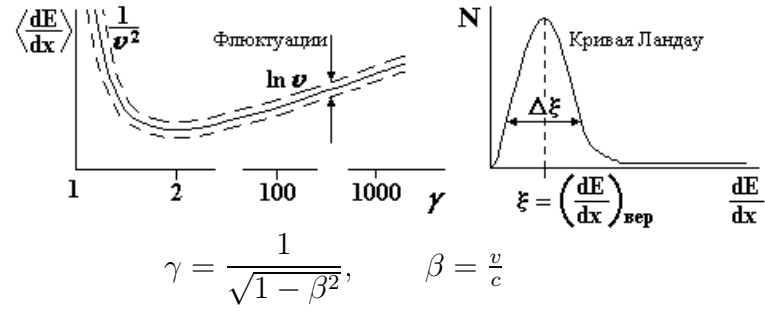


Рис. 66: Зависимость средних ионизационных потерь от Лоренц-фактора γ и кривая Ландау, описывающая флуктуации ионизационных потерь вокруг среднего значения.

опыте этого распределения используются многослойные 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 γ . Погрешность измерения $\Delta \frac{dE}{dx} \sim \frac{1}{\sqrt{N}}$, где N – число измерений величины $\frac{dE}{dx}$ в многослойном пропорциональном счетчике или в фотоэмульсии. Чем больше N , тем точнее определяется $\frac{dE}{dx}$ и $\langle \frac{dE}{dx} \rangle$ – среднее значение, по которому определяется γ .

Энергия E измеряется другим способом, например по ионизационному калориметру: $E = a_i \int_0^{x_L} I(x) dx$ (рис. 67).

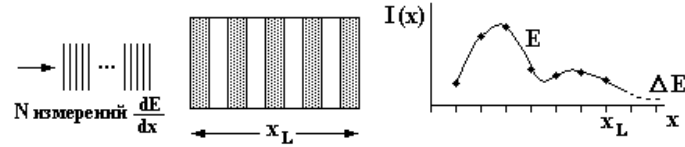
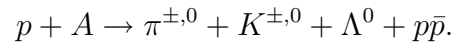


Рис. 67: Схематическое представление установки для измерения потерь энергии в многослойном пропорциональном счетчике (N измерений $\frac{dE}{dx}$) и энергии в ионизационном калориметре X_L , с использованием каскадной кривой, описывающей ядерно-каскадный процесс в калориметре. Энергия $E = a_i \int_0^{x_L} I(x) dx$.

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 π^+ -, π^- - и π^0 -мезонов, а

также другим частицам. Ядерно-каскадный процесс развивается в веществе калориметра за счет вторичных процессов. При этом π^0 -мезоны, распадающиеся на два фотона, дают начало электромагнитному каскаду, а π^+ -, π^- -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 γ и энергии E получаем массу частицы $m = \frac{E}{\gamma}$.

6.2.4 Переходное излучение

Для определения Лоренц-фактора γ может служить переходное излучение. Потери энергии на переходное излучение пропорциональны Лоренц-фактору. Переходное излучение возникает на границе раздела двух сред, имеющих разные диэлектрические постоянные ε_1 и ε_2 (рис. 68).

Чтобы количество фотонов, испущенных на границе двух сред, было достаточно высоким для регистрации, увеличивается количество излучающих слоев. Переходное излучение регистрируется детектором, которым может быть пропорциональный счетчик, сцинтилляционный счетчик или фотоэмульсия.

Частица с зарядом Ze пересекает границу раздела между двумя слоями с диэлектрическими постоянными (или показателями преломления) ε_1 и ε_2 и излучает энергию

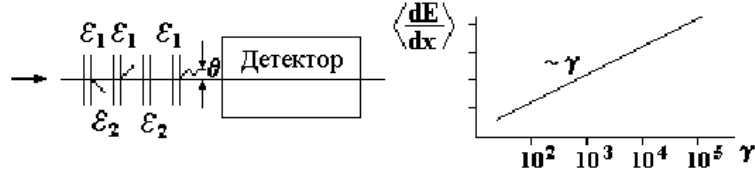


Рис. 68: Детектор переходного излучения и зависимость средних потерь энергии на переходное излучение от Лоренц-фактора γ .

$E = \alpha Z^2 \gamma \hbar \omega_p / 3$, где $\hbar \omega_p = \sqrt{4\pi N_e Z^3 m_e c^2 / \alpha}$; $\omega_p^2 = 4\pi e^2 \frac{n_e}{m_e}$ – плазменная частота, n_e – плотность электронов в единице объема. Излученная энергия регистрируется детектором фотонов, расположенным за излучающими слоями. Среднее число излученных фотонов

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

В табл. 22 представлена энергия $\langle E_\gamma \rangle$, излученная электроном с импульсом p_e в установке, состоящей из 650 слоев литиевой фольги толщиной 60 мк каждый с воздушным промежутком между ними 250 мк.

Таблица 22: Зависимость излученной энергии от импульса электрона

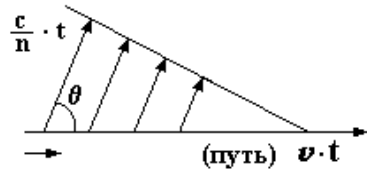
p_e , ГэВ/с	$\langle E \rangle_\gamma$, кэВ
1	10
2	17
2.5	18

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. Косинус угла, под которым регистрируется черенковское излучение, связан со скоростью частицы β и показателем преломления среды n следующим соотношением:

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



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

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 θ .

Угол, под которым испускается черенковский свет,
 $\theta_c = \arccos \left(\frac{1}{n\beta} \right) \approx \sqrt{2(1 - 1/n\beta)}$ – для малых θ_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 λ_1 и λ_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 θ , 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 ионизацию, 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 – CsI(Tl) и 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 PbWO_4 . Кристаллы выбирают такой длины, чтобы полностью поглотился электромагнитный ливень, создаваемый фотоном.

6.3.2 Черенковские детекторы

В черенковских детекторах используются разные свойства черенковского излучения.

Детекторы порогового черенковского света основаны на регистрации черенковского света от частиц со скоростью выше пороговой $\beta = 1/n$.

В дифференциальных черенковских детекторах используется зависимость θ_c от β , чтобы отобрать частицы, имеющие скорости в заданной области. В кольцевых черенковских детекторах используется третье свойство черенковского излучения – испускание света под малыми и разными углами в зависимости от природы и энергии 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 ($\sim 1\text{--}2$ мм) расстояниях одна от другой. Каждая нить работает независимо и настраивается на регистрацию

большей части заряда, образованного в объеме, наполненном газовой смесью. Заряженная частица, проходящая через газовый слой толщиной δ , образует вдоль своего пути электрон-ионные пары. Электроны, образованные в объеме, собираются на нить за несколько наносунд. 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-арсенит 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 – ТРС), использующаяся для из-

мерения ионизации, 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, тем самым создаются прекрасные условия для идентификации частиц.

Результат измерения ионизации $\frac{dE}{dx}$ в зависимости от импульса частицы показан на рис. 69.

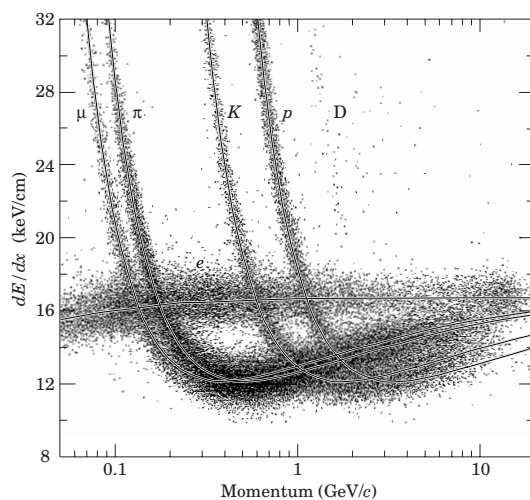


Рис. 69: Результат измерения ионизации в газонаполненной ТРС для частиц разной природы в зависимости от импульса.

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 зависят от длины 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 $x/\lambda_{in} \simeq 0.2 \ln(E, \text{ГэВ}) + 0.7$, 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 пробегов частиц. Для вычисления средних свободных пробегов частиц использовалась аппроксимация поперечных сечений в виде: $\sigma_{tot}^{pp} = X s^\varepsilon + Y s^\eta$, где $\varepsilon = 0.0808$, $\eta = 0.4525$, $s = (\mathcal{P}_a + \mathcal{P}_b)^2$.

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

Для pp -соударений	$X = 21.7,$	$Y = 98.39.$
Для πp -соударений	$X = 13.63,$	$Y = 36.02.$
Для Kp -соударений	$X = 11.82$	$Y = 26.36.$

В табл. 23 приводятся значения поперечных сечений и средних свободных пробегов для протон-протонных соударений при разных энергиях протонов.

Таблица 23: Поперечные сечения и средние свободные пробеги для протон-протонных соударений при разных энергиях

E	10^3 ГэВ	10^4 ГэВ	10^5 ГэВ	10^6 ГэВ	10^7 ГэВ
σ_{pp}	40 мб	50 мб	60 мб	70 мб	80 мб
λ_T	42 г/см ²	33 г/см ²	28 г/см ²	24 г/см ²	21 г/см ²

Связь между λ и σ : $\lambda = \frac{\rho}{\sigma \cdot n} = \frac{m_p A}{\sigma}$, где n — число ядер в 1 см³, ρ — плотность вещества, A — атомный номер ядра, масса протона $m_p = 1.67 \cdot 10^{-24}$ г. Средний свободный пробег λ измеряется в г/см².

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

Если используется σ_T , то λ_T — средний свободный пробег до ядерного соударения. Если используется σ_{inel} , то λ_{in} — средний свободный пробег до ядерного взаимодействия.

Далее следуют величины, вычисленные для разных поглотителей:

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

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 Национальной лаборатории им. Э.Ферми и Стэнфордской национальной лаборатории (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/ c), B – магнитное поле (Гаусс), ρ – радиус кривизны (м), λ – пинч-угол.

7 Процессы взаимодействия при столкновениях частиц высоких энергий

7.1 Способы изучения разных типов взаимодействий

При анализе процессов соударения используют эксклюзивный, инклюзивный и эвентуальный методы. Эксклюзивный метод применяется, если существует полная информация обо всех продуктах реакции. Этот метод имеет ограничения, поскольку с ростом энергии соударяющихся частиц растет число вторичных частиц и не все характеристики вторичных частиц могут быть измерены. Поэтому

при высоких энергиях применяется инклюзивный метод анализа, который позволяет по характеристике одной из вторичных частиц определить свойства взаимодействия. Инклюзивный метод состоит в сведении многочастичной реакции к двухчастичной, в которой в результате взаимодействия рассматриваются характеристики только одной из рожденных во взаимодействии вторичных частиц, а характеристики всех остальных частиц суммируются.

Полное поперечное сечение процесса столкновения складывается из упругого, неупругого и квазиупругого процессов: $\sigma_{tot} = \sigma_{el} + \sigma_{inel} + \sigma_{gel}$.

Упругий процесс $a + b = a + b$ допускает использование эксклюзивного метода.

Неупругий и квазиупругий процессы анализируются с использованием как эксклюзивного, так и инклюзивного методов.

В реакции $a + b = a + b + c_1 + c_2 + \dots + c_n$ применяется эксклюзивный метод, если характеристики всех вторичных частиц измерены. Ограничения в эксклюзивном методе связаны в первую очередь с рождением нейтральных частиц среди продуктов реакции. В этом случае характеристики нейтральных частиц часто бывают недоступны для измерения. Далее с ростом энергии соударяющихся частиц может быть потеряна информация и о характеристиках заряженных частиц. В таком случае реализуется инклюзивный метод, в котором процесс взаимодействия может быть представлен в виде двухчастичной реакции: $a + b = c_i + X$ ($i = 1 \div n$). В систему X входят все вторичные частицы, включая сохранившиеся после соударения первичные частицы.

Информация о событии может быть получена в эвен-

туальном методе или, как его теперь называют, event-by-event-анализ. Смысл этого метода состоит в том, что в реакции $a + b \rightarrow a + b + X$ определяются особенности X -системы: значение коэффициента неупругости для такой реакции, множественность вторичных частиц, особенности угловых характеристик X -системы и др. В этом случае в событиях с данной множественностью или с данным коэффициентом неупругости изучаются импульсные спектры вторичных частиц и другие их характеристики. Эвентуальный метод содержит больше информации о процессе соударения, чем инклюзивный, и не имеет ограничений при возрастании энергии сталкивающихся частиц.

7.2 Множественное рождение частиц

Множественность вторичных частиц – одна из основных эвентуальных характеристик процесса взаимодействия. Процесс множественного рождения, играющий определяющую роль при столкновении частиц высоких энергий, является совокупностью многих различных механизмов взаимодействий. Эксперименты показали, что множественное рождение частиц происходит при столкновении любых известных в настоящее время частиц, если их энергия превышает пороговую, составляющую несколько гигаэлектронвольт. Поэтому, если первоначально множественное рождение изучалось главным образом в адрон-адронных соударениях, то сейчас получены экспериментальные данные о множественном рождении при столкновениях $e^\pm p$, $\mu^\pm p$, γp , νp , $\bar{\nu} p$ и в процессах e^+e^- -аннигиляции. Таким образом, множественное рождение частиц – это универсальный процесс, происходящий в любых типах взаимо-

действий: сильных, электромагнитных и слабых.

Универсальным процессом для всех типов взаимодействий является множественное рождение частиц. На рис. 70 показаны основные диаграммы Фейнмана, иллюстриру-

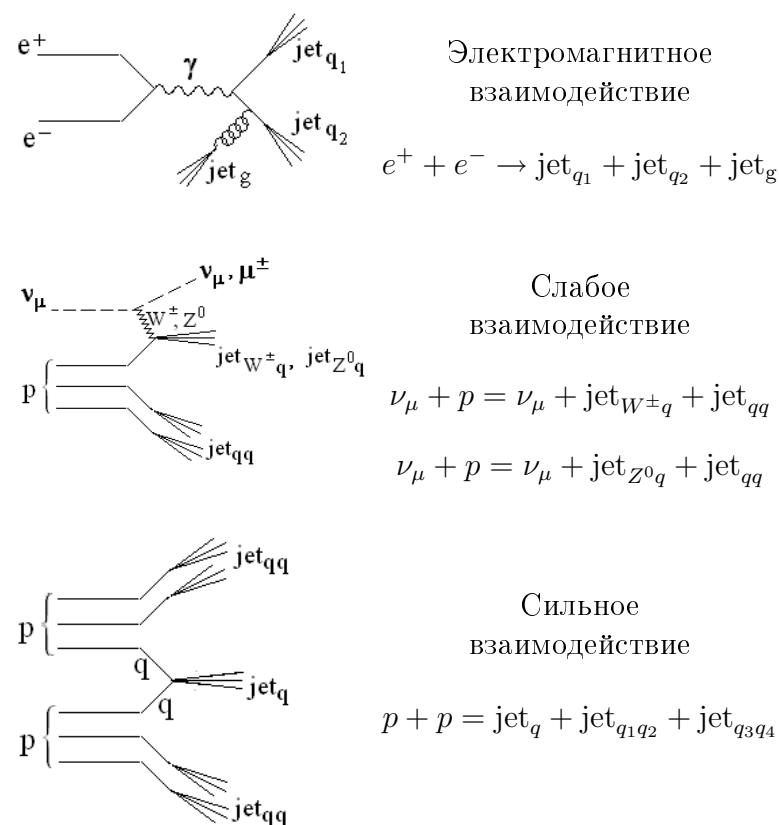


Рис. 70: Иллюстрация универсальности процесса множественного рождения частиц, проявляющейся в генерации кварковых и глюонных струй.

ющие, что при любом типе взаимодействия множественное рождение частиц происходит в результате процесса адронизации кварков в кварковых и глюонных струях. Процесс адронизации находится в стадии изучения. Первоначально предполагалось, что множественное рождение частиц может происходить только в сильных взаимодействиях. Поэтому основные характеристики этого процесса были изучены во взаимодействиях адронов друг с другом и с атомными ядрами. Были изучены такие характеристики как множественность, импульсные и угловые распределения. Изучение импульсных характеристик и особенно распределений по поперечным импульсам привело к открытию новых закономерностей и механизмов процесса соударения. Обнаружено изменение поведения функции распределения по $p_{\perp}$. Это изменение выразилось в смене режима от экспоненциальной ($\exp^{-bp_{\perp}}$) зависимости к степенной ($p_{\perp}^{-n}$) при существенном увеличении поперечного импульса $p_{\perp} > 1$ ГэВ/с и привело к разделению всех взаимодействий на „мягкие“ и „жесткие“.

7.2.1 Основные особенности множественного рождения частиц

Изменение поведения функции распределения по $p_{\perp}$ можно объяснить включением нового механизма при столкновении нуклонов: соударения между кварками, входящими в состав нуклонов. Результатом таких столкновений на кварковом уровне является рождение партонных струй (кварковых и глюонных), состоящих из адронов, узко коллимированных вокруг направления движения партонов. Коллимация есть следствие процесса адронизации парто-

нов после развития партонного каскада.

Рождение партонных струй происходит, когда поперечные импульсы частиц превышают среднее значение.

Многочисленные эксперименты по изучению импульсных спектров частиц, образующихся при множественных процессах, показали, что основная масса частиц рождается с поперечными импульсами $p_{\perp} < 1 \text{ ГэВ}/c$, что приводит к $\langle p_{\perp} \rangle \sim 0.3 \text{ ГэВ}/c$. Эти процессы называются мягкими. Однако с ростом энергии соударяющихся адронов и продвижением в область $p_{\perp} > 1 \text{ ГэВ}/c$ был обнаружен новый механизм множественного рождения частиц: через образование струй адронов в результате адронизации кварков и глюонов. Процесс адронизации находится в стадии изучения.

Далее остановимся на результатах, полученных при изучении мягких процессов.

Сопоставление характеристик множественного рождения при столкновениях частиц различной природы может служить способом выделения различных механизмов этого сложного процесса.

Вторичные частицы, возникающие в процессах множественного рождения, являются в подавляющей своей массе адронами, однако редко, с небольшими сечениями происходит генерация частиц не адронной природы (прямое рождение $\mu^{\pm}$, $e^{\pm}$, γ).

Большое число теоретических моделей, претендующих на описание процессов множественного рождения, предсказывает поведение средних множественностей, распределений по множественностям и корреляций между отдельными частицами в зависимости от энергии. В результате развития инклюзивного метода анализа множествен-

ных процессов, появились гипотезы общего характера о свойствах инклюзивных сечений в асимптотике. Все эти теоретические предсказания можно проверить в экспериментах по изучению множественности.

При анализе проблемы множественности следует иметь в виду, что в большинстве теорий рассматривается множественное рождение частиц, а в эксперименте наблюдаются продукты распада резонансов; кроме того, многие предсказания относятся к полному числу вторичных частиц, тогда как в эксперименте чаще всего определяют число заряженных частиц.

При рассмотрении множественного рождения частиц различают полную множественность n , множественность заряженных частиц n_{ch} , а также множественность частиц различного сорта n_i . Индекс i может принимать значения $\pi^-, \pi^+, \pi^0, K^{\pm,0}, p, \bar{p}$ и т.д.

Множественность заряженных частиц на одно взаимодействие можно найти прямым измерением числа частиц в каждом взаимодействии, а среднюю множественность заряженных частиц – интегрированием одночастичных спектров в инклюзивных реакциях.

Первый способ осуществляется при измерениях в пузырьковых камерах и в фотоэмульсиях. В этом случае средняя множественность частиц типа c в инклюзивной реакции $a + b = c + X$ может быть представлена в виде

$$\langle n_c \rangle = \sigma_{\text{неупр}} \sum_n n \sigma_n(c),$$

где $\sigma_n(c)$ – эффективное сечение процесса генерации n раз частицы c (топологическое сечение), $\sigma_{\text{неупр}}$ – эффективное сечение неупругого взаимодействия.

При определении множественности интегрированием одночастичных спектров средняя множественность вычисляется как интеграл от импульсного распределения для простейшей нетривиальной инклюзивной реакции $a + b = c + X$, а именно

$$\langle n(s) \rangle = \frac{1}{\sigma_{in}} \int f(x, p_{\perp}, s) d^3p / E.$$

Изучение множественности вторичных частиц в адронных взаимодействиях – весьма благодарная задача как для экспериментатора, так и для теоретика. В экспериментах с помощью сравнительно простых технических и методических средств можно получить обширную информацию, пригодную для непосредственного анализа и сопоставления с теоретическими моделями. С теоретической точки зрения средняя множественность и распределения по множественности (топологические сечения) являются важнейшими пробными камнями различных моделей множественного рождения частиц, причем, как правило, теоретические модели дают четкие предсказания относительно распределения множественности и зависимости средней множественности от энергии.

7.2.2 Топологическое сечение

Топологическое сечение описывает суммарное сечение всех каналов реакции, приводящих к данному числу заряженных частиц $n_{\pm}$:

$$\sigma_{n_{\pm}}(s) = \sum_{n \geq n_{\pm}} \sigma_n(s),$$

где n – полное число частиц в конечном состоянии. Сечение каждого канала $\sigma_n(s)$ уменьшается с энергией, однако число возможных каналов растет с увеличением s и поведение $\sigma_{n\pm}(s)$ зависит от скорости убывания каждого канала и от появления новых каналов реакции.

Топологические эффективные сечения лучше всего измерять с помощью пузырьковых камер.

Экспериментальные данные о топологических сечениях в настоящее время охватывают интервал от нескольких гигаэлектронвольт до 400 ГэВ в pp -взаимодействиях, до 100 ГэВ в π^+p - и $\bar{p}p$ -взаимодействиях, до 360 ГэВ в π^-p -, до 150 ГэВ в K^-p - и до 33 ГэВ в K^+p -взаимодействиях.

На рис. 71а–е показаны энергетические зависимости топологических сечений для pp -, π^+p -, K^+p -, $\bar{p}p$ -, π^-p - и K^-p -взаимодействий.

Основные общие особенности этих зависимостей следующие: 1) сечения $\sigma_0, \sigma_2, \sigma_4$ уменьшаются с ростом энергии, остальные остаются постоянными или растут; 2) с ростом энергии увеличивается вклад больших множественностей; 3) нуль-лучевые топологические сечения (σ_0) очень быстро падают с энергией по закону $\sigma_0 = ap^{-n}$, где $a = 57$ мб, $n = 1.51 \pm 0.16$ для π^-p -реакции, а для pp -реакции $a = 61$ мб и $n = 1.46 \pm 0.15$.

Из топологических эффективных сечений можно вычислить много параметров, которые характеризуют распределения по множественности при заданной энергии.

Тщательное изучение свойств распределений с помощью анализа их моментов, дисперсии D , отношений $\langle n \rangle / D$ и других параметров привело к формулировке скейлинговых свойств по переменным: фейнмановской переменной x , быстроты и скейлинговой множественности $z = n / \langle n \rangle$.

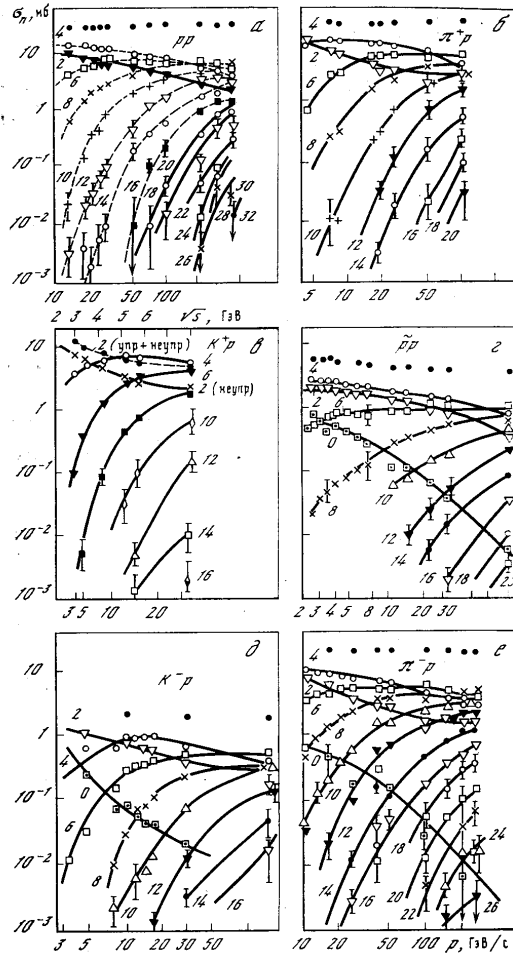


Рис. 71: Зависимость топологических неупругих эффективных сечений от импульса налетающей частицы в лабораторной системе (кривые проведены от руки) для различных взаимодействий. Цифры у кривых соответствуют значениям $n_{\pm}$.

Фейнмановский скейлинг для структурной функции (или импульсного спектра вторичных частиц) формулируется в виде: $\lim_{s \rightarrow \infty} f(x, p_{\perp}, s) = f(x, p_{\perp})$. Таким образом, в пределе высоких энергий, когда импульсный спектр вторичных частиц перестает зависеть от s , получаем для инклюзивной реакции $a + b = c + X$, что средняя множественность c -частиц определяется соотношением

$$\begin{aligned} \langle n_{ab}^c \rangle &= 2 \int_{x=0}^1 \int_{p_{\perp}}^{\infty} f_{ab}^c(x, p_{\perp}^2) \frac{d^2 p_{\perp} dx}{\sqrt{x^2 + \frac{4m_{\perp}^2}{s}}} = \\ &= \langle f_{ab}^c(x=0) \rangle \ln \frac{s}{m_{\perp}^2} + \text{const.} \end{aligned}$$

Очевидно, что фейнмановский скейлинг дает логарифмическую зависимость средней множественности от s и постоянный предел $\langle f(x) \rangle$ при малых x , если $p_{\perp}$ ограничено.

Коба, Нильсен и Олессен (*KNO*) показали, что фейнмановский скейлинг приводит к скейлинговым распределениям по множественности. Число частиц n в конечном состоянии должно быть функцией только переменной $z = n/\langle n \rangle$, где $\langle n \rangle$ – средняя множественность при данном $\sqrt{s}$. Этот результат может быть представлен в виде

$$\langle n \rangle P_n(s) = \langle n \rangle \frac{\sigma_n(s)}{\sigma_{tot}(s)} = \psi \left(\frac{n}{\langle n \rangle} \right),$$

где $\sigma_n(s)$ – топологическое эффективное сечение.

Скейлинговая форма по множественности, которая получила название *KNO*-распределение, является универсальной для частиц любой природы и энергии, если выполняется предположение о фейнмановском скейлинге.

На рис. 72 показано *KNO*-распределение для различных типов соударяющихся частиц при разных энергиях.

Экспериментальные точки хорошо аппроксимируются универсальной кривой и согласуются с предсказаниями KNO -скейлинга. Такой вывод можно сделать из анализа данных для pp -взаимодействий в интервале энергий от 4 до 300 ГэВ. Сплошная кривая на рисунке – результат аппроксимации экспериментальных данных единым законом.

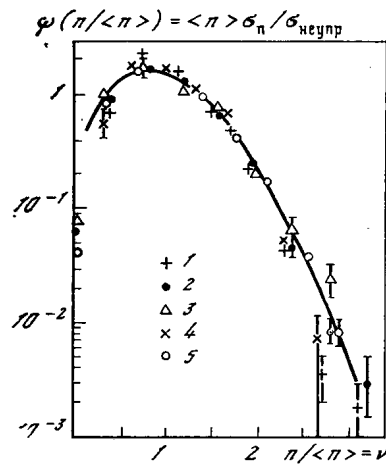


Рис. 72: Распределение KNO для разных типов соударяющихся частиц. Линия – аппроксимация данных pp -взаимодействий в виде $\psi\left(\frac{n}{\langle n \rangle}\right) = \langle n \rangle \frac{\sigma_n(s)}{\sigma_{tot}(s)}$. 1–3 – K^+p , K^-p , $\bar{p}p$ -соударения при 32 ГэВ/с; 4, 5 – π^+p , π^-p -соударения при 50 ГэВ/с.

При энергиях, достигаемых на пересекающихся накопительных кольцах (ПНК) для pp -соударений, эта аппроксимация так же описывает эксперимент. Однако более детальный анализ с использованием моментов распределения показывает отклонение от универсальной зависимости (рис. 73).

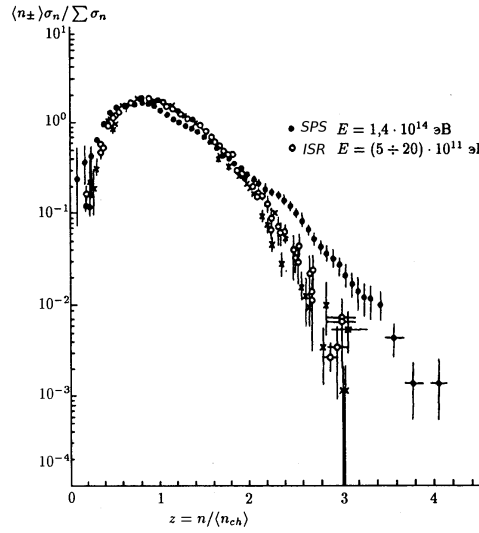


Рис. 73: KNO -распределение для разных энергий первичных частиц.

Отклонение от универсальной зависимости при низких энергиях наблюдается для положительно заряженных первичных частиц (π^+ , K^+). Существуют различные теоретические аппроксимации KNO -зависимости.

Средняя множественность $\langle n \rangle$ в зависимости от энергии для pp -столкновения показана на рис. 74. Результаты при высоких энергиях получены с помощью стриммерной камеры в pp -столкновениях на ПНК (ISR).

7.2.3 Теоретические предсказания

Существующие теоретические модели предсказывают разную зависимость от s средней множественности. Их мож-

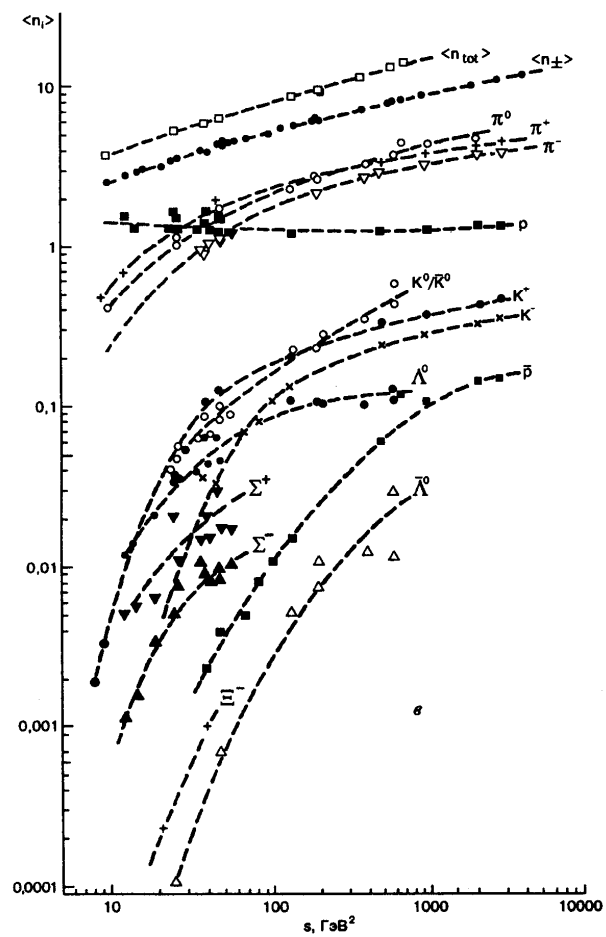


Рис. 74: Зависимость средней множественности заряженных частиц разной природы в pp -соударениях от квадрата полной энергии s .

но разделить на группы по типу ожидаемых закономерностей.

1. Одна группа моделей объединяет статистические, термодинамические и гидродинамические теории. Все они предсказывают степенную зависимость средней множественности от энергии. Процесс взаимодействия рассматривается через образование компунд-системы, достигающей той или иной степени равновесия. При распаде системы частицы разлетаются, при этом можно учитывать взаимодействие частиц (модель Ландау) или не учитывать его (модель Ферми). Обе эти модели дают одинаковые предсказания относительно зависимости средней множественности от энергии:

$$\langle n \rangle \sim (s/m^2)^{1/4},$$

где s – квадрат полной энергии в СЦМ, m – масса нуклона. Если учесть вязкость в процессе расширения статистической системы, то зависимость множественности от энергии получается в виде

$$\langle n \rangle \sim (s/m^2)^{1/3}.$$

2. Другая группа моделей представлена периферическими моделями. Эта группа моделей дает логарифмический рост множественности с энергией

$$\langle n \rangle = a + b \ln(s/m^2)$$

или

$$\langle n \rangle = c \ln(s/m^2).$$

3. Третья группа моделей – асимптотические, предсказывающие поведение инвариантных дифференциальных сечений

$$E \frac{d\sigma}{dp_{\parallel} dp_{\perp}} = f(p_{\parallel}, p_{\perp}, s)$$

при $s \rightarrow \infty$. Они выдвинуты в работах Р.Фейнмана, С.Янга. Согласно гипотезе Фейнмана

$$\lim f(x, p_{\perp}^2, s) = f(x, p_{\perp}^2),$$

где $x = \frac{p_{\parallel}}{E} = \frac{2p^*}{\sqrt{s}}$ – переменная Фейнмана, а $p_{\parallel}$ и $p_{\perp}$ – составляющие импульса, т.е. при больших энергиях инклюзивные сечения не зависят явно от энергии, а определяются масштабными переменными x и $p_{\perp}^2$ (гипотеза скейлинга).

Если

$$\langle n \rangle = \frac{1}{\sigma_{inel}} \int f(p_{\perp}^2, x) \frac{d^3p}{E},$$

то при учете асимптотического поведения $f(p, s)$ можно получить следующее соотношение:

$$\langle n \rangle \sim a \ln \frac{s}{m_{\pi}^2} + b,$$

т.е. в асимптотике должен наблюдаться логарифмический рост множественности.

4. Модель полюсов Редже дает следующее предсказание о поведении множественности с энергией

$$\langle n \rangle = a + b \ln s + \frac{d}{\sqrt{s}} + \frac{f \ln s}{\sqrt{s}},$$

т.е. более сложный логарифмический рост.

Сравнение с экспериментальными данными показывает, что наилучшее описание соответствует логарифмической зависимости средней множественности от s (пункты 3 и 4).

Рассмотрим далее распределение по множественности заряженных частиц $n_{\pm}$, т.е. разные виды функции $P_n(s) = \frac{\sigma_n(s)}{\sigma_{tot}}$. Можно, например, представить функцию $P_n(s)$ в виде распределения Пуассона. Распределение Пуассона или нормальное распределение может быть записано в терминах KNO -скейлинговых переменных z и $(D/\langle n \rangle)^2$, которые должны быть константами. Но Пуассон не описывает распределение заряженных частиц по множественности. Функция, близко соответствующая Пуассону, есть Гамма-распределение, которое может быть записано в виде

$$\langle n \rangle P_n^c = \frac{k^k}{\Gamma(k)} z^{k-1} e^{-kz},$$

$$z = n/\langle n \rangle, \quad k^{-1} = (D/\langle n \rangle)^2$$

и хорошо описывает полную множественность, но не подходит для описания распределения по множественности заряженных частиц.

Функция, которая успешно используется для описания распределения по множественности заряженных частиц, есть негативное биномиальное (NB) распределение

$$P_n = \binom{n+k-1}{n} p^k q^n,$$

где P_n – вероятность наблюдения величины n , в то время как ожидается величина k .

Негативное биномиальное (NB) распределение в терминах k и $\langle n \rangle$ имеет вид

$$\langle n \rangle P_n = \langle n \rangle \binom{n+k-1}{n} \frac{1}{(1+\langle n \rangle/k)^k} \left(\frac{\langle n \rangle/k}{1+\langle n \rangle/k} \right)^n,$$

$$\left(\frac{D}{n} \right)^2 = \frac{1}{k} + \frac{1}{\langle n \rangle}.$$

При этом если $\langle n \rangle \gg k > 1$, $NB \rightarrow \text{Gamma}$; если $k \rightarrow \infty$, $NB \rightarrow \text{Poisson}$.

NB -распределение хорошо описывает множественности заряженных частиц в ограниченной области псевдорapidности. При достаточно высоких $\langle n \rangle$ NB -распределение есть KNO -скейлинговая функция, если k не зависит от энергии. При фитировании распределений с различными энергиями вплоть до $\sqrt{s} = 900$ ГэВ было найдено, что параметр k уменьшается с энергией и KNO -скейлинг нарушается.

7.3 Импульсные спектры вторичных частиц

Импульсные спектры вторичных частиц несут интересную информацию о динамике процесса множественного рождения. Очень часто продольную и поперечную компоненты импульсов вторичных частиц рассматривают отдельно, и вводится предположение о независимости распределений по продольному и поперечному импульсам — так называемая „факторизация“. Тогда инклюзивное инвариантное сечение можно записать в виде

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = F_1(p_{\parallel}, s) F_2(p_{\perp}) = f(s, \mathbf{p}).$$

Соотношение между двумя составляющими импульса – продольной и поперечной хорошо видно на диаграмме Пейроу (рис. 75). Здесь по оси абсцисс отложена продоль-

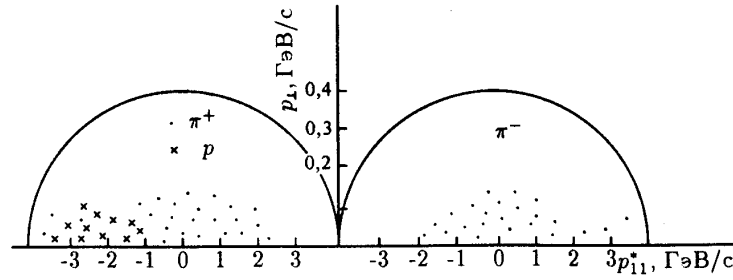


Рис. 75: Диаграмма Пейроу для π^-p -столкновения: точки – π^- - и π^+ -мезоны; крестики – протоны.

ная компонента импульса в СЦМ, а по оси ординат – поперечная компонента. Каждая частица изображается на диаграмме точкой. Разрешенная область (или фазовый объем), определяемая законами сохранения, заключена внутри полуокружностей. Из диаграммы видно, что для протонов и пионов продольные импульсы достигают кинематической границы, а поперечные импульсы – не достигают. Это важное различие в поведении продольной и поперечной компонент импульса вторичных частиц. Кроме того, продольная компонента зависит от многих кинематических особенностей, в то время как поперечная компонента является лоренц-инвариантом.

7.3.1 Поперечный импульс

Основные свойства поперечного импульса: 1) ограниченность $p_{\perp}$ и его малая величина; 2) слабая зависимость от энергии и природы первичной частицы. Эти свойства были впервые обнаружены в космических лучах, подтверждены данными ускорительных экспериментов и в настоящее время используются при построении многих теоретических моделей.

Распределение поперечных импульсов слабо зависит от энергии и множественности вторичных частиц. Оно показано на рис. 76.

Из рисунка видно, что интервал значений $p_{\perp}$ можно условно разбить на 3 области: область малых поперечных импульсов $p_{\perp} < 0.1$ ГэВ/с, область средних поперечных импульсов $0.1 < p_{\perp} < 1$ ГэВ/с и область больших поперечных импульсов $p_{\perp} > 1$ ГэВ/с.

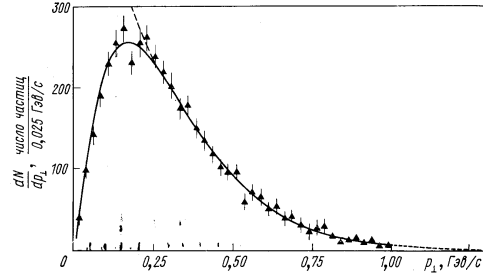
В процессах множественного рождения, идущих с большим сечением, основная доля вторичных частиц имеет поперечные импульсы, заключенные в области $p_{\perp} < 1$ ГэВ/с. Здесь распределение по $p_{\perp}$ можно описать экспоненциальной функцией

$$f(p_{\perp}) = Ae^{-Bp_{\perp}},$$

где $B \sim 6$. Величина среднего поперечного импульса, полученная экспериментально для пионов, составляет 350 МэВ/с, для каонов ~ 450 МэВ/с, для нуклонов ~ 500 МэВ/с. Средний поперечный импульс можно вычислить из соотношения:

$$\langle p_{\perp} \rangle = \frac{\int p_{\perp} f(p_{\perp}) dp_{\perp}^2}{\int f(p_{\perp}) dp_{\perp}^2} \approx \frac{A \int p_{\perp} \exp(-Bp_{\perp}) dp_{\perp}^2}{A \int \exp(-Bp_{\perp}) dp_{\perp}^2} = \frac{2}{B}.$$

а



б

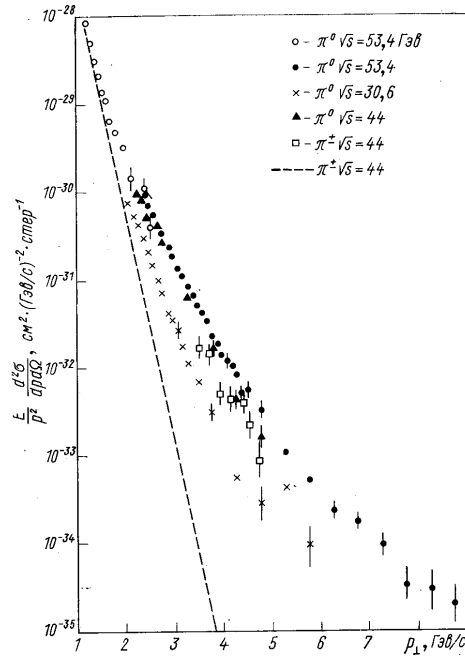


Рис. 76: Распределение поперечных импульсов: а – для области малых и средних поперечных импульсов; б – для области больших поперечных импульсов; штриховая линия – экстраполяция распределения из области $p_{\perp} < 1$ ГэВ/с.

Третья область содержит поперечные импульсы больше 1 ГэВ/с. В частности, эксперименты, проведенные на установке ПНК в ЦЕРН при энергии до 2000 ГэВ, показали, что с ростом энергии могут появляться вторичные частицы с большими $p_{\perp} \sim (3 \div 8)$ ГэВ/с. Вероятность появления таких частиц мала ($\sim 10^{-4}$). Кроме того, при значениях $p_{\perp} > 2$ ГэВ/с распределение по поперечным импульсам $f(p_{\perp})$ вместо экспоненциального становится степенным. Изменение формы распределения, переход на более пологую, степенную зависимость (рис. 76б) можно связать с проявлением внутренней структуры нуклонов. Можно предположить, что частицы с большими поперечными импульсами появляются в результате жестких (глубоко неупругих) соударений кварков из сталкивающихся нуклонов. После жесткого соударения прозаимодействовавшие кварки адронизуются и образуют струи адронов – потоки частиц, коллимированные в малом телесном угле (рис. 77а).

Образование струй в процессах сильного взаимодействия адронов интенсивно изучалось в экспериментах на ПНК- и SPS-коллайдерах в ЦЕРН.

Распределения по $p_{\perp}$ измерены до значений ~ 36 ГэВ/с.

Большинство теоретических моделей представляет инвариантное эффективное сечение для генерации частиц с $p_{\perp} > 2$ ГэВ/с в форме

$$A p_{\perp}^{-n} F(x_{\perp}, \theta^*),$$

где $x_{\perp} = 2p_{\perp}/\sqrt{s}$, θ^* – угол в СЦМ столкновения.

В измерениях на ПНК при $\sqrt{s}$ от 23 до 62 ГэВ и $x < 0.3$ было получено для π^0 -мезонов, генерирующихся под углом

90°, выражение вида

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = \frac{1.5 \cdot 10^{-26}}{p_{\perp}^8} \exp(-13x_{\perp}) \text{ см}^2 \text{ ГэВ}^2.$$

На рис. 77б показаны инвариантные эффективные сечения

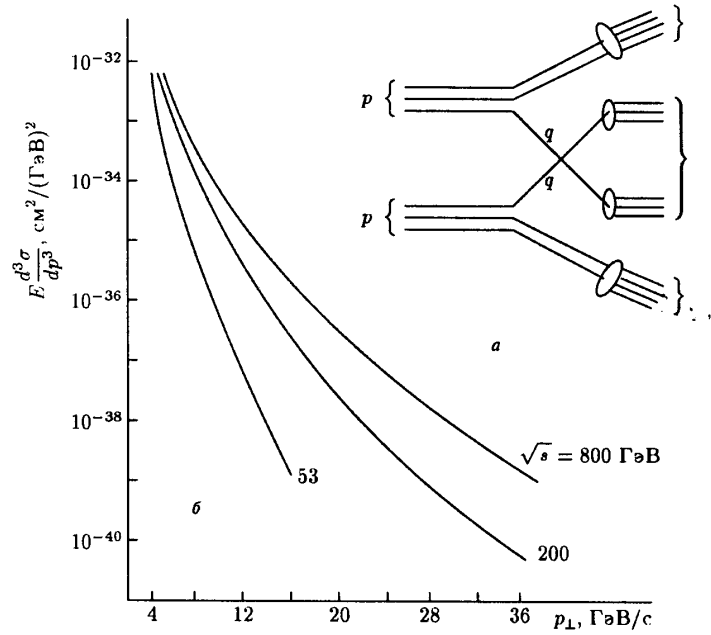


Рис. 77: Образование струй в процессах сильного взаимодействия: а – диаграмма жесткого соударения; б – инвариантное эффективное сечение для генерации π^0 -мезонов при разных энергиях.

для инклюзивной генерации π^0 -мезонов в зависимости от $p_{\perp}$, для $\sqrt{s} = 53, 200, 800$ ГэВ. Аналогичные зависимости

имеют место и для $\pi^\pm$ -мезонов, изменяются только значения нормирующих коэффициентов.

Полученные результаты хорошо интерпретируются в рамках КХД модели, рассматривающей процесс жесткого рассеяния кварков из сталкивающихся адронов по схеме рис. 77а.

Детальное исследование характеристик струй (множественности и природы частиц в них) выполняется на существующих ускорителях с встречными электрон-позитронными пучками, а также на SPS-коллайдере, на Тэватроне 1 (ФНАЛ) и на ускорителе LEP в ЦЕРН.

Зависимость поперечного импульса от природы первичной частицы слаба или отсутствует, т.е. для первичных частиц любой природы форма распределения по $p_\perp$ не меняется.

На рис. 78 показана найденная на опыте зависимость

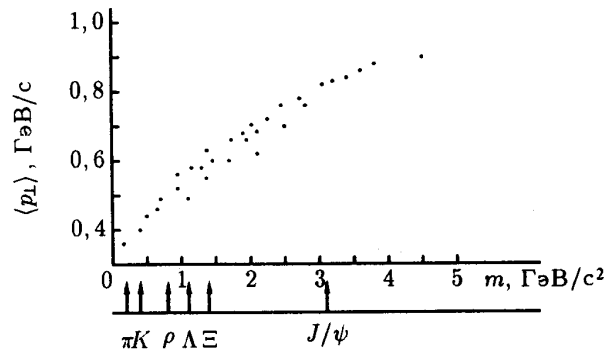


Рис. 78: Зависимость $\langle p_\perp \rangle$ от массы родившейся частицы или системы из n частиц, имеющей эффективную массу, равную m .

среднего значения поперечного импульса $\langle p_{\perp} \rangle$ от природы вторичной частицы. Из рисунка видно, что наблюдается некоторый рост $\langle p_{\perp} \rangle$ с ростом массы частицы. Наиболее наглядное объяснение этого эффекта существует в моделях гидродинамического типа. После образования возбужденной компаунд-системы начинается процесс ее остывания. Когда система остывает до температуры, соответствующей массе покоя какой-нибудь реальной частицы, она вылетает из системы. В конечном состоянии система охлаждается до температуры $kT \sim 140$ МэВ и распадается на пионы. Чем меньше температура системы, тем меньший поперечный импульс уносит частица. Этот же эффект лежит в основе объяснения наблюдаемого на опыте слабого роста $\langle p_{\perp} \rangle$ при увеличении энергии первичной частицы. На рис. 79 представлены результаты измерений $\langle p_{\perp} \rangle$, выпол-

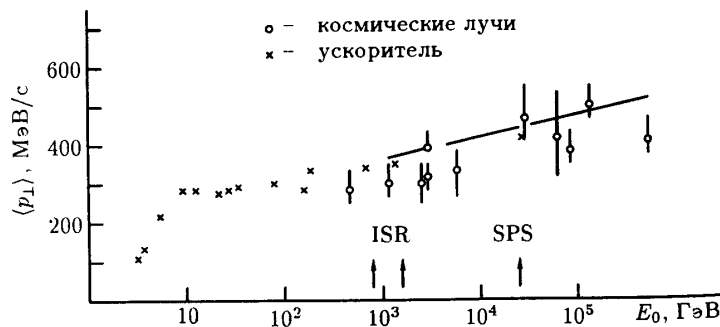


Рис. 79: Зависимость $\langle p_{\perp} \rangle$ от энергии первичной частицы: сплошная линия – расчет по гидродинамической модели.

ненных на ускорителях и в космических лучах.

7.3.2 Продольный импульс

Спектры продольных импульсов, измеренные в лабораторной системе координат и представленные в форме двойных дифференциальных сечений $\frac{d^2\sigma}{dp_{\parallel} dp_{\perp}}$, можно использовать для изучения процессов фрагментации налетающей частицы. Те же спектры, рассмотренные в зеркальной (антилабораторной) системе координат, дают сведения о процессах фрагментации частицы мишени.

Наиболее часто импульсные спектры анализируются в СЦМ соударения по переменной Фейнмана $x = 2p_{\parallel}^*/\sqrt{s}$. На рис. 80 показаны спектры в инвариантной форме $x \frac{d\sigma}{dx}$ для соударения частиц различной природы с протонами при энергии первичных частиц 100 ГэВ.

Главная особенность импульсных спектров для всех реакций – это четкое проявление эффекта лидирования. Спектры вторичных частиц, природа которых совпадает с природой налетающей частицы, имеют подобный вид и свидетельствуют о равномерном распределении энергии таких частиц по всему интервалу x от 0 до 1. Будем называть их лидирующими частицами, поскольку они уносят основную энергию после столкновения. Спектры лидирующих частиц характеризуют распределения коэффициентов неупругости, так как $x_{\text{лид}} = 1 - K$, где K – коэффициент неупругости соударения. Таким образом, изучая спектры лидирующих частиц по переменной x (или при высокой энергии по переменной $u = E_{\text{лид}}/E_0$ в L -системе), получаем информацию о важнейшем параметре взаимодействия – полном коэффициенте неупругости.

Спектры частиц иной, чем первичная частица, природы имеют на графике вид круто спадающих зависимостей.

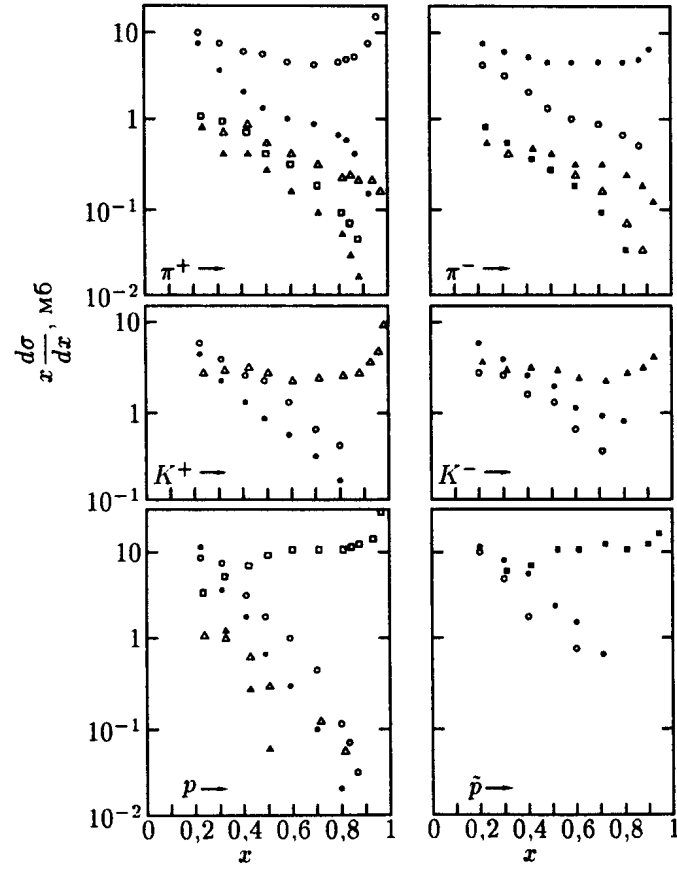


Рис. 80: Спектры частиц $x \frac{d\sigma}{dx}$ в зависимости от x после интегрирования по $p_\perp$, для первичной энергии 100 ГэВ. Вторичные частицы: белые кружки — π^+ ; белые треугольники — K^+ ; белые квадраты — p ; черные кружки — π^- ; черные треугольники — K^- ; черные квадраты — $\bar{p}$. Природа налетающей частицы показана на рисунке.

Однако эффект лидирования сказывается на быстроте падения дифференциальных сечений с x . Если вторичная частица имеет тот же электрический заряд, что и налетающая, то спектры более пологие, чем в том случае, когда знак заряда вторичной частицы противоположен знаку заряда налетающей частицы.

Из вида этих спектров можно получить долю частиц разной природы, рождающихся в различных соударениях.

Изучение спектров вторичных частиц при различных энергиях первичных позволяет ответить на вопрос о том, существует ли скейлинговое поведение спектров в области фрагментации налетающей частицы. Для этого необходимы эксперименты при *существенно* различных энергиях первичных частиц, так как отклонение от скейлингового поведения спектров незначительно и заключено в пределах $\sim 10\%$.

7.3.3 Коэффициент неупругости

Коэффициент неупругости определяет долю энергии, затраченной первичной частицей на образование новых частиц. Полный коэффициент неупругости $K = \Sigma E_i / E_0$, где E_i – энергия вторичной частицы i -той природы, E_0 – энергия первичной частицы. Для определения *полного* коэффициента неупругости суммируются энергии всех вторичных частиц, кроме энергии лидирующей частицы. Если же суммируются энергии частиц какой-либо одной природы (например, энергии π^0 -мезонов или $K^\pm$ -мезонов и т.д.), то определяется *парциальный* коэффициент неупругости. Можно определить полный коэффициент неупругости, измерив энергию, унесенную лидирующей (сохранившейся)

частицей – $E_{\text{лид}}$, тогда

$$K = 1 - \frac{E_{\text{лид}}}{E_0} = 1 - u_{\text{лид}}.$$

Отсюда видно, что распределение полных коэффициентов неупругости представляется импульсным спектром лидирующих частиц. Как уже упоминалось, при высоких энергиях переменная x и $u_{\text{лид}}$ совпадают. Таким образом, спектры лидирующих частиц, изображенные на рис. 80 для различных реакций, дают распределения полных коэффициентов неупругости в этих реакциях. Значения $x_{\text{лид}} = 1$ соответствуют значениям $K = 0$, т.е. упругим соударениям. Эта особенность подчеркивается ростом сечения в области $x_{\text{лид}} \rightarrow 1$ для лидирующих частиц любой природы. Данные об области $x < 0.2$, т.е. $K > 0.8$ в распределениях на рис. 80 отсутствуют. Следует отметить, что в распределениях для лидирующих протонов сечение начинает уменьшаться уже при значениях $x_{p_{\text{лид}}} = 0.5$. Сечение со значениями $x_{p_{\text{лид}}} = 0.2$ ($K = 0.8$) в два раза меньше, чем сечение с $x_{p_{\text{лид}}} = 0.5$. Этот эффект отсутствует в спектрах лидирующих частиц другой природы, не совпадающей с природой первичной частицы.

Указанное явление связано с сохранением барионного числа и приводит к тому, что среднее значение коэффициента неупругости для нуклонов составляет $K = 0.5$. Эффект сохранения в космических лучах проявляется при прохождении первичного космического излучения через атмосферу Земли, в ядерно-каскадном процессе, при образовании широких атмосферных ливней.

Именно в этой связи изучению полного и парциальных коэффициентов неупругости в космических экспериментах уделялось большое внимание. На рис. 81а,б,в показаны

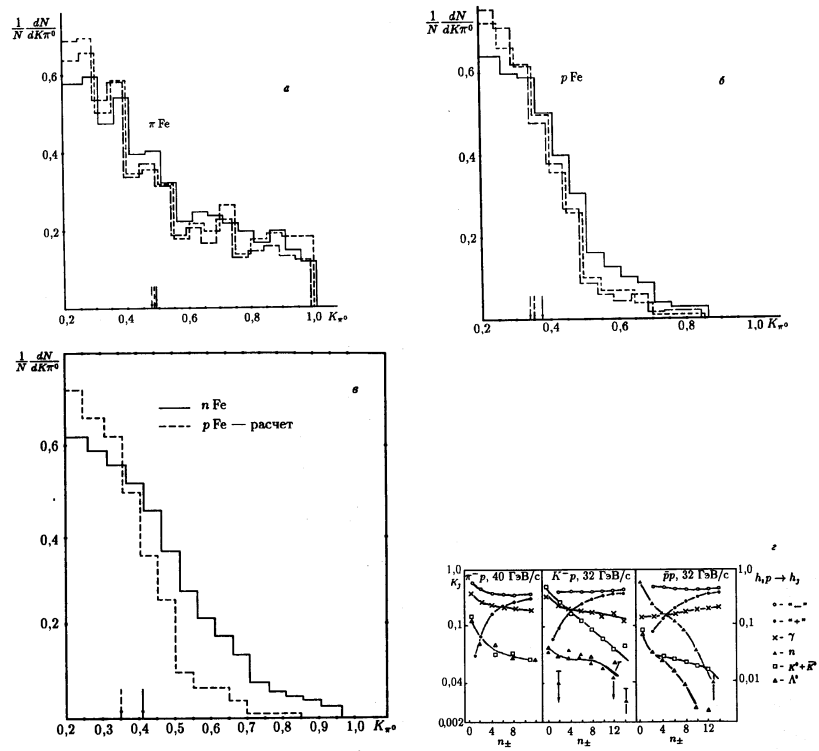


Рис. 81: Распределение парциальных коэффициентов неупругости при взаимодействии: а – пионов, б – протонов и в – нейтронов с ядрами железа; г – средние значения парциальных коэффициентов неупругости в зависимости от множественности заряженных частиц в π^-p , K^-p , $\bar{p}p$ -взаимодействиях для вторичных частиц различной природы.

распределения парциальных коэффициентов неупругости α при взаимодействии космических протонов, нейтронов и пионов с ядрами. Результаты получены на установке „Пион“ на высокогорной станции Арагац (3260 м над уровнем моря) при энергии первичных частиц от 500 до 1000 ГэВ.

Точные данные о значениях коэффициентов неупругости, зависимости его от энергии, от множественности и от природы сталкивающихся частиц получены в экспериментах на ускорителях (рис. 81г). Из этих же данных можно видеть, как зависят парциальные коэффициенты неупругости от природы налетающей частицы и от природы вторичных рождающихся адронов.

Для выяснения зависимости коэффициентов неупругости от энергии налетающей частицы необходимы данные экспериментов при более высоких энергиях, которые в настоящее время отсутствуют.

Из экспериментов, выполненных в космических лучах косвенными методами, можно сделать заключение, что коэффициенты неупругости, если и зависят от энергии, то очень слабо.

Изучение коэффициентов неупругости при взаимодействии нуклонов с атомными ядрами при ускорительных энергиях (до $200 \div 300$ ГэВ) показало практическое отсутствие какой-либо зависимости K от A – атомного номера ядра мишени при точности эксперимента, заключенной в пределах $10 \div 15\%$. Необходимы более детальные исследования.

7.3.4 Основные переменные, использующиеся при анализе угловых распределений вторичных частиц

Для исследования углового распределения могут быть использованы различные переменные. Например, можно изучать распределение $dN/d\Omega$, где $d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta$ – элемент телесного угла. Это распределение можно записать в виде

$$\frac{dN}{d\Omega} = \frac{1}{2\pi} \frac{dN}{d \cos \theta}.$$

Однако из-за сильного влияния кинематических эффектов в L -системе это распределение заключено в интервале самых малых значений аргумента и сильно зависит от величины s . Поэтому его трудно использовать для анализа экспериментальных результатов в L -системе. Чаще всего оно используется в C -системе. Удобнее другая форма представления углового распределения в переменной $\lambda = \lg \tan \theta$ или $\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2}$.

Величину η называют псевдобыстротой, так как она при высоких энергиях сталкивающихся частиц, когда $p = E$, совпадает с быстротой y :

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_{\parallel}}{E - p_{\parallel}} = \frac{1}{2} \ln \frac{E(1 + \cos \theta)}{E(1 - \cos \theta)} = -\ln \operatorname{tg} \frac{\theta}{2} = \eta.$$

Для анализа угловых распределений в эвентуальном подходе часто используются параметры γ_s и γ_c – лоренц-факторы симметричной S -системы и C -системы соответственно. Величины $\xi = \lg \frac{\gamma_s}{\gamma_c}$ или $\gamma_{sc} = \frac{1}{2} \left(\frac{\gamma_s}{\gamma_c} + \frac{\gamma_c}{\gamma_s} \right)$ характеризуют степень асимметрии индивидуального события, поэтому их называют параметрами асимметрии. В области

высоких энергий, когда $E_i = p_i = m_i$ ($c = 1$), γ_s определяется соотношением

$$\lg \gamma_s = -\langle \lg \tg \theta_i \rangle,$$

где θ_i – угол вылета частицы в L -системе, а

$$\gamma_c = \sqrt{\frac{E_0}{2m_t}},$$

где E_0 – энергия налетающей частицы, а m_t – масса частицы-мишени.

Другим параметром асимметрии углового распределения может служить величина α , определяемая как отношение

$$\alpha = \frac{n_f - n_b}{n_f + n_b},$$

где n_f и n_b – числа заряженных частиц, вылетающих вперед и назад в C -системе соответственно.

7.3.5 Угловые распределения в C -системе

Угловое распределение вторичных частиц в адрон-адронных соударениях при высоких энергиях резко анизотропно в C -системе (рис. 82), т.е. вторичные частицы, как правило, разлетаются в противоположных направлениях в виде двух струй адронов в системе центра масс соударения.

Однако эвентуальный анализ событий показывает, что в индивидуальных событиях разлет частиц может быть существенно асимметричен в C -системе.

На рис. 83 показано распределение событий по параметру асимметрии γ_{sc} для π^-p -соударений при 40 ГэВ/с. Оно имеет резко выраженный асимметричный характер.

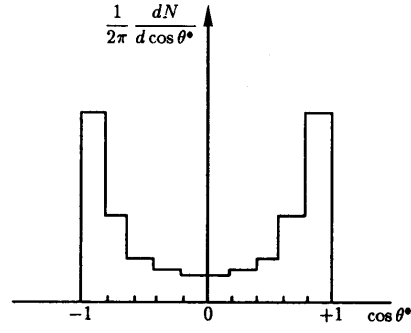


Рис. 82: Угловое распределение вторичных частиц в С-системе для pp -соударений.

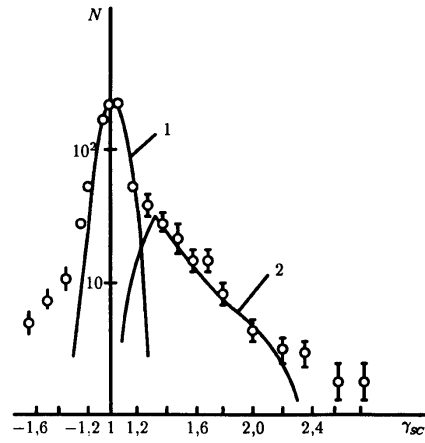


Рис. 83: Распределение событий по параметру γ_{sc} для π^-p -взаимодействий при 40 ГэВ/с: 1 – распределение погрешностей (гауссовская кривая с дисперсией $D^2 = 0,08^2$); 2 – распределение γ_{sc} в модели для $\pi\pi$ -соударения.

В случае pp -соударений аналогичное распределение описывается симметричной кривой гауссовского типа с дисперсией $D^2 = 0.14^2$, которая несколько шире, чем кривая 1 на рис. 83.

Такой вид угловых распределений хорошо согласуется с импульсными спектрами вторичных частиц, рассмотренных ранее, и свидетельствует о различии динамики взаимодействий пионов и протонов с нуклонами, обусловленном различием их кварковой структуры.

7.4 Распределения по η и y

Распределения вторичных частиц по псевдобыстроте интенсивно исследуются в экспериментах на крупнейших современных ускорителях в ЦЕРН и в Фермиевской национальной лаборатории. Результаты этих исследований показаны на рис. 84 для положительных значений η или y . В области $\eta < 0$ распределения полностью симметричны приведенным.

Гипотеза скейлинга требует, чтобы эффективные сечения $\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{d\eta}$ при $\eta = 0$ не изменялись с ростом энергии первичных частиц. Однако, как видно из рис. 84, это требование не выполняется, и скейлинг в центральной области не наблюдается при существующих энергиях. На рис. 85 показана зависимость $\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{d\eta}|_{\eta=0}$ от энергии. Очевидно, что это логарифмическая зависимость.

Исследование распределений по псевдобыстроте, а точнее по величине λ , интенсивно проводилось в середине 60-х годов в экспериментах с космическими лучами. Были получены результаты, аналогичные приведенным на рис. 84 (кривые 2 и 3). Провал в центральной области при $\lambda = 0$

был интерпретирован в ряде работ как результат образования в S -системе сгустков возбужденной материи – файр-болов, разлетающихся в противоположных направлениях в S -системе и распадающихся изотропно в собственной системе покоя. Однако, как показал тщательный анализ и сравнение переменных η и y , провал в центре распределения обусловлен кинематическими, а не динамическими эффектами.

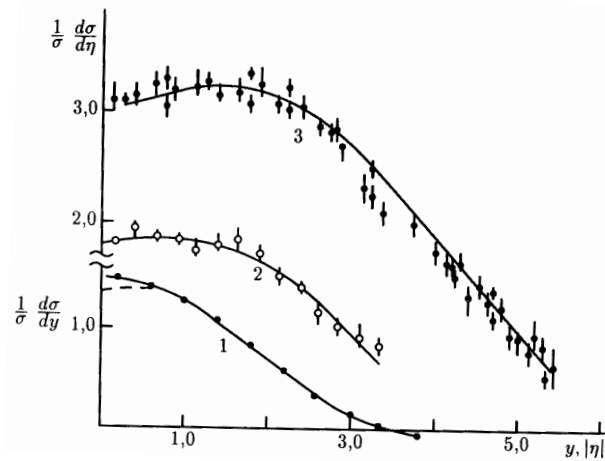


Рис. 84: Распределение вторичных заряженных частиц по псевдобыстроте и быстроте при разных энергиях соударяющихся нуклонов: 1 – для pp -соударений при $E_0 = 205$ ГэВ; 2 – pp -соударения при $\sqrt{s} = 53$ ГэВ, $E_0 = 1400$ ГэВ; 3 – pp -соударения, $\sqrt{s} = 540$ ГэВ, $E_0 = 1.4 \times 10^4$ ГэВ.

Различие между псевдобыстротой η и быстротой y состоит в том, что при вычислении быстроты требуется знание энергии и импульса, т.е. природы вторичной частицы.

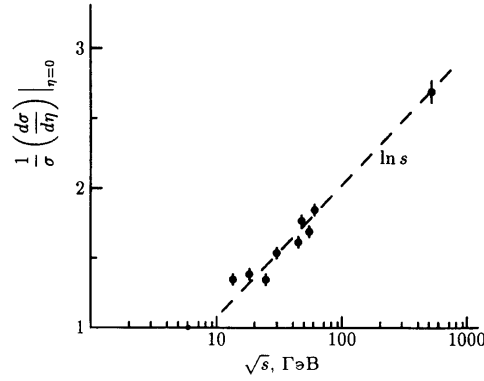


Рис. 85: Зависимость сечения в центральной области от энергии в C -системе.

Для вычисления псевдобыстроты необходим только угол вылета частицы θ . Следствием этого становится появление провала в распределении по η (или λ) и отсутствия такового в распределении по y (рис. 84, кривая 1, пунктиром показано распределение по η для этих же данных).

7.5 Дифракционная генерация

7.5.1 Введение

Особое место среди процессов множественного рождения частиц занимает явление дифракционной генерации. По многим характеристикам этот процесс сходен с процессом упругого рассеяния, что дает возможность провести аналогию с процессом классической дифракции световых волн и использовать оптические модели для описания общих свойств дифракционной генерации.

Однако явление неупругой дифракционной генерации принципиально отличается от упругого рассеяния, так как приводит к образованию новых вторичных частиц.

Явление дифракционной генерации (рис. 86) состоит

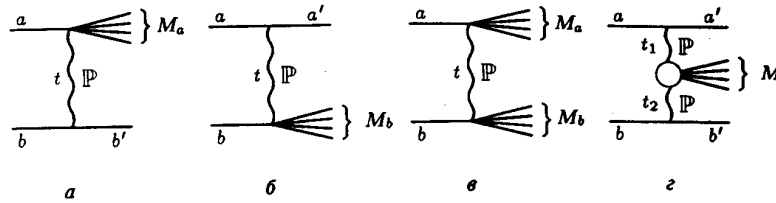


Рис. 86: Схема дифракционного процесса: а – с возбуждением налетающей частицы (σ'_D); б – с возбуждением нуклона-мишени (σ''_D); в – двойной дифракции (σ_{DD}); г – двухпомеронного обмена (σ_{DP}).

в том, что в поле нуклона-мишени налетающая частица возбуждается, а затем возбужденная система распадается и образует несколько быстрых частиц с импульсами, лежащими в области фрагментации возбуждающейся частицы. При этом квантовые числа возбужденной системы и нуклона-мишени не меняются. На языке Фейнмана этот процесс можно изобразить как обмен помероном.

Так как померон имеет нулевые квантовые числа, то обмен этой траекторией не приводит к изменению квантовых чисел в каждой из вершин. Нуклон-мишень получает небольшой импульс отдачи (рис. 86а).

Этот процесс может протекать и с возбуждением частицы-мишени (рис. 86б) или с возбуждением и налетающей частицы, и частицы-мишени (рис. 86в), а также посредством обмена двумя померонами – двухпомеронный

обмен (рис. 86г) или виртуальное померон-померонное взаимодействие.

Группа образующихся частиц с массой M_a^2 или M_b^2 имеет такие же квантовые числа (заряд, изоспин, барионное число, странность) как частица a или b . Спин и четность могут отличаться в соответствии с изменением орбитального момента группы частиц M_a или M_b .

7.5.2 Основные особенности процесса дифракционной генерации

Процессы дифракционной генерации удобно описывать в переменных M_x^2 , s и t , где $M_x^2 = (\mathcal{P}_a - \mathcal{P}_b)^2$ – квадрат эффективной массы системы частиц X , где $X = a$ или b , $t = (\mathcal{P}_b - \mathcal{P}_{b'})^2$ – квадрат четырех-импульса, переданного адрону, оставшемуся невозбужденным, $s = (\mathcal{P}_a + \mathcal{P}_b)^2$ – квадрат полной энергии столкновения в СЦМ.

В приближении больших энергий $\sqrt{s}$ и малых эффективных масс M_X связь между этими переменными дается соотношениями

$$1 - x \approx \frac{(M_X^2 - m_h^2)}{s} \approx \frac{M_X^2}{s}, t = -(\mathcal{P}_{b'_\perp})^2$$

при $s \rightarrow \infty$, $M_X^2 \approx m_h^2$. Здесь x – переменная Фейнмана, $x = 2p_{\parallel}^*/\sqrt{s}$, m_h – масса адрона a или b , $p_{\parallel}$ и $p_{\perp}$ – продольная и поперечная компоненты импульса.

Отсюда масса образовавшейся дифракционной системы будет следующей:

$$M_X^2 = (1 - x)s + m^2 = \left(1 - \frac{2p_{\parallel}^*}{\sqrt{s}}\right)s + m^2 = s + m^2 - 2p_{\parallel}^*\sqrt{s}.$$

7.5.3 Характеристики дифракционного рождения

Средняя множественность в событиях с дифракционной генерацией $\langle n_{\pm} \rangle_0$ меньше, чем полная средняя множественность при данной энергии. В интервале энергий 100–400 ГэВ в pp -столкновениях

$$\langle n_{\pm} \rangle_D \sim \frac{1}{2} \langle n_{\pm} \rangle.$$

Низкая множественность в процессах дифракционной генерации объясняется преимущественным рождением малых масс.

Эксперименты показывают, что средняя множественность дифракционных частиц в интервале M^2 от 10 до 400 (ГэВ)² может быть описана логарифмической зависимостью

$$\langle n_{\pm} \rangle_D = a + b \ln M^2$$

для π^-p - и pp -взаимодействий. При этом коэффициент b одинаков для π^-p - и pp -взаимодействий, т.е. множественность дифракционных частиц не зависит от сорта сталкивающихся частиц и от начальной энергии.

Полное сечение дифракционной генерации складывается из сечений различных каналов:

$$\sigma_{D_{tot}} = \sigma'_D + \sigma''_D + \sigma_{DD} + \sigma_{DP},$$

где σ'_D и σ''_D определяют сечение дифракционной генерации в одной из вершин (рис. 86), σ_{DD} – сечение двойной дифракционной генерации, σ_{DP} – сечение двухпомеронной дифракции, σ_{DP} – сечение мало, примерно на три порядка меньше полного.

Эксперименты показывают слабую зависимость сечения дифракционной генерации σ'_D от первичной энергии; при энергиях 300–400 ГэВ эта зависимость может быть представлена в виде

$$\sigma'_D \sim s^{-0.35}.$$

Дифференциальное сечение $\frac{d\sigma}{dt}$ также является важной характеристикой дифракционного процесса. Поведение $\frac{d\sigma}{dt}$ для малых углов рассеяния можно описать экспоненциальной зависимостью

$$\frac{d\sigma}{dt} = A \exp[-B_D(M^2)t],$$

где B_D – наклон дифракционного конуса, который определяется только величиной M_X^2 и не зависит от начальной энергии взаимодействия.

При увеличении размеров мишени, например при дифракционном процессе на ядре, состоящем из A нуклонов, должны уменьшаться углы разлета вторичных частиц. Таким образом, углы разлета могут служить отличием дифракционных процессов рождения частиц, идущих на ядре в целом, от процессов на отдельных нуклонах ядра.

7.6 Теоретические модели. Механизмы множественной генерации частиц

При описании множественных процессов возникают как математические трудности, связанные с наличием многих частиц, так и трудности из-за отсутствия единой теории сильных взаимодействий. Существует много моделей, описывающих те или иные особенности множественных про-

цессов. Исторически раньше других появились модели статистического и гидродинамического типа, затем возникли мультипериферические модели.

7.6.1 Статистическая и гидродинамическая модели

Тот факт, что в результате множественного рождения возникает большое число частиц, наводит на мысль об установлении статистического равновесия в процессе взаимодействия. Первоначальный вариант *статистической модели* для описания множественных процессов был предложен Э.Ферми в 1959 году. В его работе использовалась модель идеального газа. Сечение процесса $a + b \rightarrow c_1 + c_2 + \dots + c_n$ можно представить как произведение структурной функции на инвариантный фазовый объем:

$$d^3\sigma = f_n(\mathcal{P}_1, \dots, \mathcal{P}_n, s) \prod_{i=1}^n \frac{d^3p_i}{E_i}.$$

По гипотезе Ферми сечение процесса множественного рождения должно быть пропорционально фазовому объему, т.е. $f_n(\mathcal{P}_1, \dots, \mathcal{P}_n, s) = \text{const}$. Модель, при которой весь фазовый объем равномерно заполнен состояниями системы, называется *статистической*. Процесс множественного рождения в этом случае состоит в следующем: сталкивающиеся адроны образуют общую систему, в которой выделяется вся их энергия, определяющая температуру системы T . Внутри объема системы происходит сильное взаимодействие квантов ядерного поля, в результате чего в объеме устанавливается равновесное состояние, которое можно рассматривать статистически. Объем системы

Ω представляет собой лоренцево сжатую сферу радиуса сильных взаимодействий $r_0 = \hbar/m_\pi c$:

$$\Omega = \frac{4}{3} \frac{\pi r_0^3}{\gamma_c} = \frac{\Omega}{\gamma_c},$$

где $\gamma_c = E^*/mc^2$, E^* – полная энергия в СЦМ. После взаимодействия начинается разлет частиц, во время которого по предположению Ферми частицы не взаимодействуют, что позволяет описать состояние системы с помощью уравнений термодинамики идеального газа.

Используя закон Стефана–Больцмана, который для плотности энергии ε дает зависимость $\varepsilon \sim (kT)^4$, Ферми получил

$$E^* \sim \Omega (kT)^4, \quad \Omega = \frac{\Omega_0}{\gamma_c} = \frac{\Omega_0 mc^2}{E^*}, \quad E^* \sim \frac{\Omega_0 mc^2}{E^*} (kT)^4,$$

$$E^{*2} \sim \Omega_0 mc^2 (kT)^4, \quad E^* \sim \sqrt{\Omega_0 mc^2} (kT)^2.$$

При равномерном распределении энергии по степеням свободы энергия каждой частицы пропорциональна kT , а полное число частиц связано с энергией E^* соотношением

$$n = \frac{E^*}{kT} \sim (E^*)^{1/2} \sim E^{1/4},$$

где E – энергия в лабораторной системе.

Таким образом, статистическая модель предсказывает зависимость множественности от энергии в виде $E^{1/4}$. Другие варианты статистической модели предсказывают иные зависимости: $n \sim E^{1/3}$ и $n \sim E^{1/2}$, но во всех случаях они являются степенными. В этих моделях частицы образуются фактически в момент столкновения.

Точка зрения Ферми подверглась критике со стороны Л.Д.Ландау. Действительно, в первый момент взаимодействия, когда образовалась общая система и между частицами системы существует сильное взаимодействие, нельзя вообще говорить о числе частиц, так как в результате сильного взаимодействия они непрерывно рождаются и исчезают. Такой процесс будет происходить до тех пор, пока частицы взаимодействуют между собой. Число частиц определится лишь на второй стадии взаимодействия, в момент разлета, когда частицы разойдутся настолько, что перестанут взаимодействовать. Это произойдет тогда, когда энергия системы упадет до значения, определяемого массой самого легкого адрона — π -мезона

$$E \sim kT_{\text{кр}} \sim m_{\pi}c^2.$$

В процессе расширения системы отдельные частицы испытывают ускорение, вызванное эффектом взаимного давления: состояние системы при этом похоже на жидкое, поэтому Ландау применил законы гидродинамики к системе частиц, движущихся с релятивистскими скоростями. Теория Ландау получила название *гидродинамической*.

Сравним предсказания этих двух теорий о характеристиках множественных процессов с экспериментальными результатами.

Рассмотрим *состав вторичных частиц*. Согласно теории Ферми, вторичные частицы образуются при высокой температуре возбужденной системы, а именно $kT \gg mc^2$, поэтому могут образовываться частицы различной массы, в том числе и нуклоны. Число частиц различной массы будет определяться только числом возможных состояний для тех или иных частиц. Например, соотношение числа

вторичных нуклонов и пионов должно быть $N_p: N_\pi = 8:3$, так как число возможных состояний для π -мезонов есть 3 (π^+ , π^- , π^0), а для нуклонов — 8 (n , p , $\bar{n}$, $\bar{p}$ со спином $1/2$ и столько же состояний со спином $-1/2$). Однако это предсказание не согласуется с экспериментом, который дает среди вторичных частиц 80% пионов.

По теории Ландау система быстро остывает до более низкой температуры $kT_{\text{кр}} \sim m_\pi c^2$, что приводит в основном к образованию пионов, а другие частицы образуются реже и вылетают по мере остывания системы.

Множественность вторичных частиц теории Ферми и Ландау описывают одинаково:

$$n \sim E^{1/4}.$$

Эксперимент не согласуется с этим предсказанием. Последние результаты, полученные на коллайдере в ЦЕРН при энергии $4 \cdot 10^{14}$ эВ, однозначно аппроксимируются логарифмической зависимостью.

Угловые распределения вторичных частиц по теории Ферми и теории Ландау различны. Теория Ферми предсказывает изотропное распределение вторичных частиц, так как в начальной стадии процесса устанавливается равновесие и энергия равномерно распределяется по степеням свободы. В теории Ландау из-за сильного взаимодействия между частицами на стадии разлета необходимо рассматривать уравнения движения жидкости. Поскольку в первый момент объем системы подвержен релятивистскому сжатию, то расширение носит вначале одномерный характер и приводит к резко анизотропному распределению вторичных частиц, что согласуется с экспериментом.

Поперечный импульс $p_\perp = p \sin \theta = p^* \sin \theta^*$ зависит от

теплового движения частиц в объеме системы. По теории Ферми этот импульс будет определяться температурой в начальный момент, которая зависит от E^* : $T \sim \sqrt{E^*}$. Это означает, что поперечный импульс должен увеличиваться с энергией (рис. 87).

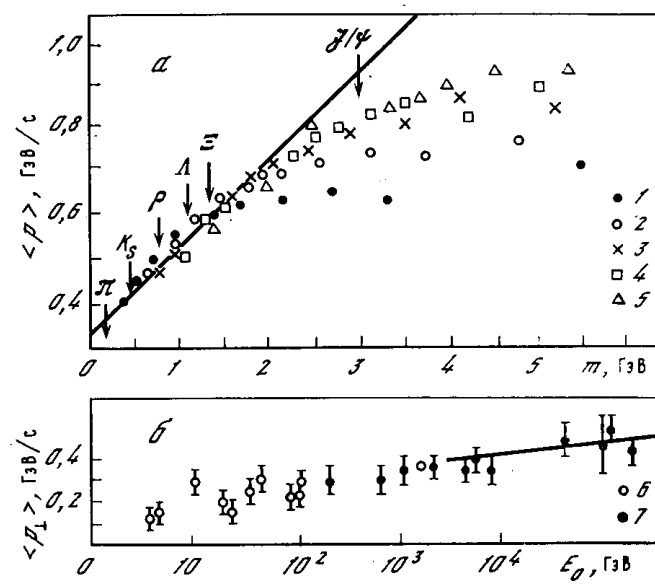


Рис. 87: Зависимость средних поперечных импульсов: а – от массы рождающихся частиц m (1–5 – 2π , 3π , 4π , 5π , 6π соответственно) и б – от энергии налетающей частицы (6, 7 – результаты работ, выполненных на ускорителях и в космических лучах. Предсказания гидродинамической теории показаны сплошной линией).

По теории Ландау, как мы видели выше, обмен энергией между частицами системы продолжается до $kT_{\text{кр}} \sim m_{\pi}c^2$, поэтому поперечный импульс будет определяться величиной $p_{\perp}^* \sim m_{\pi}c^2$ и слабо зависеть от энергии взаимодействия. Это предсказание теории Ландау очень хорошо согласуется с опытом.

7.6.2 Мультипериферическая модель

Рассмотренные выше схемы взаимодействий, когда два вступающих в реакцию адрона передают всю свою энергию в общую систему и сами находятся в этой же системе, описывают *центральное соударение*. Но можно представить и другой механизм взаимодействия: нуклоны не образуют общей системы, а обмениваются квантами ядерного поля. Наиболее простым является случай, когда обмениваемая частица – пион. Такие взаимодействия называются *периферическими* (рис. 88).

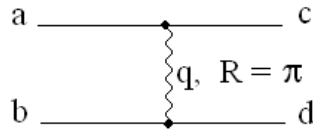


Рис. 88: Диаграмма Фейнмана для периферического соударения.

Внутренняя линия на диаграмме соответствует обмену виртуальной частицей с 4-импульсом q , в результате чего происходит изменение состояний первичных частиц a и b и их превращение в

частицы c и d . При этом от частицы a к частице c или от частицы b к частице d передается 4-импульс $q^2 = (\mathcal{P}_a - \mathcal{P}_c)^2 = (\mathcal{P}_b - \mathcal{P}_d)^2$. Среди всех адронов наименьшую массу имеет π -мезон, поэтому обмен пионом наиболее вероятен. Сложность процесса сильного взаимодействия состоит в том,

что обмениваемой частицей могут быть и другие адроны, а также реджеоны.

Процессы с большой множественностью вторичных частиц можно интерпретировать как целую цепь пион-пионных или других столкновений, в результате которых образуются отдельные частицы или пары частиц, или резонансы. Схематически такое взаимодействие можно представить в виде гребенки (лесенки, мультипериферической лесенки), где вторичные частицы или группы частиц с 4-импульсами $\mathcal{P}_i$ рождаются в узлах мультипериферической цепочки вместе с виртуальными частицами, характеризуемыми 4-импульсами q_i .

Такая диаграмма показана на рис. 89. Здесь адрон a

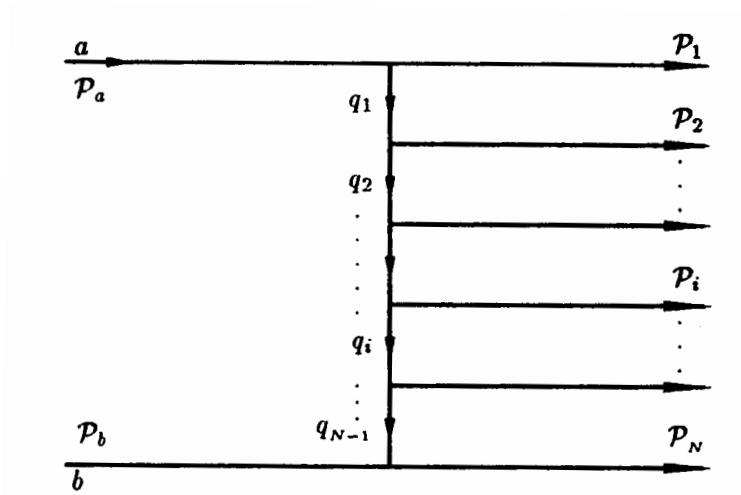


Рис. 89: Мультипериферическая диаграмма процесса множественного рождения.

испускает две частицы с 4-импульсами $\mathcal{P}_1$ и q_1 , одна из

которых опять испускает две частицы $\mathcal{P}_2$ и q_2 , и так далее, пока не образуется достаточно медленный адрон с 4-импульсом q_{N-1} . Этот медленный адрон взаимодействует с покоящимся адроном b .

В основе мультипериферической модели лежит фундаментальный экспериментальный факт – ограниченность поперечных импульсов ($\langle p_{\perp} \rangle \approx 0.35$ ГэВ). Из эксперимента известно также, что процессы взаимодействия адронов при высоких энергиях происходят с малыми передачами энергии и импульса между взаимодействующими частицами. Из этих фактов можно сделать вывод о том, что обмен адронами в процессе взаимодействия происходит состояниями с небольшими массами, например пионами, ρ -мезонами и др. В соответствии с принципом неопределенности малые поперечные импульсы соответствуют большим прицельным параметрам, что и приводит к понятию периферичности взаимодействия.

При создании мультипериферической модели имелись в виду следующие постулаты:

- 1) ограниченность и приблизительное постоянство поперечного импульса $p_{\perp}$;
- 2) ограниченность отношения величин продольных импульсов соседних частиц и независимость этого отношения от первичной энергии:

$$x_i = p_i/p_{i-1} < 1;$$

- 3) слабая зависимость процесса испускания частиц из данного узла мультипериферической цепочки от состояний частиц, испускаемых в других узлах. В предельном случае считается, что испускание частиц в различных узлах происходит независимо.

Основные выводы мультипериферической модели следующие:

1. Вследствие конечности всех x_i и ограниченности $p_{\perp i}$ разность быстрот частиц, испускаемых в соседних узлах мультипериферической гребенки, не зависит от первичной энергии:

$$\Delta y_i = y_{i+1} - y_i \approx \ln[x_{i+1} m_{\perp i} / m_{\perp i+1}],$$

где $m_{\perp i}$ – поперечная масса.

В среднем все интервалы Δy_i примерно одинаковы, распределение вторичных частиц по быстрой будет равномерным:

$$dN/dy \approx \text{const.}$$

2. Множественность определяется числом частиц, испускаемых узлами мультипериферической гребенки, т.е. dN/dy . Тогда множественность вторичных частиц логарифмически растет с энергией:

$$\langle n \rangle \approx \int_{y_b}^{y_a} \frac{dN}{dy} dy \approx a \ln(y_a - y_b) + b = a \ln \frac{s}{m^2 + p_{\perp}^2} + b.$$

Константа „ b “ возникает из-за того, что в распределении по быстрой для самых крайних частиц условие $x_i = p_i/p_{i-1} < 1$ не выполняется. Константа „ a “ есть сечение взаимодействия при $y^* = 0$.

На рис. 90 представлены ожидаемые распределения по быстрой при высоких энергиях в статистической и мультипериферической моделях в лабораторной системе и системе центра масс.

Область II на рис. 90а, где сечение постоянно, называется *центральной* или областью *пионизации*, I и III –

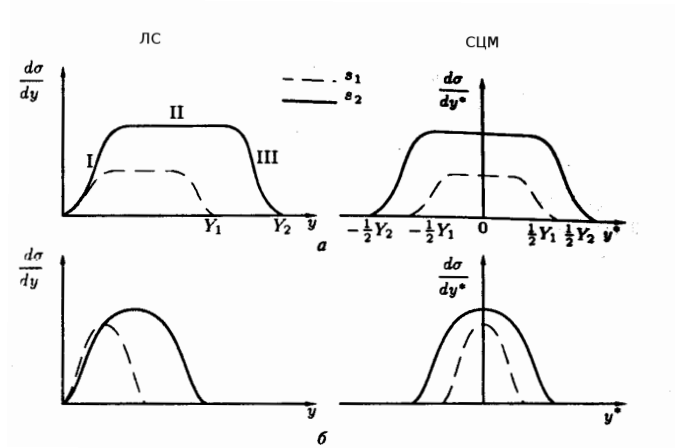


Рис. 90: Распределение по быстройте при энергиях $\sqrt{s_1}$ и $\sqrt{s_2}$ ($s_1 < s_2$): а – в мультипериферической, б – в статистической моделях.

областями *фрагментации* мишени и налетающей частицы соответственно. Эксперименты показывают, что, действительно, среди вторичных частиц наблюдаются частицы различных типов. Основная группа частиц очень многочисленна, импульсы в СЦМ почти не меняются с увеличением энергии столкновения. Это частицы пионизации.

Другие частицы имеют импульсы, пропорциональные импульсу налетающей частицы. Они относятся к области фрагментации налетающей частицы (область III). К этой же самой области относятся и *лидирующие частицы*, т.е. частицы, уносящие большую долю первичной энергии.

К области фрагментации мишени относятся самые медленные в лабораторной системе частицы (область I).

Распределение по быстройте было получено во многих экспериментах и показано, что вплоть до энергий 10^{12} эВ

плато в пионизационной области не наблюдается, при этом ширина распределения растет с ростом энергии. Существование плато означает, что распределение не зависит от y .

В СЦМ распределение по y^* симметрично, и границы изменения y^* заключены в пределах от $-\frac{Y}{2}$ до $+\frac{Y}{2}$. На краях распределение не постоянно, а спадает до 0 при приближении к кинематическому пределу, т.е. является функцией $y^* - \frac{Y}{2}$ в области III и $-y^* + \frac{Y}{2}$ в области I.

Учитывая, что

$$y^* = \frac{1}{2} \ln \frac{E^* + p^* \cos \theta^*}{E^* - p^* \cos \theta^*}$$

и

$$y = \ln \frac{s}{m^2 + p_{\perp}^2}$$

при очень высоких энергиях, когда $p_{\parallel}^* \gg p_{\perp}$ и $E^* \gg mc^2$ (в области фрагментации это выполняется при энергии $\sqrt{s} \geq 10$ ГэВ), получим

$$y^* - \frac{Y}{2} = \frac{1}{2} \ln \frac{E^* + p^* \cos \theta^*}{E^* - p^* \cos \theta^*} - \frac{1}{2} \ln \frac{s}{m^2 + p_{\perp}^2} = \ln \frac{2p_{\parallel}^*}{\sqrt{s}}.$$

Таким образом, в областях фрагментации сечение есть функция величины $x = \ln \frac{2p_{\parallel}^*}{\sqrt{s}}$, называемой переменной Фейнмана. Переменную Фейнмана x можно записать в виде $x = p_{\parallel}^*/p_{\max}^*$, где $p_{\max}^*$ – максимальный импульс в СЦМ, тогда видно, что x изменяется от -1 до $+1$, а области фрагментации в переменных x будут заключены в пределах

$$\frac{2\sqrt{m^2 + p_{\perp}^2}}{\sqrt{s}} \leq x \leq 1 \quad \text{и} \quad -1 \leq x \leq \frac{2\sqrt{m^2 + p_{\perp}^2}}{\sqrt{s}}.$$

Например, при первичной энергии $E_0 = 20$ ГэВ x изменяется в пределах от $+0.19$ до -0.19 .

Термин „фрагментация“ появился из наглядной картины возникновения нескольких лидирующих частиц: первичная частица в момент столкновения переходит в возбужденное состояние, а затем разваливается на фрагменты (адроны). Примером такого явления может служить образование в pp -столкновениях барионного резонанса, который затем распадается на протон и пион, или дифракционная генерация.

7.6.3 Масштабная инвариантность

Как показывает опыт, многие физические процессы описываются законами, зависящими лишь от отношения каких-либо величин. Так, число частиц в электромагнитном ливне при энергии E гораздо больше критической является функцией только отношения первичной энергии E_0 к E и при фиксированном отношении E_0/E не зависит от энергии. Такое свойство физического процесса, когда уравнения, описывающие этот процесс, не изменяются при одновременном изменении всех расстояний и отрезков времени в одно и то же число раз, называется *масштабной инвариантностью*, или *скейлингом*.

Так как масса частиц в отсутствие гравитационных возмущений есть величина постоянная, не зависящая от масштабных преобразований, то для обнаружения свойства скейлинга необходимы энергии, значительно большие, чем масса самого тяжелого адрона. В настоящее время известны адроны, имеющие массу ~ 10 ГэВ.

В применении к анализу множественных процессов ги-

гипотеза о масштабной инвариантности (скейлинге), была высказана в 1969 году Р.Фейнманом и Л.Янгом. Они предположили, что структурные функции $E \frac{d^3\sigma}{d^3p} = f(x, p_\perp, s)$ при приближении к очень высоким энергиям (или в „асимптотическом пределе“) не должны зависеть от полной энергии столкновения $\sqrt{s}$, т.е. должны быть масштабно инвариантны:

$$\lim_{s \rightarrow \infty} f(s, x, p_\perp^2) = f(x, p_\perp^2). \quad (1)$$

Это свойство и было названо скейлингом, или автомодельностью.

При скейлинге структурные функции в области фрагментации и в области пионизации не должны зависеть от энергии, т.е.

$$f(\mathbf{p}, s) \equiv f(p_\perp).$$

Поведение сечения в случае скейлинга в зависимости от быстроты y в СЦМ показано на рис. 91.

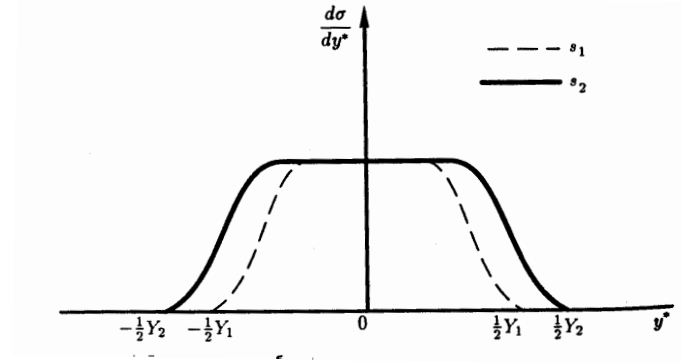


Рис. 91: Распределение по быстроте, ожидаемое в случае скейлинга для энергий $\sqrt{s_1}$ и $\sqrt{s_2}$ ($s_1 < s_2$) в СЦМ.

Для экспериментальной проверки гипотезы скейлинга можно пользоваться следствиями из формулы (1):

1) рост множественности с энергией должен быть логарифмическим вследствие логарифмического расширения центральной, пионизационной области

$$\langle n \rangle = a \ln \frac{s}{m^2 + p_{\perp}^2} + b;$$

2) средний поперечный импульс ограничен –

$$\langle p_{\perp} \rangle = \text{const};$$

3) средний коэффициент неупругости ограничен –

$$\langle K \rangle = \text{const}.$$

Сейчас известно, что до энергий 10^{12} эВ сечения зависят от s и масштабно-инвариантное поведение структурных функций не достигается.

В модели *предельной фрагментации* рассматривается поведение сечений в областях фрагментации мишени и налетающей частицы при $s \rightarrow \infty$. В этих областях в случае скейлинга сечения также не должны зависеть от энергии. Эксперименты показывают, что в области фрагментации зависимость сечения от s слабая.

Экспериментальная проверка гипотезы скейлинга является важнейшей задачей физики высоких энергий.

7.6.4 Введение в квантовую хромодинамику

Эксперименты по глубоко неупругому ep -рассеянию показали, что нуклоны не являются точечными объектами. Согласно гипотезе, выдвинутой Р.Фейнманом в 60-х годах,

адрон можно рассматривать как систему, состоящую из точечных объектов, называемых партонами (от английского слова *part* – часть). В модели партонов считается, что адрон участвует во взаимодействиях лишь некоторой своей частью (партоном), несущей определенную долю 4-импульса адрона. В первом приближении партоны рассматриваются как точечные частицы, испытывающие только упругие соударения. Партоны должны обладать специфическими свойствами. Так, партоны должны существовать в квазисвободном состоянии достаточно долгое время, т.е. энергия, передаваемая партону при взаимодействии, должна быть настолько велика, чтобы можно было пренебречь взаимодействием партонов внутри адрона за время лептон-адронного взаимодействия.

В процессах с небольшой передачей энергии и импульса, например при упругом *ep*-рассеянии, партоны себя не проявляют. Это означает, что в этих случаях происходит когерентное взаимодействие между электроном и протоном.

В 1964 году М.Гелл-Маном и Г.Цвейгом (США) была высказана гипотеза о кварках. В настоящее время принято, что партоны и кварки тождественны друг другу. В кварк-партонной модели полагается, что кварки и глюоны и есть партоны.

Сейчас установлено существование шести разновидностей (ароматов) кварков: u , d , s , c , b , t . Названия кварков происходят от английских слов *up*, *down*, *strange*, *charm*, *beauty*, *truth*. Различают токовые и составляющие кварки. Массы токовых кварков таковы: $m_u \sim 5$, $m_d \sim 7$, $m_s \sim 150$ МэВ, $m_c \sim 1.3$, $m_b \sim 4.5$, $m_t \geq 174$ ГэВ.

Свойства кварков представлены в табл. 24. Все кварки

Таблица 24: Свойства кварков

Тип кварка	Масса составляющего кварка, МэВ	Электрический заряд q/e	Изотопический спин I	Странность, s	Барионное число B	Очарование c	Красота b	Истинность t
u	~ 300	$+2/3$	$1/2$	0	$+1/3$	0	0	0
d	~ 350	$-1/3$	$-1/2$	0	$+1/3$	0	0	0
s	~ 450	$-1/3$	0	-1	$+1/3$	0	0	0
c	~ 1500	$+2/3$	0	0	$+1/3$	1	0	0
b	~ 4500	$-1/3$	0	0	$+1/3$	0	-1	0
t	$\simeq 174000$	$+2/3$	0	0	$+1/3$	0	0	1

имеют спин $\frac{1}{2}$.

Согласно кварковой гипотезе барионы состоят из трех кварков, мезоны – из кварка и антикварка. Например, протон состоит из двух u -кварков и одного d -кварка ($p = uud$), нейтрон – из двух d -кварков и одного u -кварка ($n = ddu$), π^+ -мезон – из u -кварка и $\bar{d}$ -кварка ($\pi^+ = u\bar{d}$). Странные частицы содержат странный s -кварк ($K^+ = u\bar{s}$, $K^0 = d\bar{s}$).

Частицы состоят из конститuentных кварков, окруженных глюонами и имеющих море $q\bar{q}$ -пар. Глюоны (от английского слова glue – клей) – гипотетические электрически нейтральные частицы со спином 1 и нулевой массой покоя, являющиеся переносчиками сильного взаимодействия между кварками и антикварками. Глюоны – это кванты глюонного поля, создаваемого кварками и антикварками. Глюоны находятся в таком же соответствии с глюонным полем, как фотон с электромагнитным полем. Глюон так же, как и фотон, относится к классу векторных бозонов (частиц со спином, равным 1, и отрицательной четностью). Но в отличие от фотона, создающего одно

фотонное поле, глюон существует в восьми разновидностях, которым соответствуют восемь глюонных полей. Дело в том, что каждый глюон несет два заряда – цветовой (желтый $\mathcal{Y}$, или синий $\mathcal{B}$, или красный $\mathcal{R}$) и антицветовой ($\bar{\mathcal{Y}}$, или $\bar{\mathcal{B}}$, или $\bar{\mathcal{R}}$). Эти названия чисто условны и никакого отношения к обычным оптическим цветам не имеют. Из трех цветов и трех антицветов можно построить 9 парных комбинаций, одна из которых полностью симметрична относительно цветов и поэтому бесцветна. Остальные 8 комбинаций и составляют 8 глюонных полей.

Испуская и поглощая глюоны, кварки участвуют в сильном взаимодействии. Считается, что каждый кварк существует в виде трех разновидностей, отличающихся цветом (желтый, красный, синий). При взаимодействии кварков их цвет изменяется. Например, если красный кварк испускает глюон типа $\bar{\mathcal{Y}}\mathcal{R}$ (что соответствует поглощению антицвета $\bar{\mathcal{Y}}\mathcal{R}$), то он переходит в желтый кварк.

Условное обозначение цветами разных состояний кварков и глюонов дало название и теории взаимодействия кварков и глюонов – *квантовой хромодинамике* (КХД), построенной по аналогии с квантовой электродинамикой (КЭД).

Экспериментальным подтверждением КХД стало обнаружение кварковых и глюонных струй в e^+e^- -аннигиляции (процесс, представленный на рис. 92).

Существенной в КХД является гипотеза невылетания кварков – конфайнмента, воз-

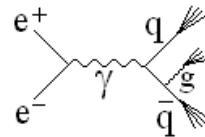


Рис. 92: Образование кварковых и глюонных струй в процессе e^+e^- -аннигиляции.

никшая в результате того, что кварки в свободном состоянии не обнаружены.

Множественное рождение частиц в кварк-партонных моделях может происходить как в результате мягких, так и в результате жестких соударений. В результате мягких соударений – соударений с небольшими передачами 4-импульса – рождается основная масса частиц, имеющих $p_{\perp} < 1$ ГэВ/с. Мягкие соударения – это когерентные процессы, протекающие на нуклонах и не затрагивающие внутреннюю структуру нуклона. Жесткие процессы есть результат взаимодействия (см. рис. 77) кварков, составляющих нуклон. Вследствие жестких соударений кварков образуются струи адронов. КХД теория описывает только жесткие соударения кварков и не претендует на описание мягких процессов.

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

Список литературы

- [1] Окунь Л.В. Введение в физику элементарных частиц. –М.: Наука, 1988.
- [2] Мурзин В.С., Сарычева Л.И. Множественные процессы при высоких энергиях. –М.: Атомиздат, 1974.

- [3] Мурзин В.С., Сарычева Л.И. Взаимодействия адронов высоких энергий. –М.: Наука, 1983.
- [4] Мурзин В.С., Сарычева Л.И. Физика адронных процессов. –М.: Энергоатомиздат, 1986.
- [5] Аминева Т.П., Сарычева Л.И. Фундаментальные взаимодействия и космические лучи. –М.: Эдиториал УРСС, 1999.
- [6] Сарычева Л.И. Физика высоких энергий и элементарные частицы. –М.: КДУ, 2007.
- [7] Фрауэнфельдер Г., Хенли Э. Субатомная физика. –М.: Наука, 1979.
- [8] Хуанг К. Кварки, лептоны и калибровочные поля. –М.: Мир, 1985.
- [9] Волженская В.А., Сарычева Л.И. – Изв. АН СССР. Сер. физ., 1966, **33**, №10, с.1594.
- [10] Лохтин И.П., Сарычева Л.И., Снигирев А.М. Сб. ЭЧАЯ, т. 30, вып. 3, с. 660–719, 1999. – Диагностика сверхплотной материи в ультрарелятивистских столкновениях ядер.
- [11] Ракобольская И.В., Копенкин В.В., Манагадзе А.К. Особенности взаимодействий адронов космических лучей сверхвысоких энергий. –М.: Изд-во Моск. унта, 2000.
- [12] Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics, v.33, July 2006. Review of Particle Physics, Particle data group. Institute of Physics publishing.

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

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

Автор благодарна д.ф.м.н. И.П.Лохтину за рецензирование рукописи.

Людмила Ивановна Сарычева

**ФИЗИКА
ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ
ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ**

Спецкурс

Редактор *Стратилатова К.И.*

Оригинал-макет подготовлен автором

Работа поступила в ОНТИ 4 декабря 2008 года