

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

---

Л.И.Сарычева

**ВВЕДЕНИЕ В ФИЗИКУ МИКРОМИРА —  
ФИЗИКА ЧАСТИЦ И ЯДЕР**

Москва  
2008

УДК  
ББК

Сарычева Л.И.  
E-mail: lis@alex.sinp.msu.ru

Введение в физику микромира — физика частиц и ядер / Л.И.Сарычева.  
2-е издание. 221 стр., 122 рис., 27 табл.

В книге представлены основные характеристики фундаментальных и элементарных частиц и процессы, происходящие с ними в различных типах взаимодействий. Описана современная экспериментальная техника и методы анализа, использующиеся на ускорителях и в космических лучах, а также эксперименты по изучению структуры адронов и атомных ядер. Рассмотрены различные статические характеристики элементарных частиц и ядер и связанные с их описанием ядерные модели. Обсуждаются роль физики элементарных частиц и ядер в процессах, происходящих во Вселенной, и некоторые астрофизические явления.

В основу книги положен курс лекций, прочитанных автором для студентов 3-го курса астрономического отделения физического факультета МГУ.

©Сарычева Л.И., 2008  
©НИИЯФ МГУ, 2008

# Содержание

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

|  |           |
|--|-----------|
| <b>4 Результаты измерения поперечных сечений разных типов взаимодействий</b>   | <b>61</b> |
| 4.1 Результаты измерения поперечных сечений в сильных взаимодействиях          | 61        |
| 4.2 Интерпретация зависимости $\sigma_{tot}(E)$                                | 66        |
| 4.3 Результаты измерения поперечных сечений в электромагнитных взаимодействиях | 67        |
| 4.4 Слабые взаимодействия  | 69        |
| 4.4.1 Осцилляции нейтрино и его масса  | 73        |
| 4.4.2 Поперечное сечение для слабых взаимодействий                             | 74        |
| 4.4.3 Электрослабые взаимодействия   | 75        |
| 4.5 Гравитационное взаимодействие  | 76        |
| <b>5 Взаимодействие частиц с веществом — потери энергии</b>                    | <b>78</b> |
| 5.1 Потери энергии заряженными частицами                                       | 79        |
| 5.2 Процессы, происходящие с фотонами в веществе                               | 81        |
| 5.3 Электромагнитные каскады   | 82        |
| <b>6 Способы измерения масс частиц и ядер</b>                                  | <b>84</b> |
| 6.1 Метод определения масс ядер — масс-спектроскопия                           | 84        |
| 6.2 Методы определения масс элементарных частиц                                | 85        |
| 6.2.1 Метод времени пролета — определение скорости частицы                     | 85        |
| 6.2.2 Метод инвариантных масс  | 86        |
| 6.2.3 Метод многократного измерения ионизационных потерь                       | 87        |
| 6.2.4 Переходное излучение   | 89        |
| 6.2.5 Черенковское излучение   | 90        |
| 6.3 Детекторы в физике частиц и ядер   | 91        |
| 6.3.1 Сцинтилляторы  | 91        |
| 6.3.2 Черенковские детекторы   | 92        |
| 6.3.3 Детекторы переходного излучения  | 92        |
| 6.3.4 Многонитные камеры   | 92        |
| 6.3.5 Кремниевые полупроводниковые детекторы                                   | 93        |
| 6.3.6 Времяпроекционные камеры   | 93        |
| 6.3.7 Калориметры  | 93        |
| 6.3.8 Сверхпроводящие соленоиды для коллайдерных детекторов                    | 96        |
| <b>7 Структура материи</b>   | <b>96</b> |
| 7.1 Электрон — точечная частица  | 96        |
| 7.2 Определение размеров ядер  | 101       |
| 7.3 Структура нуклона  | 104       |
| 7.3.1 Упругое рассеяние  | 104       |
| 7.3.2 Глубоконеупругое рассеяние   | 107       |
| 7.4 Свойства кварков и глюонов из экспериментов по $e^+e^-$ -аннигиляции       | 111       |
| 7.4.1 Спин кварка  | 111       |
| 7.4.2 Рождение глюонных струй как следствие излучения глюона кварком           | 112       |
| 7.4.3 Наличие цвета у кварка   | 112       |
| 7.4.4 Определение потенциала взаимодействия между кварками                     | 113       |

|  |            |
|--|------------|
| <b>8 Эмпирические особенности ядер и частиц</b>  | <b>115</b> |
| 8.1 Статические характеристики атомных ядер . . . . .  | 115        |
| 8.2 Энергия связи . . . . .  | 117        |
| 8.3 Протон-нейтронная диаграмма . . . . .  | 120        |
| 8.4 Спин и магнитный момент ядра . . . . .   | 122        |
| 8.5 Квадрупольный электрический момент ядра . . . . .  | 123        |
| 8.6 Изотопический спин . . . . .   | 124        |
| 8.7 Законы сохранения . . . . .  | 125        |
| <b>9 Ядерные модели</b>  | <b>126</b> |
| 9.1 Модель жидкой капли . . . . .  | 127        |
| 9.2 Модель Ферми-газа . . . . .  | 127        |
| 9.3 Оболочечная модель ядра . . . . .  | 129        |
| 9.4 Обобщенная модель ядра . . . . .   | 132        |
| 9.5 Оптическая модель ядра . . . . .   | 133        |
| 9.6 Модель Глаубера . . . . .  | 134        |
| 9.7 Гидродинамические модели . . . . .   | 135        |
| <b>10 Ядерные превращения спонтанные и инициируемые</b>  | <b>136</b> |
| 10.1 Радиоактивный распад . . . . .  | 137        |
| 10.2 Вероятности переходов и период полураспада . . . . .  | 140        |
| 10.3 Среднее время жизни и ширина уровня . . . . .   | 142        |
| 10.4 Искусственная радиоактивность . . . . .   | 143        |
| <b>11 Ядерные реакции</b>  | <b>144</b> |
| 11.1 Законы сохранения . . . . .   | 144        |
| 11.2 Механизмы ядерных реакций . . . . .   | 145        |
| 11.3 Открытие нейтрона и его свойства . . . . .  | 147        |
| 11.4 Источники нейtronов . . . . .   | 149        |
| 11.5 Ядерные реакторы, цепная ядерная реакция . . . . .  | 150        |
| 11.6 Реакции слияния, синтез легких ядер . . . . .   | 153        |
| <b>12 Ядерные реакции на Солнце и в звездах</b>  | <b>157</b> |
| 12.1 Процессы на Солнце . . . . .  | 158        |
| 12.2 Хлор-аргоновый метод регистрации нейтрино от Солнца . . . . .   | 160        |
| 12.3 Стандартная модель Солнца . . . . .   | 161        |
| 12.4 Галлий-германиевый и другие методы . . . . .  | 162        |
| 12.5 Дефицит нейтрино от Солнца . . . . .  | 163        |
| 12.6 Астрофизические следствия экспериментов по обнаружению нехватки нейтрино от Солнца . . . . .                  | 165        |
| <b>13 Эволюция звезд</b>   | <b>167</b> |
| <b>14 Происхождение химических элементов</b>   | <b>173</b> |
| 14.1 Этапы синтеза элементов . . . . .   | 173        |
| 14.2 Ядерный синтез — синтез легких элементов ( $H$ , $D$ , $^3He$ , $^4He$ , $^7Li$ ) в ранней Вселенной. . . . . | 174        |
| 14.3 Синтез ядер в звездах Главной Последовательности при $T < 10^8 \text{ } ^\circ K$ .                           | 175        |
| 14.4 Синтез ядер при $T > 2 \cdot 10^8 \text{ } ^\circ K$ . . . . .  | 176        |

|   |            |
|---|------------|
| 14.5 Образование ядер тяжелее железа . . . . .  | 178        |
| <b>15 Модель Большого Взрыва</b>  | <b>179</b> |
| 15.1 Стандартная космологическая модель Большого Взрыва . . . . .                     | 179        |
| 15.2 Главные научные открытия в астрофизике . . . . .                                 | 185        |
| 15.3 Возможности современных ускорителей подтвердить модель Большого Взрыва . . . . . | 186        |
| 15.4 Астрофизика элементарных частиц . . . . .  | 188        |
| 15.5 О природе материи во Вселенной . . . . .   | 189        |
| 15.6 Нейтринная астрономия . . . . .  | 191        |
| 15.6.1 Свойства нейтрино . . . . .  | 192        |
| 15.6.2 Эксперименты с нейтрино и планирование их практического применения . . . . .   | 195        |
| 15.6.3 Эксперименты для регистрации нейтрино от взрывающихся звезд . . . . .          | 196        |
| 15.6.4 Томография Земли . . . . .   | 197        |
| <b>16 Экзотические частицы</b>  | <b>200</b> |
| 16.1 Хиггс-бозоны . . . . .   | 200        |
| 16.2 Суперсимметричные частицы (SUSY-частицы) . . . . .                               | 201        |
| 16.3 Магнитные монополи . . . . .   | 201        |
| 16.3.1 Поиски монополей . . . . .   | 205        |
| 16.4 Тахионы . . . . .  | 206        |
| 16.5 Аксионы . . . . .  | 208        |
| 16.6 WIMP-частицы . . . . .   | 208        |
| <b>17 Космические лучи</b>  | <b>209</b> |
| 17.1 История исследования . . . . .   | 209        |
| 17.2 Методы исследования космического излучения . . . . .                             | 210        |
| 17.3 Энергетический спектр первичного космического излучения . . . . .                | 212        |
| 17.4 Природа первичного космического излучения . . . . .                              | 215        |
| 17.5 Космические лучи в атмосфере Земли . . . . .                                     | 216        |
| 17.6 Экзотические события в космических лучах . . . . .                               | 217        |
| 17.6.1 Кентавр-события . . . . .  | 217        |
| 17.6.2 Компланарность . . . . .   | 220        |

# 1 Введение

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

Ш.Л.Глэшоу

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

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

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

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

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

## 1.1 Краткая история изучения элементарных частиц и ядер

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

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

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

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

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

## 1.2 Энергетическая шкала в природе — квантовая лестница

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

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

Энергетическая шкала явлений в природе, показанная на рис. 1, позволяет увидеть место физики частиц и ядер по шкалам энергии ( $E$ , эВ) и расстояния ( $R$ , см). Как видно из рисунка, физика ядер начинается с энергий больших кэВ и расстояний меньших  $10^{-9}$  см.

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

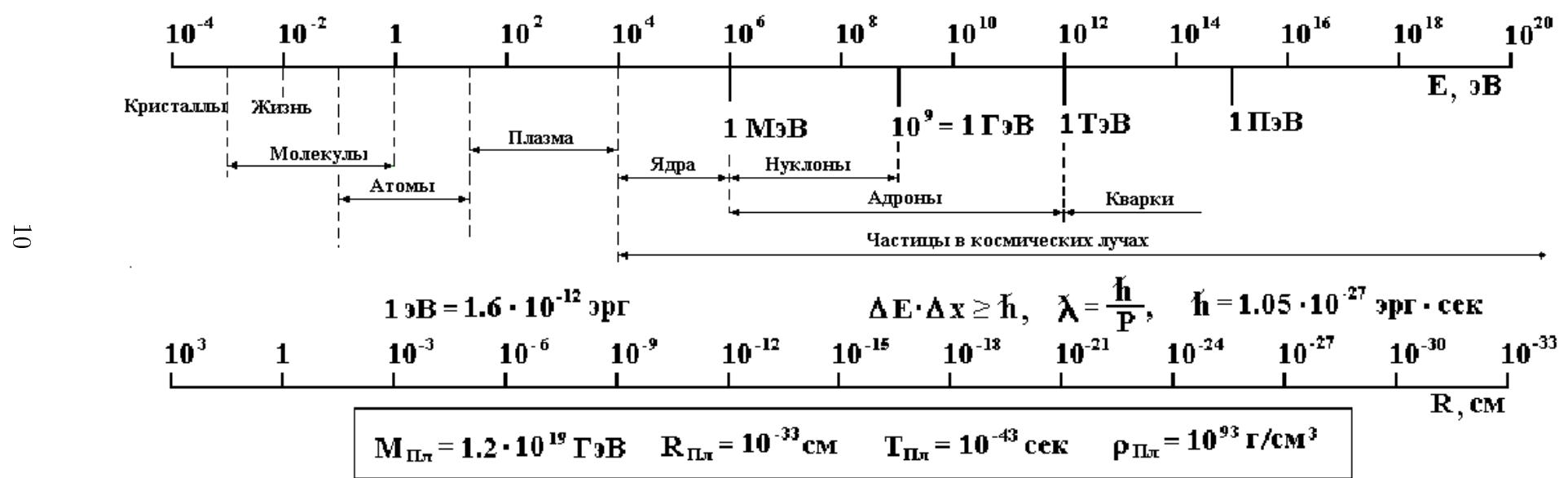


Рис. 1: Энергетическая шкала в природе

реализуются разные физические процессы.

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

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

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

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

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

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

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

### 1.2.1 Использование основных закономерностей теории относительности

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

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

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

Фундаментальная постоянная — скорость света

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

При описании процессов взаимодействия центральной величиной является действие  $S$ .

Для свободной нерелятивистской частицы с кинетической энергией  $T_{\text{кин}}$ , действие от момента  $t_1$  до  $t_2$

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

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

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

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

Для поля действие

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

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

Для взаимодействующих систем справедлив вариационный принцип Ферма:

$$\delta S = 0.$$

Основной смысл действия заключается в том, что в действии содержится вся динамика взаимодействия полей и частиц.

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

В нахождении различных членов фундаментального Лагранжиана используются принципы симметрии.

### 1.2.2 Применение квантовой теории в физике частиц

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

Фундаментальную роль играет квант действия

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

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

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

Используя этот формализм, Фейнман разработал специальный математический аппарат — аппарат фейнмановских диаграмм (см. раздел 2.3.1). Теория поля позволяет представить взаимодействие с помощью диаграмм Фейнмана.

## 1.3 Квантовые свойства частиц

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

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

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

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

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

- Для нерелятивистских частиц

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

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

- Для фотона

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

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

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

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

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

### 1.3.2 Уровневая структура энергетических спектров — квантовый эффект

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

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

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

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

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

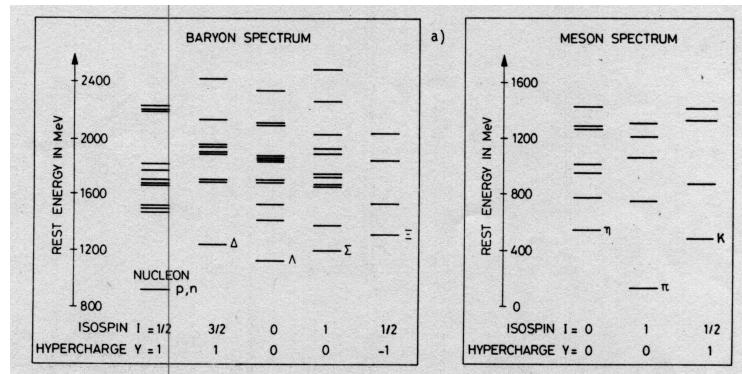


Рис. 2: Спектры возбуждения "элементарных частиц": а) — барионы; б) — мезоны.  $Y$  — гиперзаряд,  $I$  — изотопический спин, энергия возбуждения системы соответствует массе частицы  $m$  (МэВ).

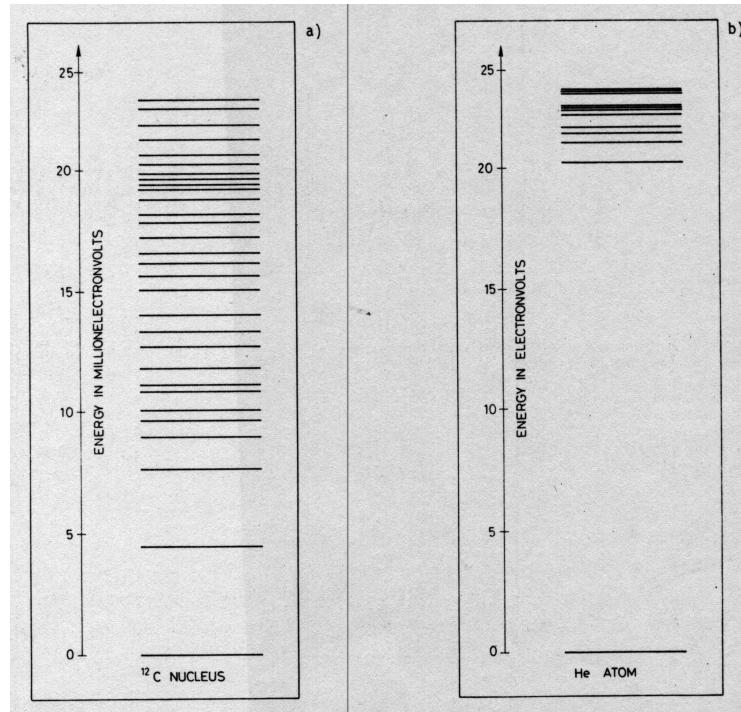


Рис. 3: Спектры возбуждения: а) для ядра углерода  $^{12}\text{C}$ , б) для атома гелия He.

## 1.4 Количественные пределы применимости классических понятий

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

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

или для времени  $t$  и энергии  $E$

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

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

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

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

Таблица 1

### Примеры применения принципа неопределенности к макроскопическим и микроскопическим объектам

| Объект    | $l$ , фм    | $m$ , г    | $v$ , м/с         | $p$ , ГэВ/с       | $l_H$ , фм         | $l_H/l$            |
|-----------|-------------|------------|-------------------|-------------------|--------------------|--------------------|
| Земля     | $10^{22}$   | $10^{28}$  | $3 \cdot 10^4$    | $5 \cdot 10^{46}$ | $5 \cdot 10^{-49}$ | $5 \cdot 10^{-71}$ |
| Мячик     | $10^{14}$   | $10^2$     | $3 \cdot 10^1$    | $5 \cdot 10^{18}$ | $5 \cdot 10^{-20}$ | $5 \cdot 10^{-34}$ |
| Бактерии  | $10^9$      | $10^{-12}$ | $3 \cdot 10^{-5}$ | $5 \cdot 10^{-2}$ | $5 \cdot 10^1$     | $5 \cdot 10^{-9}$  |
| Атомы     | $10^5$      | $10^{-22}$ | $3 \cdot 10^2$    | $5 \cdot 10^{-5}$ | $5 \cdot 10^3$     | $5 \cdot 10^{-2}$  |
| Электроны | $< 10^{-2}$ | $10^{-27}$ | $3 \cdot 10^6$    | $5 \cdot 10^{-6}$ | $5 \cdot 10^4$     | $5 \cdot 10^6$     |

## 1.5 Квантово-полевые теории в физике частиц

Напомним краткую историю развития теоретических представлений.

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

В настоящее время физики оперируют следующими теориями:

- QFT — квантово-полевая теория (КПТ);  
 QED — квантовая электродинамика (КЭД);  
 QCD — квантовая хромодинамика (КХД);  
 SM — Стандартная Модель (СМ), включающая КЭД, КХД,  
     кварковую модель;  
 ESM — расширенная Стандартная Модель, дополненная Хиггс-бозонами;  
 MSSM — минимальная суперсимметричная модель,  
     дополненная SUSY — суперсимметричными частицами.

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

Таблица 2

**Количество независимых параметров в разных теориях**

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

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

## 1.6 Основные физические и астрофизические константы

|                                     |   |
|-------------------------------------|---|
| Скорость света в вакууме            | $c = 299792458 \text{ м/с}$   |
| Постоянная Планка                   | $\hbar = h/2\pi = 1.054572 \cdot 10^{-34} \text{ Дж}\cdot\text{с}$<br>или $\hbar = 6.582122 \cdot 10^{-16} \text{ эВ}\cdot\text{с}$ |
| Масса электрона                     | $m_e = 0.510998 \text{ МэВ}/c^2$  |
| Масса протона                       | $m_p = 938.272 \text{ МэВ}/c^2$   |
| Масса дейтрана                      | $m_d = 1875.612 \text{ МэВ}/c^2$  |
| Атомная единица массы               | $(1/12)m_{C^{12}} = 931.494 \text{ МэВ}/c^2$  |
| Постоянная тонкой структуры         | $\alpha = e^2/4\pi\varepsilon_0\hbar c = 1/137$   |
| Классический радиус электрона       | $r_e = e^2/4\pi\varepsilon_0 m_e c^2 = 2.8 \cdot 10^{-15} \text{ м}$  |
| Комптоновская длина волны электрона | $\lambda = h/m_e c = 3.8 \cdot 10^{-13} \text{ м}$  |
| Гравитационная постоянная           | $G_N = 6.673 \cdot 10^{-11} \text{ м}^3 \text{ кг}^{-1} \text{ с}^{-2}$   |
| Больцмановская константа            | $k = 1.38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж}\cdot\text{К}^{-1} = 8.6 \cdot 10^{-5} \text{ эВ}\text{К}^{-1}$                                  |
| Фермиевская константа               | $G_F = 1.166 \cdot 10^{-5} (\hbar c)^3 \cdot 10^{-5} \text{ ГэВ}^{-2}$  |
| Массы бозонов                       | $m_{W^\pm} = 80.41 \text{ ГэВ}/c^2$<br>$m_{Z^0} = 91.18 \text{ ГэВ}/c^2$  |
| Константа сильной связи             | $\alpha_s(m_Z) = 0.1185$  |
| Радиус Шварцшильда для Солнца       | $2G_N M_\odot/c^2 = 2.95325008 \text{ км}$  |
| Радиус Шварцшильда для Земли        | $2G_N M_\oplus/c^2 = 4.43502811 \text{ мм}$   |
| Астрономическая единица             | $au = 149597870660(20) \text{ м}$   |
| Парsec                              | $pc = 3.0856775807 \cdot 10^{16} \text{ м} = 3.262 ly$  |
| Световой год                        | $ly = 0.3066 pc = 0.9461 \cdot 10^{16} \text{ м}$   |

## 2 Фундаментальные частицы и взаимодействия

### 2.1 Основные физические величины, использующиеся при описании явлений, происходящих в микромире

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

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

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

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

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

Оценим порядки величин длины, времени и массы в явлениях микромира.

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

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

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

ский радиус  $r_0 = \frac{e^2}{m_e c^2} = 2.81794 \cdot 10^{-13}$  см ( $e$ ,  $m_e$  — заряд и масса электрона). Классический радиус электрона имеет смысл радиуса заряженного шара с зарядом  $e$  (распределение сферически симметрично), при котором энергия электростатического поля шара  $\varepsilon = \gamma e^2 / r_0$  равна энергии покоя электрона  $m_e c^2$  (используется при рассмотрении томpsonовского рассеяния света).

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

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

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

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

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

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

В ядрах заряд определяется количеством протонов  $Z$ , содержащихся в ядре. Заряд протона равен заряду электрона.

Для идентификации элементарной частицы необходимо знать:

$I$  — изотопический спин;

$J$  — собственный момент количества движения — спин;

$P$  — пространственную четность;

$C$  — зарядовую четность;

$G$  —  $G$ -четность.

Эти сведения записываются в виде формулы  $I^G(J^{PC})$ .

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

Рис. 4 иллюстрирует физический смысл спина  $J$  по аналогии с классическим представлением о моменте количества движения частицы с массой  $m = 1$  г, движущейся со скоростью  $v = 1$  см/с по окружности с радиусом  $r = 1$  см. В классической физике момент количества движения  $J = mvr = L$  ( $L$  — орбитальный момент). В квантовой механике  $J = [\vec{r}\vec{p}] = 10^{27}\hbar = 1$  эрг·с для тех же параметров движущегося по окружности объекта, где  $\hbar = 1.05 \cdot 10^{-27}$  эрг·с.

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

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

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

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

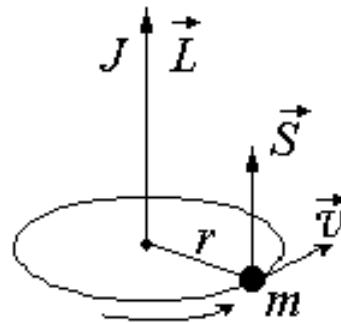


Рис. 4: Классическое представление момента количества движения  $J$ .

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, ...

$1 \text{ ГэВ} = 10^9 \text{ эВ}$ ,  $1 \text{ ТэВ} = 10^{12} \text{ эВ}$ ,  $1 \text{ эВ} = 1.6 \cdot 10^{-12} \text{ эрг}$ .

**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  $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{E}{mc^2}$ . Всегда  $\gamma > 1$ . Для нерелятивистских частиц  $1 < \gamma < 2$ , а для релятивистских частиц  $\gamma > 2$ .

В физике высоких энергий скорость частицы  $\beta$  близка к 1 и для релятивистских частиц ее трудно определить. Поэтому вместо скорости используется быстрота  $y$ , которая связана со скоростью соотношением  $y = \frac{1}{2} \ln \frac{1+\beta}{1-\beta} = \frac{1}{2} \ln \frac{E+p}{E-p}$ . Быстрота изменяется от 0 до  $\infty$ .

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

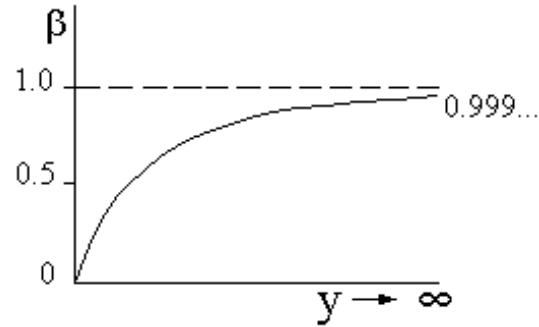


Рис. 5: Функциональная связь между скоростью частицы  $\beta$  и быстротой  $y$ .

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

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

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

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

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

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. 3 и могут быть использованы для перехода из одной системы в другую.

Таблица 3

**Числовые значения величин в системе СГС  
для электрона и протона**

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

### 2.1.2 Планковские (естественные) единицы

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

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

то

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

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

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

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

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

## 2.2 Классификация элементарных частиц

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

---

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

---

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

Выяснилось, что эти частицы не элементарны, а представляют собой составные системы, конституентами которых являются истинно элементарные или, как их стали называть, "фундаментальные" частицы — *партоны*, открытые при изучении структуры протона. Изучение свойств партонов позволило отождествить их с *кварками* и *глюонами*, введенными в рассмотрение Гелл-Манном и Цвейгом при классификации наблюдаемых элементарных частиц. Кварки оказались фермионами со спином  $J = 1/2$ . Им были приписаны дробные электрические заряды и 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夸克 имеет три цветовых состояния, обозначаемые индексами 1, 2, 3 или словами красный (R), зеленый (G) и синий (B). Цвет никак не проявляет себя у наблюдаемых адронов и работает только внутри них.

К настоящему времени открыто 6 ароматов (типов) кварков.

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

### Свойства кварков

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

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

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

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

В табл. 5 приведены свойства фундаментальных фермионов: электрический заряд  $Q_i$  в единицах заряда электрона и масса частиц  $m$ . Лептоны и кварки объединяются в три поколения (I, II и III). Для каждого поколения сумма электрических зарядов  $\sum Q_i = 0$  с учетом 3 цветовых зарядов у каждого кварка. Каждому фермиону соответствует антифермион.

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

### Свойства фундаментальных фермионов

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

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

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

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

Таблица 6

### Свойства фундаментальных бозонов

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

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

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

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

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

Таблица 7

### Свойства адронов

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

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

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

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

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

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

Перечисленные выше частицы рассматриваются в рамках Стандартной Модели. Предполагается, что за пределами Стандартной Модели может существовать еще одна группа фундаментальных частиц — суперсимметричные частицы (SUSY). Они должны обеспечить симметрию между фермионами и бозонами. В табл. 8 приводятся предполагаемые свойства этой симметрии.

Таблица 8

#### Свойства суперсимметричных частиц

| Частица                  | Сpin $J$ | Частица<br>суперсимметричная | Сpin $J$ |
|--------------------------|----------|------------------------------|----------|
| Кварк $q$                | $1/2$    | Скварк $\hat{q}$             | $0$      |
| Лептон $l$               | $1/2$    | Слептон $\hat{l}$            | $0$      |
| Фотон $\gamma$           | $1$      | Фотино $\hat{\gamma}$        | $1/2$    |
| Глюон $g$                | $1$      | Глюино $\hat{g}$             | $1/2$    |
| $W^\pm$ -бозон           | $1$      | Вино $\hat{W}^\pm$           | $1/2$    |
| $Z^0$ -бозон             | $1$      | Зино $\hat{Z}^0$             | $1/2$    |
| Хиггс-бозон $H^{\pm, 0}$ | $0$      | Хиггсино $\hat{H}$           | $1/2$    |

Появляется новое квантовое число:

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

$B$  — барионное число,  $L$  — лептонное число,  $J$  — спин.

Для обычных частиц  $R = +1$ , для суперсимметричных частиц  $R = -1$ .

До сих пор суперсимметричные частицы в экспериментах не обнаружены.

## 2.3 Полевой подход к проблеме взаимодействий

### 2.3.1 Свойства фундаментальных взаимодействий

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

Для наглядного представления взаимодействия частиц американский физик Р.Фейнман предложил использовать диаграммы, которые получили его имя. Диаграммы Фейнмана описывают любой процесс взаимодействия при столкновении двух частиц. Каждая частица, участвующая в процессе, на диаграмме Фейнмана изображается линией. Свободный левый или правый конец линии обозначает нахождение частицы в начальном или конечном состоянии соответственно. Внутренние линии на диаграммах (т.е. линии, не имеющие свободных концов) соответствуют так называемым виртуальным частицам. Это частицы, рождающиеся и поглощающиеся в процессе взаимодействия. Их нельзя зарегистрировать, в отличие от реальных частиц. Взаимодействие частиц на диаграмме изображается узлами (или вершинами). Тип взаимодействия характеризуется константой связи  $\alpha$ , которая может быть записана в виде:  $\alpha = g^2/\hbar c$ , где  $g$  — заряд источника взаимодействия.  $\alpha$  является основной количественной характеристикой силы, действующей между частицами. В электромагнитном взаимодействии  $\alpha_e = \frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137}$ . Процесс  $a + b \rightarrow c + d$  в виде диаграммы Фейнмана (рис. 6)

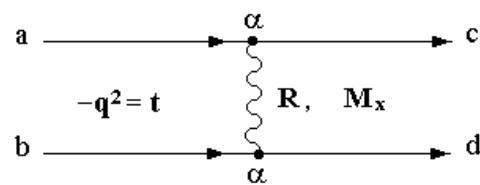


Рис. 6: Диаграмма Фейнмана.

выглядит следующим образом:  $R$  — виртуальная частица, которой обмениваются частицы  $a$  и  $b$  при взаимодействии, определяемом константой взаимодействия  $\alpha = g^2/\hbar c$ , характеризующей силу взаимодействия на расстоянии, равном радиусу взаимодействия.

Виртуальная частица может иметь массу  $M_X$  и при обмене этой частицей происходит передача 4-импульса  $t = -q^2 = Q^2$ .

В табл. 9 представлены характеристики разных типов взаимодействий.

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

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

**Слабые взаимодействия.** Впервые слабые взаимодействия наблюдались при  $\beta$ -распаде атомных ядер. И, как оказалось, эти распады связаны с превращениями протона в нейтрон в ядре и обратно:  $p \rightarrow n + e^+ + \nu_e$ ,  $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ . Возможны и обратные реакции: захват электрона  $e^- + p \rightarrow n + \nu_e$  или антинейтрино  $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ . Слабое взаимодействие было описано Энрико Ферми в 1934 г. в терминах четырехфермионного контактного взаимодействия, определяемого константой Ферми  $G_F = 1,4 \cdot 10^{-49}$  эрг·см<sup>3</sup>.

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

Таблица 9.

## Основные типы взаимодействий и их характеристики

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

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

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

$$\Lambda \simeq 200 \text{ МэВ}$$

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

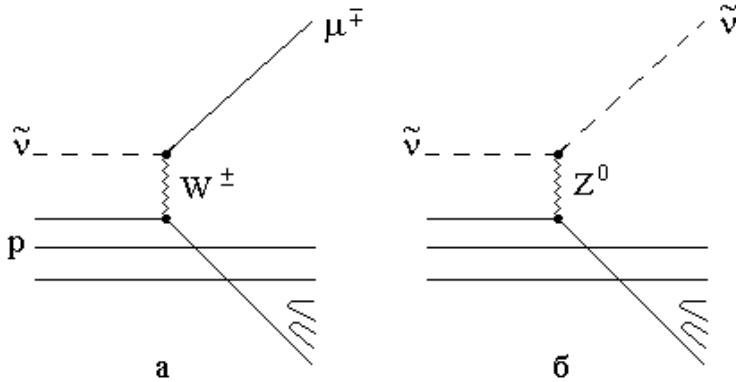


Рис. 7: Диаграммы Фейнмана для реакций: а — с заряженным и б — с нейтральным токами.

тральным  $Z^0$ -бозоном (рис. 7б) называется реакцией с нейтральным током.

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

**Сильные взаимодействия.** Теория сильного взаимодействия строится аналогично электродинамике и называется квантовой хромодинамикой (КХД). Она стала развиваться после высказанной в 1964 г. М.Гелл-Маном и Г.Цвейгом (США) гипотезы о существовании кварков. Эксперименты по глубоконеупругому *ep*-рассеянию подтвердили эту гипотезу. Они показали, что нуклоны не являются точечными объектами, а состоят из кварков. В настоящее время установлено существование шести разновидностей ароматов кварков  $u$ ,  $d$ ,  $s$ ,  $c$ ,  $b$ ,  $t$  и соответствующих им антикварков. Их названия происходят от английских слов *up*, *down*, *strange*, *charm*, *beauty*, *truth*. Для двух последних кварков используют также названия *bottom* и *top*. Кварки имеют дробный электрический заряд, равный  $2/3$  заряда электрона ( $u$ -,  $c$ -,  $t$ -кварки) и  $-1/3$  заряда электрона ( $d$ -,  $s$ -,  $b$ -кварки). Антикварки имеют противоположные знаки зарядов. Нуклоны состоят из трех кварков (например, протон —  $uud$ , нейтрон —  $udd$ ), а мезоны — из кварка и антикварка (например,  $\pi^+$ -мезон —  $u\bar{d}$ ,  $\pi^-$ -мезон —  $d\bar{u}$ ). Чтобы избежать противоречия с принципом Паули, при обсуждении структуры  $\Omega^-$ ( $sss$ )-,  $\Delta^{++}$ ( $uuu$ )- и  $\Delta^-$ ( $ddd$ )-

барионов Н.Н.Боголюбовым, Б.В.Струминским и А.Н.Тавхелидзе, а также М.И.Ханом и И.Намбу было введено новое квантовое число "цвет", принимающее три значения, условно названные "красный", "зеленый", "синий", причем сумма этих цветов дает бесцветное состояние, т.е. состояние, в котором квантовое число "цвет" равно нулю. Взаимодействие между кварками осуществляется путем обмена бозоном, названным глюоном. Это нейтральная безмассовая частица. Главная характеристика ее — цветовой заряд, грубый аналог электрического заряда. Однако вместо двух типов электрических зарядов, названных "плюс" и "минус", в КХД имеется три цветовых (сильных) заряда — "красный", "синий", "зеленый" и три соответствующих антизаряда. Сильный заряд кварков может принимать три значения. Взаимодействие между кварками сводится к обмену цветом, т.е. к обмену глюоном. Можно представить, что глюон составлен из двух цветов — цвета и антицвета (табл. 10). Всего таких комбинаций может быть 9, но одна из диагональных комбинаций нейтральна по цвету.

Таблица 10  
Представление глюона в виде  
комбинаций цвета и антицвета

|   | $\bar{K}$  | $\bar{C}$  | $\bar{Z}$  |
|---|------------|------------|------------|
| K | $K\bar{K}$ | $K\bar{C}$ | $K\bar{Z}$ |
| C | $C\bar{K}$ | $C\bar{C}$ | $C\bar{Z}$ |
| Z | $Z\bar{K}$ | $Z\bar{C}$ | $Z\bar{Z}$ |

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

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

В отличие от лептонов, которые наблюдаются в свободном состоянии, кварки и глюоны существуют только в связанном состоянии и не вылетают из адронов. Поэтому для сильных взаимодействий рассматриваются две области: область, для которой радиус взаимодействия  $r$  больше размера нуклона  $r_N$  и область, для которой радиус взаимодействия  $r$  меньше  $r_N$ . В первом случае взаимодействие можно рассматривать как обмен пионом (квантом ядерного поля). В этом случае константа взаимодействия  $\alpha_s = \frac{g_s^2}{\hbar c} \approx 15$ . Во втором случае происходит обмен глюоном и константа взаимодействия имеет

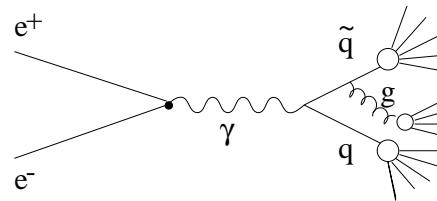


Рис. 8: Диаграмма Фейнмана, иллюстрирующая образование кварковых и глюонных струй.

более сложный характер и выражается через фундаментальную постоянную КХД-теории  $\Lambda$  ( $\Lambda = 100 \div 300 \text{ МэВ}/c$ ) и квадрат переданного импульса  $q^2$ . При этом величина константы взаимодействия существенно меньше единицы для больших значений  $q^2$ :  $\alpha_s(q^2) \approx \frac{1}{\ln(q^2/\Lambda^2)} \ll 1$ . Поскольку на малых расстояниях взаимодействие между кварками очень слабое и константа взаимодействия  $\alpha_s < 1$ , это состояние называется "асимптотическая свобода". На больших расстояниях ( $> r_N$ ) цветные силы возрастают, они как бы удерживают кварки и не дают им вылететь из адрона. Это состояние невылетания называется "конфайнмент".

**Гравитационные взаимодействия.** Гравитационное взаимодействие характеризуется гравитационной постоянной  $G_N = 6.67 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3 \text{ г}^{-1} \text{ с}^{-2}$ , входящей в выражение константы гравитационного взаимодействия  $\alpha_g = \frac{G_N m^2}{\hbar c} \approx 10^{-38}$ , где  $m$  — масса нуклона. Эта константа имеет очень малую величину для элементарных частиц. Поэтому для массовой шкалы, принятой в физике высоких энергий, гравитационные силы пренебрежимо малы по сравнению с другими фундаментальными взаимодействиями (см. табл. 9).

Гравитационные эффекты могут быть важны только в том случае, когда гравитационная энергия системы сравнима с ее полной энергией, т.е.  $\frac{GM^2}{r} = Mc^2$ . Оценим, при каких энергиях это может произойти. Если положить расстояние взаимодействия  $r$  равным комптоновской длине волны  $\lambda = \frac{\hbar}{Mc}$  частицы с массой  $M$ , то получим  $M = \sqrt{\frac{\hbar c}{G}} \simeq 10^{-5} \text{ г}$ . Этой массе  $M$  соответствует энергия  $Mc^2 \simeq 10^{19} \text{ ГэВ}$ . Такая масса называется планковской.

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

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

Основной характеристикой взаимодействий является константа взаимодействия  $\alpha$ , определяющая силу взаимодействия на расстоянии, рав-

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

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

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

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

Константа электромагнитного взаимодействия  $\alpha_e = \frac{1}{137}$ .

Константа слабого взаимодействия  $\alpha_w = G_F \cdot m_p^2 = 10^{-5}$ , где  $G_F = 10^{-49}$  эрг/см<sup>2</sup> — константа Ферми.

Константа сильного взаимодействия  $\alpha_s(q^2) \approx \frac{1}{\ln(q^2/\Lambda^2)} = \frac{a}{\ln \frac{M_x^2}{\Lambda^2}}$ , где  $\Lambda = 100$  МэВ — фундаментальная константа КХД,  $a \approx \frac{1}{4}$  (для 6夸克ов).

Константа гравитационного взаимодействия  $\alpha_g = G_N \cdot m_p^2 = 10^{-38}$ , где  $G_N = 6.67 \cdot 10^{-8}$  см<sup>3</sup> г<sup>-1</sup> с<sup>-2</sup> — константа Ньютона.

Сравнивая константы друг с другом, можно получить оценку массы  $M_X$  переносчиков соответствующих объединенных взаимодействий.

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

$$M_X \approx 10^{16} \text{ ГэВ.}$$

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

$$M_X \approx 10^{15} \text{ ГэВ.}$$

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

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

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

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

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

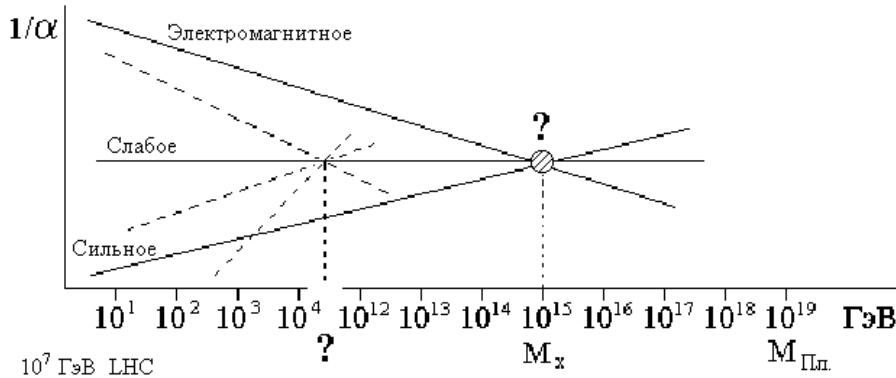


Рис. 9: Перспективы объединения взаимодействий.

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

### 2.3.3 Константа сильного взаимодействия

Остановимся подробнее на константе сильного взаимодействия

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

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

КХД — теория взаимодействия цветных точечных объектов, которая строится по аналогии с КЭД. В КХД рассматривается взаимодействие кварков на расстоянии  $r$ , которое на опыте определяется через квадрат переданного 4-импульса  $Q^2 \sim \frac{1}{r^2}$ . На рис. 10 представлена диаграмма

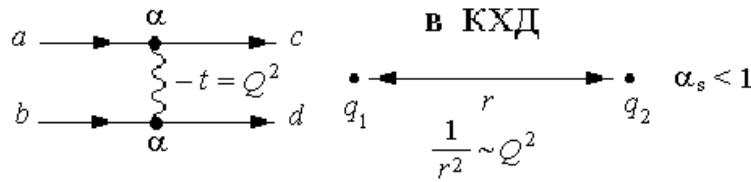


Рис. 10: Диаграмма Фейнмана и кварковая струна в КХД.

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

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

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

На рис. 11 и 12 проиллюстрирована аналогия между КЭД и КХД. На этих рисунках изображены диаграммы, описывающие поляризацию в КЭД и в КХД.

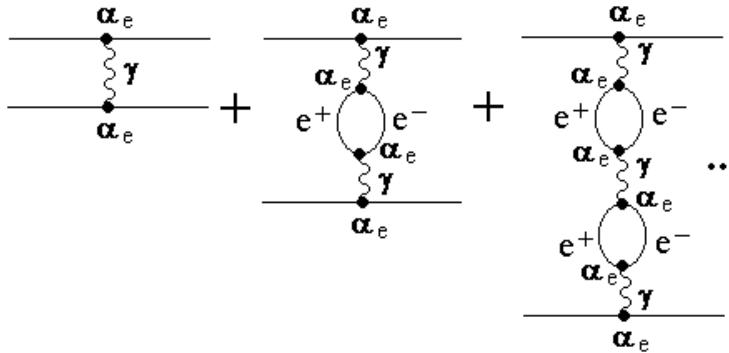


Рис. 11: Диаграммы, описывающие поляризацию электромагнитного вакуума.

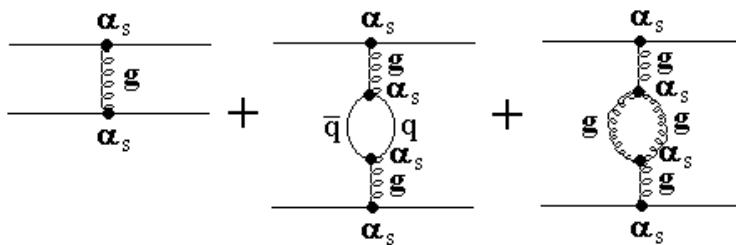


Рис. 12: Диаграммы, описывающие поляризацию квантово-хромодинамического вакуума.

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

Точность КЭД определяется количеством  $e^+e^-$ -петель и числом  $\alpha_e$ , используемыми при вычислении сечений в теории возмущений. Поскольку  $\alpha_e < 1$ , ряд оказывается сходящимся и квантовая электродинамика рассматривается в настоящее время как наиболее точная теория в физике высоких энергий.

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

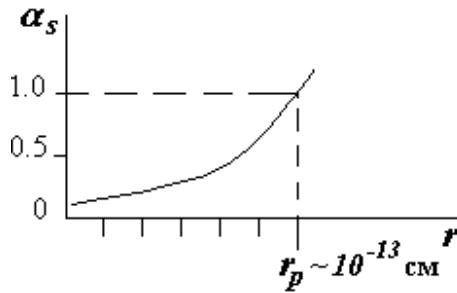


Рис. 13: Зависимость константы сильного взаимодействия от расстояния.

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

## 2.4 Свойства основных типов взаимодействий для фундаментальных фермионов

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

Таблица 11

### Основные типы взаимодействий для кварков и лептонов

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

Сравнение конфигураций силовых линий в сильном и электромагнитном взаимодействиях представлено на рис. 14. Из-за сильного глюон-глюонного взаимодействия цветовое поле  $q\bar{q}$ , схематически представленное на рис. 14а, стягивается в струну (или трубку). Струна, подвергнутая возбуждению, разрывается и эта процедура приводит к образованию двух струн, а при последующих возбуждениях — к образованию многих струн. Схема процесса показана на рис. 15 (возбуждение изображается стрелкой). Каждую  $q\bar{q}$  струну можно рассматривать как мезон, а процесс образования многих струн есть процесс множественного рождения мезонов. При существующих энергиях возбуждения не удается разорвать струну с выделением отдельных夸克ов  $q$  или  $\bar{q}$ . Это явление назовано конфайнментом.

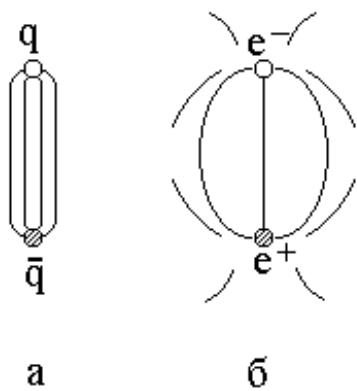


Рис. 14: Силовые линии: а — цветовое поле  $q\bar{q}$  с потенциалом  $V(r) \sim r$  имеет вид струны; б — кулоновское поле  $e^+e^-$  с потенциалом  $V(r) \sim 1/r$ .

мезонов. При существующих энергиях возбуждения не удается разорвать струну с выделением отдельных夸克ов  $q$  или  $\bar{q}$ . Это явление назовано конфайнментом.

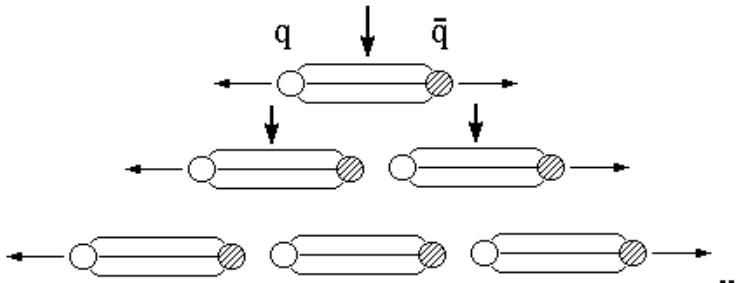


Рис. 15: Образование струн при возбуждении кварка и антикварка.

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

## 2.5 Стандартная Модель физики частиц

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

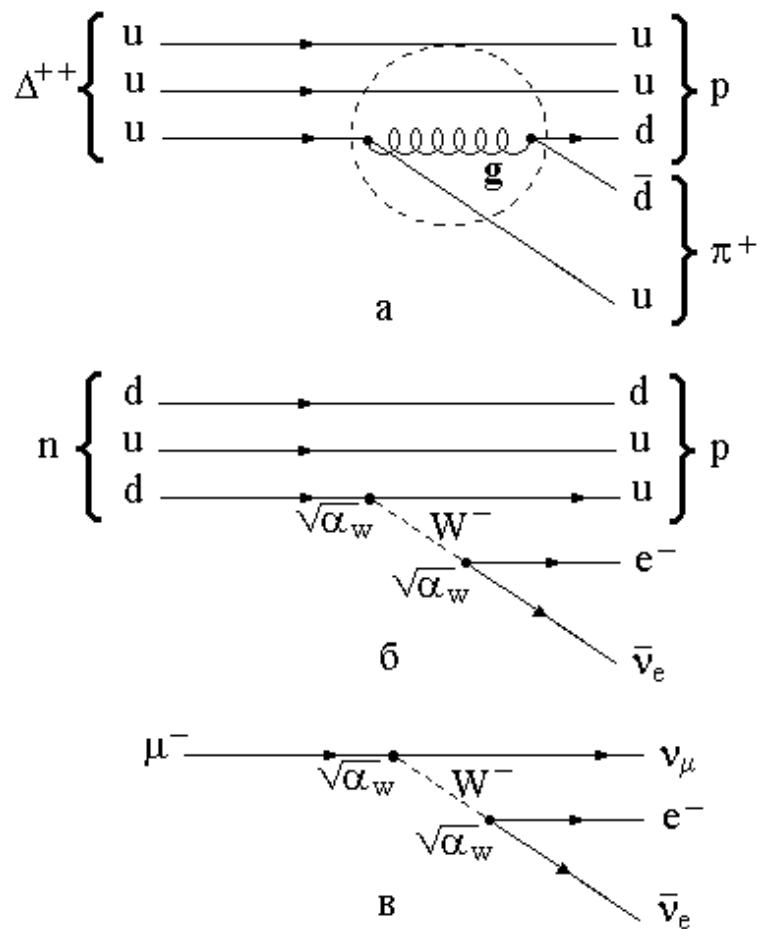


Рис. 16: Схематическое изображение разных взаимодействий, происходящих на кварковом уровне: а — распад  $\Delta^{++} \rightarrow \pi^+ p$ ; символическая схема, напоминающая, что  $\Delta^{++}$  распадается через сильное взаимодействие (с радиусом действия  $1 \Phi$ ); б —  $\beta$ -распад, происходящий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

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

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

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

До сего времени не обнаружено отклонений от Стандартной Модели.

Основные положения Стандартной Модели.

- Адроны состоят из квarks и глюонов (партонов). Квarks — фермионы со спином  $1/2$  и массой  $m \neq 0$ ; глюоны — бозоны со спином 1 и массой  $m = 0$ .
- Квarks классифицируются по двум признакам: аромат и цвет. Известно 6 ароматов квarks и 3 цвета для каждого квarkа.
- 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 квark меняет цвет, но не аромат. Всего работает 8 глюонов.
- Элементарные процессы в КХД строятся по аналогии с КЭД: тормозное испускание глюона квarkом, рождение квark-антиквarkовых 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, квarks не могут вылетать из адронов, имеет место конфайнмент.
- Между квarksами 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 квarksами.
- Квark-квarkовое взаимодействие не аддитивно.

- В виде свободных частиц могут существовать только цветовые синглеты:

мезонный синглет, для которого волновая функция определяется соотношением

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

барионный синглет с волновой функцией

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

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

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

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3}(A + B \rightarrow C + X) = \sum_{a,b,c} \int_0^1 dx_a \int_0^1 dx_b \int_0^1 \frac{dx_c}{x_c^2} \cdot \\ \cdot D_A^a(x_a) \cdot D_B^b(x_b) \cdot F_c^C(x_c) \delta(\hat{s} + \hat{t} + \hat{u}) \frac{\hat{s}}{\pi} \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}(a + b \rightarrow c + d), \\ \hat{s} = x_a x_b s, \quad \hat{t} = x_a t / x_c.$$

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

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

Дальнейшее развитие физики высоких энергий связано с решением следующих задач.

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

## 2.6 Кинематика

### 2.6.1 Системы координат. Преобразования Лоренца

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

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

наиболее часто применяются четыре системы координат:

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

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

В симметричной системе сумма импульсов вторичных заряженных частиц равна нулю:  $\sum_{\text{зар}} \vec{p}_i = 0$ .

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

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

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

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

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

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

Измерения обычно ведутся в лабораторной системе или в системе центра масс (коллайдерной системе), а для анализа эксперимента используются другие системы.

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

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

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

Если  $A$  — 4-вектор с координатами  $\{x_1 x_2 x_3 x_4\}$  в  $L$ -системе, то

$$A = L^{-1} A^*,$$

где  $A^*\{x_1^*x_2^*x_3^*x_4^*\}$  — 4-вектор в  $C$ -системе.

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

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

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

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

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

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

где

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

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

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

После применения матрицы  $L^{-1}$  получаем для отдельных компонент 4-импульса следующие соотношения:

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

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

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

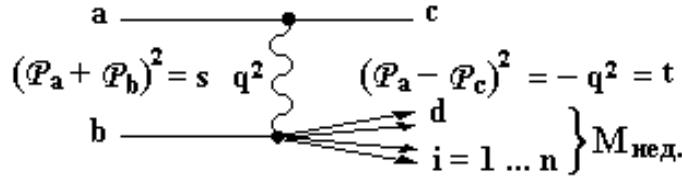
После этого получим для отдельных компонент 4-импульса

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

## 2.6.2 Инварианты лоренцевских преобразований

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

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



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

2.  $\sum (\mathcal{P}_i)^2 = \sum_{i=1}^n E_i^2 - \sum_{i=1}^n p_i^2 = M_{\text{эф.}}^2; \quad M_{ij}^2 = E_1 \cdot E_2 - \vec{p}_1 \vec{p}_2$
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  $p_{\perp} = p \cdot \sin \theta$  является инвариантной величиной. Поперечная масса  $\mu_{\perp i} = \sqrt{p_{\perp i}^2 + m_i^2}$  используется для определения энергии  $E_i$  и продольного импульса  $p_{\parallel i}$ :  $E_i = \mu_{i\perp} ch y_i, \quad p_{\parallel i} = \mu_{i\perp} sh y_i$ , где  $y_i$  — быстрота.
5. Быстрота  $y = \frac{1}{2} \ln \frac{1+\beta}{1-\beta}; \quad y = \frac{1}{2} \ln \frac{E+p_{\parallel}}{E-p_{\parallel}} = \frac{1}{2} \ln \frac{E+p \cos \theta}{E-p \cos \theta}$ .

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

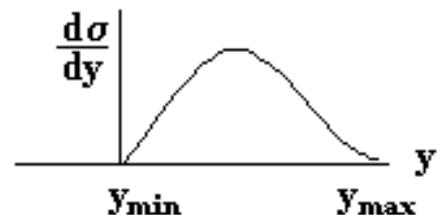
Для этих величин инвариантами являются интервалы  $\Delta y$  и  $\Delta \eta$ .

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

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

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

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



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

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

6. Переменные Мандельштама  $s, t, u$  являются инвариантами:  $s = (\mathcal{P}_a + \mathcal{P}_b)^2$ ,  $t = (\mathcal{P}_a - \mathcal{P}_c)^2$ ,  $u = (\mathcal{P}_b - \mathcal{P}_c)^2$ .
7. Инвариантом лоренцевских преобразований является фазовый объем — область фазового пространства, разрешенная законами сохранения. Элемент фазового объема определяется через произведение дифференциалов 4-импульсов частиц.

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

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

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

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

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

### Литература

1. Аминева Т.П., Сарычева Л.И. Фундаментальные взаимодействия и космические лучи. -М.: Эдиториал УРСС, 1999.
2. Окунь Л.Б. Введение в физику элементарных частиц. -М.: Наука, 1988.

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

#### 3.1 Экспериментальная техника — ускорительные комплексы

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

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

Ускоритель частиц можно сравнить с микроскопом. Из классической оптики известно, что для изучения структуры объекта, имеющего размер  $d$ , его надо облучить светом, длина волны которого  $\lambda$  существенно меньше этого размера, т.е.  $\lambda \ll d$ . В основе квантовой (волновой) физики, оперирующей с представлением о частице как о волновом пакете, лежит полученное Де Бройлем соотношение между длиной волны  $\lambda$  и импульсом  $p$ , который имеет частица:  $\lambda = \frac{\hbar}{p}$ , где  $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ ,  $\hbar$  — постоянная Планка,  $h = 6,6 \cdot 10^{-27}$  эрг·с. Отсюда следует, что частица имеет тем меньшую длину волны, чем больше ее импульс. Понятно поэтому стремление экспериментаторов построить ускорители, способные ускорять частицы до все более высоких энергий.

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

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

щее время максимальной и соответствует энергии  $E = 1.62 \cdot 10^6$  ГэВ в лабораторной системе координат.

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

В Европейском центре ядерных исследований (ЦЕРН, Швейцария) работает комплекс ускорителей. Сначала был построен протонный синхротрон PS, ускоряющий протоны до энергии  $\sim 30$  ГэВ. Затем ускоритель PS стал использоваться как инжектор для ускорителя SpS. Этот ускоритель некоторое время работал в коллайдерном режиме. Тогда он назывался  $S\bar{p}S$ -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  $\sim 100$  ГэВ. На рис. 17 изображена схема этого комплекса.

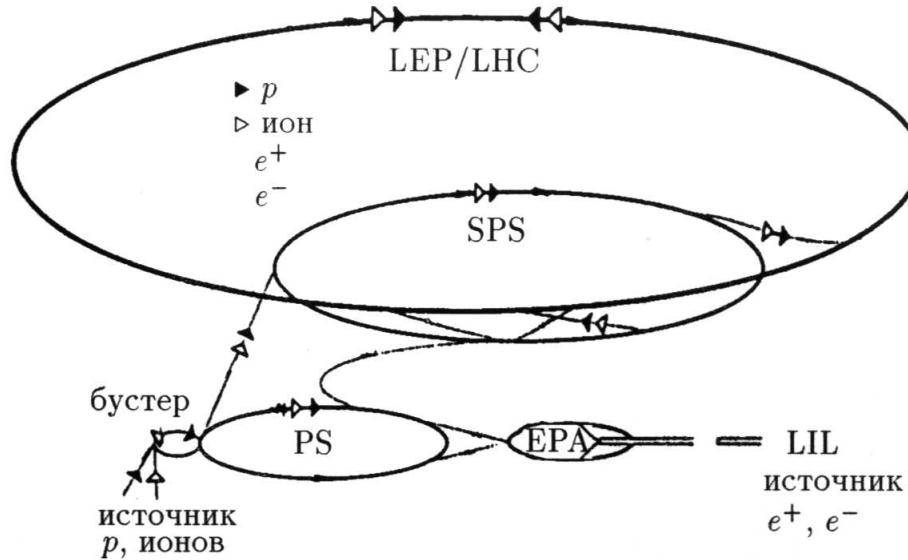


Рис. 17: Схематическое изображение комплекса ускорителей в ЦЕРН.

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

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

| Ускорители  | HERA<br>(DESY)            | SppS<br>(CERN) | TEVATRON<br>(Fermilab) | LHC<br>(CERN)     |            |
|---|---------------------------|----------------|------------------------|-------------------|------------|
| Начало работы   | 1992 г.                   | 1981 г.        | 1987 г.                | 2008 г.           |            |
| Соударящиеся частицы                                  | $ep$                      | $p\bar{p}$     | $p\bar{p}$             | $pp$              | Pb–Pb      |
| Макс. энергия пучка (ТэВ)                             | $e$ : 0.030<br>$p$ : 0.02 | 0.315          | 1.0                    | 7.0               | 2.76 ТэВ/н |
| Светимость ( $10^{30} \text{ см}^{-2}\text{s}^{-1}$ ) | 14                        | 6              | 210                    | $1.0 \times 10^4$ | 0.002      |
| Разрешение по энергии ( $10^{-3}$ )                   | $e$ : 0.91<br>$p$ : 0.2   | 0.35           | 0.09                   | 0.1               | 0.1        |

В США в Стенфордской национальной лаборатории (SLAC) на SLC-коллайдере сталкиваются электроны и позитроны каждый с энергией до 50 ГэВ. Кроме коллайдера здесь до недавнего времени работал линейный ускоритель электронов, протяженность ускоряющих элементов которого составляла 3 км. На линейном ускорителе в Стенфорде были выполнены первые эксперименты по изучению структуры атомных ядер в опытах по рассеянию электронов на ядрах. Эта серия экспериментов закончилась в 50-х годах. Затем в 60-х годах были осуществлены первые измерения структуры протона при рассеянии электронов с энергией  $\sim 20$  ГэВ на неподвижной мишени, состоящей из протонов. В этих опытах было обнаружено, что внутри протона содержится много точечных образований — *партонов*. Дальнейшее развитие SLAC направлено на изучение *B*-физики.

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

Очевидно, что для изучения структуры микрообъектов помимо высоких энергий облучающих частиц желательно, чтобы эти частицы-снаряды были как можно более простыми — бесструктурными образованиями. На современном уровне наших знаний такими частицами являются лептоны: электрон, мюон,  $\tau$ -лептон и соответствующие им нейтрино. Среди

лептонов наиболее доступен для экспериментов электрон. По всем современным экспериментальным данным он не имеет структуры, по крайней мере до расстояний  $\sim 10^{-16}$  см.

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

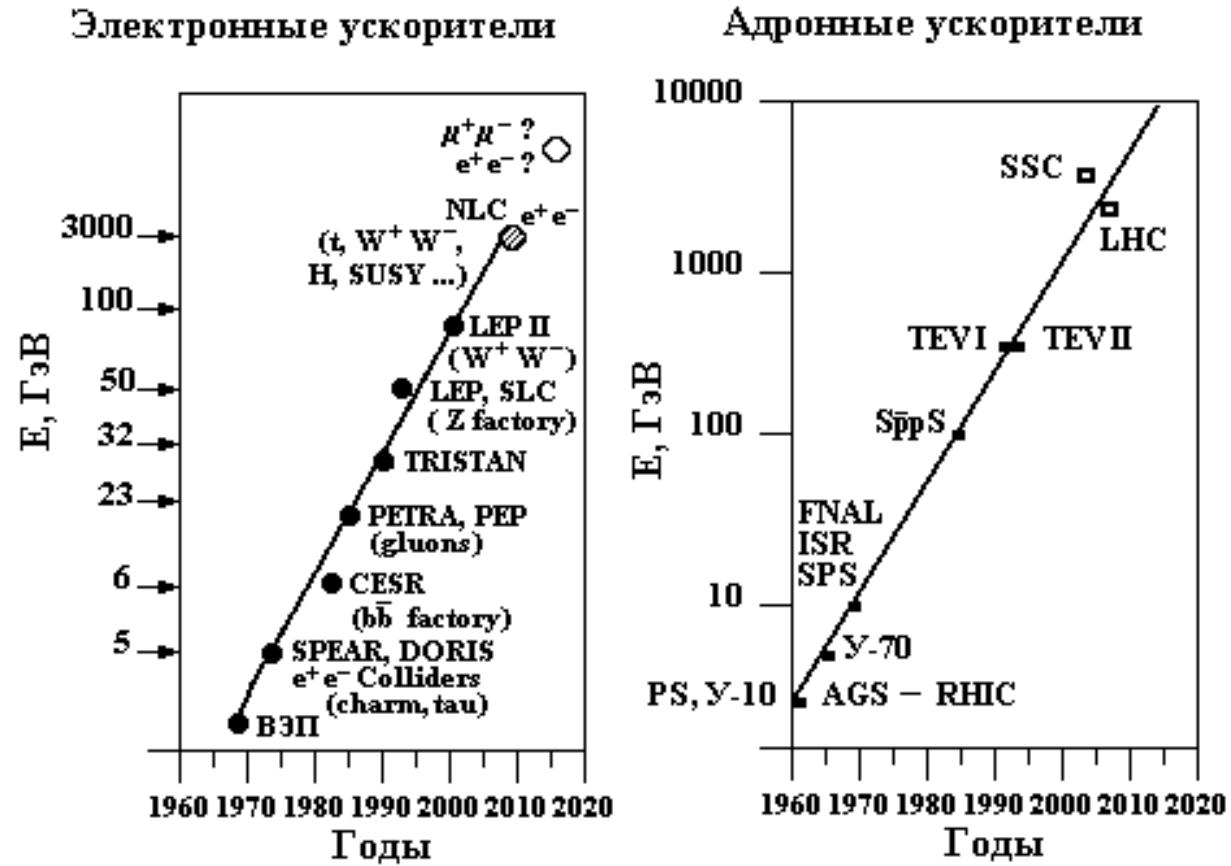


Рис. 18: Развитие во времени ускорителей высоких энергий. Значками отмечены действующие ускорители высоких энергий в разные периоды времени. Ускоритель SSC (США) не был построен из-за отсутствия финансирования. Создание ускорителя NLC (соударения  $e^+e^-$ ) только планируется.

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

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

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

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

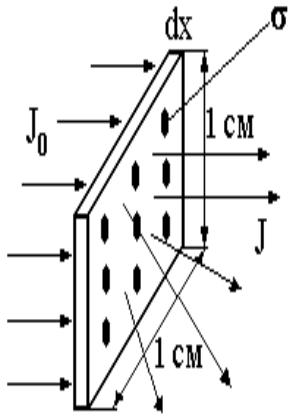


Рис. 19: Схема измерения поперечных сечений.

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

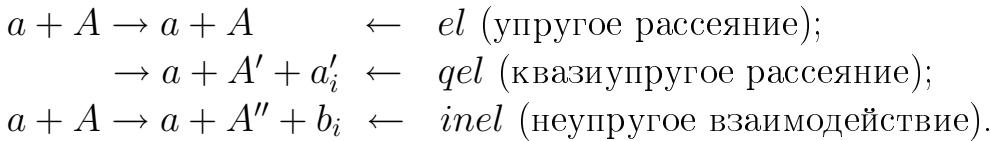
$$dJ = -J_0 \cdot \sigma \cdot N \cdot dx,$$

где  $\sigma \cdot N \cdot dx$  — доля площади мишени, занятая ядрами. Изменение интенсивности пропорционально  $J_0 \cdot N \cdot dx$  с коэффициентом пропорциональности  $\sigma$  — эта величина называется ядерным поперечным сечением мишени для частиц пучка. Интенсивность частиц, прошедших без взаимодействия через

мишень толщиной  $x$ ,  $J(x) = J_0 e^{-N\sigma x}$ . 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:

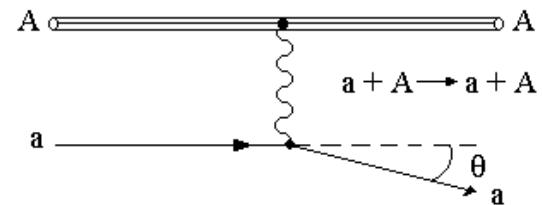


На рис. 20 представлены диаграммы Фейнмана для этих процессов.

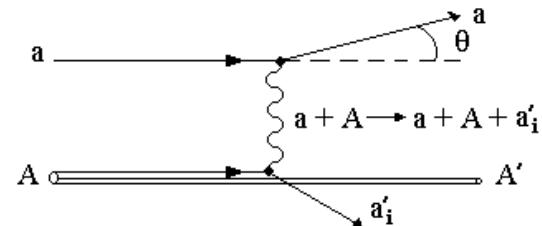
Полное поперечное сечение  $\sigma_{\text{tot}} = \sigma_{el} + \sigma_{qel} + \sigma_{inel}$ .

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

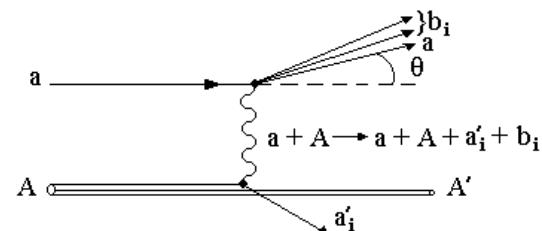
$$dJ_0(\theta, \varphi) = \frac{d\sigma(\theta, \varphi)}{d\Omega} \cdot J_0 \cdot N \cdot dx \cdot d\Omega,$$



а



б



в

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

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

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

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

- Дважды дифференциальное поперечное сечение

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

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

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

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

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

### 3.3 Методы измерения поперечных сечений в сильных взаимодействиях

#### 3.3.1 Метод пропускающих счетчиков

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

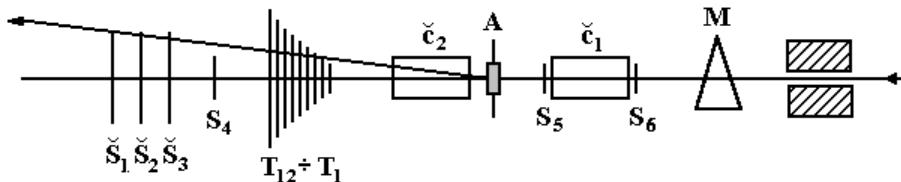


Рис. 21: Схема расположения детекторов на выведенном пучке для измерения поперечных сечений.

торов установки для измерения поперечного сечения на ускорителе У70.

Детектор состоит из набора сцинтиляционных  $S_i$  счетчиков для мониторирования 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 жидколоводородная мишень имела длину 3 м и содержала 21 г/см<sup>2</sup> водорода. Каждый пропускающий счетчик регистрировал частицы в определенном интервале передаваемого импульса  $|t_i|$ .

Экспериментальные данные показаны на рис. 22.

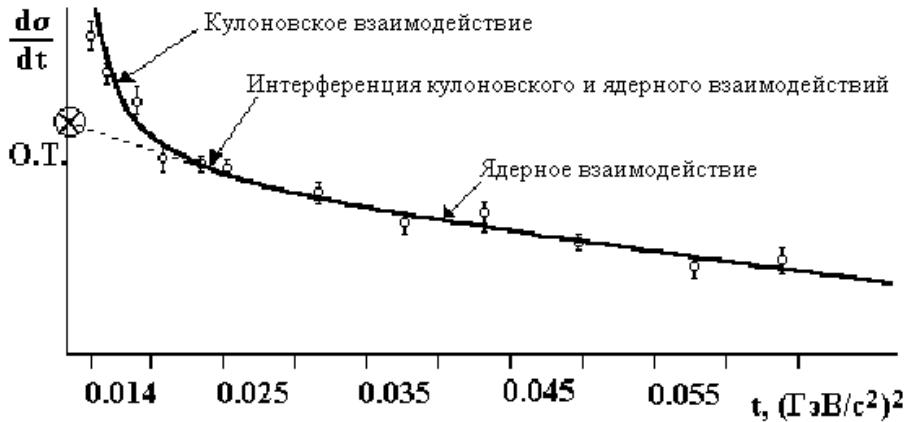


Рис. 22: Дифференциальное сечение взаимодействий в зависимости от квадрата переданного 4-импульса  $t = 4p_0^2 \cdot \sin^2 \frac{\theta}{2}$ .

Результат аппроксимируется выражением

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

( $C$  — кулоновское взаимодействие;  $D$  — действительная часть,  $A$  — мнимая часть амплитуды, описывающей ядерное взаимодействие;  $CD$  — кулон-ядерная интерференция). Отсюда определяется сечение  $\sigma(t_i) = (\frac{d\sigma}{dt})_{t=t_i}$ . В разных интервалах  $t_i$  работают разные процессы взаимодействия. При  $t_i < 0.015$  проявляется кулоновское взаимодействие. В области  $0.015 < t_i < 0.025$  проявляется интерференция кулоновского и ядерного взаимодействий. При  $t_i > 0.025$  работает ядерное взаимодействие. Экстраполируя ход сечения для ядерного взаимодействия к  $t = 0$ , получаем оптическую точку (О.Т.).

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

амплитуды упругого рассеяния вперед

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

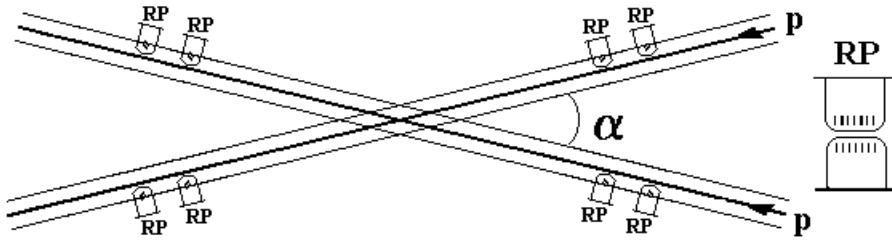


Рис. 23: Схема пересечения пучков протонов под углом  $\alpha$  (RP – Roman Pots).

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

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

Количество упругих взаимодействий  $N_{el}$  фиксируется в зависимости от угла рассеяния протонов  $\theta$ , т.е. в зависимости от  $t$ . Поэтому детекторы внутри Римских горшков должны иметь хорошее пространственное разрешение.

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

Этот способ измерения поперечных сечений коррелирует с предыдущим способом — измерением сечений по интегральной светимости  $\mathcal{L}$ , т.к.

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

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

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

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

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

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

### 3.3.4 Метод измерения сечений в космических лучах

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

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

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

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

$E_0 \leq 10^{12} \text{ эВ}$

Эксперименты выполняются с использованием калориметрических установок, располагающихся на горах. Среди частиц  $N_0$ , падающих на калориметрические устройства, могут присутствовать любые адроны, образующиеся в атмосфере Земли над экспериментальной установкой. В качестве мишней используются поглотители, помещенные между детекторами частиц. Это могут быть графитовые, железные или свинцовые мишени. Таким образом, в этих экспериментах изучаются сечения взаимодействия адронов с различными атомными ядрами. В калориметрах

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

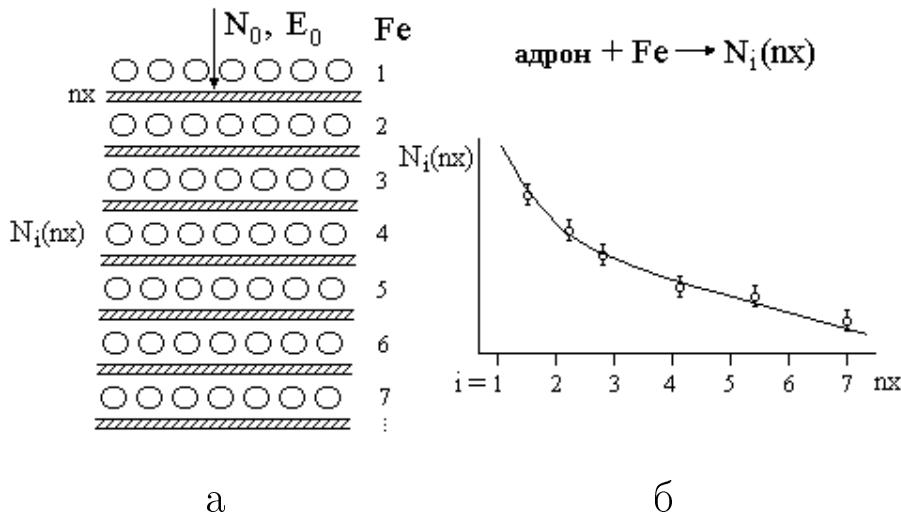


Рис. 24: Схема постановки эксперимента: а — калориметр для измерения поперечного сечения при энергии  $E_0 \leq 10^{12}$  эВ; б — число частиц  $N_i(nx)$ , зарегистрированных в калориметре под слоем  $(nx)$ .

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

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

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

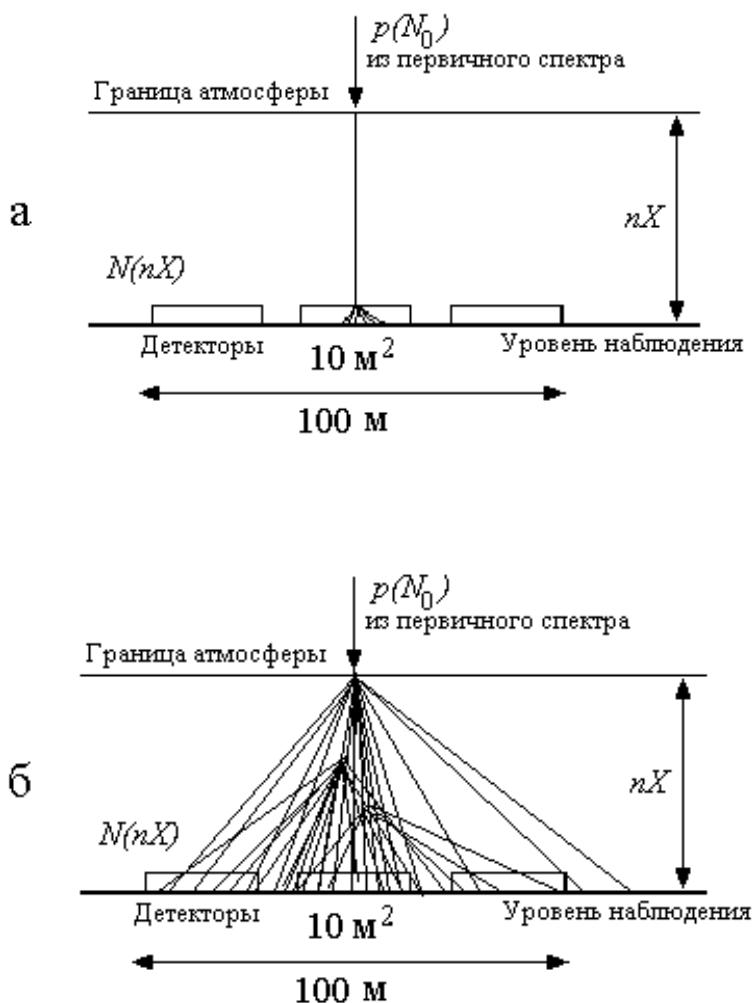


Рис. 25: Схема предполагаемых процессов взаимодействия первичных частиц космического излучения в атмосфере Земли: а — первичная частица, дошедшая до уровня наблюдения без взаимодействия, провзаимодействовала в калориметре; б — первичная частица провзаимодействовала в атмосфере Земли.

При переходе к еще более высоким энергиям калориметрические измерения становятся затруднительными и в качестве мишени используется атмосфера Земли. В этом случае первичные космические частицы (большинство из которых протоны), проходя через атмосферу Земли, генерируют ливни, которые регистрируются большим количеством детекторов, располагающихся на уровне наблюдения (рис. 25б).

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

$$E_0 > 10^{16} \text{ эВ}$$

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

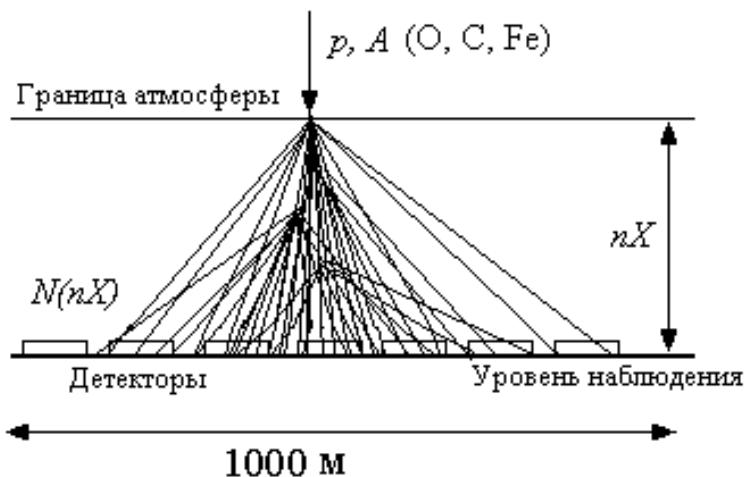


Рис. 26: Использование широких атмосферных ливней (ШАЛ) для измерения сечений частиц с энергией от  $10^{16}$  до  $10^{20}$  эВ.  $N(nX) = N_0(1 - e^{-\sigma nX})$ .

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

### Литература

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

## 4 Результаты измерения поперечных сечений различных типов взаимодействий

### 4.1 Результаты измерения поперечных сечений в сильных взаимодействиях

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

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

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

$\sigma$  в мб,  $p$  в ГэВ/ $c$ .

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

Таблица 13

Значения коэффициентов при параметризации сечений для разных реакций и импульсов

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

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

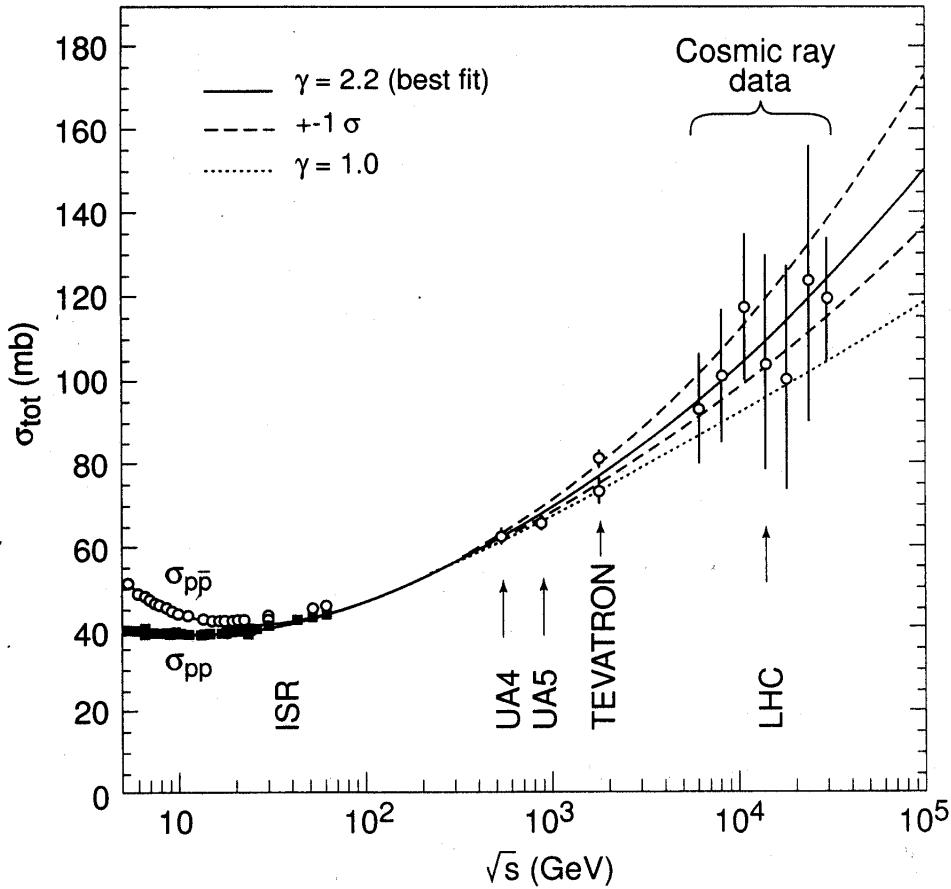


Рис. 27: Зависимость сечений от энергии поперечного сечения для сильных взаимодействий  $\sigma_{tot}(s) = \sum A_i s^{\alpha_i(0)-1} + (\log s)^\gamma$ . Данные, полученные в космических лучах (кружки с большими ошибками), не позволяют определить зависимость сечения от энергии. Эта задача будет выполнена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

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

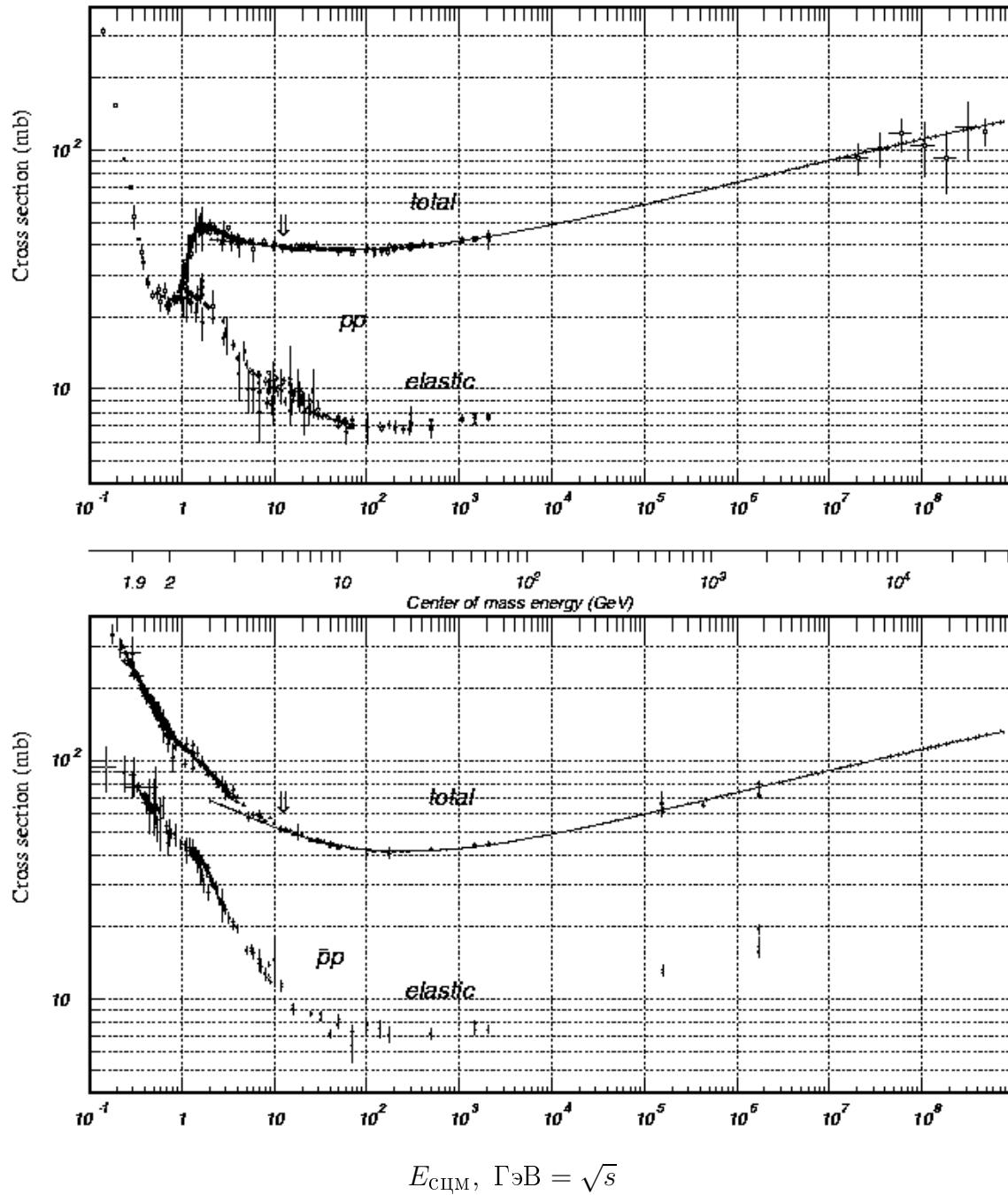
$$\sigma_{tot}(s) = \sum A_i s^{\alpha_i(0)-1} = IP + \sum_i R_i s^{-1/2}$$

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

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

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

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



$$E_{\text{сцм}}, \text{ ГэВ} = \sqrt{s}$$

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

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

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

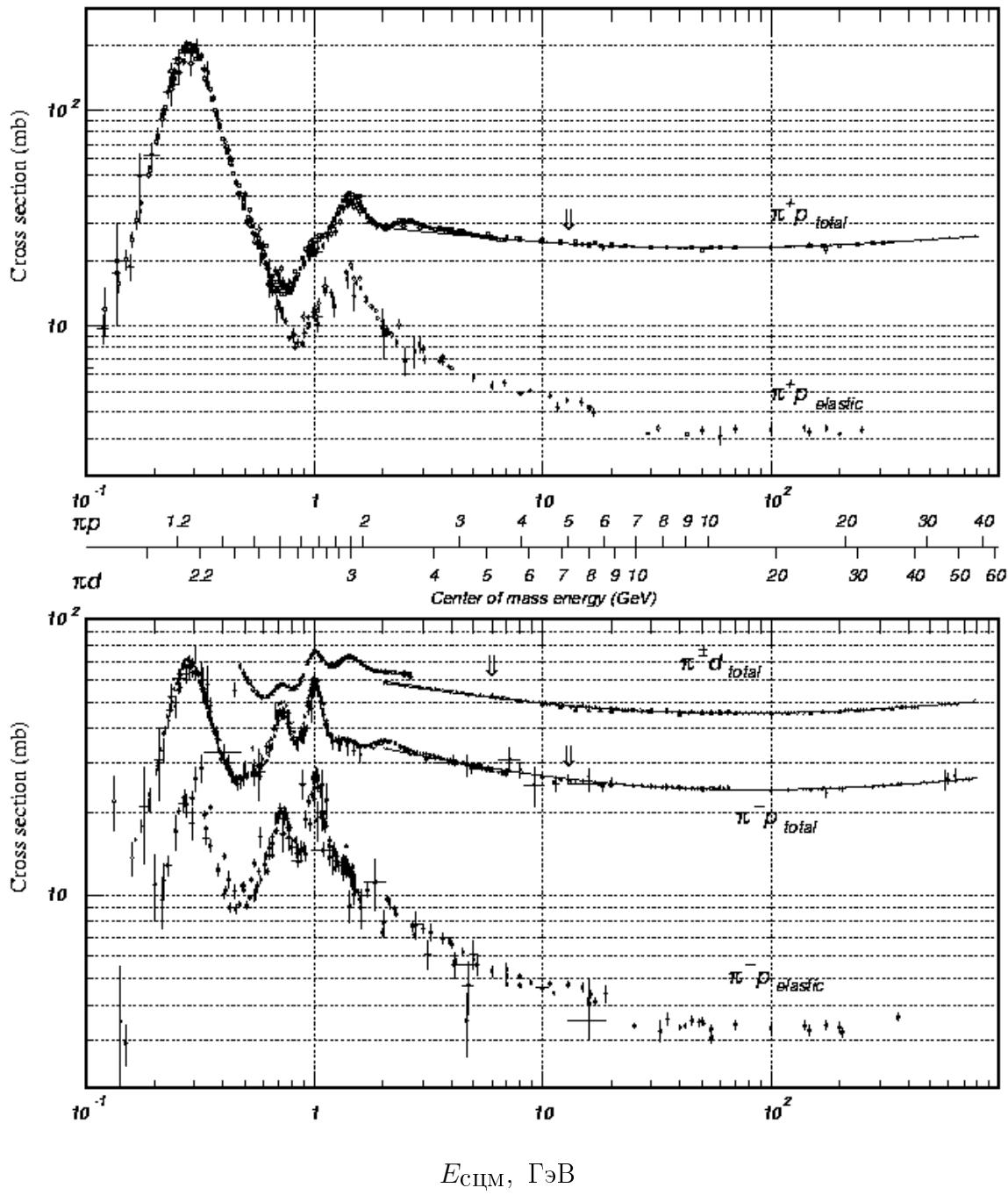


Рис. 29: Зависимость поперечных сечений от энергии для  $\pi^+ p$ - и  $\pi^- p$ -взаимодействий.

Линии, показанные на рисунках, соответствуют аппроксимации  $Xs^\varepsilon + Ys^\eta$ , причем числовые коэффициенты имеют следующие значения: для  $\pi^+ p$ -взаимодействий  $X = 13.63$ ,  $Y = 27.56$ ; для  $\pi^- p$ -взаимодействий  $X = 13.63$ ,  $Y = 36.02$ . Значения показателей степени  $\varepsilon$  и  $\eta$  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. 30.

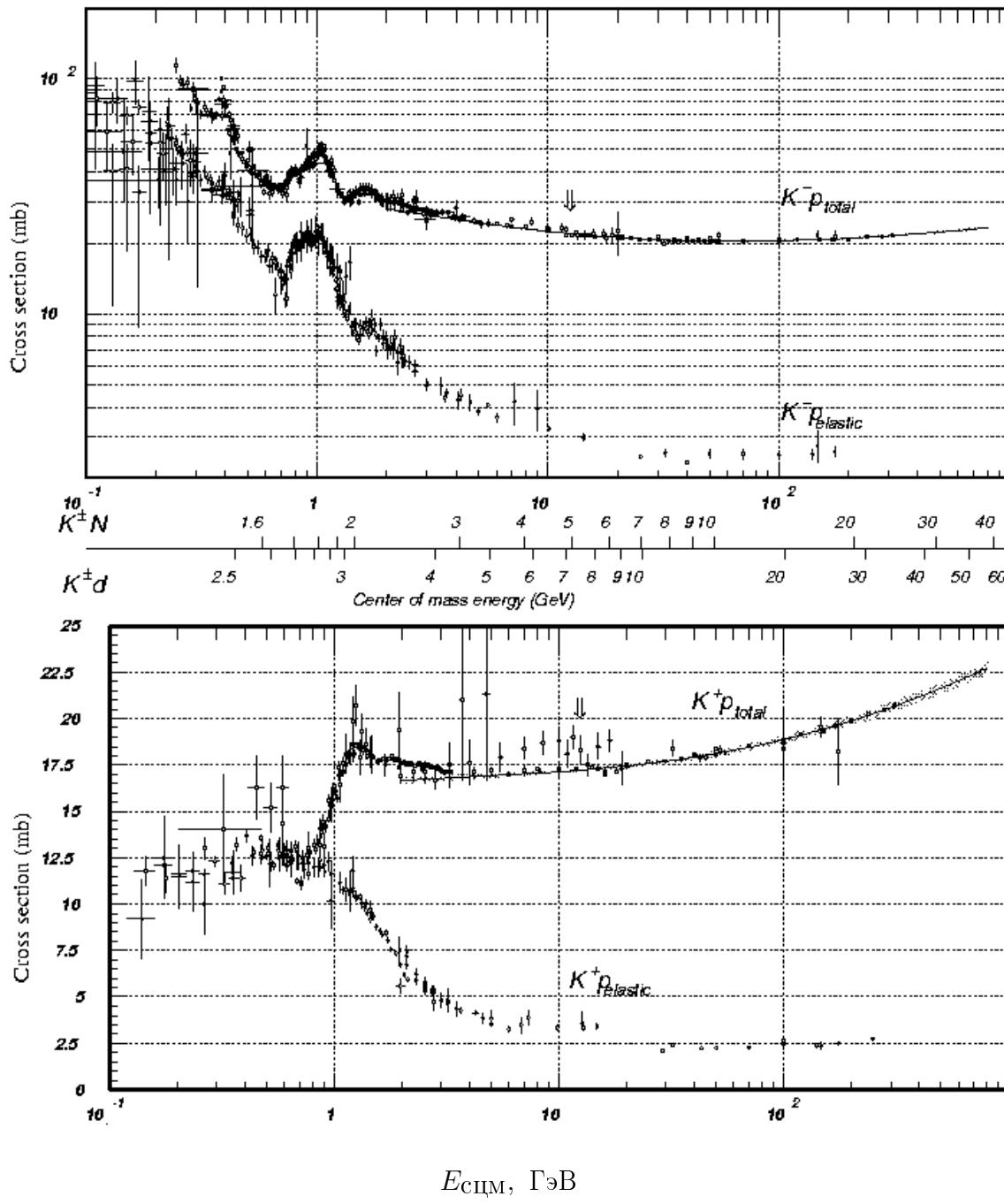


Рис. 30: Зависимость поперечных сечений от энергии для  $K^+ p$ - и  $K^- p$ -взаимодействий.

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  $\varepsilon$  и  $\eta$  одинаковы для этих реакций:  $\varepsilon = 0.0808$ ,  $\eta = 0.4525$ ;  $s$  — квадрат полной энергии в системе центра масс.

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

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

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

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

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

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

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

- 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  $\sigma_{tot}(s) = \sum_i A_i s^{\alpha_i(0)-1} = IP + \sum_i R_i s^{-1/2}$ .
- Аппроксимация, основанная на реджевской модели, имеет вид

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

В формуле содержится 5 свободных параметров.

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

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

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

Таблица 14

#### Численные значения отношений разных сечений

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

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

### 4.3 Результаты измерения поперечных сечений в электромагнитных взаимодействиях

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

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

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

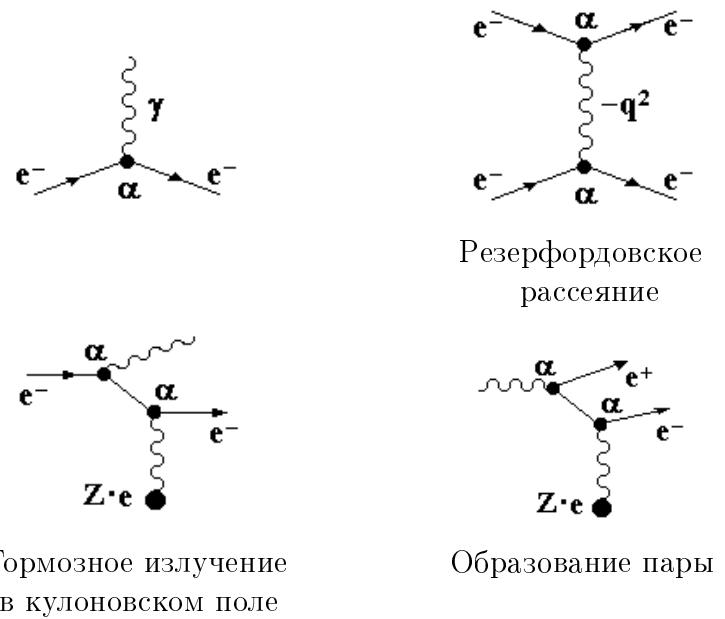


Рис. 31: Диаграммы Фейнмана, иллюстрирующие основные электромагнитные взаимодействия.

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

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

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

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

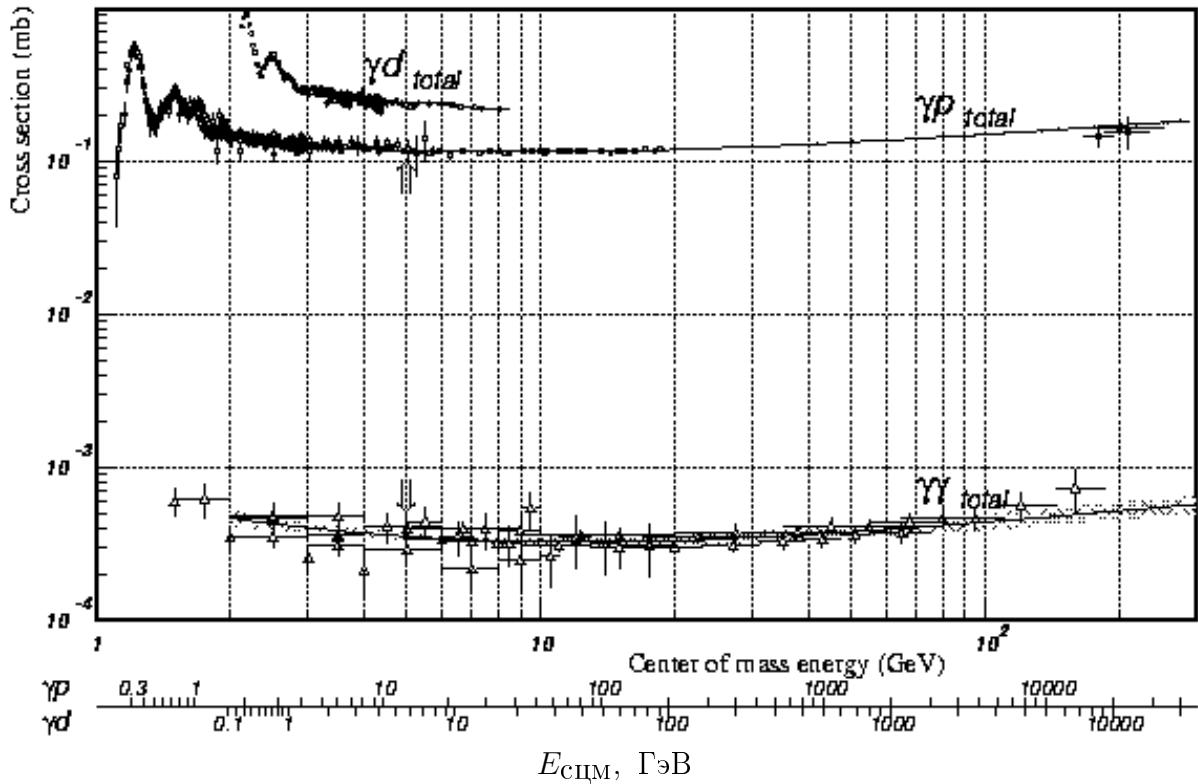


Рис. 32: Зависимость поперечных сечений от энергии для  $\gamma p$ - и  $\gamma\gamma$ -столкновений.

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

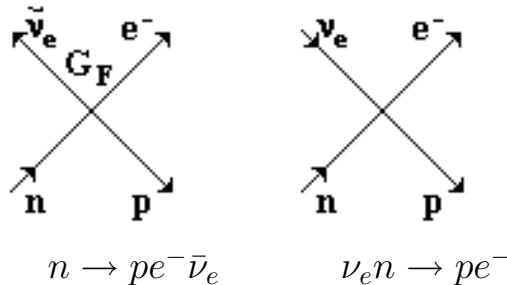
Поперечные сечения для других электромагнитных процессов будут рассмотрены дальше.

#### 4.4 Слабые взаимодействия

Изучение слабых взаимодействий продолжалось длительный период.

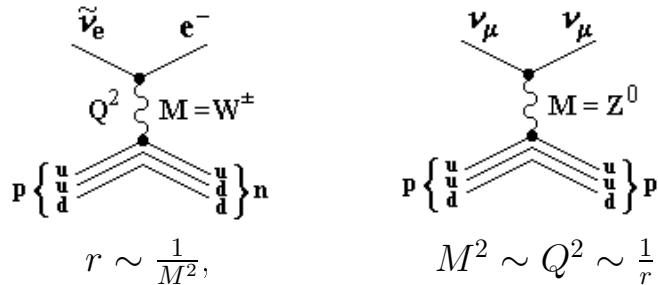
- 1896 г. — Беккерель обнаружил, что соли урана испускают проникающее излучение ( $\beta$ -распад тория).  
Это стало началом исследования слабого взаимодействия.
- 1930 г. — Паули выдвинул гипотезу о том, что при  $\beta$ -распаде наряду с электронами ( $e$ ) испускаются легкие нейтральные частицы — нейтрино ( $\nu$ ).
- 1934 г. — Ферми предложил квантово-полевую теорию  $\beta$ -распада.  
Распад нейтрона ( $n$ ) есть следствие взаимодействия двух токов: адронный ток переводит нейтрон в протон ( $p$ ), лептонный — рождает пару электрон + нейтрино.

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

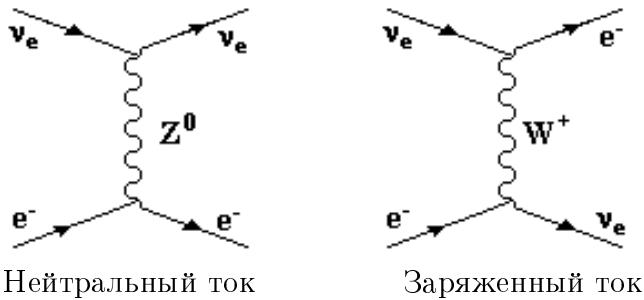


Слабое взаимодействие ответственно за все медленные распады частиц.

- 1956 г. — Райнес впервые наблюдал реакцию  $\tilde{\nu}_e p \rightarrow ne^+$  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  $\beta$ -распаде ядер, распадах мюонов, пионов,  $K$ -мезонов и гиперонов.
- 1957 г. — Гелл-Манн, Фейнман, Маршак, Сударшан предложили универсальную теорию слабого взаимодействия, основанную на кварковой структуре адронов. Эта теория привела к описанию слабого взаимодействия с помощью диаграмм Фейнмана, отличных от 4-фермионного взаимодействия.
- В этот период были открыты два принципиально новых явления: нарушение  $CP$ -инвариантности и нейтральные токи.
- Ландау впервые предположил существование "левых" и "правых" частиц.
- 1960 г. — Глэшоу, Вайнберг, Салам высказали соображение о том, что слабое взаимодействие не является контактным а происходит путем обмена промежуточными векторными бозонами  $W^\pm, Z^0$ .  $W^\pm$  осуществляет взаимодействие через заряженные токи, а  $Z^0$  — через нейтральные токи.
- 1961 г. —



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



Суммарный нейтральный ток  $j_\alpha^n$  состоит из слагаемых двух типов: левые токи —  $\tilde{\psi}_L \gamma_\alpha \psi_L$  и правые токи —  $\tilde{\psi}_R \gamma_\alpha \psi_R$ .

- 1976 г. — Объяснение слабых ядерных сил перешло на кварковый уровень. После открытия нейтральных слабых токов, переносчиками которых является  $Z_0$ -бозон, было установлено, что полный слабый нейтральный ток содержит вклады всех лептонов и всех夸克ов:

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

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.

- 1983 г. — На ускорителе  $S\bar{p}pS$  (ЦЕРН) в экспериментах под руководством К.Руббия впервые были зарегистрированы  $W^\pm$ - и  $Z^0$ -бозоны и определена их масса.
- 1989 г. — 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  $\theta_W$  — угол Вайнберга, который используется при объединении электромагнитных и слабых взаимодействий. В дальнейших экспериментах по изучению слабых взаимодействий значение  $\sin^2 \theta_W$  постоянно уточняется.
- 1991 г. — На ускорителе LEP2 (ЦЕРН) проводилось изучение распадов  $Z^0$ -бозонов, которое показало, что в природе существует только три поколения лептонов:  $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$  и  $\nu_\tau$ . Результаты экспериментов ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, выполненных на ускорителе LEP2 (ЦЕРН), представлены на рис. 33.
- 2001 г. —

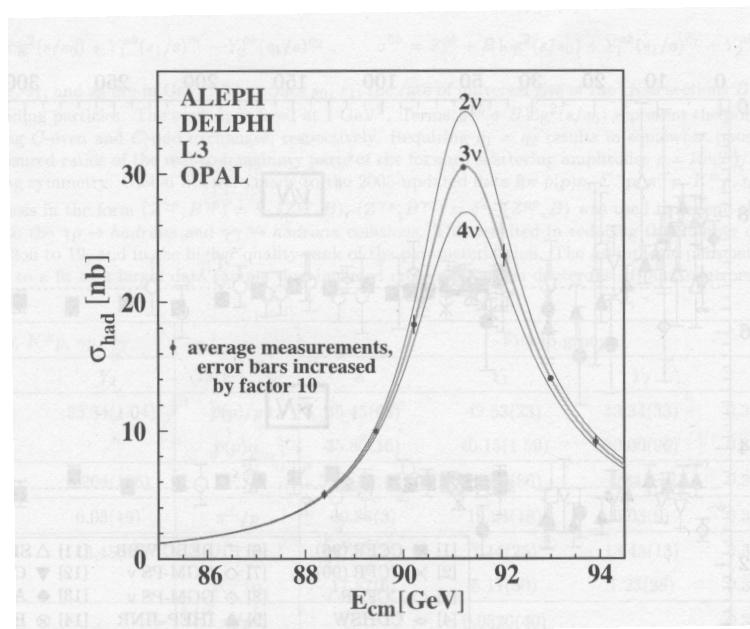


Рис. 33: Поперечные сечения для  $e^+e^-$ -аннигиляции в адронные состояния вблизи энергии, равной массе покоя  $Z_0$ . Кривые вычислены в предположении о существовании разных поколений нейтрино (2, 3, 4). Экспериментальные точки, усредненные по разным экспериментам, ложатся на кривую, вычисленную с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

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

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

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

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

получено новое значение параметра угла смешивания

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

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

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

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

#### 4.4.1 Осцилляции нейтрино и его масса

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

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

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

#### 4.4.2 Поперечное сечение для слабых взаимодействий

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

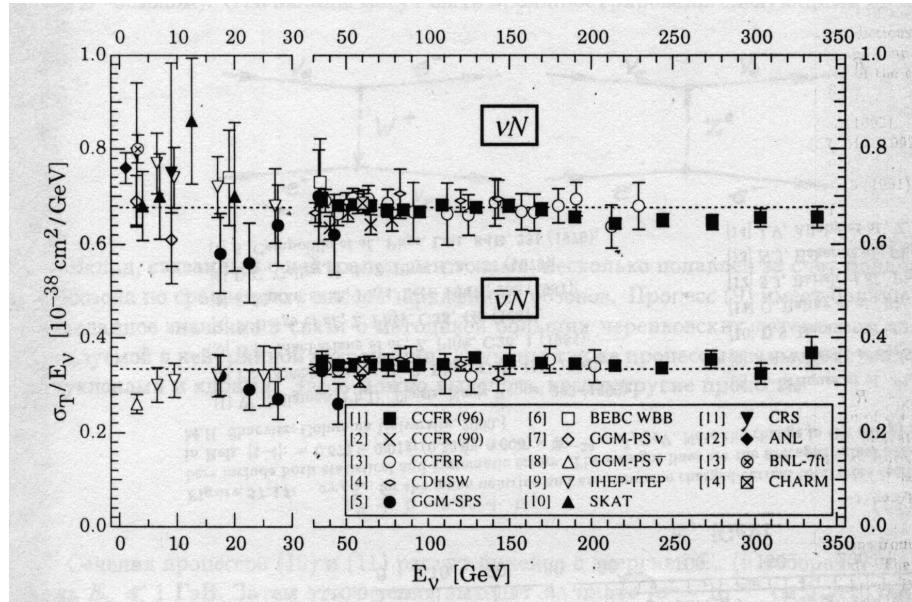


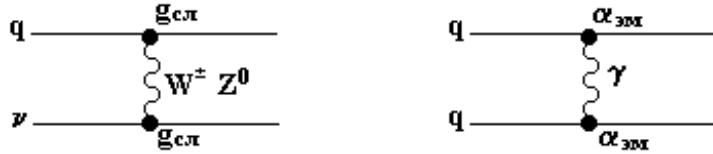
Рис. 34: Сечение взаимодействия нейтрино и антинейтрино с нуклонами в зависимости от энергии по результатам многих экспериментов.

$$\begin{aligned} \sigma &= \frac{G_F^2 m_e \cdot E_\nu}{2\pi} \left[ (g_v^{\nu e} \pm g_A^{\nu e})^2 + \frac{1}{3} (g_v^{\nu e} \mp g_A^{\nu e})^2 \right]; \\ g_v^{\nu e} &= \rho_{\nu e} \left( -\frac{1}{2} + 2K_{\nu e} \cdot \sin^2 \theta_w \right), \quad g_A^{\nu e} = \rho_{\nu e} \left( -\frac{1}{2} \right). \end{aligned}$$

Сечение взаимодействия нейтрино с нуклоном пропорционально энергии нейтрино.

#### 4.4.3 Электрослабые взаимодействия

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



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

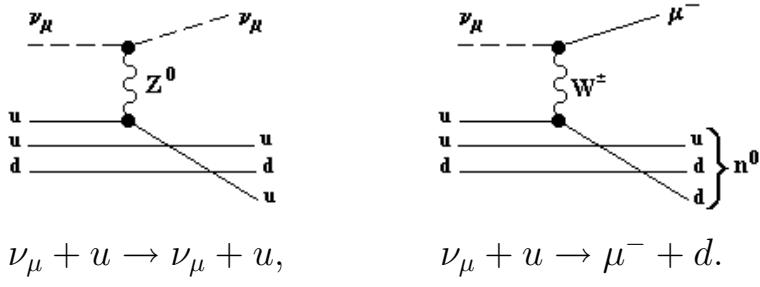
При объединении электромагнитных и слабых взаимодействий кроме реально существующих  $W^\pm$  и  $Z^0$  вводятся гипотетические частицы  $W^0$ - и  $B^0$ -бозоны. Они реально не наблюдаются, но входят в линейную комбинацию и образуют поля  $A$  и  $Z^0$ :

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

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

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

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



Различие между лептонами и кварками:

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

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

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

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

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

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

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

Это есть "ароматическая" структура слабого взаимодействия.

## 4.5 Гравитационное взаимодействие

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

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

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

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

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

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

Эта величина интерпретируется как фундаментальная длина, а время

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

как элементарный временной интервал.

Константа связи для гравитационного взаимодействия

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

если  $m = m_p$ .

Возникают вопросы:

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

В настоящее время рассматривается такое объяснение:

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

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

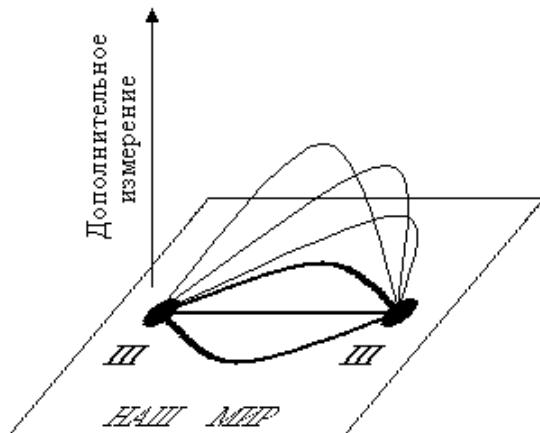


Рис. 35: Схематическое изображение трехмерного мира в виде плоскости и дополнительных измерений, выходящих за пределы плоскости. Жирными черными точками изображены объекты, находящиеся в трехмерном мире. Жирные линии между ними — силовые поля, действующие между этими объектами. Тонкие линии, выходящие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

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

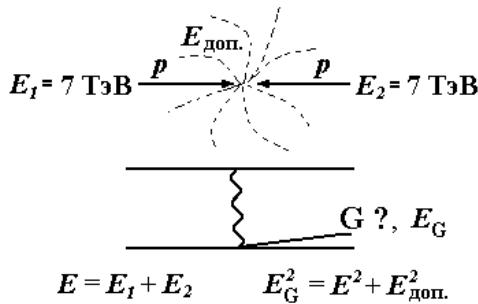


Рис. 36: Схематическое изображение возможных эффектов выноса энергии  $E_{\text{доп.}}$  (пунктирные линии) при столкновении протонов на LHC. Вынос энергии предположительно может быть осуществлен гравитоном  $G$ .

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

#### Литература

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

## 5 Взаимодействие частиц с веществом — потери энергии

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

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

## 5.1 Потери энергии заряженными частицами

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

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

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

На рис. 37 изображена зависимость потерь энергии от импульса для

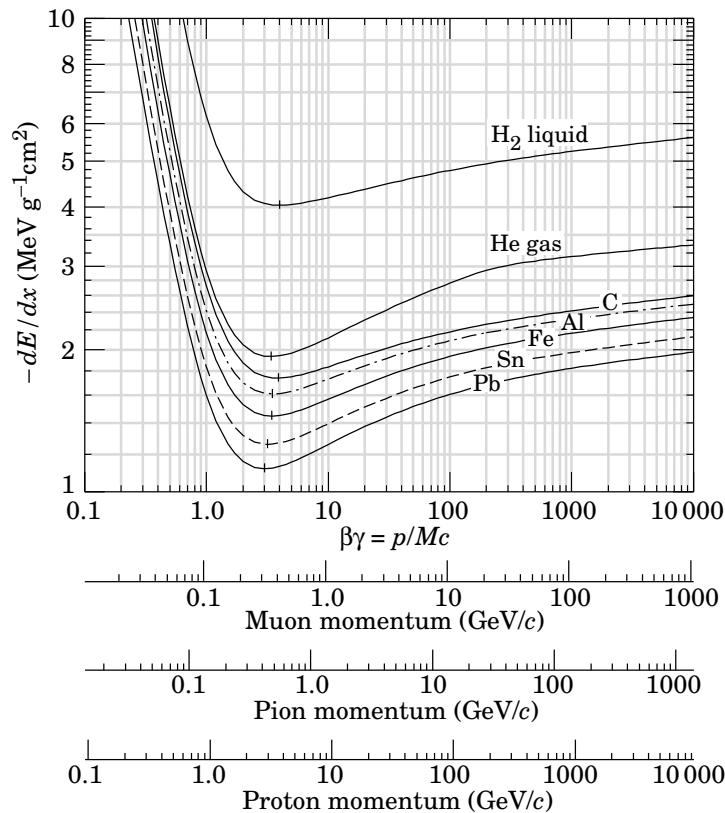


Рис. 37: Ионизационные потери тяжелых заряженных частиц в разных веществах в зависимости от импульса частицы  $\beta\gamma$ .

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

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

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

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

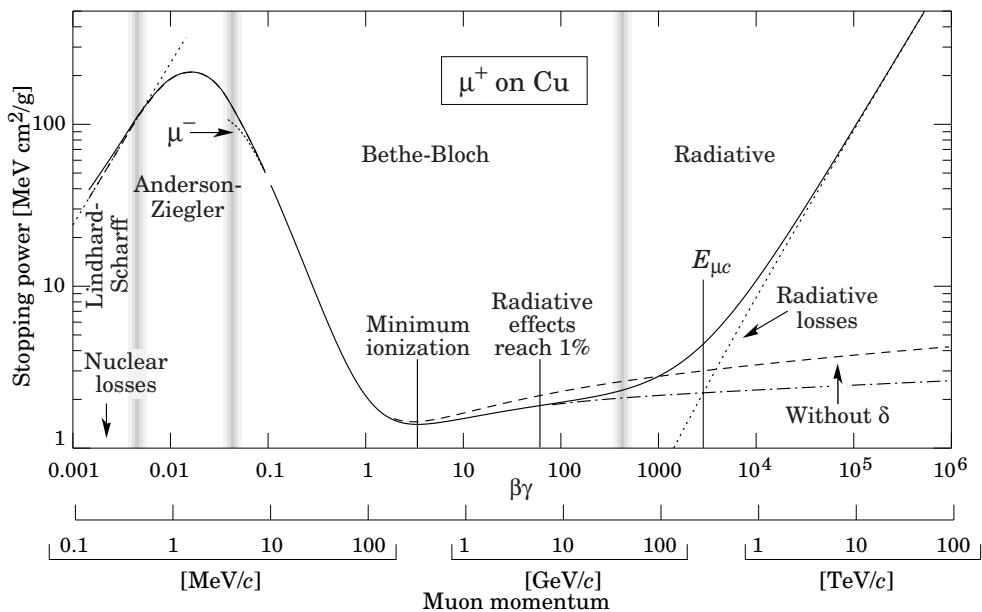


Рис. 38: Потери энергии мюонами  $-\frac{dE}{dx} = a(E) + b(E)E$  в медном поглотителе (Cu),  $a(E)$  — ионизационные потери,  $b(E)$  — образование  $e^+e^-$ -пар, тормозное излучение, фотоядерные эффекты.

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

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

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

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

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

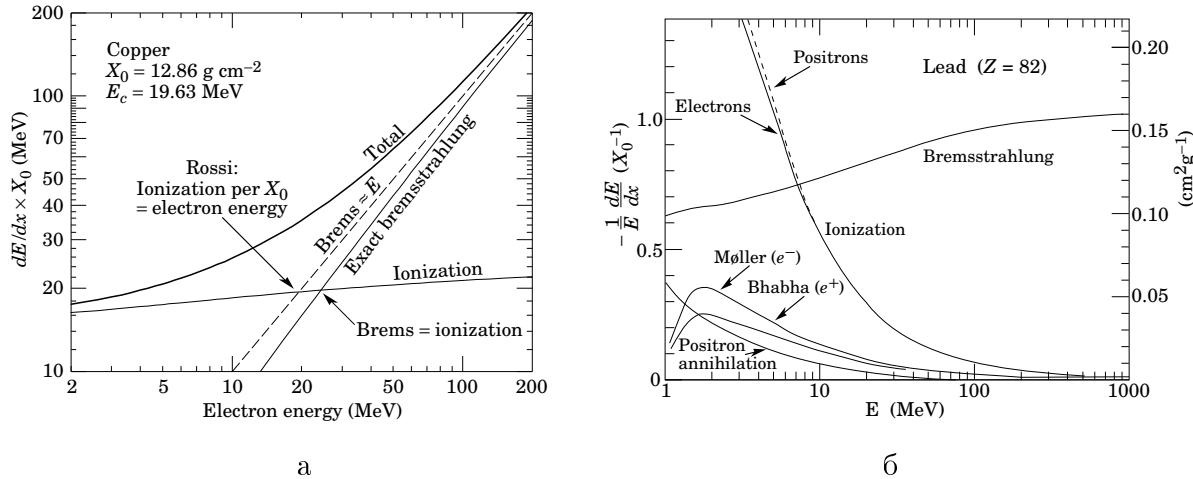


Рис. 39: Энергетические потери электронов в зависимости от энергии электрона:  
а — в меди, б — в свинце.  $X_0$  — радиационная длина,  $E_c$  — критическая энергия  $E_{\text{кр}}$ .

в зависимости от энергии электронов.

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

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

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  $E_{\text{кр}}$ .

## 5.2 Процессы, происходящие с фотонами в веществе

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

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

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

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

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

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

### 5.3 Электромагнитные каскады

Если происходят процессы тормозного излучения фотонов легкими частицами и образования электрон-позитронных пар фотонами при энергиях выше нескольких десятков МэВ, то возникают электромагнитные каскады. Число частиц в таких каскадах на глубине  $t$ , выраженной в радиационных единицах длины, растет как  $N(t) = 2^t$ , а энергия, уносимая каждой частицей, уменьшается как  $E(t) = E_0/2^t$ . Этот процесс происходит до тех пор, пока энергия не станет равной критической  $E_{\text{кр}}$ . После этого доминирующим процессом станут ионизационные потери энергии, комптоновское рассеяние и поглощение фотонов. Таким образом, максимальное число частиц в каскаде образуется при  $t_{\max} = \ln(E_0/E_{\text{кр}})/\ln 2$ . Полное число частиц в электромагнитном каскаде будет  $\sim 2E_0/E_{\text{кр}}$ , а полная длина каскада —  $E_0 X_0/E_{\text{кр}}$ . Такие каскады развиваются в электромагнитных калориметрах, использующихся в физике высоких энергий для определения энергии частицы. Энергия частицы (электрона, фотона), образующей электромагнитный каскад, определяется как площадь под каскадной кривой:  $E = \int_0^t N(t) \cdot dt$ . Энергетическое разрешение калориметра зависит от энергии  $\sigma(E)/E \simeq 1/\sqrt{E}$ .

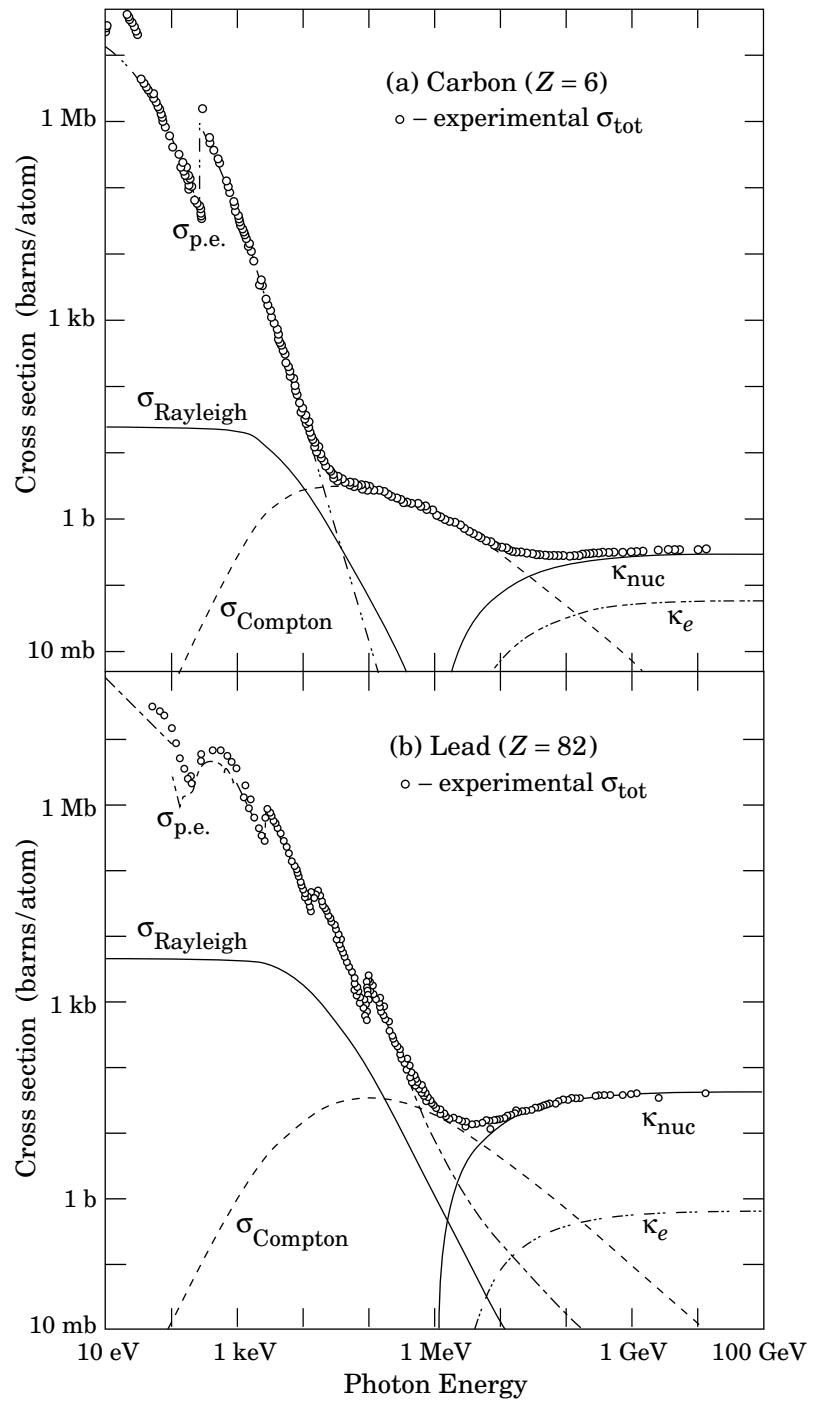


Рис. 40: Поперечные сечения взаимодействий для фотонов: а — в углероде и б — в свинце.

На рис. 41 показана каскадная кривая.

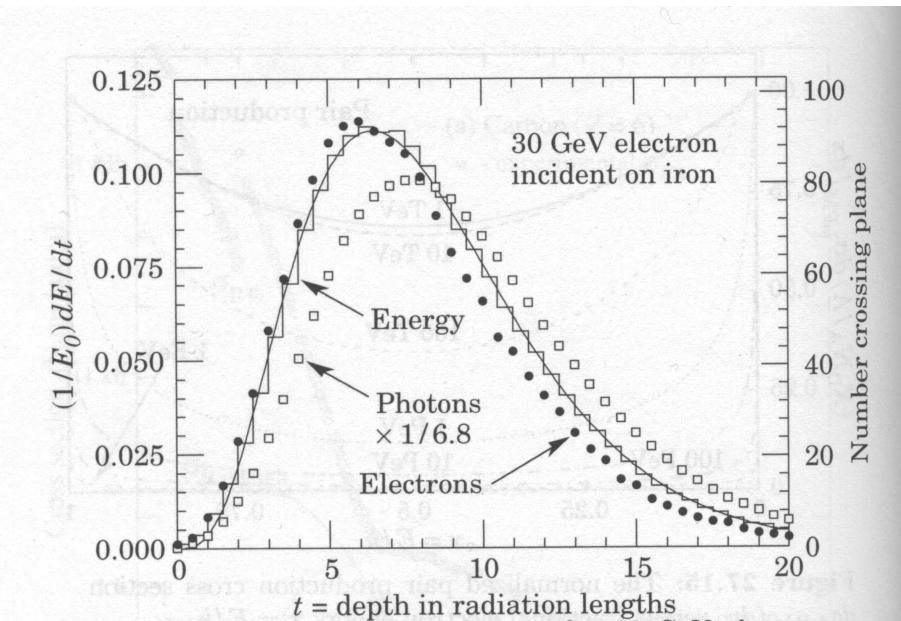


Рис. 41: Каскадная кривая в железе для электрона (•) и фотона (○) с энергией 30 ГэВ.

### Литература

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

## 6 Способы измерения масс частиц и ядер

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

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

На рис. 42 представлена схема масс-спектрометра.

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

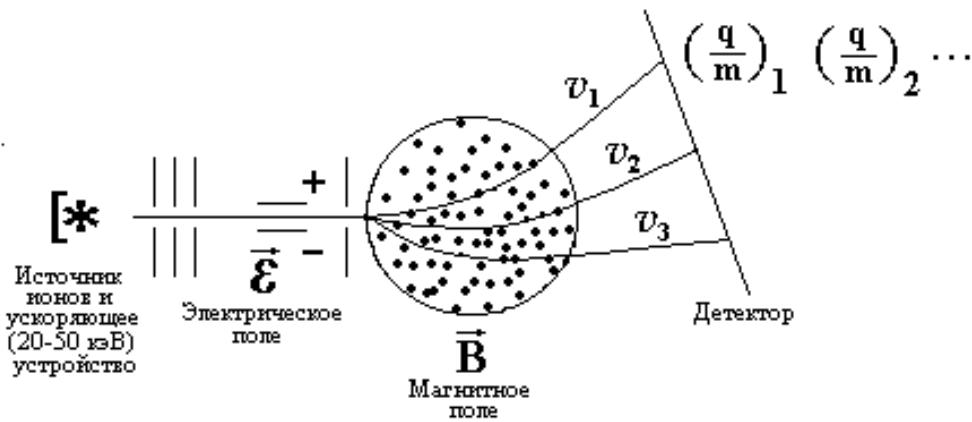


Рис. 42: Схема масс-спектрометра.

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

## 6.2 Методы определения масс элементарных частиц

Методы основаны на следующих соотношениях:

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

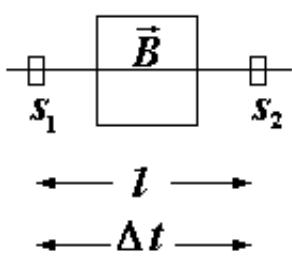
$$m = \frac{E}{\gamma}, \gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}, \beta = \frac{v}{c};$$

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

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  $\Delta t$  определяется тем точнее, чем меньше скорость  $v$ , и лежит в интервале  $\tau > 10^{-6} \div 10^{-7}$  с.



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

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

$$pc = 300B \cdot \rho [\text{эВ}],$$

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

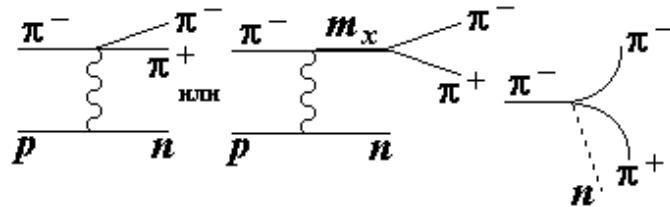
В этом случае масса  $m = \frac{\vec{p}}{\gamma \cdot v}$  определяется из соотношения  $pc = \frac{m\beta c^2}{\sqrt{1-\beta^2}} = m\beta c^2 \cdot \gamma$ .

### 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  $\pi^- p \rightarrow \pi^+ \pi^- n$  определяется инвариантная масса частиц  $\pi^+ \pi^-$  с использованием соотношения

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

Инвариантная масса двух частиц

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

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

Резонансный всплеск на фоне плавного распределения по фазовому объему свидетельствует о рождении  $\pi^+ \pi^-$ -мезонов через промежуточное состояние  $m_{1,2}$  (рис. 43).

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

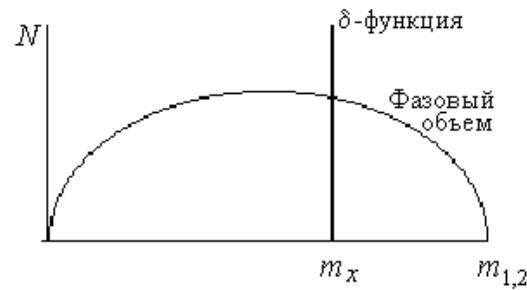


Рис. 43: Схематическое изображение распределения инвариантных масс по фазовому объему (плавная кривая) и резонансный всплеск ( $\delta$ -функция) в реакции  $\pi^- p \rightarrow n \pi^+ \pi^-$ .

схематически показан на рис. 44. Масса  $J/\psi$ -частицы (а также частиц  $\psi_1$  и  $\psi_2$ ) определялась с использованием соотношения

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

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

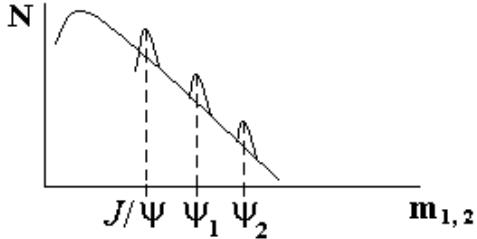


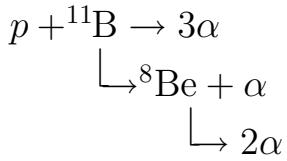
Рис. 44: Спектр инвариантных масс  $J/\psi$ -системы:  $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$  или  $\rightarrow e^+e^-$ .

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

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

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

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



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

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

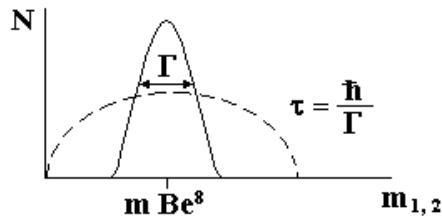


Рис. 45: Схематический вид распределения инвариантных масс для ядерной реакции  ${}^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ .

### 6.2.3 Метод многократного измерения ионизационных потерь

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

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

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

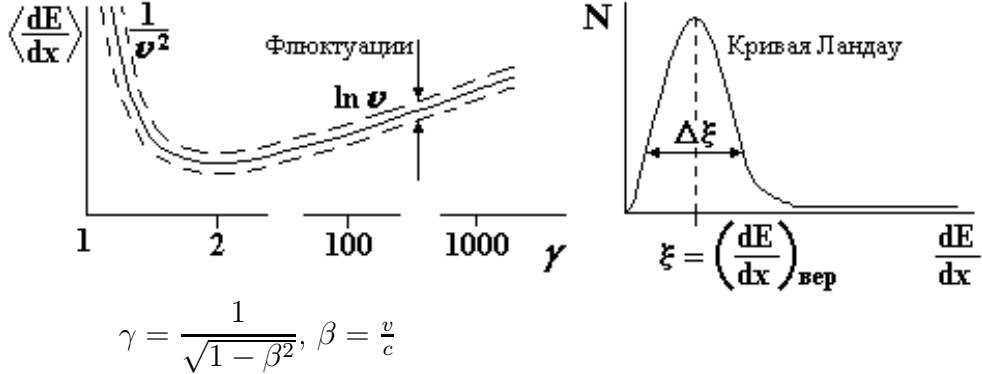


Рис. 46: Зависимость средних ионизационных потерь от Лоренц-фактора  $\gamma$  и кривая Ландау, описывающая флюктуации ионизационных потерь вокруг среднего значения.

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

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

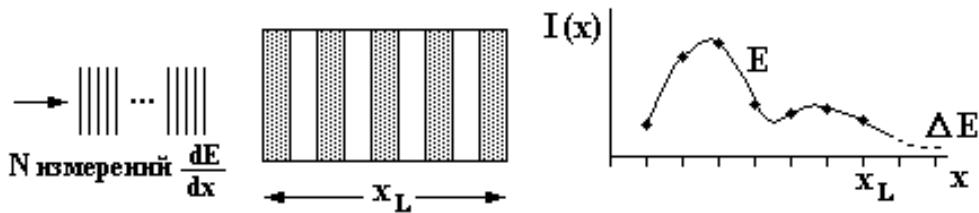
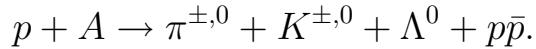


Рис. 47: Схематическое представление установки для измерения потерь энергии в многослойном счетчике ( $N$  измерений  $\frac{dE}{dx}$ ) и энергии в ионизационном калориметре  $X_L$ , с использованием каскадной кривой, описывающей ядерно-каскадный процесс в калориметре. Энергия  $E = a_i \int_0^{x_L}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

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



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

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

#### 6.2.4 Переходное излучение

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

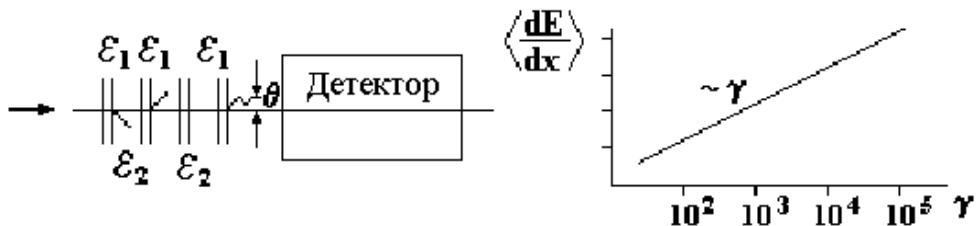


Рис. 48: Детектор переходного излучения и зависимость средних потерь энергии на переходное излучение от Лоренц-фактора  $\gamma$ .

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

Частица с зарядом  $z \cdot e$  пересекает границу между двумя слоями с диэлектрическими постоянными (или показателями преломления)  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2$  и излучает энергию  $E = \alpha z^2 \gamma \hbar \omega_p / 3$ , где  $\omega_p = \sqrt{4\pi n_e e^2 / m_e}$ ;  $\omega_p^2 = 4\pi e^2 \frac{n_e}{m_e}$  — плазменная частота,  $n_e$  — плотность электронов в единице объема. Излученная энергия регистрируется детектором фотонов, расположенным за излучающими слоями.

Среднее число излученных фотонов

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

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

Таблица 15

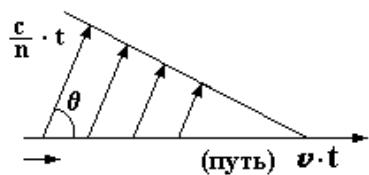
### Зависимость излученной энергии от импульса электрона

| $p_e, \text{ГэВ}/c$ | $\langle E \rangle_\gamma, \text{кэВ}$ |
|---------------------|--|
| 1                   | 10                                     |
| 2                   | 17                                     |
| 2.5                 | 18                                     |

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

#### 6.2.5 Черенковское излучение

Для определения скорости частиц используется Черенковское излучение.



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

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

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

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

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

Испускаются фотоны в количестве

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

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

В видимой области спектра

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

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

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

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

### 6.3 Детекторы в физике частиц и ядер

В физике частиц и ядер для регистрации ионизующего 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 оче-

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

### 6.3.2 Черенковские детекторы

Черенковские детекторы используют разные свойства черенковского излучения.

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

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

### 6.3.3 Детекторы переходного излучения

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

### 6.3.4 Многонитные камеры

Многонитные камеры (Multly Wire Proportional Chambers — MWPC) содержат десятки и сотни нитей, расположенных на малых ( $\sim 1\text{--}2$  мм)

расстояниях друг от друга. Каждая нить работает независимо и настраивается на регистрацию большей части заряда, образованного в объеме, наполненном газовой смесью. Заряженная частица, проходящая через газовый слой толщиной  $\delta$ , образует вдоль своего пути электрон-ионные пары. Электроны, образованные в объеме, собираются на нить за несколько наносекунд. Положительные ионы движутся от нити на катод и генерируют сигнал, который регистрируется через некоторое время  $t$

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

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

### 6.3.5 Кремниевые полупроводниковые детекторы

Полупроводниковые детекторы широко применяются в современной экспериментальной физике высоких энергий. Они служат для высокоточного разрешения вершин взаимодействия, а также в трековых детекторах и как фотодетекторы в сцинтилляционных калориметрах. В качестве основного материала используются кремний, галлий-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 Proection Chamber — TPC) состоит из длинной однородной дрейфовой области (1–2 метра), центральной высоковольтной многоанодной мембранны, анодных нитей и катодных плоскостей. Магнитное поле прикладывается параллельно направлению дрейфа электронов, возникающих при движении частицы в объеме камеры. Многократные измерения  $\frac{dE}{dx}$  вдоль траектории частицы комбинируются с измерениями импульса в магнитном поле и создают прекрасные условия для идентификации частиц.

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

### 6.3.7 Калориметры

В электромагнитных калориметрах в качестве детекторов используются кристаллы натрий-йод (NaI), свинцовые стекла, жидкий аргон в

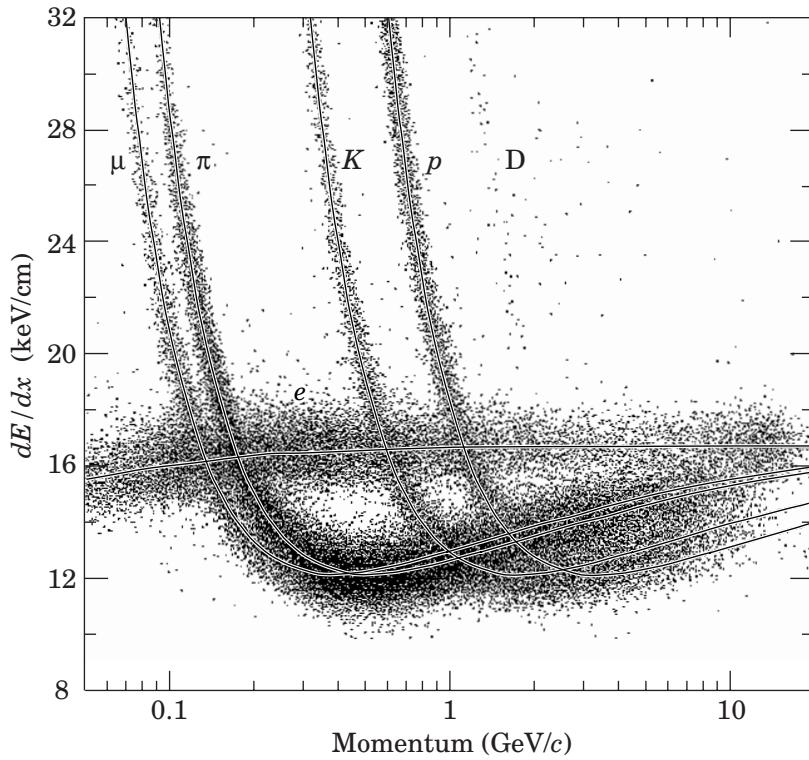


Рис. 49: Результат измерения ионизации в газонаполненной ТРС для частиц разной природы в зависимости от импульса.

сочетаний со свинцовыми пластинаами, вольфрамат свинца толщиной, достаточной для поглощения электромагнитного каскада.

Адронные калориметры позволяют регистрировать адронные каскады вдоль пути частицы. Потери энергии частицей в веществе калориметра характеризуются длиной среднего свободного пробега до взаимодействия  $\lambda_{in} \approx 35 \text{ г см}^{-2} A^{1/3}$ . Полная толщина калориметра, при которой выделяется 95% энергии частицы, определяется величиной  $x/\lambda_{in} \simeq 0.2 \ln(E, \text{ГэВ}) + 0.7$ , 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 пробегах 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  $\pi p$ -соударений  $X = 13.63$ ,  $Y = 36.02$ .

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

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

Таблица 16

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

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

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

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

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

Далее следуют величины, вычисленные для разных поглотителей:

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

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

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

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

### 6.3.8 Сверхпроводящие соленоиды для коллайдерных детекторов

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

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

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

#### Литература

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

## 7 Структура материи

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

### 7.1 Электрон — точечная частица

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

Электрон — простейшая, бесструктурная частица материи. Доказательство этого — величина гиromагнитного отношения — " $g$ "-фактора электрона. Эта величина может быть определена после измерения магнитного момента электрона.

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

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

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

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

На опыте определяется, насколько "g" отличается от 2, если электрон имеет магнитный момент, равный  $\mu_B$ .

Теория Швингера (КЭД) предсказывает более точное значение "g"-фактора.

Рассмотрим классический пример определения магнитного момента заряженной частицы (рис. 50).

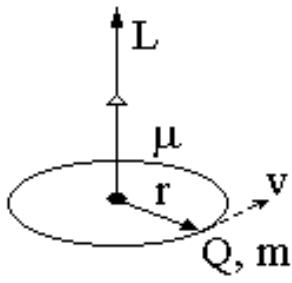
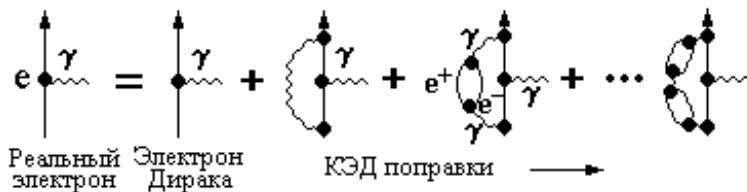


Рис. 50: Классическая схема для определения магнитного момента заряженной частицы.

$$\begin{aligned}\mu &= \frac{1}{c} (\text{ток} \times \text{площадь}), \\ \mu &= \frac{Q}{2mc} L \quad (Q — \text{электрический заряд}, \\ &\qquad L — \text{орбитальный момент}), \\ \vec{\mu} &= g \frac{e}{2mc} \vec{J}; \quad \vec{J} — \text{собственный момент} \\ &\qquad \text{количества движения частицы (спин)}, \\ \vec{\mu} &= g \cdot \mu_0 \cdot \frac{\vec{J}}{\hbar}, \quad \mu_0 = \frac{e\hbar}{2mc} — \text{магнетон}.\end{aligned}$$

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

Существование электрического поля электрона схематически можно изобразить следующим образом:



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

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

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

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

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

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

Определение величины  $a_e$  на опыте может быть осуществлено при изучении движения электрона в магнитном поле  $B$  (рис. 51). Постановка опыта состоит в следующем: между полюсами магнита  $N$  и  $S$  располагается сосуд, из которого выкачен воздух. В сосуд впускается электрон, спин которого направлен по импульсу  $\vec{J} \parallel \vec{p}$ . После движения электрона в магнитном поле он выводится из сосуда и измеряется угол  $\hat{\vec{p}}\vec{J}$ .

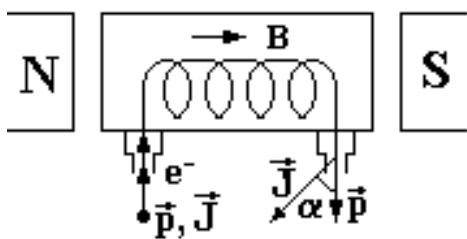


Рис. 51: Схема опыта для определения величины  $a_e$ .

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

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

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

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

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

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

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

Эксперимент для измерения величины  $a_\mu = \left(\frac{g-2}{2}\right)_\mu$  (рис. 52) выполнялся на циклотроне радиусом 7 м в Брукхейвенской национальной лаборатории (США). Мюоны накапливались в кольце с магнитным полем  $B = 1.47$  Тс, создаваемым 40 электромагнитами. Мюоны возникали от распада пионов с импульсом 3.098 ГэВ/с по каналу  $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu(\bar{\nu})$  и были поляризованы вдоль пучка пионов (97%). Счетчики, окружавшие кольцо циклотрона, регистрировали электроны от распада мюонов  $\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu + \bar{\nu}$ . Спиновая ориентация мюонов сохраняется и у электронов.

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

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

Расчетное значение  $a_\mu$  получилось следующим:

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

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

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

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

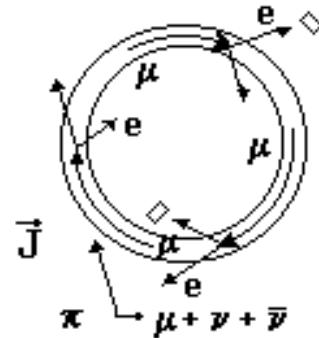


Рис. 52: Схема опыта для определения  $a_\mu$ .

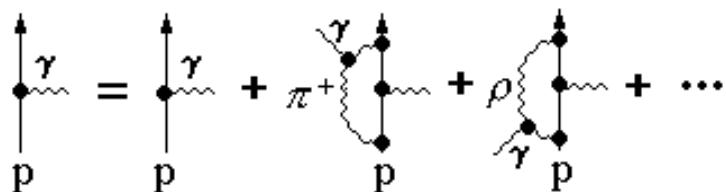
Высокая степень согласия расчетов на основе КЭД с экспериментом подтверждает надежность этой теории.

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

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

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

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



Реальный протон окружен облаком виртуальных пионов. Пионы отвечают за структуру "внешних" частей облака вокруг "голого" протона. Поглощение и испускание пионов может происходить на расстояниях порядка комптоновской длины волны пиона  $\lambda_\pi \sim \frac{\hbar}{m_\pi c}$  и реально на расстоянии  $\frac{\lambda_\pi}{2} \sim 0.7$  фм.

Магнитные моменты некоторых барионов:

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

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

Измерения магнитных моментов барионов показывают, что барионы имеют структуру.

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

## 7.2 Определение размеров ядер

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

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

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

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

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

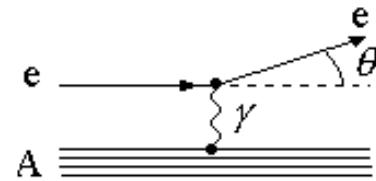


Рис. 53: Упругое рассеяние электрона на ядре, происходящее в результате электромагнитного взаимодействия с передачей 4-импульса  $q = 2p_0 \sin \frac{\theta}{2}$ .

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

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

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

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

где  $F(q^2)$  — форм-фактор ядра,

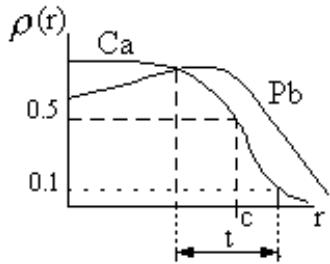
$$F(q^2) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int_{-\infty}^{\infty} \rho(r) \cdot \exp\left(\frac{i\vec{q}\vec{r}}{\hbar}\right) d^3r,$$

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

Можно определить среднеквадратичный радиус ядра:

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

В результате многочисленных измерений было определено распределение плотности электрического заряда в разных ядрах. Для ядер Ca и Pb



оно показано на рис. 54 и для ядра Ca может быть аппроксимировано в виде  $\rho(r)$ :

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

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

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

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

плотности электрического заряда для ядер со средним атомным номером.

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

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

Измеренная на опыте зависимость  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$  еще не дает представления о размерах ядра (рис. 55).

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

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

1) измерить эффективное сечение рассеяния  $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)$ ;

2) вычислить моттовское сечение  $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Мотт}}(\theta)$ ;

3) определить  $|F(q^2)|^2$  и затем  $\pm |F(q^2)|$ ;

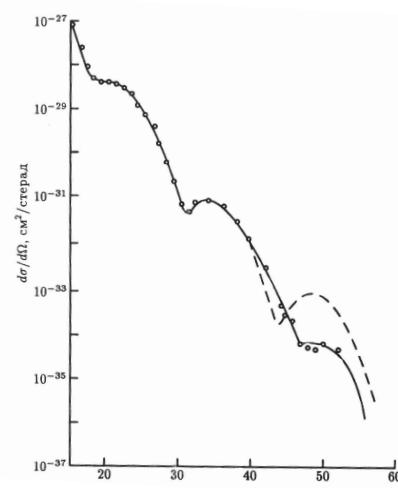


Рис. 55: Зависимость дифференциального попорочного сечения от угла рассеяния  $\theta$  ( $\theta$  измеряется в градусах) при столкновении электронов с энергией 750 МэВ с ядром  ${}^{40}\text{Ca}$ . Пунктирная линия — расчет, сплошная линия — эксперимент.

4) вычислить  $\rho(r)$ , используя обратное Фурье-преобразование,

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

В описанной процедуре возникают неопределенности, связанные с использованием бесконечных пределов при интегрировании, в то время как на опыте эти пределы всегда конечны. Кроме того, переход от экспериментально измеренного квадрата форм-фактора к форм-фактору также создает неопределенность. Поэтому поступают иначе:

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

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

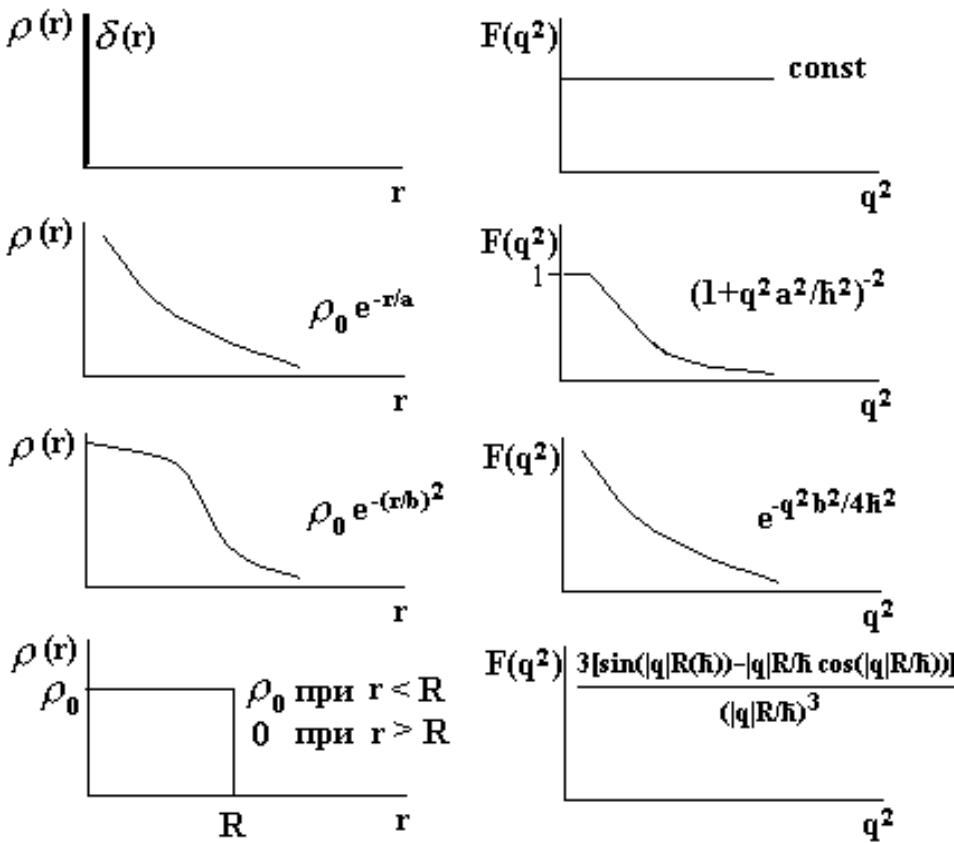


Рис. 56: Связь функций  $\rho(r)$  и  $F(q^2)$ .

для дальнейшей интерпретации является первая строка, из которой видно, что, если  $\rho(r) = \delta(r)$ , т.е.  $\rho(r)$  представляется  $\delta$ -функцией от  $r$ , то

форм-фактор от  $q^2$  является константой, и обратно, если форм-фактор не зависит от  $q^2$ , то это означает, что распределение  $\rho(r)$  является  $\delta$ -функцией.

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

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

## 7.3 Структура нуклона

### 7.3.1 Упругое рассеяние

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

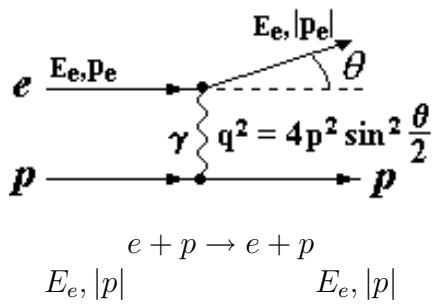


Рис. 57: Схематическое изображение упругого рассеяния электрона на протоне с помощью фейнмановской диаграммы.

сечение может быть представлено в виде:

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

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

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

$$G_E^p(0) = 1, \quad G_E^n(0) = 0; \\ G_M^p(0) = 2.79, \quad G_M^n(0) = -1.91.$$

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

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

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

Зависимость  $R$  от  $\tan^2 \frac{\theta}{2}$  изображается прямой линией (рис. 58).

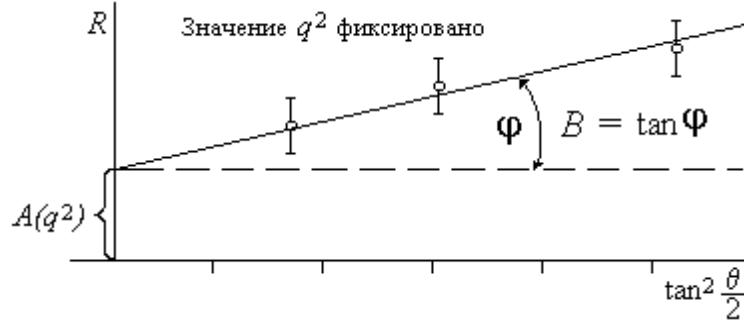


Рис. 58: Зависимость  $R$  от  $\tan^2 \frac{\theta}{2}$  при фиксированном значении  $q^2$ .

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

На рис. 59 представлены результаты этого анализа.

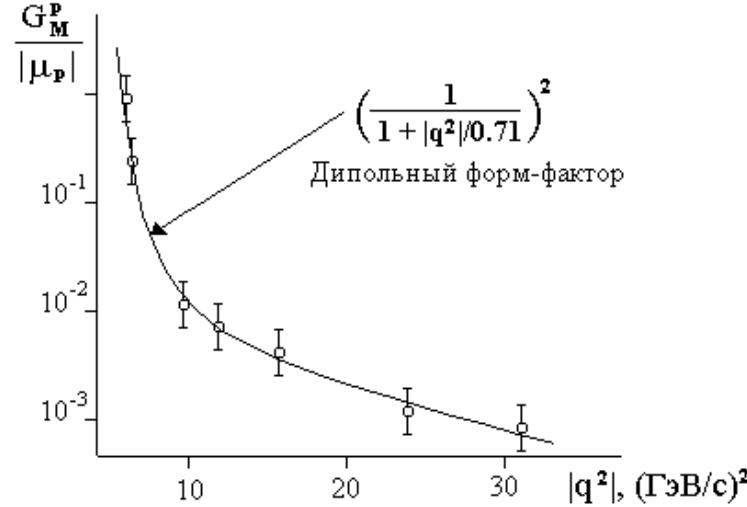


Рис. 59: Дипольный форм-фактор.

Оказалось, что зависимости магнитного форм-фактора для протона и нейтрона одинаковы и их стали называть дипольным форм-фактором.

Зависимость электрического форм-фактора для протона также соответствует дипольному форм-фактору:

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

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

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

1. Протон и нейtron не являются точечными образованиями, т.к. их форм-факторы зависят от  $q^2$ .
2. Протон и нейtron имеют сходные структуры.
3. Имеется связь между распределением электрического заряда и магнитного момента.
4. Все форм-факторы имеют одинаковые зависимости от  $q^2$ , кроме  $G_E^n$ .
5. Распределение электрического заряда в протоне должно иметь следующий вид:

$$\rho(r) = \rho(0) \cdot \exp(-r/a), \text{ где } a = \frac{\hbar}{q_0} = 0.23 \text{ фм.}$$

6.  $\langle r_E^2(p) \rangle \approx \langle r_M^2(p) \rangle \approx \langle r_M^2(n) \rangle \approx 0.7$  фм<sup>2</sup>.
7.  $\langle r_E^2(n) \rangle \approx (0.008 \pm 0.006)$  фм<sup>2</sup>.

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

### 7.3.2 Глубоконеупругое рассеяние

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

На рис. 60 представлена диаграмма Фейнмана для глубоконеупрого рассеяния электронов на протонах.

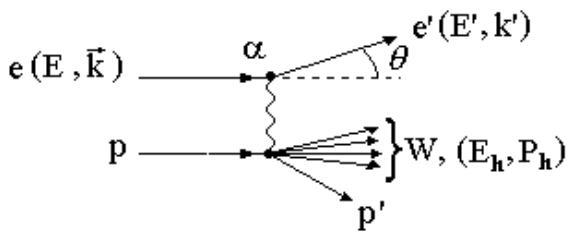


Рис. 60: Диаграмма Фейнмана для реакции  $e + p \rightarrow e' + p' + \sum h_i W_{(E_h, P_h)}$ .

после взаимодействия с протоном. Этих данных достаточно, чтобы вычислить степень возбуждения протона после соударения с электроном, используя законы сохранения энергии и импульса и приведенные ниже формулы:

$\nu = E - E'$  — энергию, которую теряет электрон;  
 $-Q^2 = q^2 = (\frac{\nu}{c})^2 - (k - k')^2$  — импульс, который электрон передает протону, где  $k$ ,  $k'$  — импульсы электрона до и после соударения;  
 $E_h = \nu + mc^2$  — энергия и  $\vec{p}_h = \vec{k} - \vec{k}'$  — импульс, унесенные рожденными частицами.

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

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

Глубоконеупругое рассеяние можно представить как двухчастичный процесс:  $e + p = e' + p' + W$ . Степень возбуждения

протона электроном определяется величиной  $W(E_h, P_h)$ .

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

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

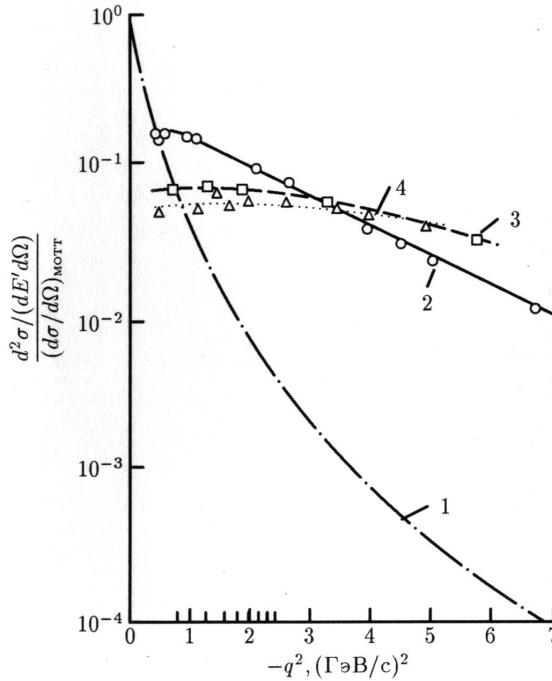


Рис. 61: Двойное дифференциальное сечение  $\frac{d^2\sigma}{dE'd\Omega} / \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Мотт}}$  в зависимости от  $q^2$  для неупругого процесса с различными энергиями  $E'$ . Для сравнения показано сечение для упругого рассеяния (кривая 1). Кривые 2, 3, 4 получены при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

Последующие эксперименты по глубоконеупрому рассеянию других точечных (бесструктурных) лептонов — мюонов и нейтрино — на протонах привели к еще более убедительным результатам, которые помогли уточнить представление о структуре так называемых "элементарных" частиц — адронов. Дважды дифференциальное сечение  $\frac{d^2\sigma}{dEd\Omega}$  содержит структурные функции  $F_1(x, q^2)$ ,  $F_2(x, q^2)$ ,  $F_3(x, q^2)$ , которые входят в эффективное сечение рассеяния разных частиц на нуклонах в виде

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

где  $x = \frac{q^2}{2m_p\nu}$ ,  $y = 1 - \cos^2 \frac{\theta^*}{2}$ . В том случае, когда взаимодействуют точечные объекты,  $F_1$ ,  $F_2$ ,  $F_3$  не зависят от  $q^2$ , а являются функцией только

При увеличении  $W$  от 2 ГэВ до 3.5 ГэВ наблюдается отсутствие зависимости этого сечения от  $q^2$ . Это свидетельствует о том, что взаимодействие электрона происходит на точечных объектах, содержащихся внутри протона (рис. 56).

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

безразмерной величины  $x$ , причем функции  $F_2$  и  $F_1$  связаны соотношением Каллана-Гросса  $F_2 = x \cdot F_1$ , т.е. не являются независимыми. На рис. 62 изображены структурные функции протона  $F_2$  в зависимости от  $q^2$  и для разных значений переменной  $x$ .

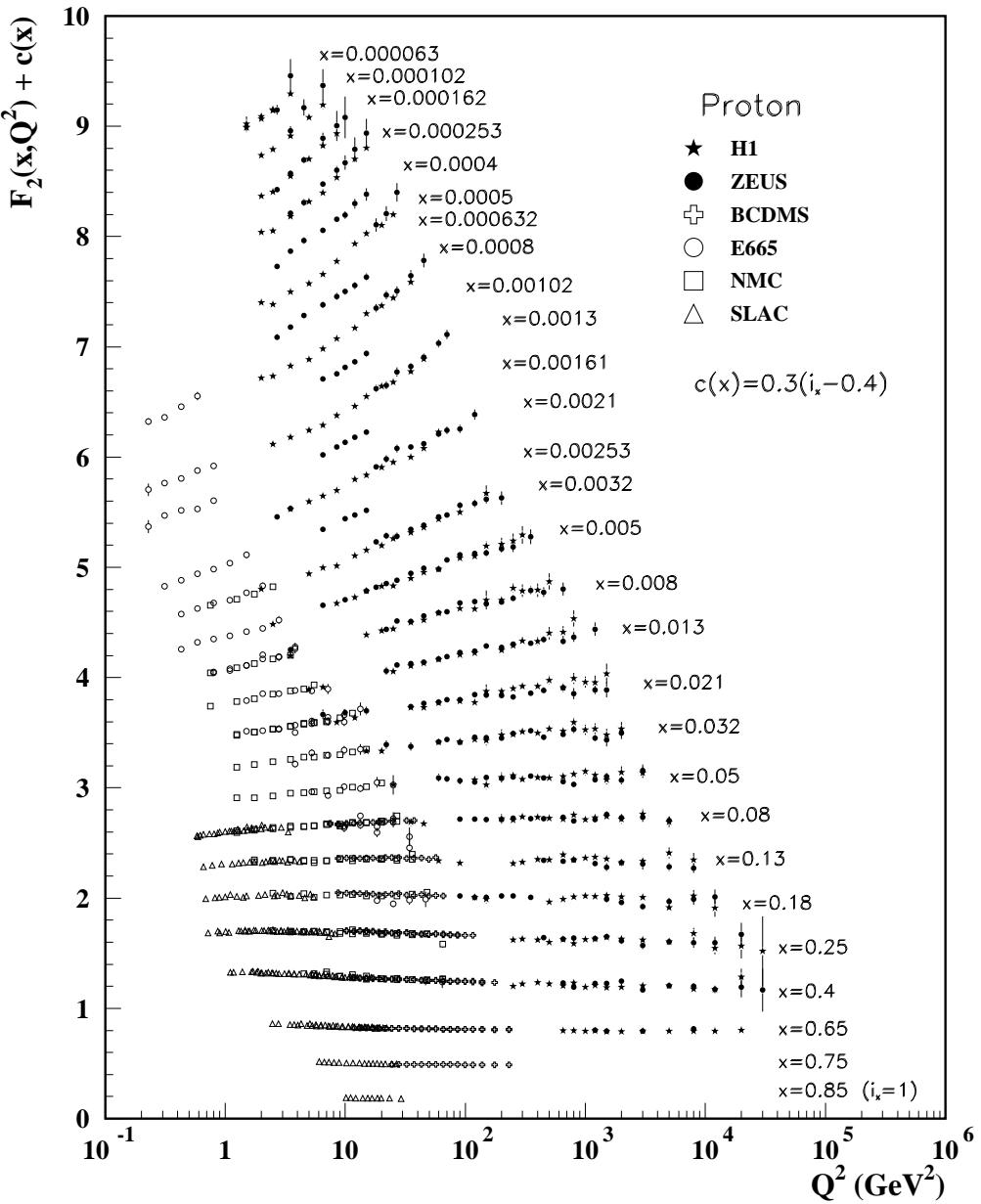


Рис. 62: Протонная структурная функция  $F_2$ , измеренная в электромагнитном рассеянии электронов и мюонов для  $x > 0.00003$ .  $Q^2 = -q^2$ . Независимость  $F_2$  от  $Q^2$  наблюдается для  $x$  от 0.008 до 0.85.

Отсутствие зависимости этих распределений от  $q^2$  при  $x > 0.02$  свидетельствует о точечности объектов, на которых происходит рассеяние.

В многочисленных экспериментах по изучению глубоконеупругого рассеяния лептонов на нуклонах ( $ep$ ,  $\mu p$ ,  $\nu p$ ) получены структурные функ-

ции  $F_2$  и  $F_3$  для партонов внутри нуклонов, из которых определены импульсные спектры кварков в нуклоне. По сформированному в настоящее время представлению барионы состоят из трех кварков, мезоны — из кварка и антискварка. Точечное строение адронов проявляется только при очень больших передаваемых импульсах, на расстояниях  $r \sim \hbar/q < 10^{-14}$  см. При малых передаваемых импульсах  $q$  налетающий лептон взаимодействует не с отдельным кварком, а с совокупностью кварк-антискварковых пар и глюонов, окружающих точечно-подобный кварк, который называется валентным.

Окружающие его кварк-антискварковые пары называются морскими кварками. На рис. 63 приведены энергетические спектры кварков и ан-

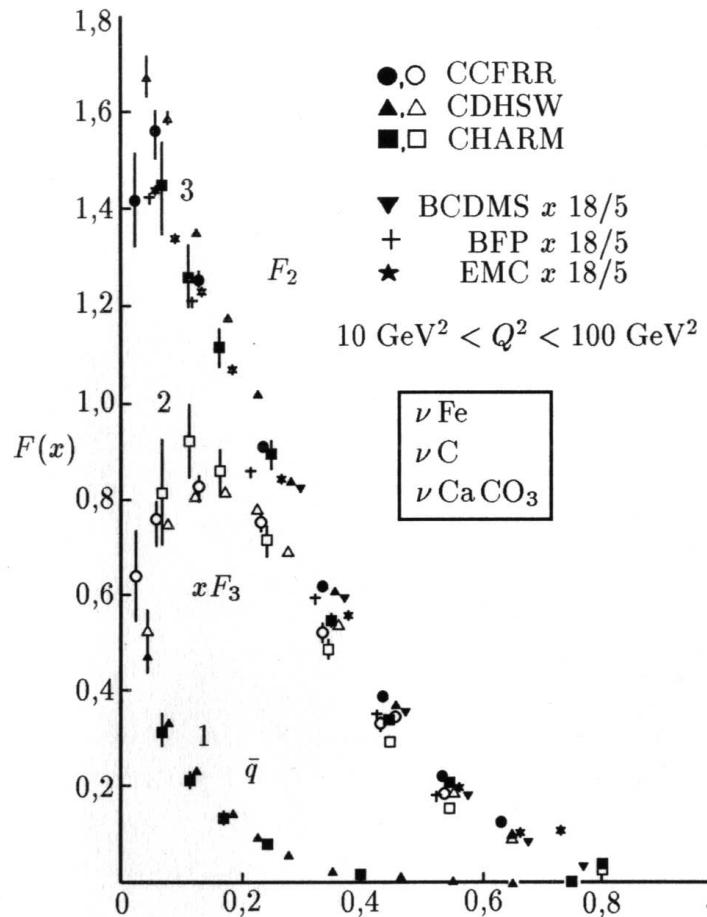


Рис. 63: Спектры партонов в нуклоне в зависимости от доли энергии, уносимой партоном,  $x = E_i/E_p$  — доля энергии протона, заключенная в партоне  $i$ ,  $E_p$  — энергия протона. 1 — морские кварки ( $s$ ), 2 — валентные кварки ( $v$ ), 3 — партоны (кварки и глюоны). Разными знаками показаны результаты,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

тикварков из моря (1) и валентных кварков (2). Другая часть партонов с целым спином была отождествлена с глюонами. Из этих данных можно определить долю энергии нуклона  $x = E_i/E_p$ , заключенную в валентных и морских кварках. Оказывается,  $\langle x \rangle_v = 0.4$ ,  $\langle x \rangle_s = 0.1$ . Оставшаяся доля  $\langle x \rangle_g = 0.5$  содержится в глюонах, играющих существенную роль в структуре нуклона.

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

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

### 7.4.1 Спин кварка

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

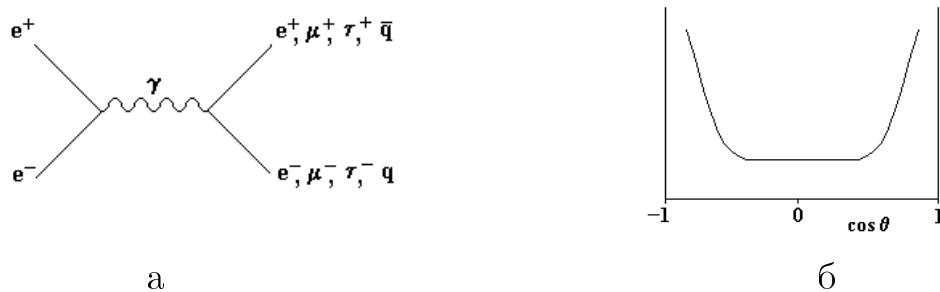


Рис. 64: Процесс аннигиляции: а — диаграмма процесса аннигиляции  $e^+e^-$  в лептоны и кварки; б — угловое распределение лептонов и осей кварковых струй в процессе  $e^+e^-$ -аннигиляции.

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

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

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

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

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

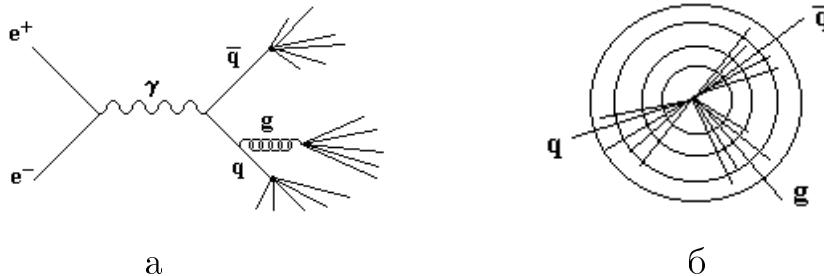


Рис. 65: Процесс образования трех струй: а — диаграмма процесса аннигиляции  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$  с последующим испусканием глюона  $g$  одним из кварков; б — трехструйное событие, соответствующее приведенной диаграмме. По концентрическим окружностям расположены детекторы, окружающие точку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

### 7.4.3 Наличие цвета у кварка

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

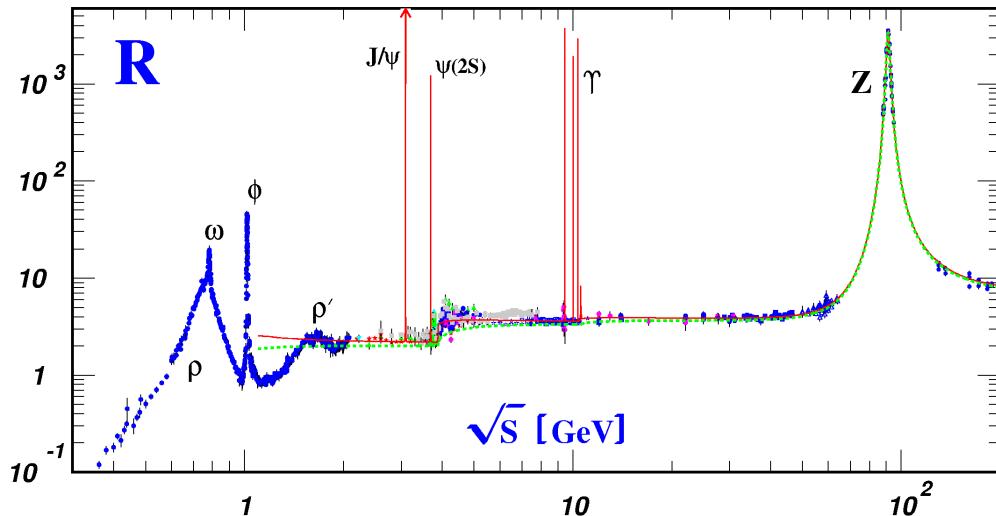


Рис. 66: Отношение  $R$  в зависимости от энергии, полученное в различных экспериментах по  $e^+e^-$ -соударениям.

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

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

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

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

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

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

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

$g = 3$  — цветовые степени свободы.

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

Соответствующие скачки отношения  $R$  наблюдались в экспериментах (см. рис. 66) и соответствуют тому, что каждый кварк должен иметь три новых квантовых числа ( $g = 3$ ). Это число было названо цветом. В дальнейшем для простоты пояснения было принято обозначать эти квантовые числа словами "красный", "синий", "зеленый". Сумма этих квантовых чисел ("красный" + "синий" + "зеленый") равна 0. Иными словами, сумма трех цветов дает бесцветное состояние.

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

#### 7.4.4 Определение потенциала взаимодействия между кварками

Потенциал взаимодействия между кварками был определен в экспериментах по  $e^+e^-$ -соударениям с рождением кваркониев. Мезоны, состоящие из  $c$ - и  $\bar{c}$ -кварков, получили название чармониев. Мезоны, состоящие из  $b$ - и  $\bar{b}$ -кварков — боттомониев. На рис. 67 показан спектр чармониев, а на рис. 68 — спектр боттомониев. Переходы из одного энергетического

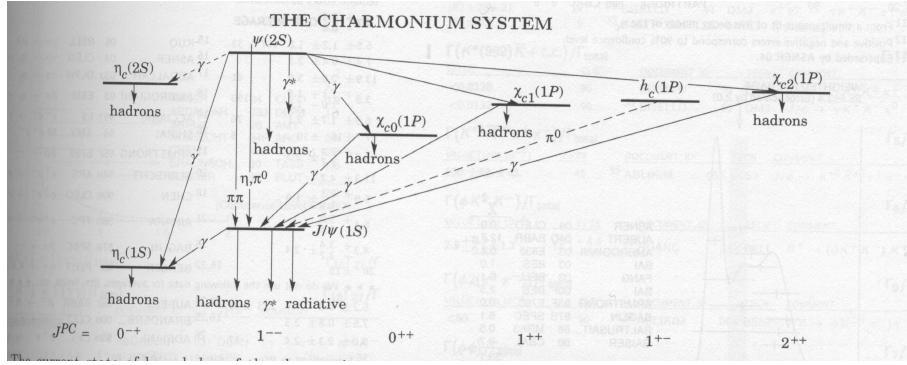


Рис. 67: Спектр чармониев.

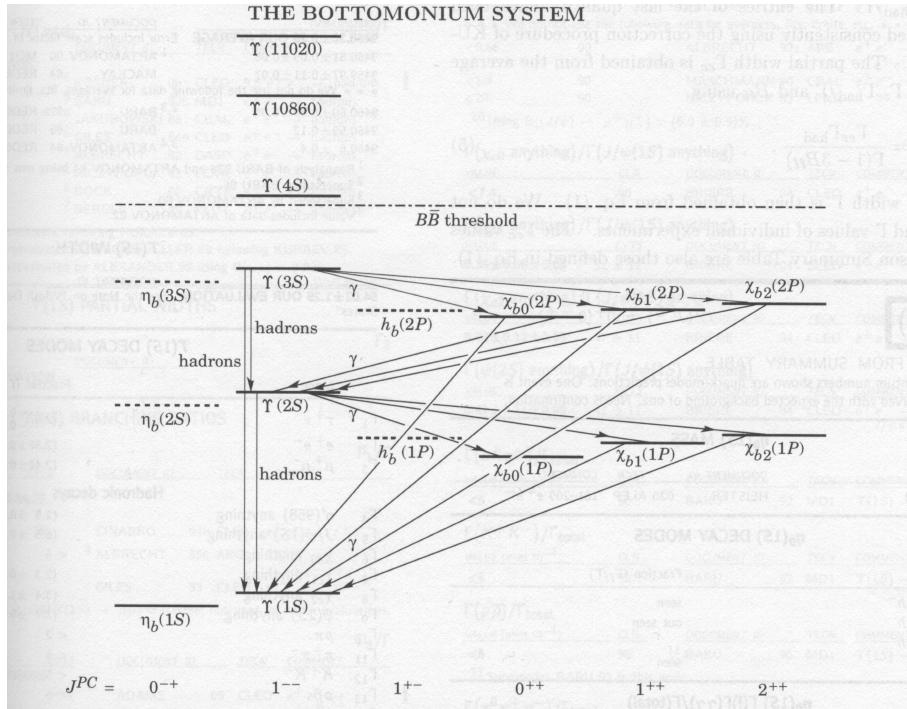


Рис. 68: Спектр боттомониев.

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

#### Литература

1. Фрауэнфельдер Г., Хенли Э. Субатомная физика. -М.: Мир, 1979.
2. PHYSICS LETTERS B. Review of Particle Physics, v. 592, iss. 1–4, 15 July 2004.
3. Аминева Т.П., Сарычева Л.И. Фундаментальные взаимодействия и космические лучи. -М.: Эдиториал УРСС, 1999.

## 8 Эмпирические особенности ядер и частиц

### 8.1 Статические характеристики атомных ядер

Статические характеристики атомных ядер и элементарных частиц определяют свойства частиц в невозбужденном состоянии, в отличие от динамических, проявляющихся при ядерных превращениях и различных реакциях.

Важнейшими статическими характеристиками ядра являются:

|   |                    |
|---|--------------------|
| атомный номер, определяющий число протонов в ядре                     | $Z$ ,              |
| число нейтронов в ядре  | $N$ ,              |
| массовое число — количество нуклонов в ядре                           | $A$ ,              |
| энергия связи   | $E_{\text{св.}}$ , |
| спин  | $J$ ,              |
| изотопический спин  | $I$ ,              |
| пространственная четность   | $P$ ,              |
| размеры частиц  | $R$ ,              |
| дипольный магнитный момент  | $\mu$ ,            |
| электрический квадрупольный момент                                    | $Q$ ,              |
| статистика, которой подчиняются частицы,<br>и другие квантовые числа. |                    |

Главнейшей характеристикой всякой частицы является ее **масса** (масса покоя). Частицы — это квантовые системы, имеющие возбужденные состояния (см. п. 1.3.2).

Для атома основное состояние определяется массой нейтрального атома, состоящей из массы ядра и массы атомарных электронов.

Международная единица массы (а.е.м.) равняется  $1/12$  массы атома  $^{12}\text{C}$ .  $1 \text{ а.е.м.} = 1.66043 \cdot 10^{-24} \text{ г} = 931.481 \text{ МэВ} = 1 \text{ D}$  (дальтон).

Возбужденные состояния ядер характеризуются энергиями возбуждения в МэВ. Для ядер они малы по сравнению с их массой (см. рис. 3).

Для элементарных частиц положения энергетических уровней характеризуются энергиями, соответствующими массам покоя частиц (МэВ, ГэВ, см. рис. 2). Самая легкая частица — электрон:  $m_e \sim 10^{-27} \text{ г}$ , а  $E = m_e c^2 = 0.511 \text{ МэВ}$ . Более тяжелая — мюон:  $m_\mu c^2 = 105 \text{ МэВ} \simeq 206 m_e c^2$ . Еще тяжелее протон:  $m_p \sim 2000 m_e$ . Атомные ядра имеют массу до  $260 m_p$ , т.е. массы частиц различаются в миллионы раз. Поэтому способы определения масс частиц очень разнообразны (см. п. 6).

Массы составных частиц — адронов и ядер — это мера энергии, содержащейся в частице. Она определяется суммой масс конституентов за вычетом энергии связи этих составляющих и может быть определена из модельных представлений о ее составе.

Адроны состоят из кварков: барионы — из трех кварков; мезоны — из двух (кварка и антакварка). Так утверждает кварковая модель, и это утверждение подтверждается на опыте.

Можно составить соотношения для адронов, используя их кварковый состав:  $p$ ,  $n$ ,  $\Lambda$ ,  $\Sigma^+$ ,  $\Sigma^-$ ,  $\Xi^0$ ,  $\Xi^-$  и т.д. Предположим, что энергия связи между кварками  $\varepsilon_{qq}$  одинакова в любом адроне. Тогда для октета барионов будем иметь следующие соотношения:

$$\begin{aligned} uud & \quad m(p) = 2m(u) + m(d) - \frac{2\varepsilon(ud)}{c^2} - \frac{\varepsilon(uu)}{c^2}; \\ ddu & \quad m(n) = 2m(d) + m(u) - \frac{2\varepsilon(ud)}{c^2} - \frac{\varepsilon(dd)}{c^2}; \\ uus & \quad m(\Sigma^+) = 2m(u) + m(s) - \frac{2\varepsilon(us)}{c^2} - \frac{\varepsilon(uu)}{c^2}; \\ dds & \quad m(\Sigma^-) = 2m(d) + m(s) - \frac{2\varepsilon(ds)}{c^2} - \frac{\varepsilon(dd)}{c^2}; \\ ssu & \quad m(\Xi^0) = 2m(s) + m(u) - \frac{2\varepsilon(us)}{c^2} - \frac{\varepsilon(ss)}{c^2}; \\ ssd & \quad m(\Xi^-) = 2m(s) + m(d) - \frac{2\varepsilon(ds)}{c^2} - \frac{\varepsilon(ss)}{c^2}. \end{aligned}$$

Массы кварков невозможно измерить непосредственно, но можно скомбинировать массы известных частиц, предположив, что энергии связи между кварками одинаковы. Тогда для некоторых комбинаций получим

$$m(p) - m(n) + m(\Xi^0) - m(\Xi^-) + m(\Sigma^-) - m(\Sigma^+) = 0,$$

$$m(\Xi^{*-}) - m(\Upsilon^-) = \frac{1}{3}m(\Omega^-) - m(\Delta^-).$$

Эти соотношения могут быть проверены, т.к. массы частиц получены в соответствующих экспериментах.

Аналогичная процедура, исходящая из гиптезы, что ядро состоит из  $Z$  протонов и  $N$  нейтронов, приводит к выражению:  $M(Z, A) = Z \cdot m_p + N \cdot m_n - \frac{E_{\text{св}}(Z, A)}{c^2}$ ;  $A = Z + N$ .

Масса ядра меньше суммы масс протонов и нейтронов на величину  $\left(\frac{E_{\text{св}}}{c^2}\right)$ . Эта величина для ядер очень велика и поддается прямому измерению.

## 8.2 Энергия связи

Важнейшей статической характеристикой атомных ядер является энергия связи:  $E_{\text{св}}$  — энергия, необходимая для полного расщепления ядра на  $p$  и  $n$ . Если энергии связи известны, то можно рассчитать процессы превращения ядер.

Так, для отделения протона от ядра  $(Z, A)$  нужна энергия

$$E_p = E_{\text{св}}(Z, A) - E_{\text{св}}(Z - 1, A - 1).$$

Для удобства вводят удельную энергию связи  $\varepsilon = \frac{E_{\text{св}}}{A}$ , приходящуюся на один нуклон.

Можно определить энергию связи через  $m_p$  и  $m_n$ :  $E_{\text{св}}(Z, A) = (Z \cdot m_p + N \cdot m_n - M(Z, A))c^2$ . Все величины, входящие в эту формулу, известны. Так, например, для  $\alpha$ -частицы:  $E_{\text{св}} = (2 \cdot 1.007276 + 2 \cdot 1.0086665 - 4.001523)_{\text{а.е.м.}} = 28.3$  МэВ, а соответствующая ей величина массы  $\frac{E_{\text{св}}}{c^2} \simeq 4 \cdot 10^{-26}$  г, что составляет  $\sim 0.7\%$  от полной массы  $\alpha$ -частицы. Разность между массой ядра, измеренной в а.е.м., и его массовым числом  $A$  называется дефектом массы:

$$\Delta = \frac{M_{(Z,A)}}{1/12 M_{^{12}\text{C}}} - A.$$

По определению дефект массы ядра  $^{12}\text{C}$  равен 0, а протон и нейtron обладают ненулевыми дефектами масс:

$$\Delta_p = 0.007276 \text{ а.е.м.};$$

$$\Delta_n = 0.008665 \text{ а.е.м..}$$

Из различия этих величин вытекает возможность  $\beta$ -распада нейтрона.

Дефект массы на 1 нуклон, т.е. величина  $f = \frac{\Delta}{A}$ , называется упаковочным коэффициентом.

Энергия связи зависит от атомного номера ядра. Анализ этой зависимости дает обширную информацию о свойствах ядер.

В первом приближении энергия связи постоянна и равна  $\sim 8$  МэВ на нуклон — это свойство насыщения ядерных сил (рис. 69а).

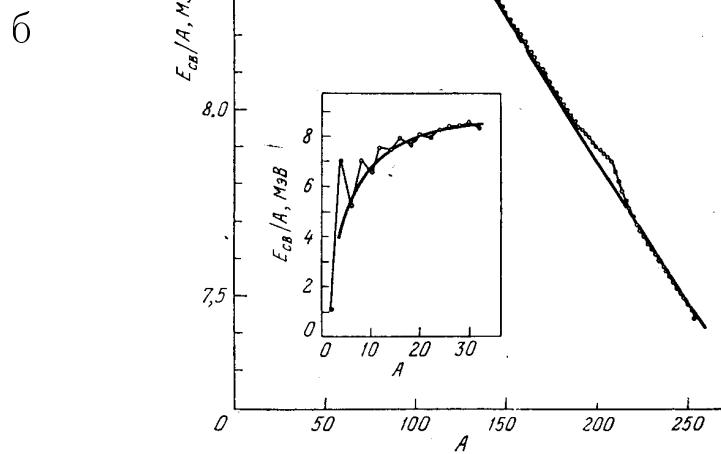
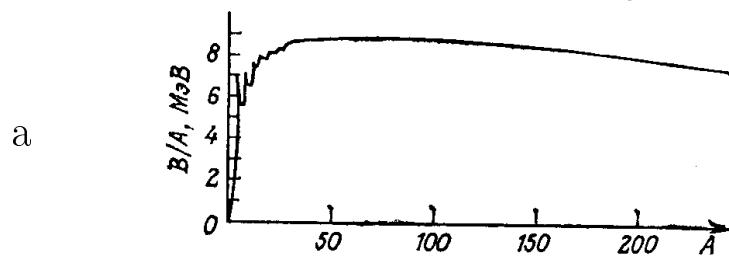


Рис. 69: Удельная энергия связи  $E_{\text{cv}}/A = \varepsilon$  в зависимости от атомного номера ядра.

Более детально поведение энергии связи в зависимости от атомного номера показано на рис. 69б, из которого видно, что максимум  $\varepsilon = 8.8$  МэВ у ядра железа ( $A = 56$ ). Это наиболее стабильное ядро.

Легчайшие ядра сливаются в более тяжелые с выделением энергии связи — термоядерной энергии (рис. 69б, врезка).

Уменьшение  $\varepsilon$  в область легких ядер — следствие поверхностных эффектов, когда нуклонами на поверхности ядра используются не все валентности.  $\varepsilon$  уменьшается на величину, пропорциональную поверхности ядра  $\sim A^{2/3}$ .

Энергии связи  $\varepsilon_{\text{св}}(Z)$  при фиксированном  $A$  ведут себя так, как показано на рис. 70.

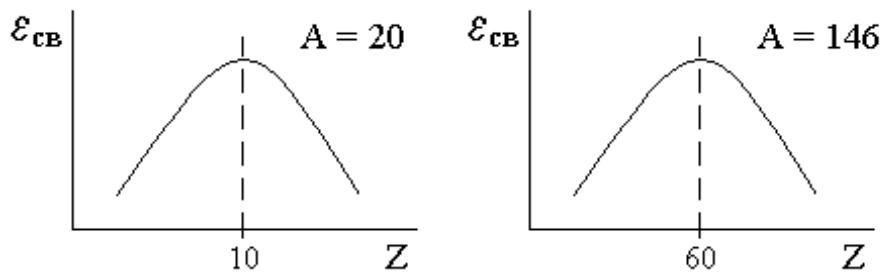


Рис. 70: Энергия связи  $\varepsilon(Z)$  при фиксированном  $A$ .

Как видно из рисунка, максимум приходится на значение  $Z \sim \frac{1}{2}A$ . Равное число  $p$  и  $n$  создают лучшие условия для существования стабильных ядер.

Это — следствие квантово-механического принципа Паули и того, что энергия взаимодействия  $(pn)$  в среднем больше, чем  $(pp)$  и  $(nn)$ , это — энергия симметрии. Она отрицательна по знаку и определяется величиной  $\frac{(N-Z)^2}{A}$ .

Тяжелые ядра делятся на более легкие с выделением энергии связи — атомной энергии. Уменьшение  $\varepsilon_{\text{св}}$  в области тяжелых ядер — следствие электростатического отталкивания протонов. Кулоновская энергия отталкивания  $\sim Z^2/A^{-1/3}$ .

$\varepsilon(Z, N)$  больше для ядер с  $Z$  и  $N$  четным и меньше для ядер с  $Z$  и  $N$  нечетным, что свидетельствует о существовании энергии спаривания нуклонов в ядре. При спаривании энергия связи возрастает на  $2 \div 3$  МэВ. Эта дополнительная энергия учитывается величиной  $\delta(A, Z)$ .

На основе этих данных Вайцзеккер получил полуэмпирическую фор-

мулу для энергии связи (рис. 71):

$$\varepsilon = \alpha \cdot A - \beta \cdot A^{2/3} - \gamma \cdot Z^2 A^{-1/3} - \xi \frac{(N - Z)^2}{A} + \delta(A, Z),$$

где  $\alpha = 15.75$  МэВ;  $\beta = 17.8$  МэВ;  $\gamma = 0.71$  МэВ;  $\xi = 22$  МэВ;  
 $\delta = 34 Z^{-3/4}$  МэВ.



Рис. 71: Иллюстрация поведения отдельных членов в формуле Вайцзеккера.

Особенности формулы Вайцзеккера: 1) резкая разница между  $\alpha = 15.75$  МэВ и  $\varepsilon_{\text{св}} \sim 8$  МэВ, объясняется тем, что коэффициент  $\alpha$  вычислен для бесконечно большого ядра с одинаковым числом  $p$  и  $n$ ; 2) при  $A = 40 \div 50; 90, 130, 210$   $\varepsilon_{\text{св}}$  отличается от вычисленной по формуле на  $\sim 1\%$  (рис. 69б); эти отклонения приходятся на зоны магических ядер, у которых число протонов и нейtronов равно одному из следующих магических чисел: 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126; если и число протонов и число нейtronов равны одному из магических чисел, то такие ядра называются дважды магическими:  ${}^4\text{He}_2$ ,  ${}^{16}\text{O}_2$ ,  ${}^{40}\text{Ca}_{20}$ ,  ${}^{48}\text{Ca}_{20}$ ,  ${}^{208}\text{Pb}_{82}$ .

### 8.3 Протон-нейтронная диаграмма

Атомные ядра могут существовать только в ограниченной области значений  $A$  и  $Z$  (рис. 72). Вне этой области, которая называется областью

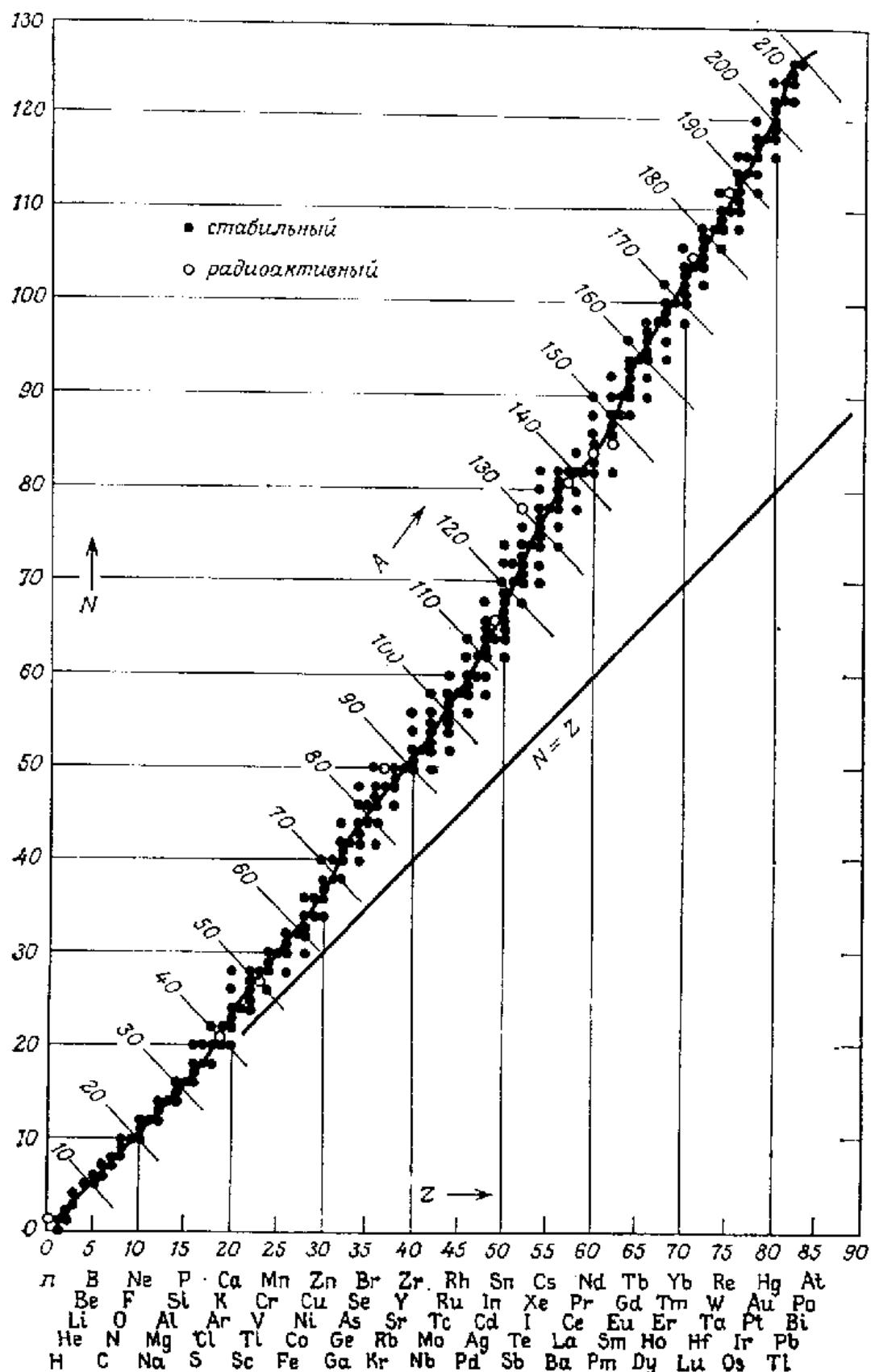


Рис. 72: Зависимость между числом нейтронов  $N$  и протонов  $Z$  для разных значений  $A$  (протон-нейтронная диаграмма)

стабильности, ядро, если и возникает, то мгновенно (за время  $10^{-24}$  с) распадается.

Теоретические границы области стабильности определены, но экспериментально подойти к этим границам достаточно трудно, т.к. времена жизни ядер около этих границ очень коротки.

Изучение протон-нейтронной диаграммы приводит к следующим заключениям.

1. Известны ядра от  $Z = 0$  до  $Z = 107$ . Искусственно получены ядра вплоть до  $Z = 116$ .
2. Нет стабильных ядер с  $Z = 0, 43, 61$  и  $Z \geq 84$ .
3. Известны ядра от  $A = 1$  до  $A = 263$ .
4. Нет стабильных ядер с  $A = 5, 8$  и  $A \geq 210$ .
5. Свойства ядер зависят от четности  $Z$  и  $N$ . Особо стабильными являются ядра, у которых  $Z$  и  $N$  четные. Всего 4 ядра с  $Z$  и  $N$  нечетными:  $^2D_1$ ,  $^6Li_3$ ,  $^{10}B_5$ ,  $^{14}N_7$ .
6. При малых  $A$  у ядер число  $p$  равно числу  $n$ , а с ростом  $A$  увеличивается доля нейтронов.
7. Большинство химических элементов имеет много изотопов. Больше всего их у олова  $^{50}Sn$  (10 стабильных изотопов).  
Ядра Be, Na, Al имеют только по одному стабильному изотопу.

## 8.4 Спин и магнитный момент ядра

Спин — собственный момент количества движения микросистемы, ее внутреннее квантовое число. В физике частиц эта характеристика является основополагающей для решения проблемы классификации частиц. Частицы, имеющие спин  $1/2 \hbar$ , образуют класс фермионов, а частицы с целым спином  $n \cdot \hbar (n = 0, 1, 2, \dots)$  — класс бозонов. Различие между фермионами и бозонами колossalное.

Фермионы подчиняются запретам Паули и описываются статистикой Ферми. Все фундаментальные частицы (лептоны и кварки) являются фермионами.

Бозоны подчиняются статистике Бозе, фундаментальные бозоны в физике частиц определяют тип взаимодействия. Они являются переносчиками взаимодействий (см. п. 2).

Спин ядра определяется количеством нуклонов: при четном числе нуклонов ядро имеет целый спин, при нечетном — полуцелый, т.к. нуклоны являются фермионами с полуцелым спином.

Таким образом, ядра могут быть как фермионами, так и бозонами. Поскольку нуклоны в ядре движутся и имеют орбитальный момент  $L$ , то полный момент ядра является суммой орбитального и спинового моментов нуклонов  $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$ .

Природа спина у адронов до сих пор не вскрыта. Ее пытались понять, исходя из внутренней структуры адронов, состоящих из partonов. Однако такой подход пока не привел к решению проблемы спина адронов.

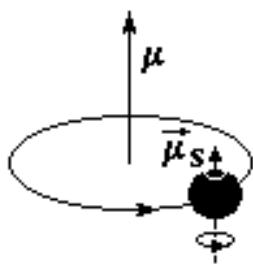


Рис. 73: Орбитальный и спиновый магнитные моменты частицы с зарядом  $ze$  и массой  $m$ .  $\mu = \frac{e\hbar}{2mc}$  — магнетон.

Согласно классической электродинамике при вращении частицы с зарядом  $ze$  и массой  $m$  и обладающей механическим моментом  $\hbar\vec{L}$ , возникает магнитный момент, пропорциональный механическому моменту  $\frac{e\hbar}{2mc}[\vec{r} \times \vec{p}] = \frac{e\hbar}{2mc}\vec{L} = \mu\vec{L}$ . Таким образом, аналогом классического момента  $\vec{\mu}$  является магнитный момент орбитального движения

$$\vec{\mu} = \frac{e\hbar}{2mc} \cdot \frac{\vec{L}}{\hbar},$$

где  $\frac{e\hbar}{2mc}$  — магнетон. При наличии спина  $\vec{S}$  у частицы и отсутствии орбитального движения магнитный момент  $\mu_s = g\frac{e\hbar}{2mc}\vec{S}$  или  $\mu_s = g_s \cdot \mu_B$ , где  $g_s$  — гиromагнитное отношение (рис. 73). У электрона Дирака  $\mu = \mu_B = \frac{e\hbar}{2m_ec}$  — магнетон Бора.

Магнитный момент протона измеряется в ядерных магнетонах  $\mu_{\text{я}} = \frac{e\hbar}{2m_pc}$ , магнитный момент протона  $\mu_p = 2.8\mu_{\text{я}}$ . Магнитный момент нейтрона  $\mu_n = -1.9\mu_{\text{я}}$ .

Магнитный момент частицы может быть измерен по взаимодействию ее магнитного момента с внешним магнитным полем. Измерение магнитного момента дает возможность определить спин частицы.

## 8.5 Квадрупольный электрический момент ядра

Квадрупольный электрический момент ядра характеризует отклонение распределения электрического заряда в ядре от сферически симметричного и может служить для изучения формы атомного ядра.

Квадрупольный электрический момент ядра является тензором и определяется соотношением

$$Q = Z \int r^2 \rho(r) (3 \cos^2 \theta - 1) d^3 r,$$

где  $\theta$  — полярный угол радиуса вектора относительно оси симметрии ядра,  $r$  — расстояние элемента заряда от начала координат.

Для сферически симметричного ядра  $Q = 0$ , вытянутое вдоль оси симметрии ядро имеет  $Q > 0$ , а сплюснутое —  $Q < 0$ .

На рис. 74 представлены экспериментальные данные о значениях квадрупольных электрических моментов для разных ядер.

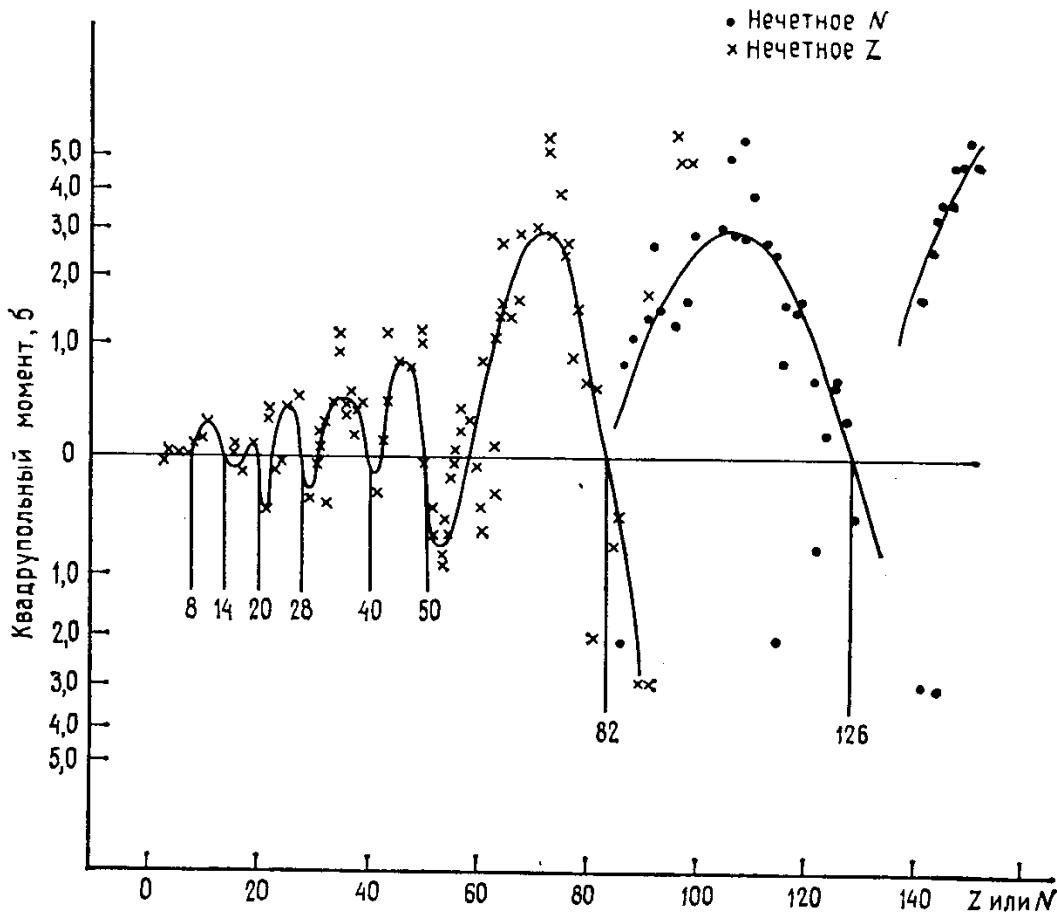


Рис. 74: Экспериментальные данные о зависимости квадрупольных электрических моментов от  $Z$  или  $N$ . Цифры на рисунке — магические числа.

## 8.6 Изотопический спин

Изотопический спин  $I$  характеризует число адронов, входящих в так называемый изотопический мультиплет. Это число равно  $2I + 1$ . Изотопический спин адронов, как и обычный спин, может принимать значения

целых и полуцелых чисел ( $0, 1/2, 1, 3/2$  и т.д.). Простейшим изотопическим мультиплетом является изотопический дублет, состоящий из двух частиц: протона  $I_z = +1/2$  и нейтрона  $I_z = -1/2$ .  $I_z$  — проекция изотопического спина на ось  $Z$ . Изотопический триплет состоит из трех частиц:  $\pi^+, \pi^0, \pi^-$ . Адроны, входящие в мультиплет, имеют близкие массы и близкие свойства по отношению к сильному взаимодействию. Существуют и другие изотопические мультиплеты, например  $\Xi^0, \Xi^-; K^+, K^0; \bar{K}^0, K^-; D^+, D^0; \Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-$  и др.

Полный изотопический спин системы адронов вычисляется по правилам, аналогичным правилам сложения обычных спинов, и в случае ядра может принимать значения от  $1/2(N - Z)$  до  $1/2(N + Z)$ , где  $N$  — число нейронов,  $Z$  — число протонов в ядре. Суммарный изотопический спин ядра определяет число различных зарядовых состояний с примерно одинаковой энергией связи. Изотопический спин сохраняется в процессах сильного взаимодействия и нарушается в слабых и электромагнитных взаимодействиях.

Изотопический спин связан с изотопической инвариантностью сильного взаимодействия. Изотопическая инвариантность ядерных сил состоит в том, что в ядерных взаимодействиях протон и нейtron можно рассматривать как два состояния одной частицы (нуклона), отличающиеся проекцией  $I_z$  изотопического спина.

## 8.7 Законы сохранения

Кинематической характеристикой частицы является 4-импульс  $\mathcal{P}\{p_x, p_y, p_z, iE\}$ , где  $p_x, p_y, p_z$  — компоненты трехмерного вектора импульса, а  $E$  — энергия частицы.

В процессах сильного взаимодействия сохраняются следующие величины:

- 1) 4-импульс  $\mathcal{P}_a + \mathcal{P}_b = \mathcal{P}_{a'} + \mathcal{P}_{b'} + \sum_{i=1}^n \mathcal{P}_i$ ;
- 2) электрический заряд  $Q$ ;
- 3) барионный заряд  $B$ ;
- 4) лептонный заряд  $L$  (имеются три лептонных заряда  $L_e, L_\mu, L_\tau$ );
- 5) спин  $J$  — собственный момент количества движения;
- 6) изотопический спин  $I$ ;
- 7) странность  $s$ ;
- 8) четность пространственная  $P$ ;
- 9) четность временная  $T$ ;
- 10) четность зарядовая  $C$ ;

- 11) четность комбинированная  $CP$  и  $CPT$ ;
- 12) квантовые числа  $s$  (strange),  $c$  (charm),  $b$  (beauty),  $t$  (truth);
- 13)  $G$ -четность  $G$ .

В электромагнитных взаимодействиях не сохраняются  $G$ -четность и изотопический спин  $I$ , а в слабых взаимодействиях не сохраняются  $P$ -четность,  $C$ -четность,  $T$ -четность,  $G$ -четность и изотопический спин  $I$ .

Для наглядности все законы сохранения сведены в табл. 15. Знак + обозначает, что данная величина сохраняется.

Таблица 15

#### Законы сохранения

| Взаимодействия   | $Q$ | $B$ | $L$ | $C$ | $P$ | $T$ | $CPT$ | $G$ | $I$ |
|------------------|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-------|-----|-----|
| Сильные          | +   | +   | +   | +   | +   | +   | +     | +   | +   |
| Слабые           | +   | +   | +   | -   | -   | -   | +     | -   | -   |
| Электромагнитные | +   | +   | +   | +   | +   | +   | +     | -   | -   |

Квантовые числа  $s, c, b, t$  сохраняются в сильных взаимодействиях и не сохраняются в слабых.

#### Литература

1. Широков Ю.М., Юдин Н.П. Ядерная физика. -М.: Наука, 1972.
2. Капитонов И.М. Введение в физику ядра и частиц. -М.: УППС, 2002.
3. Аминева Т.П., Сарычева Л.И. Фундаментальные взаимодействия и космические лучи. -М.: Эдиториал УРСС, 1999.

## 9 Ядерные модели

Для объяснения свойств ядра вводятся ядерные модели, поскольку нет теории, адекватной явлениям, происходящим в ядре. Неизвестен точный вид потенциала сил, действующих между нуклонами в ядре.

Каждый нуклон в ядре можно описать целым набором переменных: пространственных координат  $x, y, z$  и импульсных характеристик  $p_x, p_y, p_z \dots$ . В ядре  $A$  нуклонов, и будет  $6A$  наборов переменных. Задача становится бесконечно сложной. Система уравнений, описывающих движение нуклонов в ядре, будет иметь  $2^{100} \sim 10^{30}$  членов от 300 переменных. Задача не решается даже для  $A = 10$ .

В ядре слишком много частиц, чтобы изучать все степени свободы, и слишком мало, чтобы рассматривать ядро как сплошную среду.

Поэтому развиваются модели, опирающиеся на представление о независимости нуклонов, и модели, учитывающие сильные взаимодействия нуклонов.

Хорошая ядерная модель должна описывать все основные характеристики ядра: спин, четность, магнитные дипольные моменты, электрические квадрупольные моменты, объяснять свойства возбужденных состояний ядер, описывать различные процессы взаимодействия частиц с ядрами.

Простейшей, но вместе с тем и достаточно результативной моделью является модель жидкой капли.

## 9.1 Модель жидкой капли

Основанием для ее введения служит сходство ядерной материи с жидкостью. К таким свойствам следует отнести: несжимаемость ядра, постоянство ядерной плотности:  $\rho \approx const$ , свойство насыщения ядерных сил.

В модели предполагается, что средний свободный пробег до взаимодействия  $\lambda_{\text{св}} \ll 2R$  ядра. Ядро — сильно связанная система частиц. Энергия связи (см. п. 8.2) определяется выражением

$$\varepsilon_{\text{св}} = -c_1 A + c_2 A^{-1/3} + c_3 Z^2 A^{-2/3} + c_4 (A - 2Z)^2 A^{-1} + c_5 \delta.$$

Модель описывает: энергию связи ядра, ядерные реакции при низких энергиях, идущие через составное ядро Бора, реакции деления ядер.

Модель не описывает некоторые члены в формуле для энергии связи ядра, например энергию спаривания, существование и особую устойчивость магических ядер.

В ряде случаев ядро можно представить не как жидкость, а как газ, состоящий из нуклонов. Тогда можно использовать модель Ферми-газа.

## 9.2 Модель Ферми-газа

Основанием для ее введения служит то обстоятельство, что незначительная часть объема ядра занята нуклонами: поскольку размер нуклона в ядре  $\sim 0.45$  фм (а свободного нуклона  $\sim 0.8$  фм), то нуклонами занята только  $\frac{1}{50}$  объема ядра.

Нуклоны в ядре — вырожденный Ферми-газ, заключенный в потенциальной яме (рис. 75).

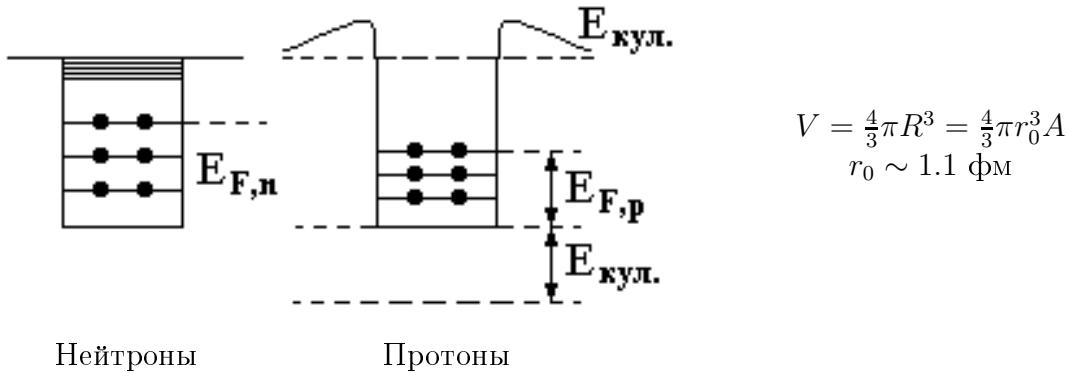


Рис. 75: Схематическое изображение потенциальных ям для ядер, содержащих нейтроны и протоны.

Вводятся следующие предположения.

- Температура ядра очень мала, и нуклоны занимают низкие энергетические уровни — вырожденный Ферми-газ (из фермионов, т.к.  $J = \frac{1}{2}$ ).
- Нуклоны заполняют все уровни до энергии Ферми:  $E_F = \frac{p_F^2}{2m} \sim 50$  МэВ,  
 $p_F$  — импульс Ферми, нуклоны в ядре испытывают Ферми-движение.

В соответствии с принципом Паули на каждом энергетическом уровне может находиться не более двух нуклонов.

Модель описывает следующие характеристики ядра.

- Число состояний нуклонов в шестимерном фазовом объеме

$$N = \frac{V \cdot p_{\max}^3}{6\pi^2 \hbar^3} = \frac{1}{(2\pi\hbar)^3} \int_V \int_0^{p_{\max}} d^3x d^3p; \quad V = \int d^3x.$$

Полное число протонов (или нейтронов) равно  $2N$  (т.к. каждый уровень занят двумя частицами):

$$V = \frac{2\pi R^3}{3} = 4\pi r_0^3 \frac{A}{3}.$$

- Энергию Ферми, поскольку

$$\begin{aligned} p_n^{\max} &= \frac{\hbar}{r_0} \left( \frac{9\pi \cdot n_0}{4A} \right)^{1/3} && \text{— импульс нейтрона;} \\ p_p^{\max} &= \frac{\hbar}{r_0} \left( \frac{2\pi Z}{4A} \right)^{1/3} && \text{— импульс протона.} \end{aligned}$$

Используя эти величины, получим для энергии Ферми  $E_F = \frac{p_F^2}{2m} \sim 50$  МэВ,

$$E_F(n) = \frac{\hbar^2}{2m} \left( \frac{3\pi^2 \cdot N}{V} \right)^{2/3}, \quad E_F(p) = \frac{\hbar^2}{2m} \left( \frac{3\pi^2 \cdot Z}{V} \right)^{2/3}.$$

- Среднюю энергию, приходящуюся на 1 нуклон,

$$\langle E \rangle_{\text{кинетич.}} = \frac{\int_0^{p_F} E d^3 p}{\int_0^{p_F} d^3 p} = \frac{3}{5} \left( \frac{p_F^2}{2m} \right) \approx 30 \text{ МэВ.}$$

Все уровни с  $E < E_F$  заняты.

Эта модель так же, как модель жидкой капли, не описывает существование особо устойчивых магических ядер. Для их описания служит оболочечная модель ядра.

### 9.3 Оболочечная модель ядра

Модели жидкой капли и Ферми-газа — грубые модели. Хотя они и описывают важнейшие свойства ядер, но **не объясняют** свойства возбужденных состояний ядер и особую стабильность магических ядер, когда  $Z$  или  $N$  (или оба числа) равны одному из магических чисел: 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 (в атоме магические числа равны: 2, 10, 18, 36, 54, 86).

Основанием для введения модели служит наличие магических чисел у ядер, свидетельствующее, что у ядер так же, как у атомов, существуют оболочки.

Таким образом, главным предположением в модели является наличие оболочки ядра — совокупности близких по энергии уровней.

Можно также предположить, что в ядре действует самосогласованный эффективный потенциал, который имеет приблизительно такой же вид, как и распределение плотности ядерного вещества в форме распределения Вудс-Саксона (рис. 76).

Потенциал Вудс-Саксона:  $V(r) = \frac{V_0}{1 + \exp \frac{Z-R}{a}}$  для нейтронных оболочек. Для протонных оболочек добавляется  $V_{\text{кул.}}(r)$ .

$$V_{\text{кул.}}(r) = \begin{cases} \frac{(Z-1)e^2}{R} \left[ \frac{3}{2} - \frac{1}{2} \left( \frac{r}{R} \right)^2 \right], & r < R; \\ \frac{(Z-1)e^2}{r}, & r > R. \end{cases}$$

Параметры  $V_{0p}$  и  $V_{0n}$  выбирают из опыта, например для ядра  ${}^{208}\text{Pb}_{82}$

$$V_{0n} = 45.7 \text{ МэВ}, \quad V_{0p} = 57.9 \text{ МэВ.}$$



Рис. 76: Самосогласованный эффективный потенциал (сплошная линия). Пунктиром представлен вид потенциала для гармонического осциллятора.

$$R = 7.6 \text{ фм}, \quad b = -0.17 \text{ фм}^2, \quad a = 0.65 \text{ фм}.$$

Для других ядер используются другие эмпирические значения:

$$V_{0n} = V_0 \left( 1 - 0.63 \frac{N - Z}{A} \right), \quad V_{0p} = V_0 \left( 1 + 0.63 \frac{N - Z}{A} \right),$$

где  $v_0 = 53$  МэВ,  $R = 1.28A^{1/3}$  фм,  $b = 0.263 \left( 1 + 2 \frac{N-Z}{A} \right)$  фм $^2$  ( $b$  — постоянная спин-орбитального взаимодействия).

$$V = H_{\text{вз}} = V(r) + U(r) \cdot \vec{s} \vec{l}, \quad U(r) = b \frac{\partial V}{\partial r} \cdot \frac{1}{r}.$$

Спин-орбитальное взаимодействие подтверждается оболочечной моделью.

Как и в атоме, для описания ядерных оболочек вводятся следующие обозначения:

$n$  — главное квантовое число, определяющее расположение уровней при

одном и том же номере оболочки  $l$ . Оно принимает значения: 1, 2, 3, ...

$l$  — имеет значения 0, 1, 2, 3, ...

$s, p, d, f, \dots$  оболочки.

При данном  $l$  есть два подуровня  $j = l \pm 1/2$ .

Оболочечный уровень нуклона в ядре обозначается:

$$1 \ d_{5/2},$$

т.е.  $n = 1$ ,  $l = 2$ , полный момент  $j = l + s = 5/2$ ;  $(2j + 1)$  нуклонов на каждом уровне.

Модель описывает как идет заполнение ядерных оболочек.

В табл. 16 приводятся значения магнитных моментов  $\mu$ , вычисленных и измеренных экспериментально для каждого ядра.

## Оболочечная модель ядра

| Оболочка | Ядро                    | Спин  | Магн. момент |       | Состояние  |
|----------|-------------------------|---|--------------|-------|--|
|          |                         |   | эксп.        | теор. |  |
| I        | $n$                     | $1/2$   | -1.91        | —     | $1S_{1/2}^1$   |
|          | $p$                     | $1/2$   | 2.79         | —     | $1S_{1/2}^1$   |
|          | $1d^2$                  | 1   | 0.86         | 0.88  | $1S_{1/2}^2$   |
|          | ${}_1H^3$               | $1/2$   | 2.98         | 2.79  | $1S_{1/2}^3$   |
|          | ${}_2He^3$              | $1/2$   | -2.13        | -1.91 | $1S_{1/2}^3$   |
|          | ${}_2He^4$              | 0   | 0            | 0     | $1S_{1/2}^4$   |
| II       | ${}_2He^5$ и ${}_3Li^5$ | — этих ядер нет в природе, они распадаются на $He^4$ , т.е. оболочка $1S^4$ не может ничего присоединить. |              |       |  |
|          | ${}_3Li^6$              | 1   | 0.82         | 0.88  | $(1S^4)(2S^2)$ или<br>$He^4(2S^2)$                       |
|          | ${}_3Li^7$              | $3/2$   | 3.26         | 3.07  | $(1S^4)(1P_{3/2}^3)$                                     |
|          | ${}_4Be^9$              | $3/2$   | -1.17        | -1.14 | $(1S^4)(1P_{3/2}^5)$                                     |
|          | ${}_5B^{10}$            | 3   | 1.79         | 1.88  | $(1S^4)(1P_{3/2}^6)$                                     |
|          | ${}_5B^{11}$            | $3/2$   | 2.69         | —     | $(1S^4)(1P_{3/2}^5)(2S^2)$                               |
|          | ${}_6C^{12}$            | 0   | 0            | 0     | $(1S^4)(1P_{3/2}^8)$                                     |
| III      | ${}_6C^{13}$            | $1/2$   | 0.70         | 0.64  | $(1S^4)(1P_{3/2}^8)(1P_{1/2}^1)$                         |
|          | ${}_7N^{14}$            | 1   | 0.40         | 0.40  | $(1S^4)(1P_{3/2}^8)(1P_{1/2}^2)$                         |
|          | ${}_7N^{15}$            | $1/2$   | -0.28        | -0.24 | $(1S^4)(1P_{3/2}^8)(1P_{1/2}^3)$                         |
|          | ${}_8O^{16}$            | 0   | 0            | 0     | $(1S^4)(1P_{3/2}^8)(1P_{1/2}^4)$                         |
| IV       | $O^{17}$                | $5/2$   | -1.89        | -1.91 | $(1S^4)(1P_{3/2}^8)(1P_{1/2}^4)(1d_{5/2}^1)$             |
|          | $F^{19}$                | $1/2$   | 2.63         | 2.79  | $(1S^4)(1P_{3/2}^8)(1P_{1/2}^4)(2S_{1/2}^3)$             |
|          | $Ne^{20}$               | 0   | 0            | 0     | $(1S^4)(1P_{3/2}^8)(1P_{1/2}^4)(2S_{1/2}^4)$             |
| V        | $Ne^{21}$               | $3/2$   | —            | —     | $(1S^4)(1P_{3/2}^8)(1P_{1/2}^4)(2S_{1/2}^4)(2P_{1/2}^4)$ |
|          | $Na^{22}$               | 3   | 1.75         | 1.88  | $2P_{3/2}^1$   |
|          | $Mg^{25}$               | $5/2$   | -0.85        | -1.06 | $1S_{1/2}^3$   |
|          | $Si^{28}$               | 0   | 0            | 0     | $1S_{1/2}^4$   |

Величина магнитного момента служит для проверки заполнения оболочек

$$\begin{aligned}\mu_n &= -1.91 \cdot \mu_{\text{я}} & J &= l + 1/2, \\ \mu_n &= \frac{1.91}{J+1} J \cdot \mu_{\text{я}} & J &= l - 1/2, \\ \mu_p &= \begin{cases} (J + 2.29) \cdot \mu_{\text{я}} & J = l + 1/2, \\ (J - \frac{2.29}{J+1}) \cdot \mu_{\text{я}} & J = l - 1/2. \end{cases}\end{aligned}$$

Сравнение  $\mu_{\text{эксп.}}$  и  $\mu_{\text{теор.}}$  свидетельствует о справедливости предложенной модели. Для ядер, у которых заполнены оболочки, спин равен нулю. Таким образом, спин и магнитный момент ядра определяются **непарным** нуклоном, находящимся в данном состоянии.

Модель **не** объясняет деформированные ядра. Для объяснения существования деформированных ядер используются значения квадрупольных электрических моментов и обобщенная модель ядра.

## 9.4 Обобщенная модель ядра

Модель рассматривает заполненную оболочку как остов, и в ее поле вращается дополнительный нуклон (рис. 77). Остов ядра деформируется валентным нуклоном, что приводит к появлению квадрупольного электрического момента ядра  $Q$  (см. п. 8.5).

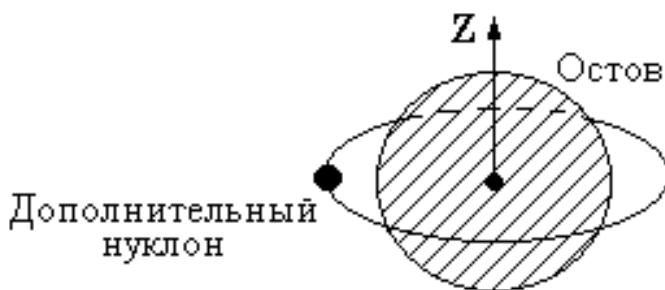


Рис. 77: Иллюстрация вращения дополнительного нуклона вокруг остова.

Модель используется для описания деформированных атомных ядер, которые могут быть вытянутыми или сплюснутыми относительно оси симметрии ядра. Ось симметрии ядра,

как правило, совпадает с направлением суммарного спина ядра. О деформации ядра можно судить по величине квадрупольного электрического момента ядра.

На рис. 78 показано поведение квадрупольного электрического момен-

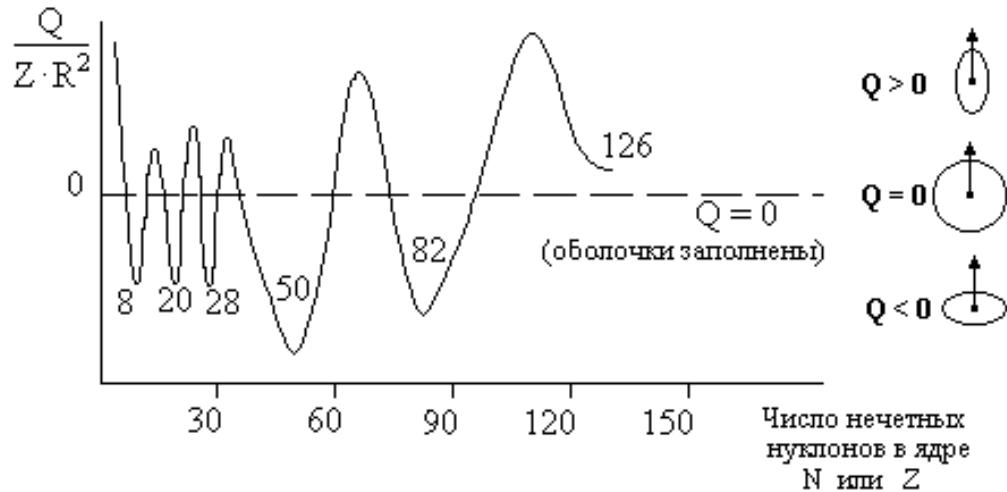


Рис. 78: Иллюстрация поведения квадрупольного электрического момента для разных ядер.

та для разных ядер. Значение  $Q = 0$  соответствует сферически симмет-

ричным атомным ядрам, значения  $Q > 0$  — вытянутым атомным ядрам,  $Q < 0$  — сплюснутым атомным ядрам.

Экспериментальные данные о квадрупольных электрических моментах ядер см. на рис. 74.

Модель согласуется с поведением квадрупольного электрического момента для разных ядер, который по определению равен:

$$Q = Z \int r^2 \rho(r) (3 \cos^2 \theta - 1) d^3 r.$$

Переходим к рассмотрению ядерных моделей, использующихся при описании процессов, происходящих при высоких энергиях.

## 9.5 Оптическая модель ядра

Ядро представляет собой "серую" полупрозрачную сферу с определенными коэффициентами преломления и поглощения.

При попадании на такую сферу упавшая частица (волна) испытывает все виды взаимодействия, характерные для распространения света в полупрозрачной оптической среде: отражение, преломление, поглощение.

Усредненный потенциал в таком ядре имеет вид  $U(r) = V + iW$ , т.е. содержит мнимую часть, учитывающую поглощение падающей волны. В разных вариантах оптической модели потенциал  $U(r)$  представляют в виде прямоугольной ямы.

Модель позволяет вычислять упругое рассеяние, суммарное сечение всех неупругих процессов, а также угловые характеристики рассеянных ядром частиц.

Действительную часть оптического потенциала обычно выбирают в виде потенциала Вудса-Саксона. Мнимая часть потенциала выбирается пропорциональной объемному или поверхностному поглощению. Модель требует подбора параметров для каждого ядра и для каждой энергии упавшего адрона.

Вид оптического потенциала для рассеяния адронов на ядрах зависит от параметров удара и может определяться либо кулоновским взаимодействием при больших параметрах удара, либо процессами сильного взаимодействия при меньших параметрах удара. При параметрах удара меньших радиуса ядра доминирует поглощение. При этом картина рассеяния выглядит как интерференция кулоновского рассеяния и дифракционного рассеяния адрона на черной сфере.

## 9.6 Модель Глаубера

Рассеяние быстрой частицы на ядре сводится к последовательному рассеянию ее на отдельных частицах мишени. Результатирующее рассеяние получается усреднением по положениям рассеивающих центров. Рассеяние на отдельной частице носит характер дифракционного. После первого соударения налетающая частица выбывает из пучка и частицы мишени, расположенные за рассеивающим центром, не участвуют в рассеянии. Этот процесс описывается так называемой глауберовской поправкой, которая учитывает экранировку последующих нуклонов.

В глауберовской модели налетающая частица последовательно взаимодействует с нуклонами ядра-мишени. (Аналогия — рассеивание биллиардного шара на неподвижных шарах.) Этот подход вполне оправдан при не очень высоких энергиях. В релятивистском случае частица-снаряд взаимодействует одновременно не с одним, а сразу с несколькими нуклонами мишени, что приводит к возникновению дополнительной экранировки. Учет образования неупругих промежуточных состояний был выполнен Грибовым и носит название грибовской поправки.

В основе модели Глаубера лежат три гипотезы, основанные на волновых свойствах частиц и ядер.

1. Фазовые сдвиги, возникающие при прохождении через ядро падающей частицы-волны, вызываемые отдельными нуклонами ядра, суммируются.

2. Рассмотрение прохождения частицы через ядро проводится в представлении параметра удара (геометрическая оптика).

3. Ядерная волновая функция не успевает измениться за время прохождения частицы через ядро.

Это — дифракционная модель, т.к. она рассматривает дифракцию падающей волны на отдельных нуклонах ядра.

Как известно, сечение взаимодействия частицы с ядром для процессов сильного взаимодействия может быть представлено в виде

$$\sigma_{tot} = \sigma_{упр} + \sigma_{неупр} + \sigma_{квазиупр}.$$

В модели Глаубера сечение имеет вид

$$\begin{aligned}\sigma_{tot} &= A \cdot \sigma_{pp} \left[ 1 - \frac{A^2}{A+1} \cdot \frac{\sigma_{pp}(1-\alpha^2)}{4\pi(R^2+2B)} + \dots \right] = \\ &= A \cdot \sigma_{pp} - G(A); \quad G(A) = G_{упр} + G_{неупр},\end{aligned}$$

где  $A$  — число нуклонов в ядре,  $\sigma_{pp}$  — сечение нуклон-нуклонного взаимодействия в ядре,  $G(A)$  — поправки на упругое и неупругое экраниро-

вание. Таким образом, первый член описывает рассеяние на  $A$  нуклонах, а сумма последующих — поправки на экранирование.  $G_{\text{упр}}$  — глауберовская поправка,  $G_{\text{неупр}}$  — грибовская поправка.

Как видно из рис. 79, если включается упругое или неупругое экранирование, направление движения частицы не меняется. Эти эффекты нельзя обнаружить на опыте, но необходимо учитывать при вычислении полных сечений взаимодействия частиц с ядрами.

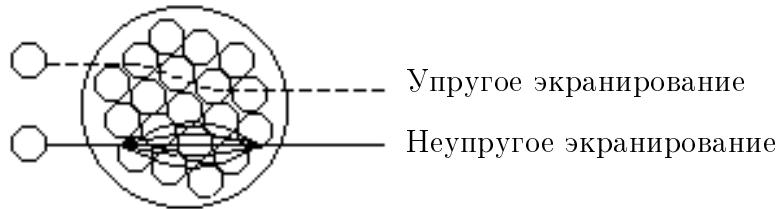


Рис. 79: Иллюстрация поведения падающей частицы внутри ядра при включении упругого и неупругого экранирования.

## 9.7 Гидродинамические модели

Ядро — гидродинамическая система, которую можно описать, введя уравнение состояния, плотность энергии, температуру, энтропию и другие гидродинамические характеристики ядерной материи.

Гидродинамические модели служат для описания сильно взаимодействующей ядерной материи, которая отождествляется с идеальной жидкостью. Вводятся локальные переменные, зависящие от координат  $x$ : плотность энергии  $\varepsilon(x)$ , давление  $p(x)$ , плотность энтропии  $s(x)$ , температура  $T(x)$ , 4-скорость  $u_\mu(x)$ . Для описания идеальной жидкости используется тензор энергии-импульса

$$T^{\mu\nu} = (\varepsilon + p)u^\mu u^\nu - g^{\mu\nu}p$$

и закон сохранения

$$\partial_\mu T^{\mu\nu} = 0.$$

Уравнение состояния релятивистской идеальной жидкости

$$\varepsilon = 3p, \quad p = \frac{\pi^2}{90} T^4 \cdot n,$$

где  $n$  — число степеней свободы.<sup>2</sup>

<sup>2</sup>При низких температурах идеальный газ  $\pi$ -мезонов  $n = 3$ ; при высоких температурах идеальный газ (кварков и глюонов)  $n = 8 \times 2 + \frac{7}{8}(2 \times 3 \times 2 \times n_f) = 16 + \frac{21}{2} \cdot n_f$ .

|      |      |            |      |      |        |
|------|------|------------|------|------|--------|
| цвет | спин | $q\bar{q}$ | цвет | спин | аромат |
|------|------|------------|------|------|--------|

Связь между введенными переменными при отсутствии химического потенциала  $\mu = 0$  имеет вид  $\varepsilon + p = Ts$ ,  $s = \frac{dp}{dT}$ . Тогда закон сохранения тензора энергии-импульса может быть записан в виде:

$$(u^\mu u^\nu - g^{\mu\nu})\partial_\mu(\ln T) + u^\mu \partial_\mu u^\nu = 0,$$

$$\partial_\mu(su^\mu) = 0, \quad u_\mu \cdot u^\mu = 1.$$

Эти соотношения образуют замкнутую систему, из которой можно в принципе определить  $T$  и  $u_\mu$  при наступлении термодинамического равновесия и выбранных начальных условиях.

Указанный путь реализуется во многих гидродинамических моделях. Эти модели используются при описании процессов взаимодействия частиц с ядрами или ядер с ядрами при высоких энергиях и дают предсказания о множественном рождении частиц в зависимости от энергии сталкивающихся частиц, о поведении импульсных распределений вновь рожденных частиц ( $f(p_\perp)$  и  $f(p_\parallel)$ ).

Рассмотренные выше модели, в которых ядро обладает свойствами жидкости и описывается формулой Вайцзеккера (модель жидкой капли), либо наоборот ядро рассматривается как идеальный Ферми-газ, что позволяет определить энергию движения нуклонов в ядре, а также оболочечная модель ядра, дающая понимание существования магических ядер, и обобщенная модель ядра, учитывающая форму атомных ядер, используются при невысоких энергиях. При более высоких энергиях используются оптическая модель ядра, модель Глаубера-Ситенко, статистические и гидродинамические модели.

Таким образом, простое перечисление моделей показывает, насколько сложной системой является атомное ядро.

#### Литература

1. Валантэн Л. Субатомная физика: ядра и частицы. -М.: Мир, 1986.
2. Физика элементарных частиц и атомного ядра, т. 34, №1, 2003, с. 147–188.
3. Никитин Ю.П., Розенталь И.Л. Ядерная физика высоких энергий. -М.: Атомиздат, 1980.

## 10 Ядерные превращения спонтанные и инициируемые

Явление радиоактивного распада стало известно раньше, чем было открыто атомное ядро.

В 1895 году Рентген обнаружил лучи, которые назвал "Лучи X". В 1896 году Беккерель открыл радиоактивность урана U, изучая явление флюоресценции. Вскоре выяснилось, что радиоактивные вещества испускают лучи трех видов, отличающиеся друг от друга как способностью проходить через слои вещества, так и кривизной их треков в магнитном и электрическом полях.

В 1903 году Резерфорд изучил поведение быстропоглощающихся лучей —  $\alpha$ -частиц — в электрическом поле и показал, что они принадлежат частицам с массой, сравнимой с массой атома гелия, но имеют заряд  $+2e$  и, таким образом, являются ядрами гелия. В 1910 году в работах Марии Кюри по изучению радиоактивности были исследованы  $\gamma$ -лучи, не отклоняющиеся в электромагнитном поле, а в 1911 году —  $\beta$ -лучи, отклоняющиеся в направлении, обратном отклонению  $\alpha$ -лучей. Они были отождествлены с электронами.

Оказалось, что природа  $\beta$ -излучения весьма необычна, и исследование этого излучения привело к открытию слабого взаимодействия.

## 10.1 Радиоактивный распад

*Радиоактивным распадом будем называть такой процесс, при котором ядро из начального состояния переходит в конечное состояние с меньшей энергией.*

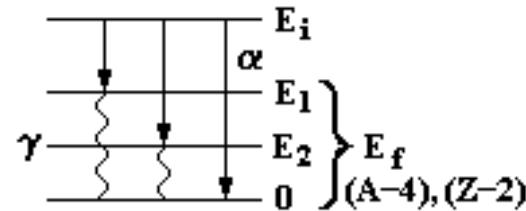
Радиоактивность — частный случай ядерной реакции.

$\alpha$ -распад — самопроизвольное испускание ядра гелия.

Ядро переходит в основное состояние путем ряда последовательных переходов в состояния  $E_2$  и  $E_1$  с испусканием  $\gamma$ -квантов или сразу путем испускания  $\alpha$ -частиц. Спектры  $\gamma$ -излучения так же, как и спектры  $\alpha$ -частиц, линейчатые (рис. 80).

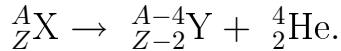
Ядра, не испытывающие никаких превращений после того, как они достигли основного состояния, называют стабильными.

Нестабильные ядра, стремясь к большей стабильности, испускают одну или несколько частиц



$$E_\alpha = E_i, \quad E_\alpha = E_i - E_1, \quad E_i - E_2, \\ E_\gamma = h\nu \approx E_i - E_f$$

Рис. 80: Иллюстрация переходов системы из одного энергетического состояния в другое путем испускания  $\alpha$ -частиц или  $\gamma$ -излучения.



Такое самопроизвольное превращение возможно только при условии, что масса исходного ядра превышает сумму масс дочернего ядра и  $\alpha$ -частицы. При этом энергия распада будет положительной. Такие реакции называют экзотермическими — с выделением энергии.

Энергия распада:

$$E_d = M(X)c^2 - [M(Y)c^2 + M(\alpha)c^2] > 0.$$

Энергия отдачи, которую получает оставшееся ядро  $Y$ , очень мала из-за большой массы  $M(Y)$ :

$$E_R = \frac{P_R^2}{2m} = \frac{P_d^2}{2M} = \frac{(h\nu)^2}{2Mc^2}, \quad \text{---} \quad \begin{array}{c} P_\gamma, E_\gamma \\ \swarrow \curvearrowright \searrow \\ M \end{array} \quad \begin{array}{c} P_R, E_R \\ \longrightarrow \end{array} .$$

Таким образом, кинетическая энергия испускаемых  $\alpha$ -частиц близка к  $E_d$ :  $E_\alpha \sim \frac{(A-4)E_d}{A}$  — эта энергия регистрируется в виде спектральной линии.

Если происходит распад на возбужденные уровни дочернего ядра, то появляются линейчатые спектры, причем, если испускается  $\alpha$ -частица из возбужденного состояния ядра в основное, то ее энергия будет большей, и такие  $\alpha$ -частицы называют длиннопробежными.

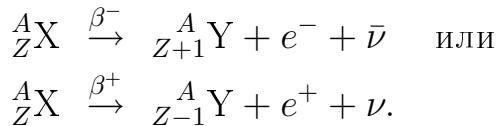
$\alpha$ -распад встречается только у тяжелых ядер с  $Z > 83$  и у ядер с энергией связи на нуклон  $\varepsilon \leq 7$  МэВ, но иногда может быть запрет по спину или четности, если не выполняются законы их сохранения. Тогда распад не происходит или затруднен.

$$\text{Выделение энергии } Q = M(X)c^2 - M(Y)c^2 - M(\alpha)c^2.$$

Если  $Q > 0$ , то испускаются  $\alpha$ -частицы и возникает линейчатый спектр (рис. 81).

В 1911 году обнаружили, что электроны при радиоактивном распаде имеют непрерывный спектр (рис. 82).

**$\beta$ -распад** — испускание электронов (или позитронов) в результате превращения нейтрона или протона в ядре. Теперь установлено, что  $\beta$ -распад есть процесс, в результате которого исходное ядро превращается в ядра с зарядом  $Z \pm 1$ :



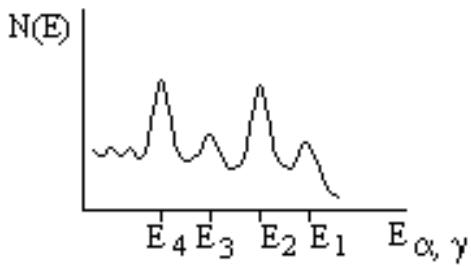


Рис. 81: Линейчатый спектр  $\alpha$ - или  $\gamma$ -излучения.

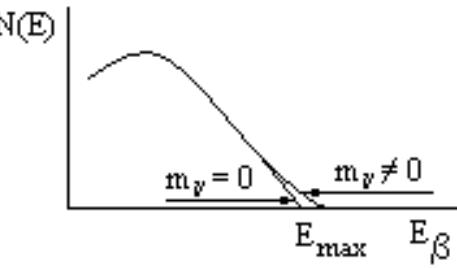
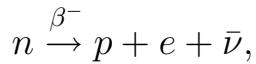


Рис. 82: Непрерывный спектр электронов при радиоактивном распаде.

Ядро  $X$  может испытать  $\beta$ -распад только тогда, когда его масса больше, чем сумма масс дочернего ядра  $Y$  и электрона:

$$E_d = \{M(X) - [M(Y) + m_e]\}c^2 > 0.$$

Таким образом, свободный нейтрон испытывает  $\beta$ -распад



т.к.  $m_p < m_n$ , но  $\beta^+$ -распад свободного протона невозможен, и процесс  $p \rightarrow n + e^+ + \nu$  может происходить только в ядре  $X$ , для которого  $E_d > 0$ .

Непрерывный спектр электронов в  $\beta$ -распаде привел Паули к гипотезе о вылете двух частиц, одна из которых — электрон, а другая — нейтральная и не регистрируется при  $\beta$ -распаде, но энергию уносит. Эта частица была названа нейтрино ("нейтрончик"). В зависимости от того, имеет нейтрино массу или его масса равна нулю, спектр электронов вблизи границы  $E_{\max}$  меняется (см. рис. 82). Проблема массы нейтрино *не решена до сих пор*. Наиболее реальная оценка дает  $m_\nu c^2 < 17$  эВ.

Так как процессы происходят с ядрами в атомах, то можно написать условия  $\beta$ -распада, используя атомные массы  $\mathcal{M}$ :

$$\mathcal{M}(A, Z)c^2 = \mathcal{M}(A, Z - 1)c^2 + Zm_e c^2 - E_L$$

( $E_L$  — энергия связи электрона в атоме).

Энергия, выделившаяся при  $\beta$ -распаде:

$$\left. \begin{aligned} Q_{\beta^-} &= \mathcal{M}(A, Z)c^2 - \mathcal{M}(A, Z + 1)c^2; \\ Q_{\beta^+} &= \mathcal{M}(A, Z)c^2 - \mathcal{M}(A, Z - 1)c^2 - 2m_e c^2. \end{aligned} \right\} *$$

Условие  $Q > 0$  должно выполняться:

$$\underbrace{\mathcal{M}(A, Z)c^2 + Zm_e c^2 - E_L}_{\mathcal{M}(A, Z)c^2} \xrightarrow{\beta^-} \underbrace{\mathcal{M}(A, Z + 1)c^2 + Zm_e c^2 - E'_L + m_e c^2}_{\mathcal{M}(A, Z + 1)c^2 - m_e c^2};$$

$$\underbrace{M(A, Z)c^2 + Zm_e c^2 - E_L}_{\mathcal{M}(A, Z)c^2} \rightarrow \underbrace{M(A, Z-1)c^2 + Zm_e c^2 - E'_L + m_e c^2}_{\mathcal{M}(A, Z-1)c^2 - m_e c^2}.$$

Если  $E_L - E'_L \rightarrow 0$ , то получаем соотношения, обозначенные \*.

**K-захват.** Помимо испускания  $e^+, e^-$  может произойти процесс захвата электрона с  $K$ -оболочки атома, если выполняется условие  $K$ -захвата, т.е.

$$M(A, Z) < M(A, Z+1) + m_e,$$

произойдет превращение:  $(A, Z) \rightarrow (A, Z-1) + \nu$ .  $K$ -захват описывается теми же законами, что и испускание  $e^+, e^-$ .

Итак, возможны 3 вида  $\beta$ -распадов: испускание  $e^-$ ,  $e^+$  и захват  $e^-$  с  $K$ -оболочки атома.

**Спонтанное деление.** Деление ядра на осколки (чаще всего на два) сравнимых масс и зарядов.

**Протонная активность.** Вылет из ядра протона, т.е. происходит превращение  ${}_Z^AX \rightarrow p + {}_{Z-1}^{A-1}Y$ .

**Двупротонная активность:**  ${}_Z^AX \rightarrow 2p + {}_{Z-2}^{A-2}Y$ .

При протонной и двупротонной радиоактивности протоны проникают через кулоновский потенциальный барьер благодаря туннельному эффекту. Это явление наблюдается для нейтронодефицитных ядер с  $Z < 50$ .

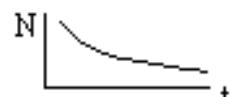
Все типы распадов сопровождаются обычно испусканием  $\gamma$ -квантов из возбужденных продуктов радиоактивного распада. Иногда вылетают  $\alpha$ -частицы, которые в этом случае называются длиннопробежными.

## 10.2 Вероятности переходов и период полураспада

Число ядер, распадающихся в единицу времени  $-\frac{dN}{dt} = \lambda \cdot N(t)$  пропорционально числу ядер  $N(t)$ , имеющихся в наличии в момент  $t$ ,  $\lambda$  — вероятность распада в единицу времени. Интегрируя по  $t$ , получим число ядер, нераспавшихся к моменту времени  $t$ :

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t},$$

$N_0$  — число ядер в момент  $t_0 = 0$ .



Время  $T$ , необходимое для того, чтобы число радиоактивных ядер уменьшилось от  $N$  до  $N/2$ , называют периодом полураспада, т.е.

$$\frac{N_0 e^{-\lambda(t+T)}}{N_0 e^{-\lambda t}} = e^{-\lambda T} \equiv \frac{1}{2},$$

отсюда

$$\lambda T = \ln 2 = 0.693.$$

Замечено, что распад происходит тем быстрее, чем больше энергия перехода  $E_d$ .

Пример:

Распад ядра  $^{232}_{90}\text{Th} \rightarrow ^{228}_{88}\text{Ra} + \alpha$  имеет период полураспада  $T = 1.41 \cdot 10^{10}$  лет, а  $E_d = 4.08$  МэВ.

Распад ядра  $^{224}_{90}\text{Th} \rightarrow ^{220}_{88}\text{Ra} + \alpha$  имеет период полураспада  $T = 1.05$  с, а  $E_d = 7.31$  МэВ.

Период полураспада  $^{232}_{90}\text{Th}$  отличается от периода полураспада  $^{224}_{90}\text{Th}$  в  $5 \cdot 10^{17}$  раз, при этом энергия распада изменяется всего в 1.8 раза.  $\alpha$ -частицы, испускаемые короткоживущими ядрами, имеют большую энергию, чем  $\alpha$ -частицы из долгоживущих ядер.

Отмеченные особенности связаны с условием прохождения  $\alpha$ -частицы через кулоновский потенциальный барьер ядра — так называемый *туннельный эффект*. Туннельный эффект есть квантово-механическое явление. Описывая  $\alpha$ -частицу волновой функцией, подчиняющейся уравнению Шредингера, можно вычислить прозрачность кулоновского потенциального барьера и вероятность испускания  $\alpha$ -частицы ядром.

Туннельный эффект могут испытывать  $\alpha$ -частицы, находящиеся на энергетических уровнях с энергией  $E > 0$  (рис. 83).

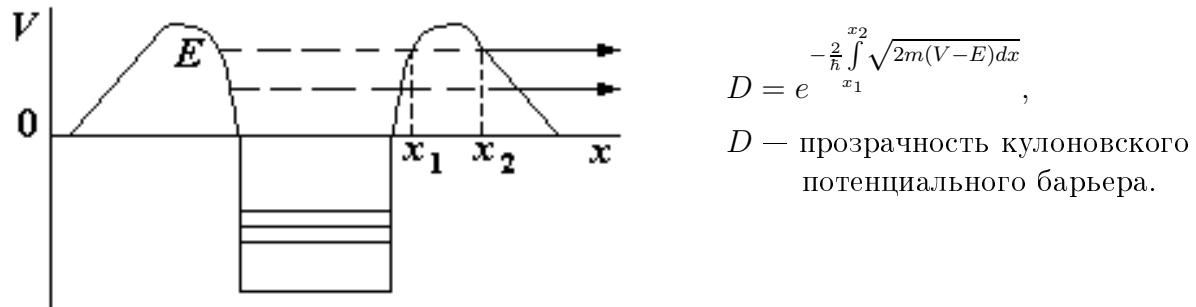


Рис. 83: Иллюстрация туннельного эффекта.

Классификацию радиоактивных ядер можно выполнить, используя зависимость вероятности радиоактивного распада от энергии испущенных  $\alpha$ -частиц. Эта зависимость сформулирована в теореме Гейгера-Неттоля (рис. 84)

$$\lg \lambda = A \cdot \lg R_\alpha + B,$$

где  $R_\alpha$  — пробег  $\alpha$ -частицы, связанный с ее энергией.

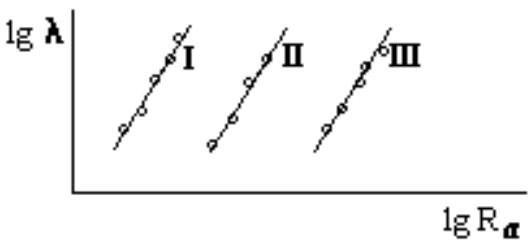
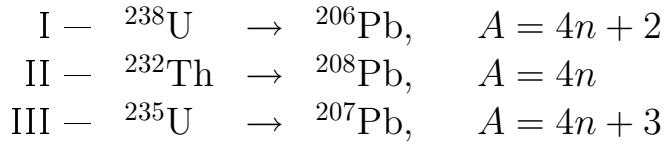


Рис. 84: Теорема Гейгера-Неттоля (эмпирический закон). I — урановое семейство (U), II — ториевое семейство (Th), III — актино-урановое семейство (U).



$n$  — целое число.

Члены радиоактивных семейств находятся в равновесии между собой.

### 10.3 Среднее время жизни и ширина уровня

Статистическая интерпретация закона распада позволяет установить временной интервал  $\tau$ , определяющий промежуток времени от момента образования нуклида до его распада:

$$\tau \equiv \frac{\int_0^\infty t \cdot N(t) dt}{\int_0^\infty N(t) dt} = \frac{1}{\lambda} = \frac{T}{0.693},$$

поэтому  $\tau$  называют средним временем жизни нестабильного уровня. Оно связано с естественной шириной уровня  $\Gamma$  соотношением

$$\Gamma \cdot \tau = \hbar; \quad \tau = \frac{\hbar}{\Gamma} \quad (\text{или } \tau \sim \frac{1}{\Gamma}).$$

Поэтому часто время жизни объекта (ядра или частицы) определяют через ширину уровня  $\Gamma$ , которая поддается измерению. Это есть ширина линии в линейчатом спектре или ширина резонанса (рис. 85).

Указанные соотношения — следствие соотношения Гайзенберга  $\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar$ . Нестабильному уровню, существующему в течение времени порядка  $\tau$ , соответствует волновой пакет шириной  $\Delta E \geq \frac{\hbar}{\tau} \rightarrow \Gamma$ .

Процесс радиоактивного распада — случайный процесс и описывается законом Пуассона: его вероятность

$$W_h = \frac{(N - \lambda t)^n}{n!} \cdot e^{-N\lambda t}.$$

В природе существует три радиоактивных семейства: урановое, ториевое и актино-урановое. Конечными продуктами радиоактивных превращений в этих семействах являются изотопы свинца

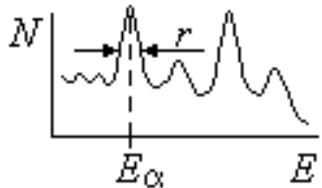


Рис. 85: Иллюстрация ширины Г — энергетического уровня.  
процессов, определяются ядерным временем ( $\sim 10^{-23} \div -24$  с).

Если распад адрона происходит за счет электромагнитного взаимодействия, то время жизни составляет величину  $\sim 10^{-16}$  с. Распады адронов за счет слабых сил протекают за времена  $\sim 10^{-8} \div -10$  с.

Распады радиоактивных ядер происходят, как правило, за счет слабых процессов. Времена жизни радиоактивных ядер колеблются в очень широких пределах, в то время как энергии распада (или энергии  $\alpha$ -частиц) — в очень узких.

$\gamma$ -распад — это не ядерное превращение, а изменение энергетического состояния ядра.  $\gamma$ -излучение сопровождает  $\alpha$ - и  $\beta$ -распады. Радиоактивный распад может быть не только самопроизвольным, но и искусственным.

## 10.4 Искусственная радиоактивность

Искусственная радиоактивность подчиняется тем же законам, что и естественная, с той разницей, что распадающиеся частица или ядро должны находиться в возбужденном состоянии. Возбуждение может произойти либо вследствие какой-нибудь реакции, в которой образовались распадающаяся частица или ядро, либо из-за искусственного перевода их в возбужденное состояние.

Искусственные радиоактивные изотопы разных ядер широко используются в медицине и в прикладных отраслях промышленности.

Радиоактивный распад — частный случай ядерной реакции, но происходит только при  $Q > 0$ .

### Литература

1. Широков Ю.М., Юдин Н.П. Ядерная физика. -М.: Наука, 1972.
2. Ландау Л.Д. Лекции по физике (под ред. Смородинского).

Радиоактивные распады могут происходить за счет слабых, электромагнитных и сильных процессов. Различия между этими процессами проявляются в величине времени жизни или ширины уровня Г.

Времена жизни адронов, распад которых происходит за счет сильных процессов, определяются ядерным временем ( $\sim 10^{-23} \div -24$  с).

# 11 Ядерные реакции

Основная характеристика ядерной реакции — ее эффективное сечение или вероятность реализации.

Ядерными реакциями управляют законы сохранения, и действует правило — все, что не запрещено, может произойти.

## 11.1 Законы сохранения

Будем рассматривать реакции, происходящие при столкновении двух частиц:  $1 + 2 = 1 + 2 + 3 + \dots + i + \dots$

1. Закон сохранения 4-импульса  $\mathcal{P}(p_x, p_y, p_z, iE)$ :

$$\text{сохранение энергии} \quad E_1 + E_2 = E'_1 + E'_2 + \dots + E'_n + Q$$

$Q > 0$  — экзотерм.,  $Q < 0$  — эндотерм.;

$$\text{сохранение импульса} \quad \vec{p}_1 + \vec{p}_2 = \vec{p}'_1 + \vec{p}'_2 + \dots + \vec{p}'_n.$$

2. Закон сохранения электрического заряда

$$Q_1 + Q_2 = \sum_{i=1}^n Q_i.$$

3. Закон сохранения числа барионов (барионного заряда  $B$  — для частиц и числа нуклонов  $A$  — для ядер).
4. Закон сохранения лептонного заряда ( $L_e, L_\mu, L_\tau$ ).
5. Закон сохранения полного момента количества движения.
6. Закон сохранения четности в сильных взаимодействиях.
7. Закон сохранения изотопического спина.
8. Закон сохранения квантовых чисел (странные, чармы и прелесты).
9. Закон сохранения зарядового сопряжения ( $C$ -инвариантность).

Набор законов сохранения определяется типом взаимодействия. В слабых взаимодействиях некоторые из перечисленных выше законов нарушаются (отсутствуют, например, сохранение четности,  $C$ -инвариантности, странных, изотопспина, см. табл. 15).

Операция зарядового сопряжения переводит частицу в античастицу:

|                        |        |            |
|------------------------|--------|------------|
|                        | протон | антипротон |
| заряд $Q$              | $+1e$  | $-1e;$     |
| барионный заряд $B$    | $+1$   | $-1;$      |
| магнитный момент $\mu$ | $+\mu$ | $-\mu;$    |
| спин $J$               | $J$    | $J.$       |

$C$ -инвариантность в сильных взаимодействиях сохраняется (по крайней мере с 1% точностью), а в слабых — нарушается.

В сильных взаимодействиях вводится понятие  $G$ -четности:  $G = C \cdot R$ . Эта операция представляет собой поворот изотопспина на  $180^\circ$  в пространстве изоспина ( $R$ -операция,  $I_3 \rightarrow -I_3$ ) с последующим зарядовым сопряжением ( $C$ -операция)

$$G|\pi\rangle = -|\pi\rangle.$$

$G$ -четность сохраняется в сильных взаимодействиях.

## 11.2 Механизмы ядерных реакций

Механизмы взаимодействий частиц с ядрами при низких энергиях отличаются от механизмов взаимодействия при высоких энергиях.

При низких энергиях хорошо работает механизм образования составного ядра Бора, опирающийся на модель жидкой капли.

При попадании частицы в ядро образуется составное ядро, если энергия частицы  $E_0$  совпадает с энергетическим уровнем составного ядра  $E$ , и происходит резонансная реакция. Это — большой класс реакций.

$$a + A \rightarrow C \rightarrow b + B.$$

Резонансная реакция описывается в квантовой механике формулой Брэйта-Вигнера:

$$\sigma_{ab} = \pi \lambda_a^2 \frac{\Gamma_a \cdot \Gamma_b}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2/4}.$$

Чем меньше  $\Gamma$ , тем острее резонанс.

Сечение образования составного ядра

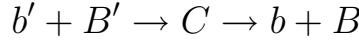
$$\sigma_{aC} = \pi \lambda_a^2 \frac{\Gamma_a \cdot \Gamma}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2/4}.$$

Тогда

$$\sigma_{ab} = \pi \lambda_a^2 \frac{\Gamma_a \cdot \Gamma}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2/4} \cdot \frac{\Gamma_b}{\Gamma},$$

$\frac{\Gamma_b}{\Gamma}$  — вероятность распада составного ядра по каналу  $\rightarrow "b"$ , т.е.  $\sigma_{ab} = \sigma_{aC} \cdot \frac{\Gamma_b}{\Gamma}$ ;  $\sigma_{ab}$  — сечение образования частицы  $"b"$  от частицы  $"a"$ ,  $\sigma_{aC}$  — сечение образования составного ядра  $C$ ,  $\Gamma = \sum \Gamma_i$  — суммарная вероятность всех каналов реакции,  $\Gamma_i$  — парциальные ширины каналов (например,  $\Gamma_a, \Gamma_b, \dots$ ).

Если другая реакция идет с образованием того же составного ядра  $C$ , то вероятность реакции



будет  $\sigma_{b'b} = \sigma_{b'C} \cdot \frac{\Gamma_b}{\Gamma}$  и  $\sigma_{ab} : \sigma_{ab'} = \sigma_{b'b} : \sigma_{b'b'}$ .

При высоких энергиях этот механизм не работает, т.к. составное ядро не успевает образоваться, но теория Брейта-Вигнера используется для описания рождения частиц через резонансные состояния  $R$  при высоких энергиях (см. рис. 86).

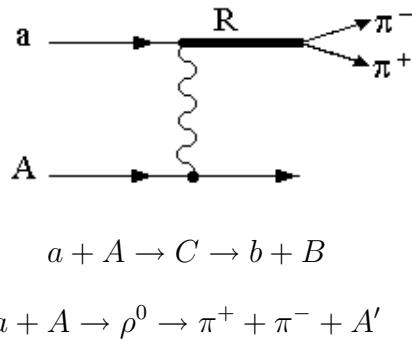


Рис. 86: Фейнмановская диаграмма, иллюстрирующая образование частиц через резонансное состояние  $R$ .

В приведенных выше формулах роль составного ядра  $C$  играет резонансное состояние  $R$ .

Прямые ядерные реакции с выбиванием из ядер  $p, n, d, {}^3\text{He}_2, \alpha \dots$  показывают, что эти частицы могут находиться в ядрах в сформировавшемся состоянии.

Нерезонансные ядерные реакции описываются на основе модельных представлений о ядре. Так, при высоких энергиях используется оптическая модель ядра. При изучении взаимодействий частиц высоких энергий с ядрами широкое распространение получили статистические и гидродинамические модели взаимодействия частиц. В оптической модели ядро — сплошная среда для падающих на ядро частиц, преломляющая и поглощающая де-Бройлевские волны.

Гамильтониан взаимодействия

$$H = V(r) + iW(r).$$

$V(r)$  — потенциал, описывающий рассеяние падающей на ядро частицы;  $iW(r)$  описывает процесс поглощения волны в ядре. Этот процесс подбирают обычно из согласования расчета с экспериментом.

Оптическая модель хорошо описывает упругое рассеяние и дифракционное рождение частиц на ядре. Дифракционное рождение частиц происходит при обмене виртуальной частицей — помероном  $\mathcal{P}$ , который имеет нулевые квантовые числа. При таком обмене квантовые числа системы частиц до и после реакции совпадают (рис. 87а).

Для описания обменных процессов взаимодействия налетающей частицы с ядрами при очень высоких энергиях можно использовать также квантово-хромодинамическую модель (КХД-модель) (рис. 87б).

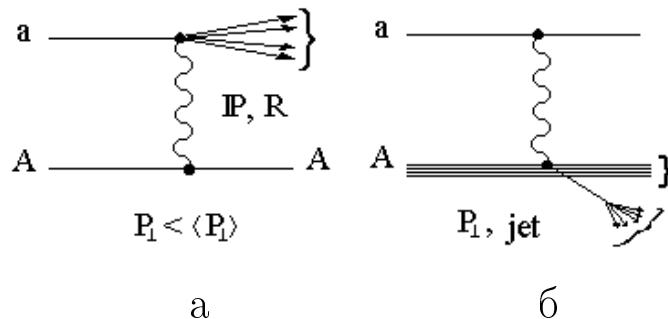


Рис. 87: Фейнмановские диаграммы для описания обменных процессов: а — для дифракционного рождения частиц, происходящего при обмене помероном  $\mathcal{P}$ , а также для процесса обмена реджеоном  $R$ ; б — для рождения струи (jet) в результате глубоконеупругого взаимодействия фотона с партонами нуклона в ядре.

Доля упругого рассеяния и дифракционного рождения частиц составляет  $\sim 40\%$  полного сечения. Оба процесса имеют четко выраженную волновую природу.

Прямые ядерные реакции — это выбивание осколков из ядра-мишени. Такими осколками могут быть  $p$ ,  $n$ ,  $d$ ,  ${}^3\text{He}_2$ ,  $\alpha$ -частицы и другие фрагменты ядра.

### 11.3 Открытие нейтрона и его свойства

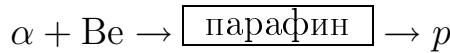
Ядерные реакции под действием нейтронов занимают особое место в ядерной физике. Из-за того, что нейtron не имеет электрического заряда, он свободно проникает в любые атомные ядра и вызывает ядерные реакции. Рассмотрим сначала свойства нейтрона.

Нейtron был открыт после предсказания Резерфорда, сделанного в 1920 году.

В опытах Бете и Беккера (1930 год) ядра бериллия облучались  $\alpha$ -частицами и было зарегистрировано нейтральное излучение, природа которого не была определена.

$\alpha + \text{Be} \rightarrow$  нейтральное излучение (какое?,  $\gamma$ ?).

В опытах Жолио-Кюри (1932 год)  $\alpha$ -частицы направлялись на бериллиевую мишень, а затем на парафиновую, чтобы определить природу нейтрального излучения. После парафиновой мишени наблюдался выход протонов. Схема опыта показана ниже.



Регистрировались протоны отдачи с  $E_p = 4.3$  МэВ. Возник вопрос: под действием каких частиц они образовывались?

Если бы они вызывались  $\gamma$ -квантами, то энергия  $\gamma$ -квантов  $E_\gamma$  должна была быть  $\sim 50$  МэВ.  $\gamma$ -кванты с такой энергией не могли появиться из указанной реакции.

Чедвик проанализировал эти эксперименты и предположил, что в результате реакции вылетают нейтральные частицы с массой, сравнимой с массой протона. Далее он поставил опыт в камере Вильсона и наблюдал ядра отдачи азота. Он сравнил эти результаты с результатами опытов Жолио-Кюри, в которых регистрировались протоны отдачи из парафина, и определил массу этой нейтральной частицы из законов сохранения энергии

$$\frac{1}{2}m_1v^2 = \frac{1}{2}m_1v_1^2 + \frac{1}{2}m_pv_p^2;$$

и импульса

$$m_1v = m_1v_1 + m_pv_p;$$

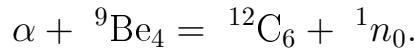
$$\frac{v_p}{v_N} = \frac{M_N + m_p}{m_p + m_1},$$

где  $N$  — ядро азота;  $v_1$  — скорость нейтральной частицы после столкновения;  $m_1$  — масса нейтральной частицы.

Она оказалась близкой к массе протона

$$m_1 \approx m_p.$$

Таким образом, стало ясно, что в опытах Жолио-Кюри протекала реакция, в которой испускались нейтральные частицы — нейтроны:



Они, попадая на парафин, выбивали протоны отдачи с энергией  $E_p = 4.3$  МэВ.

Свойства нейтрона, полученные из многочисленных экспериментов, представлены ниже:

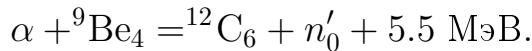
- масса —  $m_n c^2 = 939.5 \text{ МэВ}$ ,  $m_n = 1.008665 \text{ а. е. м.}$ ,
- магнитный момент —  $\mu_n = -1.91 \mu_\text{я}$ ,
- спин —  $J = 1/2\hbar$ ,
- время жизни —  $\tau_n = (10.61 \pm 0.16) \text{ мин}$ ,
- среднеквадратичный радиус —  $\langle r_n^2 \rangle = (0.78 \pm 0.18) \cdot 10^{-2} \text{ фм}^2$ .

Ядерные реакции не только дают новые сведения о природе и свойствах ядерных сил, но и практически используются в народном хозяйстве и в военном деле. Это в первую очередь относится к ядерным реакциям под действием нейтронов при низких энергиях.

## 11.4 Источники нейтронов

Источники нейтронов — это различные ядерные реакции.

1. Используется смесь радия с бериллием (иногда полония с бериллием), где протекает реакция



Кинетическая энергия нейтрона  $T$  распределена по спектру (рис. 88).

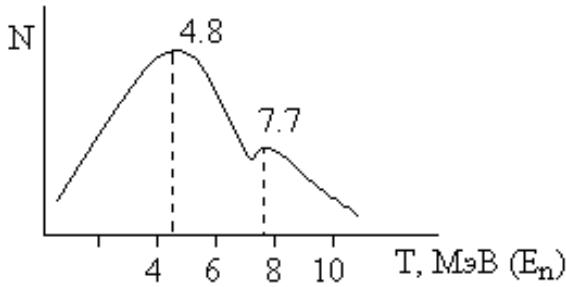


Рис. 88: Спектр нейтронов.

При распаде Ra образуются  $\alpha$ -частицы с энергией 4.8 МэВ и 7.7 МэВ. Они вступают в реакцию с  ${}^9\text{Be}_4$  и генерируют поток нейтронов. Разброс по энергии нейтронов связан с тем, что  $\alpha$ -частицы разных энергий создают нейтроны разных энергий. Ядро углерода  ${}^{12}\text{C}_6$  обра-

зуется в основном и возбужденном состояниях.

Выход нейтронов  $\sim 10^7$  нейтронов на 1 г Ra в секунду. Одновременно испускаются  $\gamma$ -лучи.

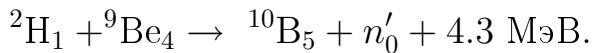
2. Другие источники нейтронов — фотоядерные реакции ( $\gamma, n$ ), в которых получаются медленные и монохроматические нейтроны.



Используется  $\text{ThC}''$ . Он испускает  $\gamma$ -кванты с  $E_\gamma = 2.62 \text{ МэВ}$  и  $E_n \approx E_p; T_n \sim 20 \text{ кэВ}$ .

3. Фоторасщепление Ве фотонами с энергией  $E_\gamma = 1.78$  МэВ  
 $\gamma + {}^9\text{Be}_4 \rightarrow {}^8\text{Be}_4 + n'_0, \quad Q = -1.65$  МэВ;  $T_n \simeq 100$  кэВ.

4. Вылет нейтронов под действием ускоренных дейтонов с  $E_d = 16$  МэВ в реакции



$E_n = 4$  МэВ, выход  $10^6$  нейтронов в секунду.

5. Реакция  ${}^2\text{H}_1 + {}^2\text{H}_1 \rightarrow {}^3\text{He}_2 + n'_0 + 3.2$  МэВ,  
 $D + D$  (лед из тяжелой воды),  $E_n = 2.5$  МэВ.

6. Облучение дейтонами трития



Поскольку эта реакция экзотермическая, дейтоны ускоряются до энергии  $E_d = 0.3$  МэВ в газоразрядных трубках. Образуются монохроматические нейтроны с  $E_n \sim 14$  МэВ.

Этот источник нейтронов используется в геологии.

7. В реакциях срыва под действием дейтонов с  $E_d \sim 200$  МэВ на тяжелых ядрах образуются  $n'_0$  с  $E_n \sim 100$  МэВ.

## 11.5 Ядерные реакторы, цепная ядерная реакция

Самый мощный источник нейтронов — ядерные реакторы — устройства, в которых поддерживается управляемая цепная реакция деления.

В реакторе происходит деление ядер U и образуются нейтроны с  $E_n$  от 0 до 13 МэВ, интенсивность источника  $10^{19}$  нейтронов/с см<sup>2</sup>. Процесс деления идет под действием нейтронов, беспрепятственно проникающих в ядра из-за отсутствия кулоновского потенциального барьера.

При делении ядра образуются радиоактивные осколки и испускается 2–3  $n'_0$ , которые снова вступают в реакцию с ядрами U; идет цепной процесс (рис. 89).

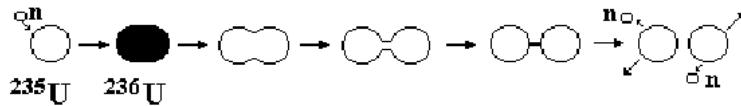
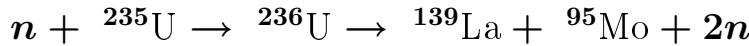


Рис. 89: Иллюстрация деления ядра  ${}^{235}\text{U}$ .

Для описания процесса деления  $^{235}\text{U}$  используется модель жидкой капли, в которой работает формула Вайцзеккера. После попадания нейтрона в ядро урана происходит конкуренция между поверхностной энергией нового ядра и энергией кулоновского отталкивания. В итоге под действием кулоновских сил ядро делится на два более легких ядра.

Энергия  $Q$ , освобождающаяся при делении ядра  $(A, Z)$

$$(A, Z) \rightarrow 2(A/2, Z/2) + Q,$$

вычисляется с использованием формулы Вайцзеккера

$$Q = 2\varepsilon(A/2, Z/2) - \varepsilon(A, Z) = (1 - 2^{1/3}) \cdot a_{\text{сим}} \cdot A^{2/3} + (1 - 2^{2/3}) \cdot a_{\text{кул}} \cdot Z^2 \cdot A^{-1/3};$$

$$Q (\text{МэВ}) = -4.5A^{2/3} + 0.26 \cdot Z^2 A^{-1/3}, \quad \varepsilon — \text{энергия связи: } E_{\text{св}}/A.$$

Для ядра  $^{235}\text{U}$   $Q = 180$  МэВ.

Для того, чтобы ядро разделилось, в него должна быть внесена энергия  $E > E_a$ , где  $E_a$  — энергия активации (рис. 90).

Мерой способности ядер к делению служит отношение энергии кулоновского отталкивания протонов к энергии поверхностного натяжения:

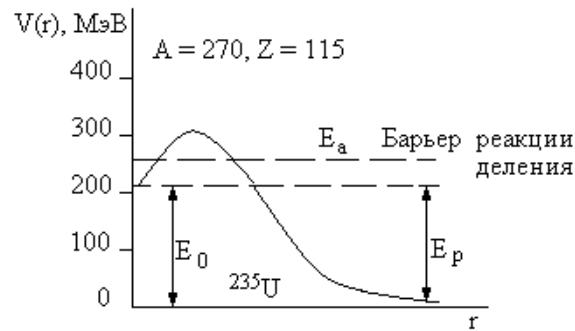


Рис. 90: Потенциальная энергия ядра в зависимости от расстояния до центра ядра (сплошная кривая),  $E_0$  — основное состояние,  $E_0 + E_a$  — возбужденное состояние,  $E_a$  — энергия активации.

$$\frac{E_{\text{кул}}}{E_{\text{пов}}} = \frac{E_p}{E_\sigma} = \frac{3(Ze)^2}{5R} \cdot \frac{1}{4\pi R^2 \sigma} = \frac{3e^2}{20\pi\sigma r_0^3} \cdot \frac{Z^2}{A},$$

где  $\frac{Z^2}{A}$  — параметр деления, чем он больше, тем легче ядро делится;  $\frac{Z^2}{A} = 49$  — критическое значение параметра деления.

Иллюстрация процесса деления ядра приведена на рис. 91.

В ядерном реакторе процесс деления ядер многократно повторяется в результате образования многих поколений деления. В 1-м акте деления  $^{235}\text{U}$  возникает в среднем 2.4 нейтрона. Время жизни одного поколения  $\sim 10^{-8}$  с. Если происходит рождение  $K$  поколений, то образуется  $\sim 2^K$  нейтронов через время  $\sim 2 \cdot 10^{-6}$  с. Если  $K = 80$ , число нейтронов будет  $2^{80} \sim 10^{24}$  — это приведет к делению  $10^{24}$  атомов (140 г урана). Выделяющаяся при этом энергия  $3 \cdot 10^{13}$  вт равна энергии, образующейся при сжигании 1000 тонн нефти.

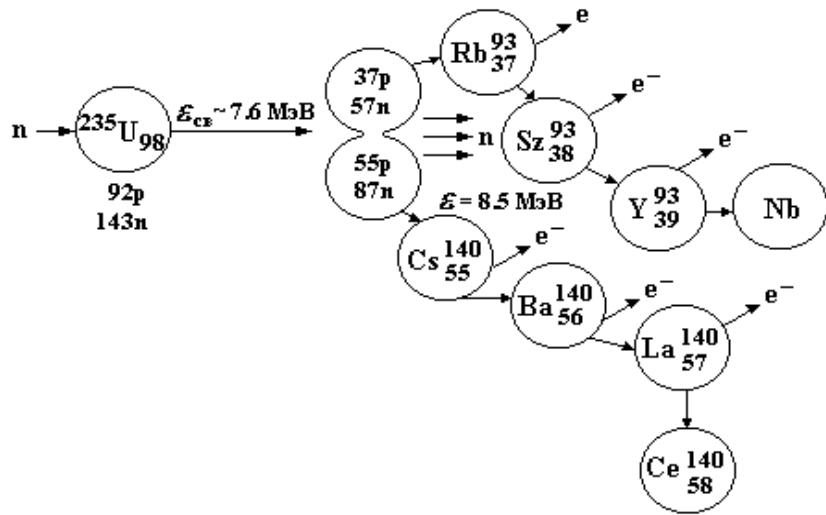


Рис. 91: Процесс деления ядра, протекающий в ядерном реакторе.

В реакциях деления энергия выделяется в виде тепла. Отвод тепла из реактора осуществляется теплоносителем, к которому предъявляются особые требования. Он должен обладать большой теплопроводностью, слабо поглощать нейтроны и иметь низкую химическую активность. Не будем обсуждать конструктивные особенности элементов ядерного реактора. Заметим только, что при попадании тепловых нейтронов на ядро  $^{235}\text{U}$  образуются быстрые нейтроны, а реакция идет только на медленных нейтронах. Следовательно, необходимо замедлить быстрые нейтроны. Это происходит в замедлителе. В качестве замедлителя используется углерод или тяжелая вода. Остановка процесса деления реализуется с помощью ядер кадмия, которые захватывают образующиеся нейтроны. Таким образом, в конструкцию ядерного реактора обязательно входит замедлитель нейтронов (углерод) и кадмийевые стержни, поглощающие образующиеся нейтроны.

В реакторах используется природный уран  $^{238}\text{U}$  (99.3%) и обогащенный  $^{235}\text{U}$  (0.7%).  $^{235}\text{U}$  делится под действием тепловых нейтронов.  $^{238}\text{U}$  используется в реакторах на быстрых нейтронах.

Процессы, происходящие в реакторе, характеризуются следующими вероятностями:

$\nu$  — количество образованных быстрых нейтронов;

$\varepsilon$  — коэффициент размножения быстрых нейтронов;

$P$  — вероятность нейтрону дойти до тепловой энергии;

$f$  — вероятность захвата нейтрона в процессе замедления;

$\frac{\sigma_t}{\sigma_{tot}}$  — вероятность вызвать реакцию деления.

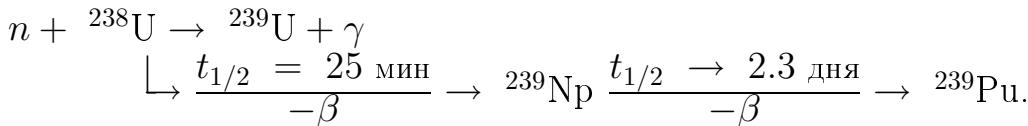
Произведение этих вероятностей дает оценку коэффициента размножения  $k$  тепловых нейтронов в ядерном реакторе:

$$k = \nu \cdot \varepsilon \cdot P \cdot f \cdot \frac{\sigma_t}{\sigma_{tot}}.$$

Цепная реакция идет, если  $k > 1$ ; входящие в коэффициент размножения величины имеют следующие значения:  $\nu = 2.47$ ;  $\varepsilon = 1.02$ ;  $P = 0.89$ ;  $f = 0.88$ ;  $\frac{\sigma_t}{\sigma_{tot}} = 0.54$ .

Таким образом,  $k_\infty = 1.07$  для реактора бесконечных размеров. В реальных условиях  $k_{\text{эфф}} < k_\infty$ , т.к. часть нейтронов уходит из реактора.

В реакторах на быстрых нейтронах ( $^{239}\text{Pu}$  и  $^{238}\text{U}$ ) происходит следующий процесс:



В результате этой реакции воспроизводится  $^{239}\text{Pu}$ .

Образовавшийся плутоний вступает в реакцию с нейтроном:



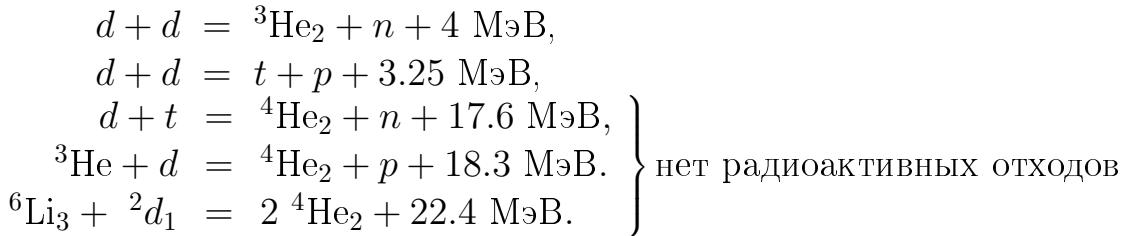
Число ядер  $^{239}\text{Pu}$  удваивается через каждые 7–10 лет.

Реакция деления атомных ядер используется для получения атомной энергии. Ядерные реакторы работают на многих атомных электростанциях.

## 11.6 Реакции слияния, синтез легких ядер

Другим источником атомной энергии может служить синтез легких атомных ядер. Легкие ядра связаны менееочно, и при их слиянии в тяжелое ядро выделяется больше энергии. Кроме того, термоядерные реакции чище из-за отсутствия сопровождающих их радиоактивных излучений, чем цепные реакции деления.

Для получения термоядерной энергии могут быть использованы следующие реакции синтеза:



Энергия ядер, вступающих в реакцию, должна быть достаточной для преодоления кулоновского потенциального барьера. На рис. 92 показана

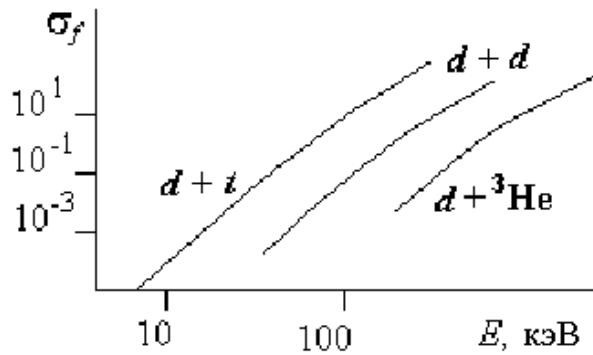


Рис. 92: Зависимость эффективного сечения слияния ядер от их кинетической энергии.  $\sigma_f$  — сечение реакции.

достаточную концентрацию этих ядер в единице объема и достаточную температуру разогретой плазмы.

Число актов слияния  $R_{ab}$  в единицу времени в единице объема определяется соотношением

$$R_{ab} = n_a \cdot n_b \cdot w_{ab}(T).$$

$$w_{ab}(T) = \sigma_{ab} \cdot v_{ab},$$

где  $n_a, n_b$  — число ядер  $a, b$ ;  $\sigma_{ab}$  — эффективное сечение реакции,  $v_{ab}$  — относительная скорость частиц в плазме,  $T$  — температура.

В результате реакции освобождается энергия

$$W = R_{ab} \cdot Q_{ab} \cdot \tau,$$

где  $R_{ab}$  — число актов слияния,  $Q_{ab}$  — энергия, выделившаяся в 1 акте,  $\tau$  — время.

Пусть  $n_a = n_b = 10^{15}$  ядер/ $\text{см}^3$ ,  $T = 100$  кэВ. Тогда  $W \sim 10^3$  вт/ $\text{см}^3$  с.

В самоподдерживающейся термоядерной реакции должно выделяться больше энергии, чем идет на нагрев и удержание плазмы. Затраты на нагрев  $n_a + n_b = 2n$  частиц до температуры  $T$ :  $3n \cdot kT$ ,  $k$  — постоянная Больцмана. Таким образом, надо удовлетворить условию:

$$n^2 \cdot w_{ab} \cdot Q_{ab} \cdot \tau > 3nkT$$

(высвобождающаяся энергия > энергии нагрева).

Лоусон сформулировал следующее условие для реакции слияния  $d+t$ :

$$n\tau > 10^{14} \text{ с} \cdot \text{см}^{-3},$$

энергетическая зависимость сечений некоторых реакций. Как видно из рисунка, синтез ядердейтерия  $d$  и трития  $t$  является наиболее предпочтительным. В этой реакции синтеза низок кулоновский потенциальный барьер и велико сечение взаимодействия при малых энергиях сливящихся ядер. Для протекания реакции необходимо иметь

где  $n\tau$  — параметр удержания. На рис. 93 показана зависимость этого параметра от температуры. Реакция идет, если  $n\tau \geq f(T)$ . Температура  $T \sim 2 \cdot 10^8 \text{ }^{\circ}\text{K}$  соответствует энергии 10 кэВ. Минимальное значение параметра удержания  $n\tau = 10^{14} \text{ с/см}^3$  для реакции  $d + t$  достигается при температуре  $2 \cdot 10^8 \text{ }^{\circ}\text{K}$ .

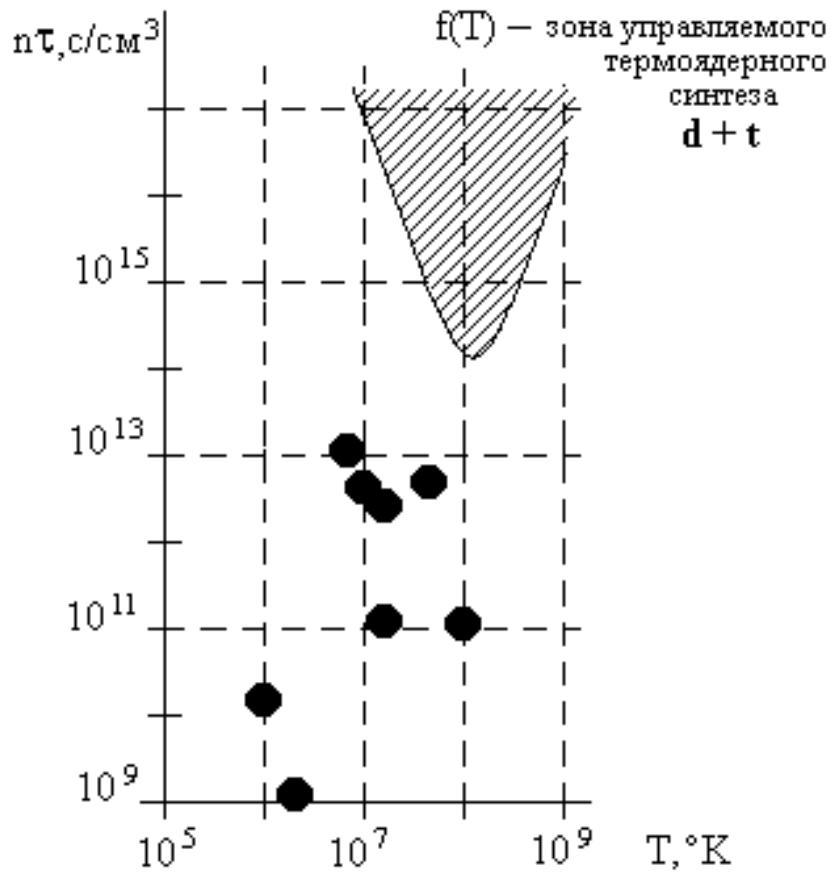


Рис. 93: Зависимость параметров удержания от температуры. Заштрихованная область  $f(T)$  — зона управляемого термоядерного синтеза для реакции  $d + t$ . ● — значения параметров, достигнутые на различных установках к 1980 году.

Для других реакций:

$$d + {}^3\text{He}_2 \left\{ \begin{array}{l} n\tau = 10^{15} \text{ с/см}^3, \\ T = 10^9 \text{ K}; \end{array} \right.$$

$$d + d \left\{ \begin{array}{l} n\tau = 10^{16} \text{ с/см}^3, \\ T = 10^9 \text{ }^{\circ}\text{K}. \end{array} \right.$$

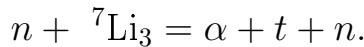
Удержание плазмы, имеющей необходимые условия для протекания реакции, реализуется в установках типа Токамак с помощью магнитного поля. Такие установки работают в России и в ряде других стран. Как

видно из рис. 93, режим управляемого термоядерного синтеза пока не достигнут.

Делаются попытки получить необходимые для термоядерного синтеза условия с помощью лазерных установок. В этом случае небольшой объем, в котором заключены ядрадейтерия и трития, обжимается со всех сторон лазерным излучением. При этом ядрадейтерия и трития нагреваются до нужной температуры. Лазерный термояд требует введения коэффициента **100**, т.к. велика бесполезная энергия, идущая на накачку лазера.

Попытки осуществить управляемый термоядерный синтез в лабораторных условиях наталкиваются на ряд трудностей.

1. До сих пор не удается получить устойчивый режим высокотемпературной плазмы.
2. Велики энергетические потери в плазме даже из-за малых концентраций примесей атомов с большими  $Z$ .
3. Не решена "проблема первой стенки" в Токамаке, ограничивающей плазму реактора (поток нейтронов ее разрушает).
4. В природе отсутствует радиоактивный тритий  $t$  с периодом полураспада  $T_{1/2} = 12.5$  лет, поэтому существует проблема воспроизводства трития в реакции



До сих пор не удалось преодолеть эти трудности и получить управляемую термоядерную реакцию синтеза.

В естественных условиях реакции термоядерного синтеза протекают на Солнце и в звездах.

#### Литература

1. Широков Ю.М., Юдин Н.П. Ядерная физика. -М.: Наука, 1972.
2. Капитонов И.М. Введение в физику ядра и частиц. -М.: УППС, 2002.

## 12 Ядерные реакции на Солнце и в звездах

Основными характеристиками всякой звезды являются ее масса  $M$ , радиус  $R$  и светимость  $L$ . Ближайшая к нам звезда — Солнце, масса которого  $M_\odot = 2 \cdot 10^{33}$  г, радиус  $R_\odot = 7 \cdot 10^{10}$  см, светимость  $L_\odot = 4 \cdot 10^{33}$  эрг/с.

## 12.1 Процессы на Солнце

Рассмотрим, какие процессы протекают на Солнце и как можно следить за этими процессами.

Основные процессы в звездах — ядерные реакции, образующие *pp*- и *CN*-циклы. На рис. 94 показана связь между энегровыделением и тем-

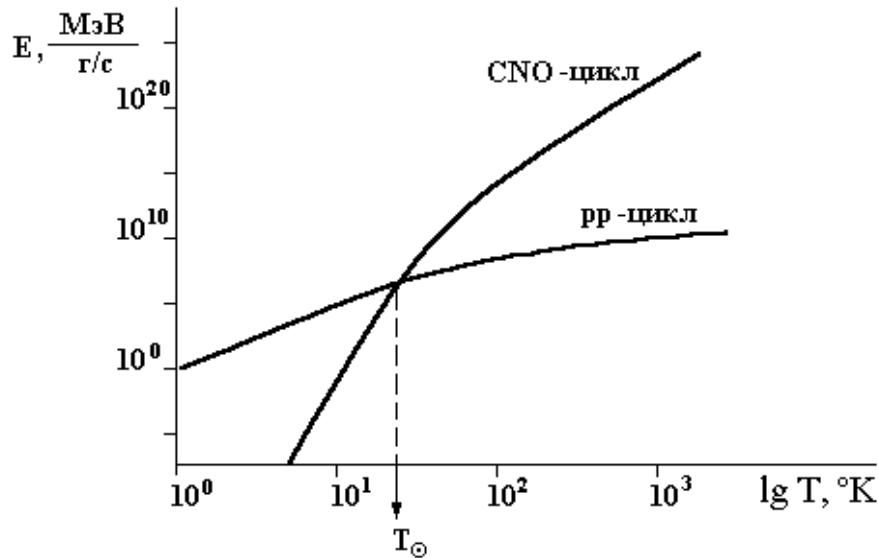


Рис. 94: Зависимость энегровыделения от температуры в звезде для *pp*- и *CN*-циклов.

пературой, характерной для этих циклов. Определяющим для Солнца является *pp*-цикл. Температура поверхности Солнца  $T_{\text{п}} = 6 \cdot 10^3$   $^{\circ}\text{K}$ , температура в центре  $T_{\text{ц}} = 1.3 \cdot 10^7$   $^{\circ}\text{K}$ . Главные компоненты этого цикла — водород и гелий. Это соответствует составу Солнца, в котором доля по числу ядер:

водорода  ${}^1\text{H}_1 = 91\%$ ,

гелия  ${}^4\text{He}_2 = 8\%$ ,

углерода  ${}^{12}\text{C}_6$ , азота  ${}^{14}\text{N}_7$ , кислорода  ${}^{16}\text{O}_8 \sim 1\%$

дейтерия  ${}^2\text{H}_1$  и трития  ${}^3\text{H}_1 < 10^{-4} \%$ ,

т.е. на Солнце нет дейтерия и трития и не может идти синтез изотопов водорода.

В результате реализации *pp*-цикла, реакции которого представлены ниже, выделяется термоядерная энергия

$$E_{\text{т.я.}} = \frac{\Delta m}{m} \cdot c^2 = 7 \cdot 10^{18} \text{ эрг/г.}$$

Удельное энегровыделение солнечного вещества

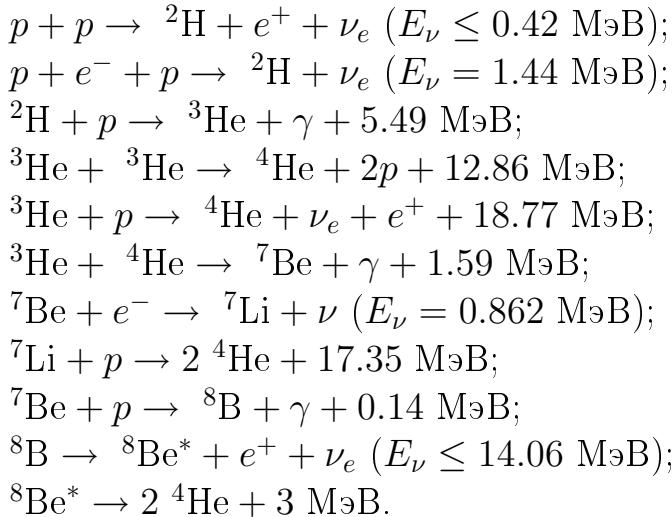
$$\varepsilon_{\odot} = \frac{L_{\odot}}{M_{\odot}} = 2 \frac{\text{эрг}}{\text{г} \cdot \text{с}}.$$

Такое низкое энерговыделение характеризует процесс тления, а не горения.

Время жизни термоядерных реакций

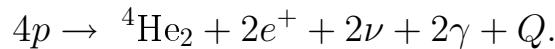
$$t_{\text{т.я.}} = \frac{E_{\text{т.я.}}}{\varepsilon_{\odot}} = 1.2 \cdot 10^{11} \text{ лет.}$$

*pp*-цикл:



Особое внимание в *pp*-цикле надо обратить на первую реакцию, которая протекает с очень малым эффективным сечением и определяется процессом слабого взаимодействия. Помимо энерговыделения в каждой реакции образуются нейтрино, уносящие часть энергии за пределы Солнца.

В термоядерном цикле образуется  $2\nu$  и выделяется энергия  $Q$ :



Этот процесс является итоговым для всего *pp*-цикла.

Таблица 16

### Предсказания Стандартной модели Солнца

Стандартная модель Солнца предсказывает следующие потоки нейтрино, образующиеся в разных промежуточных реакциях *pp*-цикла (табл. 16).

| Источник          | Поток $\nu \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ |
|-------------------|--|
| <i>pp</i>         | 6.01   |
| <i>rep</i>        | $1.44 \cdot 10^{-2}$                                     |
| ${}^8\text{B}$    | $4.85 \cdot 10^{-4}$                                     |
| ${}^7\text{Be}$   | $4.53 \cdot 10^{-1}$                                     |
| ${}^{13}\text{N}$ | $4.07 \cdot 10^{-2}$                                     |
| ${}^{15}\text{O}$ | $3.45 \cdot 10^{-2}$                                     |
| ${}^{17}\text{F}$ | $4.02 \cdot 10^{-4}$                                     |

Главный источник нейтрино —  $pp$ -реакция, в результате которой образуются нейтрино с энергией  $E_\nu \leq 0.42$  МэВ. В следующей  $p\bar{p}p$ -реакции энергия нейтрино

$$E_\nu = 1.44 \text{ МэВ.}$$

Больше всего энергии уносят борные нейтрино,

$$E_\nu \geq 14.06 \text{ МэВ.}$$

На рис. 95 показан поток нейтрино от Солнца на Земле. Из этих данных можно определить нейтринную светимость Солнца

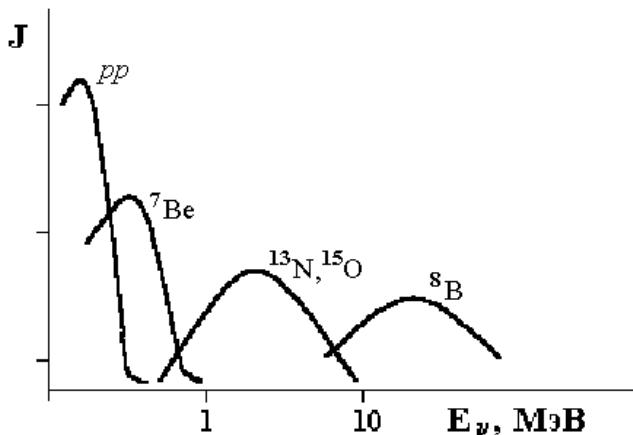
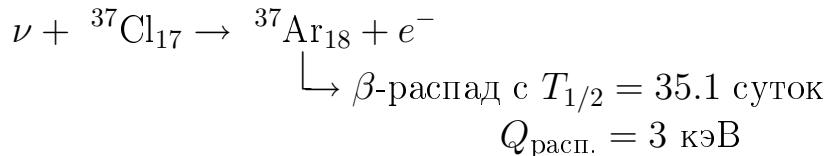


Рис. 95: Поток нейтрино от Солнца на Земле в различных энергетических интервалах.  $J_\nu = \frac{2L_\odot}{Q \cdot 4\pi R^2} \sim 7 \cdot 10^{10} \frac{\nu}{\text{см}^2 \cdot \text{с}}, R = 1.5 \cdot 10^{13} \text{ см} (1 \text{ а.е}), \langle E_\nu \rangle \sim 1 \text{ МэВ}$

$$L_\nu = 2 \cdot 10^{38} \cdot \frac{\nu}{c} = 10^{32} \text{ эрг/с.}$$

## 12.2 Хлор-argonовый метод регистрации нейтрино от Солнца

В 1946 году Понтекорво предложил использовать реакцию взаимодействия нейтрино с хлором с образованием радиоактивного аргона для регистрации потока нейтрино от Солнца. Этот метод получил название хлор-argonового метода и был реализован в 1964–1967 годах в экспериментах Дэвиса.



Порог реакции  $E_\nu^{\text{пор.}} = 0.81$  МэВ, т.е. не все  $\nu$  регистрируются.

Бак объемом 400 м<sup>3</sup>, наполненный хлор-содержащим веществом (610 тонн  $\text{C}_2\text{Cl}_4$ ), помещался глубоко под землей. Атомы  ${}^{37}\text{Ar}_{18}$  были растворены в общей массе детектора  $M = 2 \cdot 10^{30}$  атомов. Образующиеся в результате реакции атомы газообразного аргона пропускались через детектор, который имел размеры 5 см<sup>3</sup>.

Надо было зарегистрировать  $\sim 60$  атомов за  $3 \div 4$  месяца, в течение которых шел эксперимент.

Чувствительность детектора:

$$\frac{N_{\text{Ar}}}{M} \sim 10^{-28}.$$

Главный вклад в поток нейтрино составляли борные нейтрино  ${}^8\text{B}_5$  с  $E_\nu \sim 14 \text{ МэВ}$ , образующиеся в  $pp$ -цикле. По всем типам нейтрино ожидалось, что скорость счета хлорного детектора  $r = J_\nu \cdot \sigma_\nu = 5.6$  солнечных нейтринных единиц  $= 10^{-36} \frac{\text{ат. Ar}}{\text{ат. Cl}}$ .

Солнечная нейтринная единица (1 с.н.е.) =  
 $= 10^{-36}$  атомов  ${}^{37}\text{Ar}$  / атомов  ${}^{37}\text{Cl}$  в с.

В табл. 17 представлены результаты расчетов скорости счета хлорного детектора  $r$  по Стандартной модели Солнца.

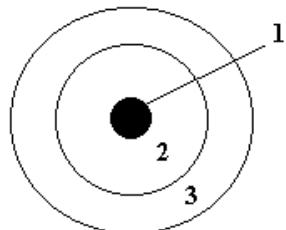
Таблица 17

#### Результаты расчетов скорости счета хлорного детектора

| Цикл  | Тип нейтрино                           | $E_\nu, \text{ МэВ}$         | % в общем потоке  | счет детектора |        |
|-------|--|------------------------------|-------------------|----------------|--------|
|       |  |                              |                   | %              | с.н.е. |
| $pp$  | $pp$                                   | $0 \div 0.42$                | 95                | 0              | 0      |
|       | $pep$                                  | 1.44                         | 0.3               | 4.5            | 0.3    |
|       | ${}^7\text{Be}$                        | 0.86 (88%)<br>0.38 (12%)     | 4.3               | 16             | 0.9    |
|       | ${}^8\text{B}$                         | $0 \div 14$                  | $5 \cdot 10^{-3}$ | 76             | 4.2    |
| CN    | ${}^{13}\text{N}$<br>${}^{15}\text{O}$ | $0 \div 1.2$<br>$0 \div 1.7$ | 0.3               | 3.5            | 0.2    |
| Всего |  |                              |                   |                | 5.6    |

### 12.3 Стандартная модель Солнца

Стандартная модель Солнца предполагает, что Солнце состоит из 3-х зон:



- 1 — внутренняя зона с  $\rho \sim 150 \text{ г}/\text{см}^3$  (конвективная);
- 2 — статическая радиационная зона,  $\rho$ ;
- 3 — внешняя конвективная зона,  $\rho \simeq 1.5 \text{ г}/\text{см}^3$ .

1. Внутренняя зона составляет малую часть звезды, но именно в ней протекают термоядерные реакции  $pp$ -цикла и происходит выделение энергии:  $E_{\odot} = 2$  эрг/г·с. Ее размер  $R_1 = 10^{-2}R_{\odot}$ ,  $T \simeq 15 \cdot 10^6$  °K, давление  $P \sim 10^9$  атм. Энергия из этой зоны в результате слабой конвекции переносится в зону 2.
2. Статическая радиационная зона, размером  $R_2 \simeq 0.7R_{\odot}$ , начинается от  $R_1$ . В этой зоне благодаря рентгеновскому излучению температура быстро убывает от  $10^7$  °K до  $10^6$  °K. Средняя длина свободного пробега рентгеновского излучения  $l \simeq \frac{1}{\rho_{\text{аэ}_1}} \simeq 1$  мм и диффузия от центра к поверхности занимает  $10^6 \div 10^7$  лет, т.е. идет очень медленно к зоне 3.
3. Внешняя зона содержит  $\sim 2\%$  всей массы Солнца и температура  $T$  в ней изменяется от  $10^6$  до  $6 \cdot 10^3$  °K. Наблюдается наружная часть этой зоны — фотосфера. Над этой зоной располагается хромосфера с  $\rho_{\text{хр.}} = 3 \cdot 10^{-12}$  г/см<sup>3</sup>, затем идет корона  $\rho_{\text{к.}} = 10^{-15}$  г/см<sup>3</sup>.

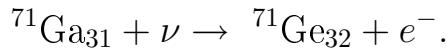
Модель хорошо описывает экспериментальные результаты, но зависит от многих параметров, и для их получения необходимо прямое зондирование Солнца. Наиболее веским доказательством ее справедливости явились бы прямое наблюдение солнечных нейтрино.

Итак, по модели поток нейтрино от Солнца должен был составить 5.6 с.н.е. (см. табл. 17). Эксперимент Дэвиса вместо 5.6 с.н.е. показал значение  $r = 1.4 \pm 0.4$  с.н.е. с верхним пределом 2 с.н.е.

Аналогичные результаты были получены и в других экспериментах по регистрации солнечных нейтрино.

#### 12.4 Галлий-германиевый и другие методы

Для регистрации нейтрино в галлий-германиевом методе используется реакция взаимодействия нейтрино с галлием, которая приводит к образованию германия:



Эта реакция имеет низкий энергетический порог:  $E_{\text{порог.}} = 0.23$  МэВ, таким образом, регистрируются нейтрино из основной реакции



в которой испускается больше всего нейтрино (77%  $\nu$ ).

Галлий-германиевый метод реализован в лаборатории, расположенной на Баксане под горой Чегет, где сосредоточено несколько тонн галлия, в котором реализуется реакция нейтрино с галлием. Эти эксперименты также показали нехватку нейтрино.

Для регистрации нейтрино используется еще литиевый метод.

В табл. 18 показана сравнительная эффективность этих методов для регистрации разных типов нейтрино.

Таблица 18

### Сравнительная эффективность регистрации разных типов нейтрино

| Тип<br>нейтрино                | $^{37}\text{Cl}$ | $^7\text{Li}$ | $^{71}\text{Ga}$ |
|--------------------------------|------------------|---------------|------------------|
| $pp$                           | 0                | 0             | 77%              |
| $pep$                          | 4.5%             | 26%           | 0.4%             |
| $^7\text{Be}$                  | 16%              | 15%           | 19%              |
| $^8\text{B}$                   | 76%              | 43%           | 1%               |
| $^{13}\text{N}, ^{15}\text{O}$ | 3.5%             | 16%           | 3%               |

Наибольшая эффективность регистрации борных нейтрино реализуется в хлор-аргоновом методе ( $^{37}\text{Cl}$ ), наибольшая эффективность регистрации  $pp$ -нейтрино — в галлий-германиевом методе ( $^{71}\text{Ga}$ ),  $pep$ -нейтрино — в литиевом методе ( $^7\text{Li}$ ).

Все эксперименты, регистрирующие потоки нейтрино от Солнца, свидетельствуют о дефиците нейтрино, испускаемых Солнцем.

## 12.5 Дефицит нейтрино от Солнца

Обсуждаются различные возможности результатов экспериментов, фиксирующих нехватку нейтрино от Солнца.

Можно получить ограничения на параметры Солнца:

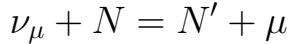
- температура в центре  $T_{\text{ц}} = 15 \cdot 10^6 \text{ }^{\circ}\text{K}$ ;
- доля  $^4\text{He}$ :  $Y = 20 \div 24\%$ ;
- доля ядер C, N, O:  $Z \leq 1\%$  — это в 2 раза меньше, чем предполагалось;
- доля CN-цикла не превышает 7% (если бы все нейтрино были из CN-цикла, то  $r = 27$  с.н.е.).

Эти изменения могут быть сделаны в рамках Стандартной модели Солнца и не противоречат ей. Но можно предположить и другие возможности объяснения недостатка нейтрино.

- $\nu$  — нестабильная частица и распадается, не долетев до детектора. В этом случае ее масса  $m_\nu \neq 0$ , Заметим, что астрофизический предел из модели Горячей Вселенной по степени ее расширения, которое замедляется, составляет  $m_\nu < 3 \text{ эВ}/c^2$ .
- Если  $m_\nu \neq 0$ , то возможны осцилляции  $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e$  с характерной длиной

$$l = \frac{4\pi P_\nu}{M_1^2 - M_2^2},$$

где  $P_\nu$  — импульс нейтрино, то, если  $l \sim 1$  а.е. (радиус орбиты Земли), заметная часть нейтрино придет на Землю не в виде  $\nu_e$ , а в виде  $\nu_\mu$ , которое не вызывает реакции с  $\text{Cl}^{37}$ .  $\nu_\mu$  взаимодействуют только с нуклонами:



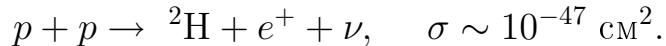
и  $E_\nu = 100$  Мэв, а таких нейтрино нет ни в  $pp$ -, ни в СН-циклах. Наиболее обнадеживающим эффектом, приводящим к объяснению дефицита нейтрино, в настоящее время считается процесс осцилляции нейтрино. Ставится много экспериментов по поиску эффекта осцилляции. Опыты ставятся вблизи реакторов, где много нейтрино (в Гренобле и др.), либо с использованием ускорителей. В таких экспериментах пучок ускоренных частиц на неподвижной мишени генерирует  $\pi$ - и  $K$ -мезоны, среди продуктов распада которых присутствуют нейтрино. Эти нейтрино направляются на детекторы, располагающиеся на больших расстояниях от точки их возникновения. На пути к детекторам  $\nu_e$  может превратиться в  $\nu_\mu$  или  $\nu_\tau$ . Если детектор настроен на регистрацию только одного типа нейтрино, то процесс превращения будет зафиксирован. Эксперименты такого типа проектируются вблизи ускорителей в ЦЕРНе, во ФНАЛе, в Японии и др.

- Свидетельство о существование трех типов нейтрино получено при изучении мод распада  $Z^0$ -бозона в экспериментах по  $e^+e^-$ -аннигиляции на ускорителе LEP (см. рис. 33).

По модели Горячей Вселенной число нейтрино не может быть больше четырех.

Существуют и другие предположения, объясняющие дефицит нейтрино.

- Возможно неточное знание сечений разных реакций в  $pp$ -цикле, например реакции



Это — основная реакция *pp*-цикла. Она не наблюдалась в земных условиях, и ошибка в оценке ее сечения может достигать  $\sim 200\%$ . Но эти нейтрино — низкой энергии, а в Cl-детекторе считаются "борные" и "бериллиевые" нейтрино, и результат чувствителен к количеству этих нейтрино.

Почему их может быть мало?

- Реакция  ${}^3\text{He}_2 + {}^3\text{He}_2 \rightarrow {}^4\text{He}_2 + 2p$  идет через составное ядро  ${}^6\text{Be}_4$  (!) с энергетическим уровнем 11.5 МэВ. Эта реакция может иметь резонансный характер, если промежуточное ядро  ${}^6\text{Be}_4$  имеет узкий уровень. Тогда сечение этой реакции *резко возрастает* и побочные реакции *pp*-цикла (в которых образуются В и Be) *будут сильно подавлены*, а потоки нейтрино уменьшатся. Идет изучение этой реакции в лабораторных условиях, но пока нет достоверных результатов. Ее изучение осложнено малыми кинетическими энергиями вступающих в реакцию ядер  ${}^3\text{He}_2$  ( $\sim 10$  кэВ).

## 12.6 Астрофизические следствия экспериментов по обнаружению нехватки нейтрино от Солнца

На рис. 96 показано энерговыделение разных циклов в зависимости от

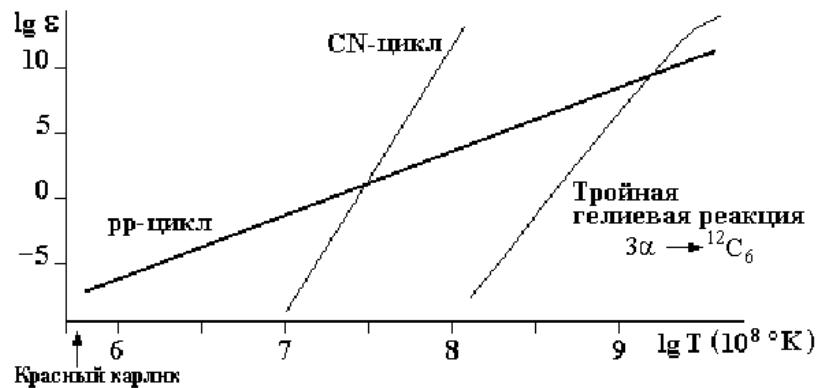


Рис. 96: Выход энергии в разных циклах в зависимости от температуры звезды.

температуры звезды:

$$\begin{aligned}\varepsilon_{pp} &= 10^{-5} \cdot \rho X^2 \cdot T^4, \\ \varepsilon_{\text{CN}} &= 3.5 \cdot 10^{-17} \rho \cdot X \cdot Z \cdot T^{15},\end{aligned}$$

$\rho$  — плотность,  $T$  — температура недр звезды в миллионах градусов,  $X, Y, Z$  — доли ядер водорода, гелия и ядер CNO. Эта зависимость очень сильна для CN-цикла  $\varepsilon(T) \sim T^{15}$ .

В Белых и Голубых гигантах работает CN-цикл (см. рис. 98). Тройная гелиевая реакция также происходит в звездах с очень высокой температурой.

На Солнце преобладает *pp*-цикл. Для объяснения недостатка нейтрино от Солнца можно рассмотреть следующие возможности.

1. Видоизменить модель Солнца (изменить долю ядер  ${}^3\text{He}_2$  в составе Солнца). Побочные реакции *pp*-цикла могут быть подавлены, даже если доля  ${}^3\text{He}_2$  велика. Но  $\xi = \frac{{}^3\text{He}}{{}^4\text{He}} \sim 10^{-4}$ ,  ${}^3\text{He}$  выгорает на стадии протозвезды — это возможно в центре Солнца, где высока температура.

Были сделаны предположения о *разных* долях  ${}^3\text{He}$  и их влиянии на процесс подавления  $\text{B}$  и  $\text{Be}$  (т.е. побочных циклов), но пока объяснений нет или они недоказаны.

2. Может быть, температура в центре Солнца *меньше* принятой по Стандартной модели. Уменьшение температуры также повлечет подавление высокоэнергичных  $\text{B}$ - и  $\text{Be}$ -нейтрино. Это можно увидеть, исходя из следующих соображений. Потоки борных нейтрино зависят от температуры очень резко, что соответствует CN-циклу:  $J_{\nu_{^8\text{B}}} \sim T^{18}$ . В *pp*-цикле потоки пропорциональны  $J_{\nu_{pp}} \sim T^4$ . Это различие очень велико, что приводит к тому, что изменение  $T$  *всего на 5%* уменьшает поток борных нейтрино в 2.5 раза, а поток *pp*-нейтрино только в 1.2 раза. Этого достаточно для объяснения экспериментов Дэвиса.

Однако даже такое незначительное уменьшение температуры в центре звезды  $T_{\text{ц}}$  (всего на 0.5 млн.  $^{\circ}\text{K}$ ) выходит за рамки Стандартной модели Солнца.

3. Нестационарность Солнца: солнечный реактор может работать более  $200 \div 300$  млн. лет, а период длится 10 млн. лет (рис. 97).

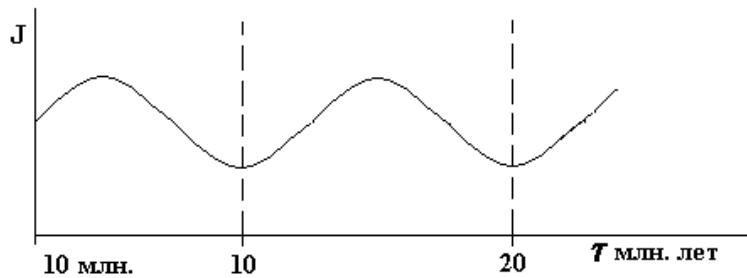


Рис. 97: Нестационарность работы солнечного реактора.

Конвективный процесс на Солнце идет  $\sim 10^6 \div 10^7$  лет и выход нейтрино может прийтись на минимум работы солнечного реактора.

### Литература

1. Фрауэнфельдер Г., Хенли Э. Субатомная физика. -М.: Мир, 1979.
2. PHYSICS LETTERS B. Review of Particle Physics, v. 592, iss. 1–4, 15 July 2004.
3. Клапдор-Клайнгратхаус Г.В., Цюбер К. Астрофизика элементарных частиц. -М.: Изд-во УФН, 2000.

## 13 Эволюция звезд

Эволюция звезд во Вселенной может быть прослежена с использованием диаграммы состава звездного населения, изображенной на рис. 98.

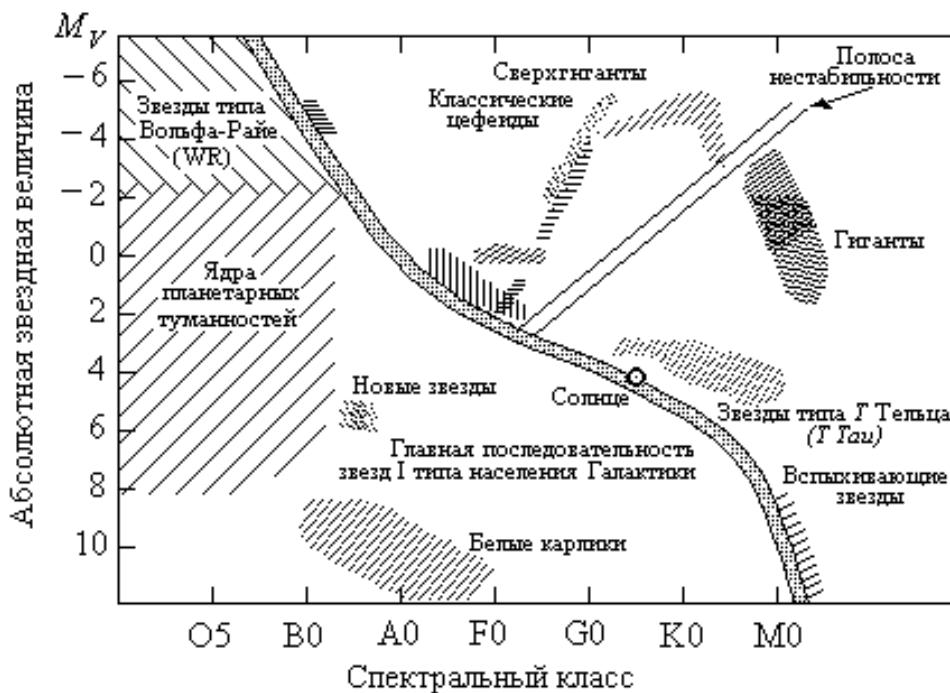


Рис. 98: Диаграмма состава звездного населения (диаграмма Герцшпрунга-Рассела).

Все звезды на диаграмме располагаются вдоль 5 полос (в окружающем Солнце пространстве).

”Красные гиганты” — это звезды с низкой температурой и большой светимостью (т.е. большими размерами). Диаметр красного гиганта Бетельгейзе в созвездии Ориона в 450 раз больше диаметра Солнца.

”Белые карлики” — звезды с очень высокой температурой и малой светимостью (малыми размерами). Диаметр белого карлика Вольф-457 в 300 раз меньше диаметра Солнца.

Массы всех этих звезд порядка массы Солнца.

”Сверхгиганты” — звезды с гигантской светимостью (т.е. размерами) и очень большой массой. Сверхгигант Денеб в созвездии Лебедя имеет в 600 раз большую светимость и в 30 раз большую массу, чем Солнце.

Классификация звезд по диаграмме Герцшпрунга-Рассела свидетельствует о том, что в эволюции звезд следует различать, по крайней мере, три стадии: главная последовательность, область красных гигантов, область белых карликов.

Солнце — ближайшая к нам звезда, находится в середине Главной последовательности и имеет следующие характеристики.

Средний возраст  $\approx 5 \cdot 10^9$  лет.

Масса  $M_{\odot} = 2 \cdot 10^{33}$  г.

Радиус  $R_{\odot} = 7 \cdot 10^{10}$  см.

Средняя плотность  $1.4$  г/см<sup>3</sup>.

Температура поверхности  $6000^{\circ}\text{K}$ .

Светимость  $L_{\odot} = 4 \cdot 10^{33}$  эрг/с.

Химический состав:

водород  $\sim 74\%$ ,

гелий  $\sim 23.5\%$ ,

углерод, азот, кислород, неон и т.д.  $\sim 3\%$ .

Солнце — типичная средняя звезда.

Классификация звезд может быть сделана по параметрам:  
температура поверхности  $T$  и светимость  $L$ .

Средняя звезда начинает свой *видимый* путь как звезда Главной последовательности, проходит через стадию красного гиганта и завершает жизнь стадией белого карлика.

Этим стадиям предшествует стадия образования звезды — она трудно наблюдаема.

Стадия образования звезды — стадия гравитационного сжатия — сложный, до конца не понятый период эволюции звезды.

Считается, что звезды рождаются группами в протяженных газово-пылевых облаках вследствие гравитационной неустойчивости однородного распределения материи: места случайного увеличения плотности облака становятся центрами гравитационной конденсации вещества — к

этим центрам стекается вещество и они являются зародышами будущих звезд.

В процессе гравитационного сжатия температура звезды постепенно увеличивается. Можно оценить степень разогрева звезды по теореме вириала. Теорема вириала — соотношение, связывающее среднюю кинетическую энергию системы частиц, движущихся в конечной области пространства, с действующими в ней силами

$$2E_{\text{тепл.}} + E_{\text{гравит.}} = 0.$$

Возникает вопрос: насколько должно было разогреться Солнце в процессе гравитационного сжатия до его современных размеров?

Предположим, что Солнце состоит из  $p$  и  $e$ , а его плотность и температура постоянны по объему. Тогда

$$\text{тепловая энергия: } E_{\text{тепл.}} = 3N \cdot kT = 3 \frac{M_\odot}{m_p} \cdot kT$$

( $N$  — число протонов в Солнце,  $M_\odot$  — масса Солнца);

$$\text{гравитационная энергия: } E_{\text{гравит.}} \approx \alpha \cdot \frac{M_\odot}{R_\odot}$$

( $\alpha$  — гравитационная постоянная  $= 6.685 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3/\text{г} \cdot \text{с}^2$ ).

Из соотношения вириала получим связь между  $T$  и  $M_\odot$ :

$$\frac{M_\odot}{m_p} \cdot kT = \alpha \frac{M_\odot^2}{R_\odot} \quad \text{или} \quad 3kT = \alpha \frac{M_\odot}{R_\odot} m_p \approx 600 \text{ эВ.}$$

Таким образом, в процессе гравитационного сжатия Солнце в среднем разогреется до  $T \approx 600 \cdot 10^4 \sim 6 \cdot 10^6 \text{ }^\circ\text{К}$ .

Соотношение вириала между тепловой и гравитационной энергией показывает, что *теплоемкость* звезды в целом является *отрицательной*, т.е. потери энергии на излучение не охлаждают, а разогревают звезду.

Действительно, полная энергия звезды

$$E = E_{\text{тепл.}} + E_{\text{гравит.}} = -E_{\text{тепл.}},$$

где  $E_{\text{гравит.}} = -2E_{\text{тепл.}}$ . Поэтому уменьшение полной энергии увеличивает температуру звезды.

Необходимым условием гравитационного сжатия является излучение энергии звездой. Вследствие гравитационного сжатия и разогревания звезды начинают происходить ядерные реакции.

*Как только выделение энергии в ядерных реакциях становится достаточным, чтобы скомпенсировать потери энергии на излучение, гравитационное сжатие звезды прекращается.*

Расчеты показывают, что в этот момент времени звезда по своим параметрам ( $L, T$ ) выходит на Главную последовательность. Численные значения  $T$  и  $L$  определяются массой звезды  $M$ . Оказывается, что  $L \propto M^3$ .

Рассмотрим особенности ядерных реакций в звездах.

По современным данным в состав Вселенной по количеству нуклонов входят:

водород (70%),  
гелий (30%),  
более тяжелые элементы ( $\sim 1\%$ ).

Из этого следует, что ядерные реакции в звездах должны быть термоядерными реакциями синтеза легких элементов в более тяжелые. Полный запас энергии звезды

$$E_{\text{ядерн.}} \approx 0.008 \cdot Mc^2,$$

где  $M$  — масса звезды, 0.008 — дефект массы вещества, возникающий при преобразовании протонов в ядро железа. Например, начальный запас ядерной энергии Солнца

$$E_{\text{ядерн.}}^{\odot} = 0.008 \cdot M_{\odot}c^2 \simeq 1.5 \cdot 10^{52} \text{ эрг.}$$

За счет этой энергии Солнце может светиться с постоянной интенсивностью  $L_{\odot} = 4 \cdot 10^{33}$  эрг/с в течение

$$\frac{E^{\odot}}{L_{\odot}} = \frac{1.5 \cdot 10^{52}}{L_{\odot}} = 0.14 \cdot 10^{19} \text{ с} = 1.3 \cdot 10^{11} \text{ лет.}$$

*Темп освобождения ядерной энергии оказывается исключительно низким.* Например, на Солнце выход энергии на 1 г вещества составляет всего  $\varepsilon \simeq 2$  эрг/г·с, что намного меньше выделения энергии в человеческом теле на 1 г массы.

Процесс протекания термоядерных реакций в звездах похож на *холодное тление*, а не на горение.

Космические размеры и массы звезд решают проблемы теплоизоляции и удержания плазмы, которые составляют главную трудность осуществления термоядерной реакции в Земных условиях.

Холодные периферические области звезды не соприкасаются непосредственно с горячим веществом глубинных слоев. Вещество звезды имеет очень низкую теплопроводность. Степень теплоизоляции такова, что "тепловой взрыв" в центре Солнца выйдет на поверхность через несколько миллионов лет.

Кроме того, удержание высокотемпературной плазмы в недрах звезды осуществляется огромным *гравитационным* давлением внешних слоев.

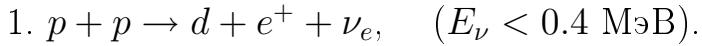
Соотношение между  $T$ ,  $M$ ,  $R$ :

$$3kT = \alpha \frac{M_\odot}{R_\odot} m_p$$

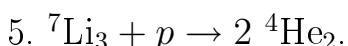
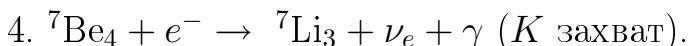
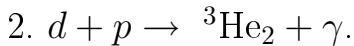
показывает, что при заданных размерах  $T \sim M$ . Из расчета видно, что, если  $M < 0.1M_\odot$ , то не произойдет разогревания до температур, при которых начинают протекать ядерные реакции. (Это объясняет, почему не возникло достаточно высоких  $T$  в недрах планет.)

По современным представлениям в недрах Солнца и звезд протекают термоядерные реакции, в результате которых выделяется ядерная энергия. Как освобождается ядерная энергия (в водородно-гелиевой среде)?

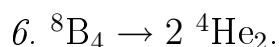
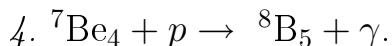
### Водородный цикл



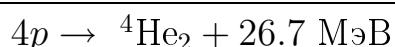
Экзотическая реакция с участием слабого взаимодействия (не идет в Земных условиях, ее сечение при  $E_p \sim 1$  МэВ составляет  $\sim 10^{-23}$  барн).



Либо:



В итоге:



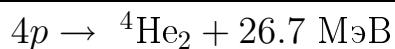
## Углеродный цикл

$^{12}\text{C}_6$  — катализатор

1.  $^{12}\text{C}_6 + p \rightarrow ^{13}\text{N}_7 + \gamma.$
2.  $^{13}\text{N}_7 \rightarrow ^{13}\text{C}_6 + e^+ + \nu_e.$
3.  $^{13}\text{C}_6 + p \rightarrow ^{14}\text{N}_7 + \gamma.$
4.  $^{14}\text{N}_7 + p \rightarrow ^{15}\text{O}_8 + \gamma.$
5.  $^{15}\text{O}_8 \rightarrow ^{15}\text{N}_7 + e^+ + \nu_e.$
6.  $^{15}\text{N}_7 + p \rightarrow ^{12}\text{C}_6 + ^4\text{He}_2.$

В этих реакциях 20% энергии уносят  $\nu$ , а остальная энергия идет на нагревание Звезды.

В итоге:



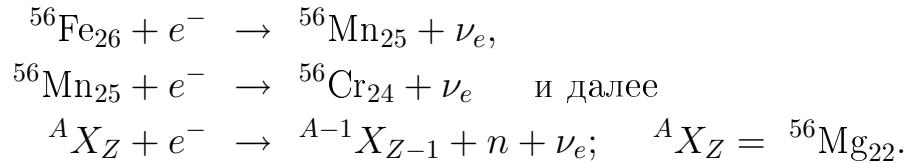
Скорость выделения энергии в углеродном цикле значительно больше, чем в водородном, из-за того, что в основе водородного цикла лежит экзотическая реакция, идущая по слабому взаимодействию — она задерживает процесс.

После выгорания водорода в центральной области звезда становится резко неоднородной. Она будет состоять из гелиевого ядра и водородной оболочки, и ядерные реакции будут перемещаться к поверхности звезды. Это приводит к "раздуванию" звезды. Ее радиус и светимость резко возрастают, и звезда сходит с Главной последовательности и становится "красным гигантом".

По мере выгорания водорода масса центрального гелиевого ядра увеличивается и, если  $M < 3M_\odot$ , то из-за сброса оболочки "красного гиганта" ядерная эволюция звезды завершается образованием изотопа  $^4\text{He}_2$ . Если  $M > 3M_\odot$ , то гелиевое ядро будет постепенно сжиматься, его плотность будет увеличиваться  $\sim 10^6 \text{ г}/\text{см}^3$  и температура рости  $\sim 10^8 \text{ }^\circ\text{K}$ . Будет идти эффективное сгорание  $^4\text{He}_2$  в реакции:  $3 ^4\text{He}_2 \rightarrow ^{12}\text{C}_6 + 7.65 \text{ МэВ}$ . Когда образуется много углерода, пойдет реакция:  $^{12}\text{C}_6 + ^4\text{He}_2 \rightarrow ^{16}\text{O}_8 + \gamma$  и далее к более тяжелым элементам.

Дальнейшая эволюция звезды будет идти так, что, если излучение звезды не компенсируется каким-либо источником энергии, то произойдет гравитационное сжатие звезды. Если  $M < M_{\text{кр.}}$  ( $M_{\text{кр.}} \simeq \frac{5.75}{\mu^2} \cdot M_\odot$ ,  $\mu$  — число нуклонов на 1 электрон), то звезда стабилизируется и образуется "белый карлик".

Если же  $M \sim M_{\text{кр.}}$ , равновесие звезды нарушается, и пойдет цепь реакций с образованием ядер, перегруженных нейтронами:



Будет появляться все больше *свободных* нейтронов — так образуются нейтронные звезды. Их плотность  $\sim 2 \cdot 10^{14}$  г/см<sup>3</sup> и они удерживаются в равновесии давлением нейтронного газа из-за ядерных сил отталкивания, действующих между нейтронами на малых расстояниях. Нейтронные звезды отождествлены с открытыми в 1976 году пульсарами, которые испускают радиоизлучение. Помимо радиоизлучения нейтронная звезда испускает и рентгеновское излучение  $\hbar\omega \sim 1 \div 20$  кэВ.

Если  $M > M_{\text{кр.}}$ , то концом эволюции звезды будет гравитационный коллапс до размеров  $r_{\text{грав.}} = \frac{2\alpha M}{c^2}$  ( $r_{\text{грав.}}$  — радиус сферы Шварцшильда). Такая звезда в состоянии коллапса называется "Черной дырой" — она излучает очень мало. "Черные дыры" — нестабильные объекты. Они распадаются за счет туннельного эффекта.

Пульсары возникают при вспышках сверхновых звезд 1 раз в 100 лет. Источником взрыва может быть: 1) ядерная реакция с выделением энергии  $E \approx M_{\odot} \cdot Q_{^{12}\text{C}} \simeq 2 \cdot 10^{51}$  эрг; 2) гравитационное сжатие звезды.

### Литература

1. Фрауэнфельдер Г., Хенли Э. Субатомная физика. -М.: Мир, 1979.
2. PHYSICS LETTERS B. Review of Particle Physics, v. 592, iss. 1–4, 15 July 2004.
3. Аминева Т.П., Сарычева Л.И. Фундаментальные взаимодействия и космические лучи. -М.: Эдиториал УРСС, 1999.

## 14 Происхождение химических элементов

### 14.1 Этапы синтеза элементов

Для объяснения распространенности в природе различных химических элементов и их изотопов в 1948 году Гамовым была предложена модель Горячей Вселенной. По этой модели все химические элементы образовывались в момент Большого Взрыва. Однако это утверждение впоследствии было опровергнуто. Доказано, что только легкие элементы могли образоваться в момент Большого Взрыва, а более тяжелые

возникли в процессах нуклеосинтеза. Эти положения сформулированы в модели Большого Взрыва (см. п. 15).

По модели Большого Взрыва формирование химических элементов началось с первоначального ядерного синтеза легких элементов ( $H$ ,  $D$ ,  $^3He$ ,  $^4He$ ,  $^7Li$ ) спустя 100 секунд после Большого Взрыва при температуре Вселенной  $10^9 \text{ } ^\circ K$ .

Экспериментальную основу модели составляют расширение Вселенной, наблюдаемое на базе красного смещения, первоначальный синтез элементов и космическое фоновое излучение.

Большим достоинством модели Большого Взрыва является предсказание о распространенности  $D$ ,  $He$  и  $Li$ , отличающихся друг от друга на много порядков.

Экспериментальные данные о распространенности элементов в нашей Галактике показали, что атомов водорода 92%, гелия — 8%, и более тяжелых ядер — 1 атом на 1000, что согласуется с предсказаниями модели Большого Взрыва.

## 14.2 Ядерный синтез — синтез легких элементов ( $H$ , $D$ , $^3He$ , $^4He$ , $^7Li$ ) в ранней Вселенной.

- Распространенность  $^4He$  или его относительная доля в массе Вселенной  $Y = 0.23 \pm 0.02$ . По крайней мере половина гелия, образованного в результате Большого Взрыва, содержится в межгалактическом пространстве.
- Первоначальный дейтерий существует только внутри Звезд и быстро превращается в  $^3He$ .

Из данных наблюдений получаются следующие ограничения на распространенность дейтерия и  $^3He$  относительно водорода:

$$10^{-5} \leq \frac{D}{H} \leq 2 \cdot 10^{-4} \quad \text{и}$$
$$1.2 \cdot 10^{-5} \leq \frac{^3He}{H} \leq 1.5 \cdot 10^{-4},$$

причем наблюдаемое отношение  $\frac{D}{H}$  составляет лишь долю  $f$  от первоначального значения:  $\frac{D}{H} = f \left( \frac{D}{H} \right)_{\text{первонач.}}$  Поскольку дейтерий быстро превращается в  $^3He$ , получается следующая оценка для распространенности:

$$\left( \frac{D + ^3He}{H} \right)_{\text{первонач.}} \leq 10^{-4}.$$

- Распространенность  ${}^7\text{Li}$  измерить трудно, однако используются данные по изучению атмосфер звезд и зависимость распространенности  ${}^7\text{Li}$  от эффективной температуры. Оказывается, что, начиная с температуры  $5.5 \cdot 10^3 \text{ }^\circ\text{K}$ , количество  ${}^7\text{Li}$  остается постоянным. Наилучшая оценка средней распространенности  ${}^7\text{Li}$  имеет вид:

$$\frac{{}^7\text{Li}}{\text{H}} = (1.6 \pm 0.1) \cdot 10^{-10}.$$

- Распространенность более тяжелых элементов, таких как  ${}^9\text{Be}$ ,  ${}^{10}\text{B}$  и  ${}^{11}\text{B}$ , меньше на несколько порядков. Так, распространенность  ${}^9\text{Be}/\text{H} < 2.5 \cdot 10^{-12}$ .

### 14.3 Синтез ядер в звездах Главной Последовательности при $T < 10^8 \text{ }^\circ\text{K}$

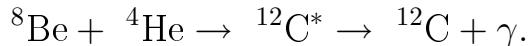
Синтез гелия в звездах Главной Последовательности в  $p\text{-}p$ - и  $\text{CN}$ -циклах происходит при температуре  $T \sim 10^7 \div 7 \cdot 10^7 \text{ }^\circ\text{K}$ . Водород перерабатывается в гелий. Возникают ядра легких элементов:  ${}^2\text{H}$ ,  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^7\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Be}$ ,  ${}^8\text{Be}$ , но их мало из-за того, что в дальнейшем они вступают в ядерные реакции, а ядро  ${}^8\text{Be}$  практически мгновенно распадается из-за малого времени жизни ( $\sim 10^{-16} \text{ с}$ )



Процесс синтеза, казалось, должен был бы прекратиться, но природа нашла обходной путь.

Когда  $T > 7 \cdot 10^7 \text{ }^\circ\text{K}$ , гелий "сгорает", превращаясь в ядра углерода. Происходит тройная гелиевая реакция — "Гелиевая вспышка" —  $3\alpha \rightarrow {}^{12}\text{C}$ , но ее сечение очень мало и процесс образования  ${}^{12}\text{C}$  идет в два этапа.

Происходит реакция слияния ядер  ${}^8\text{Be}$  и  ${}^4\text{He}$  с образованием ядра углерода  ${}^{12}\text{C}^*$  в возбужденном состоянии, которое возможно благодаря наличию у ядра углерода уровня 7.68 МэВ, т.е. происходит реакция:



Существование уровня энергии ядра  ${}^{12}\text{C}$  (7.68 МэВ) помогает обойти малое время жизни  ${}^8\text{Be}$ . Благодаря наличию этого уровня у ядра  ${}^{12}\text{C}$  происходит Брейт-Вигнеровский резонанс. Ядро  ${}^{12}\text{C}$  переходит на возбужденный уровень с энергией  $\Delta W = \Delta M + \varepsilon$ , где  $\Delta M = (M_{{}^8\text{Be}} - M_{{}^4\text{He}}) - M_{{}^{12}\text{C}} = 7.4 \text{ МэВ}$ , а  $\varepsilon$  компенсируется за счет кинетической энергии.

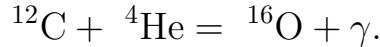
Эта реакция была предсказана астрофизиком Хойлом, а затем воспроизведена в лабораторных условиях.

Затем начинают идти реакции:



Так нужный уровень ядра  ${}^{12}\text{C}$  позволил пройти узкое место в термоядерном синтезе элементов.

У ядра  ${}^{16}\text{O}$  нет таких уровней энергии и реакция образования  ${}^{16}\text{O}$  идет очень медленно



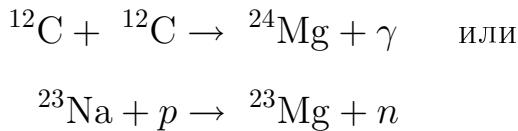
Эти особенности протекания реакций привели к важнейшим следствиям: благодаря им оказалось *одинаковое* число ядер  ${}^{12}\text{C}$  и  ${}^{16}\text{O}$ , что создало благоприятные условия для образования органических молекул, т.е. жизни.

Изменение уровня  ${}^{12}\text{C}$  на 5% привело бы к катастрофе — дальнейший синтез элементов прекратился бы. Но так как этого не произошло, то образуются ядра с  $A$  в диапазоне

$$A = 12 \div 20$$

#### 14.4 Синтез ядер при $T > 2 \cdot 10^8 \text{ }^\circ\text{K}$

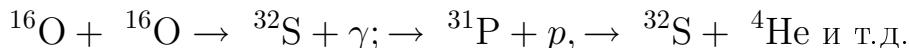
**Горение углерода** начинается, когда температура  $T$  достигает  $\geq 2 \cdot 10^8 \text{ }^\circ\text{K}$  (такая температура у Красных Гигантов):



и образуются ядра в диапазоне  $A$

$$A = 20 \div 24$$

Затем при еще более высокой температуре  $T \sim 2 \cdot 10^8 \div 10^9 \text{ }^\circ\text{K}$  загорается **кислород**:



Это приводит к значениям  $A$

$$A = 25 \div 32$$

Затем начинается синтез более тяжелых ядер.

$$A = 36 \div 46$$

Реакция фоторасщепления —  $^{20}\text{Ne}(\gamma, \alpha)^{16}\text{O}$  — идет очень быстро ( $\sim 10^6$  лет) и наступает равновесие между синтезом и расщеплением.

Равновесные процессы происходят при температуре  $T \sim 4 \cdot 10^9 \text{ }^\circ\text{K}$ , для которой не существует кулоновский потенциальный барьер. При такой температуре возможны все экзоэнергетические реакции за счет термоядерного синтеза вплоть до ядер Fe — предельного элемента синтеза.

Все ядра Fe, Co, Cr

$$A = 50 \div 60$$

образуются за счет термоядерного синтеза.

Можно вычислить распространность ядер во Вселенной, исходя из существования этих процессов.

Сведения о распространности элементов в природе получаются из спектрального анализа Солнца и Звезд, а также космических лучей. На рис. 99 представлена интенсивность ядер при разных значениях  $A$ .

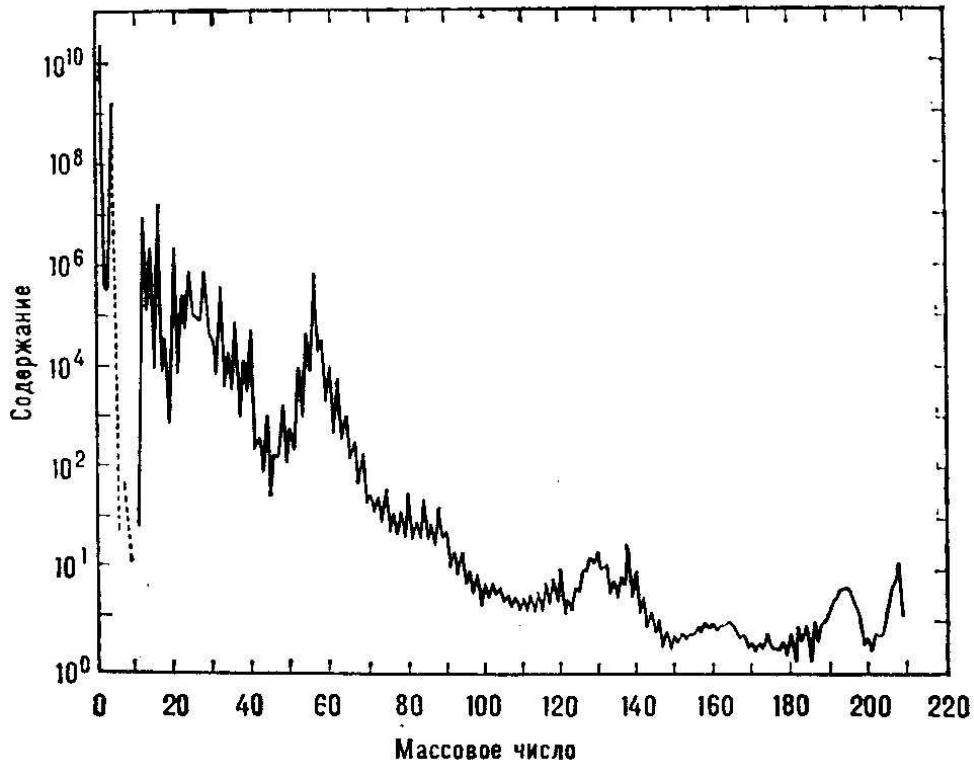


Рис. 99: Распространенность элементов во Вселенной.

Водород H — самый распространенный элемент во Вселенной. Лития Li, бериллия Be и бора B на 4 порядка меньше соседних ядер и на 8 порядков меньше, чем H и He.

Li, Be, B — хорошее горючее, они быстро сгорают уже при  $T \sim 10^7 \text{ }^\circ\text{K}$ .

Труднее объяснить, почему они все же существуют — скорее всего, благодаря процессу фрагментации более тяжелых ядер на стадии протозвезды.

В космических лучах ядер Li, Be, B много больше, что также является следствием процессов фрагментации более тяжелых ядер при взаимодействии их с межзвездной средой.

$^{12}\text{C} \div ^{16}\text{O}$  — результат Гелиевой вспышки и существования резонансного уровня у  $\text{C}^{12}$  и отсутствия такового у  $^{16}\text{O}$ , ядро которого является также дважды магическим.  $^{12}\text{C}$  — полумагическое ядро.

Таким образом, максимум распространенности у ядер железа  $^{56}\text{Fe}$ , а затем — резкий спад.

Для  $A > 60$  синтез энергетически невыгоден.

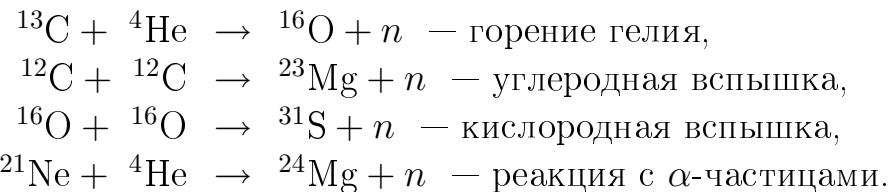
## 14.5 Образование ядер тяжелее железа

Доля ядер с  $A > 90$  невелика —  $10^{-10}$  от ядер водорода. Процессы образования ядер связаны с побочными реакциями, происходящими в звездах. Таких процессов известно два:

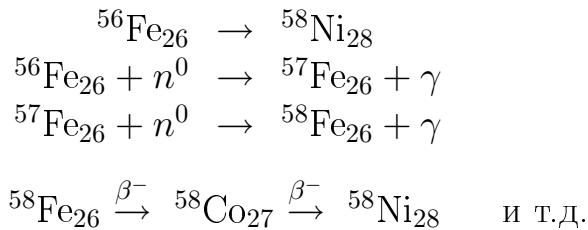
$s$  (slow) — медленный процесс,

$r$  (rapid) — быстрый процесс.

Оба эти процессы связаны с *захватом нейтронов* т.е. надо, чтобы возникли такие условия, при которых образуется много нейтронов. Нейтроны образуются *во всех* реакциях горения.



В результате накапливается нейтронный фон и могут протекать  $s$ - и  $r$ -процессы — захват нейтронов. При захвате нейтронов образуются нейтроно-избыточные ядра, а затем происходит  $\beta$ -распад. Он превращает их в более тяжелые ядра.



$s$ -процесс происходит в звездах Главной последовательности и в Красных Гигантах, где плотность нейтронов  $\rho_n \sim 10^{10} \frac{1}{\text{см}^3}$ . Процесс идет в

течение  $t \sim 10^5$  лет (медленно). Невысокие максимумы на кривой распространенности объясняются  $s$ -процессом.

Ядра со временем жизни  $\tau_\beta < 10^5$  лет не образуются в  $s$ -процессе. Это — обойденные ядра.

Обойденные  $s$ -процессом ядра:

$^{16}\text{Cd}_{48}$  (у него  $\tau_\beta = 54$  часа  $\ll 10^5$  лет);

$^{122}\text{Sn}_{50}, ^{124}\text{Sn}_{50}$  ( $\tau_\beta \ll t_{\text{захв.}}$ ).

Число обойденных ядер растет с увеличением ядерного заряда. После  $Z = 83$   $s$ -процесс не работает.

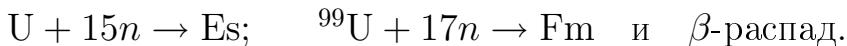
$A = 210 - (\alpha$  активное ядро).

Происхождение этих ядер объясняется  $r$ -процессом.

Быстрый захват ( $t_{\text{захв.}} \ll \tau_{\alpha,\beta}$ ) приводит к образованию более тяжелых ядер. Плотность нейтронов на короткое время в сверхновых звездах составляет  $10^{20} \text{ 1/cm}^3$ , и ядра перегружаются нейтронами и при последующем  $\beta$ -распаде приходят в область тяжелых ядер. Так образуются обойденные ядра:  $^{116}\text{Cd}, ^{120}\text{Sn}, ^{124}\text{Sn}$ .



Заряд ядра возрастает пропорционально числу  $\beta$ -распадов. Быстрый  $r$ -процесс был воспроизведен при взрыве водородной бомбы. При этом были обнаружены элементы: эйнштейний  $^{253}\text{Es}$ , фермий  $^{255}\text{Fm}_{100}$ .



В настоящее время в лабораторных условиях синтезированы ядра с  $Z = 116$  и  $A = 289$ .

## Литература

1. Клапдор-Клайнгrotхаус Г.В., Цюбер К. Астрофизика элементарных частиц. -М.: Изд-во УФН, 2000.
2. Бедняков В.А. О происхождении химических элементов. -М.: Изд-во УФН, 2002.
3. PHYSICS LETTERS B. Review of Particle Physics, v. 592, iss. 1–4, 15 July 2004.

# 15 Модель Большого Взрыва

## 15.1 Стандартная космологическая модель Большого Взрыва

Стандартная космологическая модель Большого Взрыва была сформулирована в 1990 году. Её предшествовали научные открытия, совершенные в XVII–XX веках. Неполный перечень этих открытий можно найти в п. 15.2 — "Главные научные открытия в астрофизике".

В основе современных представлений об эволюции Вселенной лежит Стандартная космологическая модель Большого Взрыва. Согласно этой модели момент Большого Взрыва характеризовался планковскими величинами для температуры  $T_{\text{Пл}}$ , массы  $M_{\text{Пл}}$  и длины  $L_{\text{Пл}}$ . На рис. 100 приведены численные значения этих величин. Плотность вещества в окрестности Большого Взрыва была колossalной:  $\rho_{\text{Пл}} = 10^{94} \text{ г/см}^3$ . В начальный момент произошла изотропизация Вселенной и все типы взаимодействий имели единую константу  $\alpha$ . Предполагается, что в этот момент вещество существовало в форме кварк-глюонной плазмы, в которой наряду с кварками и глюонами могли присутствовать лептоны,  $W^{\pm}$ - и  $Z$ -бозоны. Возможно, что в этот же момент могли образовываться  $X$ - и  $Y$ -бозоны больших масс ( $\sim 10^{16} \text{ ГэВ}$ ), которые могли бы впоследствии инициировать распад протона. Эти процессы заняли очень малое время (до  $10^{-10}$  секунды) и протекали при очень высокой температуре. Под действием взрывных сил Вселенная начала расширяться и ее температура стала падать. Однако в этот период из-за незначительных флюктуаций между числом кварков и антикварков ( $\sim 10^{-10}$ ) могла возникнуть барионная асимметрия Вселенной. Другой возможной причиной барионной асимметрии может служить нарушение  $CP$ -инвариантности.

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

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

## Эволюция Вселенной



$$\frac{G_N M^2}{r} = Mc^2$$

$$M = \sqrt{\frac{\hbar c}{G_N}}$$

$$G_N = \frac{L_{\text{Пл}}^2}{M_{\text{Пл}} \cdot T_{\text{Пл}}^2} = 6.67 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3 \text{ г}^{-1} \text{ с}^{-2}$$

$$M_{\text{Пл}} = 2.2 \cdot 10^{-5} \text{ г} = 1.2 \cdot 10^{19} \text{ ГэВ}$$

$$L_{\text{Пл}} = \frac{\hbar}{M_{\text{Пл}} r} = 1.6 \cdot 10^{-33} \text{ см}$$

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

$$\rho = 10^{94} \text{ г/см}^3$$

Рис. 100: Этапы эволюции Вселенной. Вертикальная шкала (в логарифмическом масштабе): слева — температура  $T$ , °К; справа — время  $t$ , с.

На рис. 101 показаны изменения температуры расширяющейся Вселенной со временем для разных эр ее развития: планковская эра, квартовая эра, лептонная эра, фотонная эра, эра Материи. Этот рисунок иллюстрирует основные моменты развития Вселенной по Стандартной космологической модели Большого Взрыва.

На рис. 102 проиллюстрирована схема развития Вселенной в зависимости от температуры и времени. Надписи на рисунке показывают изменение состава Вселенной на различных этапах ее эволюции.

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

Главные аргументы описанной картины эволюции Вселенной:

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

В табл. 19 приводятся параметры Вселенной.

Таблица 19

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

|   |  |          |
|---|--|----------|
| Возраст   | 12 $\div$ 18 млрд. лет   |          |
| Радиус (горизонт видимости) $R_0 = ct_0$                              | $10^{28}$ см   |          |
| Полное количество вещества  | $10^{56}$ г  |          |
| Средняя плотность вещества  | $10^{-29}$ г/см $^3$   |          |
| Полное барионное число (количество нуклонов)                          | $10^{78}$  |          |
| Доля антивещества   | $< 10^{-4}$  |          |
| Постоянная Хаббла $H$   | $71 \pm 7$ км/с·Мпк*)  |          |
| Температура реликтового (фонового) излучения                          | $2.73^\circ K$   |          |
| Плотность реликтовых фотонов  | $411$ 1/см $^3$  |          |
| Энергетическая плотность реликтовых фотонов                           | $0.26$ эВ/см $^3$  |          |
| Отношение числа реликтовых фотонов<br>к числу барионов $n_\gamma/n_B$ | $10^9 : 1$   |          |
| Распространенность атомов (ядер)                                      | по числу   | по массе |
| водород   | 91%  | 70.7%    |
| гелий   | 8.9%   | 27.4%    |
| остальные   | $< 1.9\%$  | 1.9%     |
| Критическая плотность Вселенной                                       | $\rho_K = \frac{3H^2}{8\pi G} = 0.95 \cdot 10^{-29}$ г/см $^3$ |          |

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

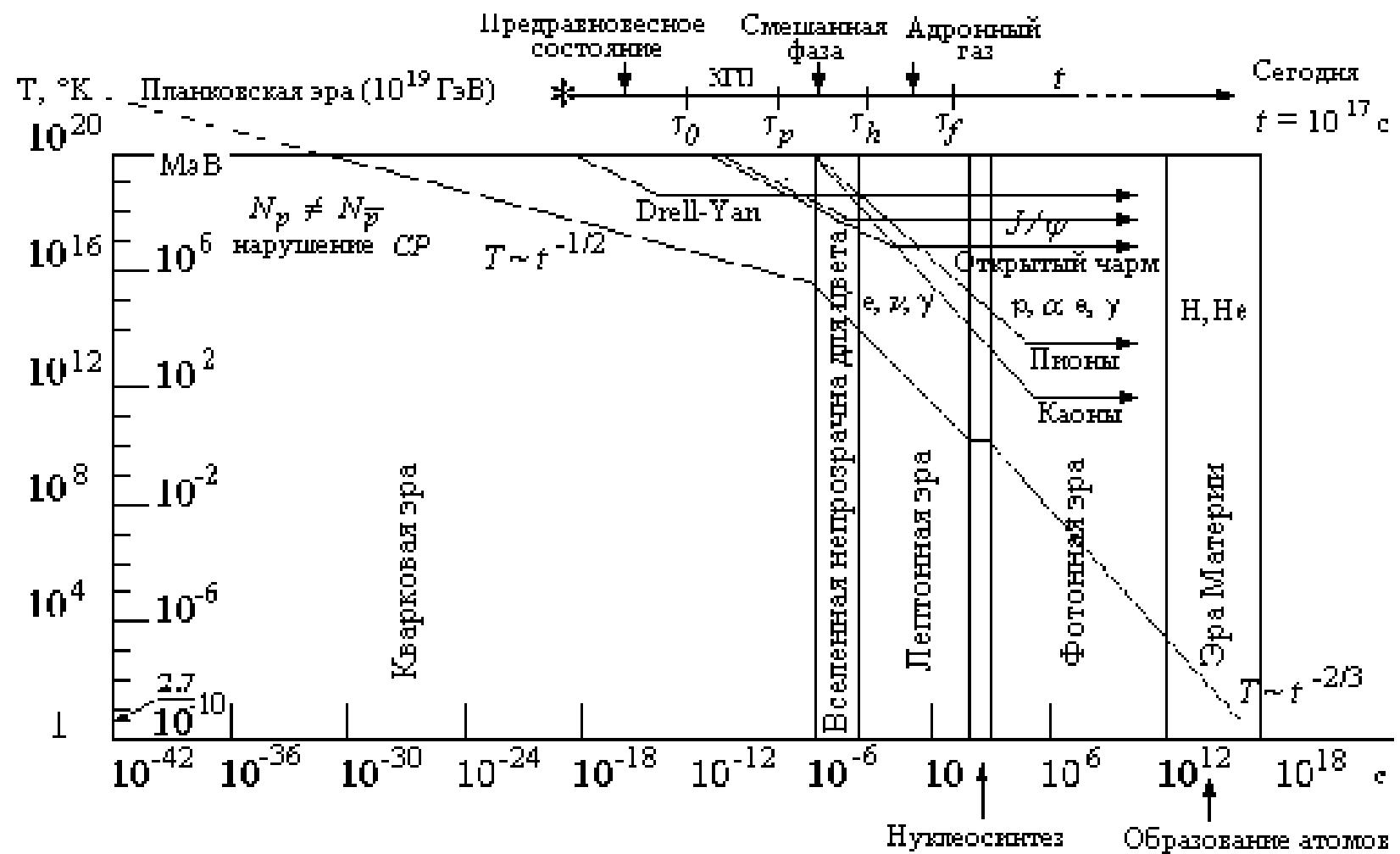


Рис. 101. Изменение температуры Вселенной в зависимости от времени.

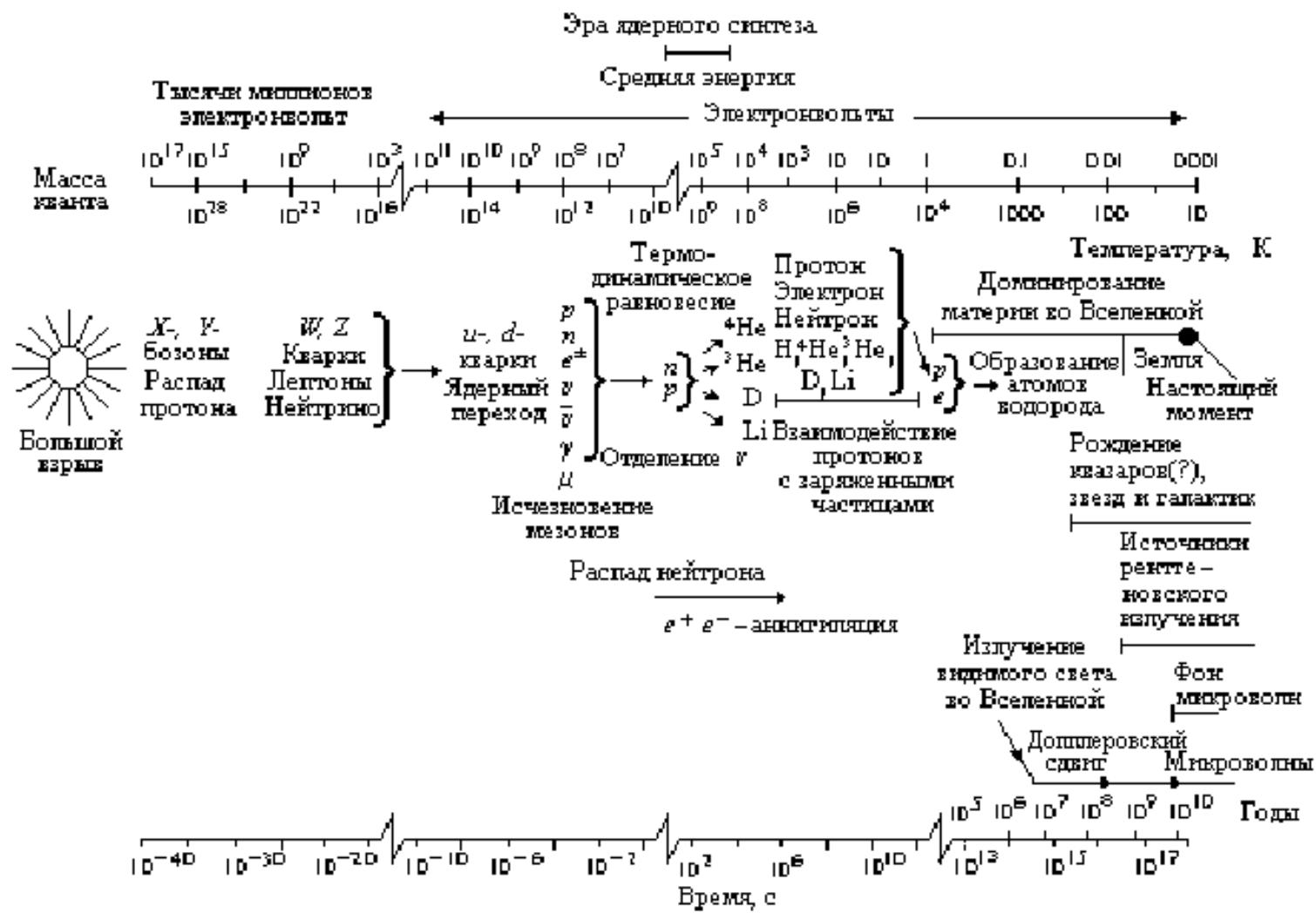


Рис. 102. Схема развития Вселенной в зависимости от температуры (верхняя шкала,  $^{\circ}\text{K}$ ) и времени (нижняя шкала, с).

## 15.2 Главные научные открытия в астрофизике

- II век до н.э. — Гиппарх ввел понятие звездной величины и разделение звезд, видимых невооруженным глазом, на 6 классов в зависимости от их блеска.
- 1609 г. — Галилей изобрел телескоп — начало оптической астрономии.
- 1662 г. — Ньюton исследовал оптические спектры от Солнца с помощью призмы.
- 1669 г. — Ньюton наблюдал спектр Венеры.
- 1760 г. — Наблюдались переменные звезды  $\delta$ -Цефея.
- 1761 г. — Ломоносов установил наличие плотной атмосферы у Венеры.
- 1802 г. — Волластон обнаружил темные линии в спектре Солнца.
- 1814 г. — Фрауэнгофер описал сотни темных линий в спектрах Солнца, Луны и планет.
- 1859–1862 гг. — Кирхгоф развел метод спектрального анализа.
- 1863 г. — Выполнена систематизация звезд по особенностям их спектров.
- 1868 г. — Локьер обнаружил в спектре Солнца линию неизвестного до того элемента — *гелия*.
- 1869 г. — Сделана оценка температуры поверхности Солнца ( $10^4 \text{ }^\circ\text{K}$ ) на основе газовой модели.
- 1905 г. — Построены модели атмосфер звезд и дано объяснение спектральной последовательности звезд на основе теории ионизации атомов.
- 1912 г. — Начато измерение красных смещений спектральных линий.
- 1916 г. — Эддингтон сформулировал теорию внутреннего строения звезд.
- 1922 г. — Фридман сформулировал теорию расширяющейся Вселенной, решив уравнение Эйнштейна.
- 1924 г. — Хаббл установил закон расширения наблюдаемого мира ( $v = H_0 r$ ).
- 1929 г. — Хаббл открыл красное смещение в спектрах Галактик.

- 1934 г. — Высказана гипотеза о существовании нейтронных звезд, сделаны расчеты моделей нейтронных звезд и сформулирована гипотеза о возможности гравитационного коллапса.
- 1937–1939 гг. — Бете и Вайцзекер заложили основы теории термоядерных реакций в звездах, возникла *ядерная астрофизика*.
- 1941–1945 гг. — Гамов, Шварцшильд, Чандрасекар построили первые модели звезд с учетом термоядерных реакций.
- 1946–1949 гг. — Установлен механизм пульсаций Цефеид.
- 1964 г. — Открыто микроволновое фоновое излучение, которое есть следствие Большого Взрыва, начато создание Стандартной космологической модели горячей Вселенной.
- 1965 г. — Мэтьюз открыл квазары — квазизвездные радиоисточники — очень удаленные объекты (красное смещение  $Z = 4.89$ ).
- 1967 г. — Открыты пульсары (нейтронные звезды).
- 1982–1983 г. — Определен возраст Вселенной по ядерной хронометрии ( $2 \cdot 10^{10}$  лет).
- 1989 г. — Исследовано космическое фоновое излучение с температурой  $2.728 \pm 0.004$   $^{\circ}K$  на спутнике COBE (детектор FIRAS).
- 1990 г. — Создана Стандартная космологическая модель — модель Большого Взрыва.
- 1990–1991 гг. — Определен возраст шаровых скоплений  $\equiv$  возраст Вселенной:  $(1.3 \div 1.9) \cdot 10^{10}$  лет.
- 1993–1994 гг. — Обнаружено однородное распределение 33 000 радиоисточников (галактика Green Bank), что свидетельствует об однородности Вселенной на очень больших расстояниях.
- 1999 г. — Измерена постоянная Хаббла  $H_0 = (71 \pm 3 \pm 7)$   $км\,с^{-1}\,Мпк^{-1}$  с помощью космического телескопа Хаббла.

### **15.3 Возможности современных ускорителей подтвердить модель Большого Взрыва**

Проблемы микрокосмофизики нашли свое выражение в теории Великого Объединения (Grand Unification Theory — GUT) всех типов взаимо-

действий (см. п. 2). Эксперименты на действующих и проектирующихся ускорителях высоких энергий могут приблизить нас к пониманию условий ранней Вселенной. На рис. 103 показаны основные процессы, протекающие при разных энергиях, которые могут быть изучены на ускорителях частиц высоких энергий (SPS CERN, RHIC BNL, LHC CERN).

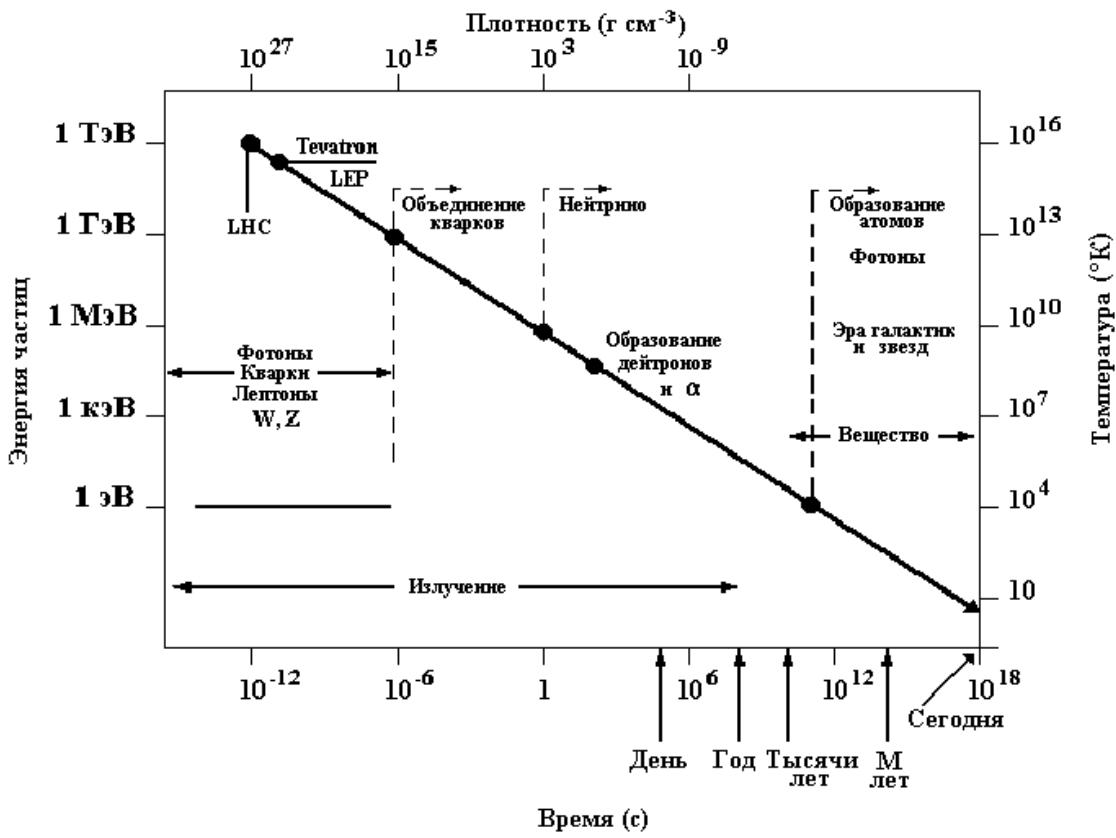


Рис. 103: Изменение энергии частиц спустя  $10^{-12}$  с после Большого Взрыва.

Стандартная Модель физики частиц позволяет объяснить некоторые процессы, предположительно протекающие при эволюции Вселенной, и приводит к формулировке гипотезы, которая получила название GUT-космология. В рамках этой гипотезы создана GUT-модель, в которой константы всех взаимодействий, зависящие от переданного импульса  $Q^2$ , сближаются при увеличении  $Q^2$ , вследствие чего они получили название "бегущие" константы. GUT-модель основана на  $SU(5)$ -симметрии, в которой все взаимодействия описываются одной универсальной константой связи и единым зарядом, в то время как сильное, электромагнитное и слабое взаимодействия связаны с  $SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$  симметриями. В табл. 20 представлены основные процессы в GUT-модели, протекающие с момента Большого Взрыва.

### Эволюция Вселенной в GUT-космологии

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

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

В настоящее время активно развивается астрофизика элементарных частиц (микрокосмофизика).

#### 15.4 Астрофизика элементарных частиц

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

Основными проблемами астрофизики элементарных частиц являются существование темной материи, ее состав и детектирование, дефицит солнечных нейтрино, нейтрино от сверхновых, проблема физического вакуума.

Многие из этих проблем (например поиск темной материи) предполагается решать не только на ускорителях высоких энергий, но и в неускорительных экспериментах (см. п. 16).

## 15.5 О природе материи во Вселенной

В настоящее время трудно установить доли разных компонент материи во Вселенной. Один из возможных вариантов, встречающийся в разных моделях, оценивает эти доли следующим образом (с точностью  $\sim 10\%$ ): вакуум ( $60\%$ ), темная материя ( $38\%$ ), обычное вещество ( $2\%$ ), излучение ( $10^{-4}\%$ ).

В табл. 21 показан другой вариант вкладов в полную плотность Вселенной различных форм материи (в единицах  $\rho_{\text{кр.}} = 10^{-29} \text{ г}/\text{см}^3$ ).

Таблица 21

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

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

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

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

Небарионные кандидаты на роль темной материи представлены в табл. 22.

## Кандидаты на роль темной материи

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

Среди суперсимметричных частиц, предсказываемых различными суперсимметричными (SUSY)-теориями и супергравитацией (SUGRA),

только одна, легчайшая, может быть стабильна и давать вклад в величину плотности материи во Вселенной. В настоящее время теоретически известно слишком мало о природе и ожидаемых массах частиц — кандидатов в темную материю.

Рассматривают два вида темной материи: горячая темная материя, которая состоит из релятивистских частиц, и холодная темная материя, которая состоит из очень тяжелых нерелятивистских частиц с массами, лежащими как минимум в ГэВной области. Изучение структуры темной материи играет важную роль в понимании эволюции Вселенной.

Проблема темной материи тесно связана с проблемой физического вакуума. Вакуум — это среда с очень сложной структурой, которая изменяется в ходе эволюции Вселенной и которую можно перестраивать путем изменений состояния материи, взаимодействующей с вакуумом. В физическом вакууме происходит концентрация энергии в малых областях пространства. Плотность энергии вакуума  $\rho_V$  определяет космологическую постоянную  $\Lambda$ , введенную Эйнштейном:  $\rho_V \cdot \frac{8\pi G}{c^2} = \Lambda$  ( $G$  — константа Ньютона). Вакуум является характеристикой пространства-времени. Вопрос о составе физического вакуума непрерывно изучается. В его состав могут входить различные физические поля. Одной из возможных структур физики вакуума являются хиггсовские поля. Известно, что средняя энергия физического вакуума не равна нулю. Вакуум может являться частью темной материи.

## 15.6 Нейтринная астрономия

Нейтринная астрономия изучает физические процессы в космосе, происходящие с участием нейтрино, и решает проблемы регистрации космических нейтрино. В обычных звездах типа Солнца нейтрино рождаются в ядерных реакциях (см. п. 12).

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

**Но** результат можно получить, если зарегистрировать нейтрино в разных точках на Земле — т.е. если разными детекторами одновременно будет зарегистрировано нейтрино. Такие совпадения будут свидетельствовать о *вспышках* — кратковременных потоках нейтрино, возникающих при эволюции звезд, например, при коллапсе звезды могут возникать мощные потоки нейтрино, которые могут быть *одновременно* за-

регистрированы в разных детекторах на Земле. Вспышки сверхновых в нашей Галактике очень редки —  $\sim 1$  раз за  $50 \div 100$  лет.

### 15.6.1 Свойства нейтрино

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

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

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

Направление вращения спина  $\vec{J}$  не меняется при отражении. Знак величины  $(\vec{J} \cdot \vec{p})$ , где  $\vec{p}$  — импульс, называется *спиральностью* ( $\lambda$ ) и меняется при переходе от правой системы координат к левой (рис. 104).

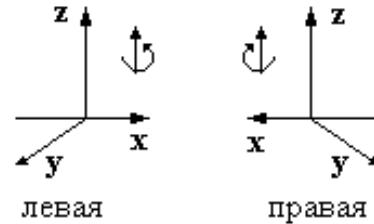
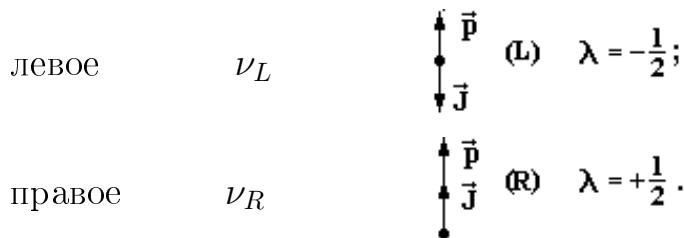


Рис. 104: Левая и правая системы координат.

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



Оба нейтрино должны с одинаковой вероятностью вылетать при  $\beta$ -распаде. Опыт показал, что при  $\beta^+$ -распаде позитрон *всегда* правополяризован, т.е. и нейтрино будет всегда левополяризовано ( $e_R^+$  и  $\nu_L$ ). При  $\beta^-$ -распаде — наоборот ( $e_L^-$  и  $\bar{\nu}_R$ ).

Понятие спиральности как внутреннего свойства частиц существует только для частиц с массой  $m = 0$ .

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

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

Если  $m_\nu \neq 0$ , то становятся возможными переходы

$$\nu_L \leftrightarrow \nu_R \quad \text{и} \quad \bar{\nu}_R \leftrightarrow \bar{\nu}_L.$$

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

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

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

Проводились поиски альтернативных мод распада

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

Последнюю реакцию никто не наблюдал, хотя распад не был запрещен известными законами сохранения.

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

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

Пришлось ввести сохраняющееся лептонное число  $L$ , которое для  $e^+$ ,  $\bar{\nu}_e$  равно  $-L_e$ . Тогда для  $\mu^\pm$ ,  $\nu_\mu$  ( $\bar{\nu}_\mu$ ) будет  $\pm L_\mu$  соответственно. Очевидно,

что распад  $\mu \rightarrow e + \gamma$  невозможен, а тогда невозможна и реакция  $\nu_\mu + n \rightarrow e^- + p$ , а разрешена реакция  $\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + p$ .

На таком рассуждении и был основан опыт Ледермана.

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

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

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

т.е.  $e^-$  и  $\mu^-$  наблюдались бы одинаково часто. На опыте наблюдались только  $\mu^-$ , т.е. первая реакция **не шла**.

Сейчас открыт  $\tau$ -лептон и соответствующее ему  $\nu_\tau$ .

В табл. 23 приводятся рассматриваемые в настоящее время лептоны.

Таблица 23  
Семейство лептонов

|                                      | частицы |           |            | античастицы |           |            |
|--------------------------------------|---------|-----------|------------|-------------|-----------|------------|
| участвуют в слабом взаимодействии    | $e_L^-$ | $\mu_L^-$ | $\tau_L^-$ | $e_R^+$     | $\mu_R^+$ | $\tau_R^+$ |
| не участвуют в слабом взаимодействии | $e_R^-$ | $\mu_R^-$ | $\tau_R^-$ | $e_L^+$     | $\mu_L^+$ | $\tau_L^+$ |

### Особенности взаимодействий лептонов

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

## 15.6.2 Эксперименты с нейтрино и планирование их практического применения

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

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

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

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

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

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

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

при  $E_\nu > 1.5$  ГэВ.

Процессы, в которых генерируются нейтрино:

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

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

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

Практическое применение нейтрино планируется реализовать в следующих экспериментах: 1) просвечивание Земли пучком  $\nu$  от ускорителя с  $E_p \simeq 20$  ТэВ и определение плотности Земли в разных участках, поиск полезных ископаемых (проект Глэшоу); 2) регистрация нейтрино от астрофизических объектов для изучения взрывов сверхновых звезд, коллапса черных дыр. Для этих экспериментов нужны детекторы очень большого объема. Предлагается использовать воду озер, морей и океанов (объем  $v > 10^7$  тонн воды), а также огромные толщи материкового льда в Антарктиде для регистрации черенковского излучения, возникающего от мюонов, сопровождающих потоки нейтрино.

Первый детектор большого объема был построен в Японии с целью обнаружить распад протона. Сейчас он используется для регистрации нейтрино. Этот детектор получил название Камиоканде и следующая его модификация — Супер Камиоканде. Он представляет собой большой бак, наполненный водой. По стенкам бака располагаются фотомножители, которые должны зарегистрировать процессы, происходящие при

взаимодействии частиц (например, нейтрино) с протонами воды. Чувствительная площадь этого детектора около  $1000 \text{ м}^2$ .

В России сооружен и многие годы работает детектор в эксперименте под горой Чегет на Баксане в Кабардино-Балкарии. В этом эксперименте используются для регистрации нейтрино жидкие сцинтилляторы. Другой эксперимент в России выполняется на озере Байкал. В эксперименте ВАИКАЛ гирлянда фотоумножителей опускается на глубину до 1.5 км.

Крупным проектом, использующим морскую воду, был проект ДЮМАНД, в котором предполагалось системы фотоумножителей погружать глубоко под воду и с их помощью просматривать значительные объемы морской воды. Этот проект просуществовал недолго. Море вблизи Гавайских островов оказалось неспокойным и гирлянды фотоумножителей были затоплены. В настоящее время аналогичным способом предполагается измерять потоки нейтрино в эксперименте NESTOR вблизи берегов Греции, в котором фотоумножители будут погружаться на глубину более четырех тысяч метров. Еще одним крупнейшим проектом по регистрации нейтрино является проект AMANDA в Антарктиде, в котором вместо воды будет использован материковый лед. Глубина погружения фотоумножителей в толщу льда предполагается равной  $2 \div 2.5$  км. Чувствительная площадь этого детектора должна быть  $\sim 10$  тысяч квадратных метров.

Во всех этих детекторах вода или лед, окружающие детекторы, служат для испускания черенковского излучения при прохождении через них заряженных частиц. Черенковское излучение в дальнейшем должно регистрироваться с помощью фотоумножителей. Регистрация нейтрино осуществляется с помощью электронных методов.

В электронных методах работают следующие реакции:

$$\begin{aligned}\nu + n &\rightarrow p + e^-; \\ \bar{\nu} + p &\rightarrow n + e^+; \\ \nu + e^- &\rightarrow \nu + e^-; \\ \bar{\nu} + e^- &\rightarrow \bar{\nu} + e^-. \end{aligned}$$

Регистрируются заряженные частицы из этих реакций. Детекторы должны иметь разрешающее время  $10^{-9}$  с.

### 15.6.3 Эксперименты для регистрации нейтрино от взрывающихся звезд

В эксперименте ДЮМАНД планировалось собрать гирлянды ФЭУ с радиусом обзора  $\sim 50$  мегапарс для регистрации нейтрино с энергией

$E_\nu > 10^{15}$  эВ. Объем детектора  $\sim 1$  км<sup>3</sup> ( $\sim 10^9$  тонн воды). В таком объеме содержится  $\sim 10^{40}$  нуклонов, что позволит регистрировать вспышки сверхновых звезд.

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

Оценим, на каком расстоянии от Земли произошла такая вспышка. Если при вспышке выделилась энергия  $E = 10^{53}$  эрг, то при средней энергии нейтрино  $\varepsilon_\nu \simeq 30$  МэВ поток нейтрино  $J_\nu = 2 \cdot 10^{57}$ . Поток нейтрино, пришедших на Землю,  $J'_\nu = \frac{J_\nu}{4\pi R^2}$ , где  $R$  — расстояние от Земли до звезды. Число зарегистрированных на Земле нейтрино  $N_{\text{рег.}} = J'_\nu \cdot \sigma_\nu \cdot N_0$ , где  $N_0$  — число ядер в мишени (на пути нейтрино в Земле)  $\sim 10^{30}$ , поперечное сечение взаимодействия нейтрино с ядром мишени  $\sigma_\nu \sim 10^{-40}$  см<sup>2</sup>. Число зарегистрированных нейтрино  $N_{\text{рег.}} \sim 10$ . Вспышка длится  $10^{-4} \div 10^{-2}$  с. Тогда расстояние до вспыхнувшей звезды  $R = \left( \frac{J_\nu \cdot \sigma_\nu \cdot N_0}{4\pi N_{\text{рег.}}} \right)^{1/2} \sim 5$  кпс. Таким образом, зарегистрированная вспышка возникла на расстоянии  $\sim 5$  кпс. Заметим, что от Солнца до центра Галактики  $\sim 10$  кпс.

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

#### 15.6.4 Томография Земли

Практическое применение нейтрино предполагается реализовать в экспериментах по томографии Земли.

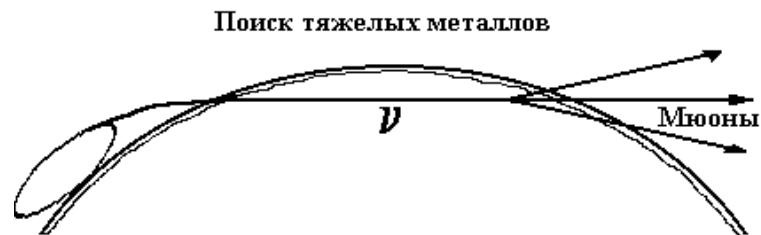
На рис. 105 и 106 изображены схемы проектов по томографии Земли, предложенных Нобелевскими лауреатами А.Де Руджила (ЦЕРН), С.Л.Глэшоу (Гарвардский университет), Р.Р.Вильсоном (Колумбийский университет), Г.Шарпаком (ЦЕРН), в которых планируется исследование залежей нефти, поиск тяжелых металлов, определение плотности Земли с помощью пучков нейтрино от ускорителей.

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

## GENIUS



## GEMINI



## GEOSCAN

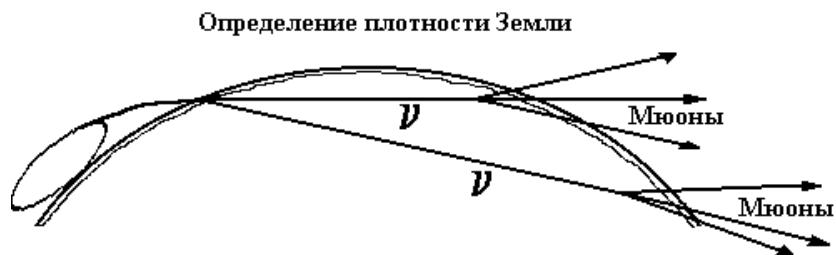


Рис. 105: Схемы проектов GENIUS, GEMINI, GEOSCAN.

# GEOTRON

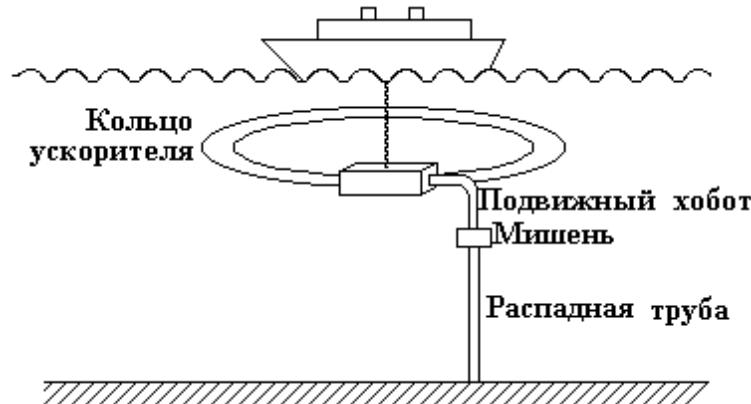


Рис. 106: Схема проекта GEOTRON.

Потоки мюонов, проходящие сквозь Землю, будут испытывать различные потери энергии, которые будут зависеть от свойств земных пород, встречающихся на их пути. Таким образом, по поглощению мюонов может быть определена плотность этих пород и залежи полезных ископаемых: нефти, газа и твердых пород различного состава (рис. 107).



Рис. 107: Предполагаемое строение Земли, которое может быть обнаружено при пропсвечивании разных участков пучками нейтрино.

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

которой протекает реакция

$$p + A \rightarrow \pi^\pm K^\pm.$$

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

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \quad K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu.$$

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

### Литература

1. Окунь Л.Б. Лептоны и кварки. -М.: Наука, 1981.
2. Новиков И.Д. Эволюция Вселенной. -М.: Наука, 1983.
3. Новиков И.Д. Как взорвалась Вселенная. -М.: Наука, 1988.
4. Латыпов Н.Н., Бейлин В.А., Верешков Г.М. Вакуум, элементарные частицы и Вселенная. -М.: Изд-во Моск. ун-та, 2001.

## 16 Экзотические частицы

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

### 16.1 Хиггс-бозоны

В электрослабой теории спонтанное нарушение симметрии, т.е. появление наряду с безмассовыми фотонами массивных  $W^\pm$ - и  $Z^0$ -бозонов, связывают с существованием механизма Хиггса, реализуемым через поля Хиггса, которые в свою очередь связаны с существованием Хиггс-бозонов. Поиск Хиггс-бозонов является основной задачей на действующих и строящихся ускорителях частиц. В Стандартной Модели физики частиц предполагается существование скалярного хиггсовского бозо-

на. На ускорителе LEP сделана попытка обнаружения рождения Хиггс-бозона в реакции  $e^+ + e^- \rightarrow Z^0 + H^0$ . В эксперименте было поставлено ограничение на массу  $m_{H^0} > 100$  ГэВ. В расширенной Стандартной Модели предполагается существование заряженных Хиггс-бозонов. Массы Хиггс-частиц не предсказываются в существующих теориях, однако делается предположение, что масса Хиггс-бозона не может быть больше 300 ГэВ. Большие надежды возлагаются на открытие хиггсовских полей, которые могли бы войти в состав физического вакуума.

## 16.2 Суперсимметричные частицы (SUSY-частицы)

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

Для характеристики суперсимметричных частиц вводится новое квантовое число, называемое  $R$ -четность. Для обычных частиц  $R = +1$ , для суперсимметричных частиц  $R = -1$ , причем  $R = (-1)^{3B+L+2J}$ , где  $B$  — барионное число,  $L$  — лептонное число и  $J$  — спиновое квантовое число. Предполагается, что  $R$ -четность сохраняется в электрослабых взаимодействиях. Благодаря сохранению  $R$  самая легкая суперсимметричная частица должна быть стабильной, поэтому она представляет интерес как кандидат на роль частицы темной материи (см. п. 2.2).

## 16.3 Магнитные монополи

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

Однако в ней имеются нерешенные вопросы.

1. Почему квантуется электрический заряд?
2. Чем определяется значение электрического заряда и величина массы электрона?
3. Чем определяется количество заряженных лептонов?
4. Почему взаимодействие фотонов с адронами не описывается электродинамикой и приходится прибегать к модели векторной доми-

нантности — превращению фотона в векторный мезон, который сильно взаимодействует с адроном?



5. Как объяснить процесс глубоконеупрого рассеяния лептонов на адронах:  $e + p \rightarrow h + e + p$ ? Приходится вводить кварковую стадию и строить квантовую хромодинамику.
6. Проблема монополя может быть решена только в случае, если он будет обнаружен в эксперименте.

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

$$\operatorname{div} E = 4\pi\rho_e,$$

$$\operatorname{div} B = 0,$$

$$\operatorname{rot} B = \frac{1}{c} \frac{\partial E}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} j_e,$$

$$-\operatorname{rot} E = \frac{1}{c} \frac{\partial B}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} j_m.$$

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

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

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

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

и частица получит импульс

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

Изменение импульса частицы связано с изменением углового момента

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

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

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

а магнитный заряд

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

Швингер показал, что отсюда можно получить следующие заключения.

1. Существование магнитного монополя объясняет квантование электрического заряда.
2. Можно получить величину магнитного заряда. Таким образом, безразмерная константа взаимодействия двух монополей  $g$  получается очень большой

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

Это обстоятельство позволяет рассмотреть аналогию между взаимодействием монополей и сильным взаимодействием. При разрыве магнитного диполя не возникает магнитный монополь, а снова образуются диполи. То же происходит при разрыве кварковой струны — образуются дикварковые струны и не удается выделить отдельный夸克 (рис. 108).

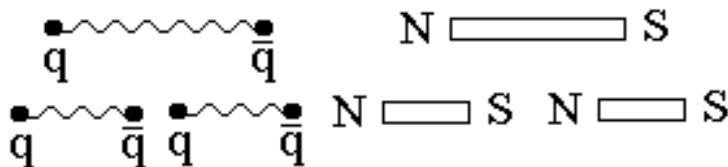


Рис. 108: Аналогия между магнитными диполями и парами кварков.

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

В 1974 году т'Хофт и Поляков ввели представление о возможном существовании сверхтяжелых монополей с массой  $M_X \sim 10^{15} \div 10^{16}$  ГэВ.

Такие сверхтяжелые монополи не могут быть получены на ускорителях. Сделано предположение, что они могли образоваться в ранней Вселенной. Они были введены в GUT-модель и получили название GUT-монополей (рис. 109). Эти монополи имеют сложную структуру и могут служить катализаторами распада нуклона.

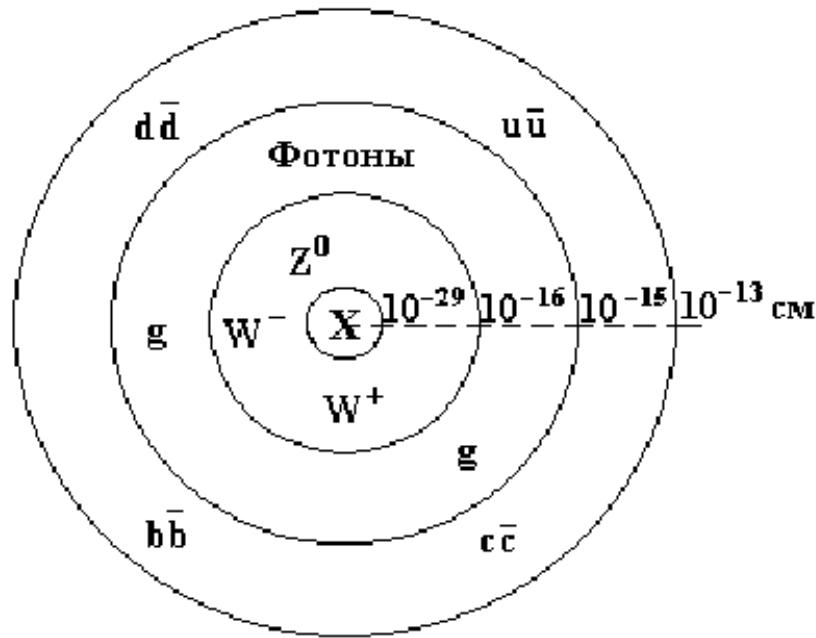


Рис. 109: Структура GUT-монополя.

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

Структура GUT-монополя такова, что, благодаря ненарушенной симметрии в центральной области, он может служить катализатором распада протона (рис. 110). Его масса  $m_M \approx \frac{M_X}{\alpha_{\text{ЭМ.}}} \sim 10^{17}$  ГэВ, где  $M_X \sim 10^{15}$  ГэВ — масса векторного бозона, связанного с масштабом нарушения симметрии.

Ненарушенная симметрия существовала в момент Большого Взрыва; все взаимодействия имели одну константу (GUT-модель).

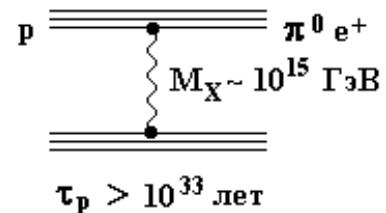


Рис. 110: Схема распада протона под действием GUT-монополя.

### 16.3.1 Поиски монополей

1. Поиск монополей по величине ионизации вдоль следа монополя.

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

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

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

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

В фотоэмulsionии след монополя мог бы существенно отличаться от следа ядра (рис. 111). Это связано с процессом захвата электронов ядром и уменьшением ионизующей способности ядра к концу его следа.



Рис. 111: Предполагаемые следы монополя и ядра в фотоэмulsionии.

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

Предполагается, что монополи абсолютно стабильны и могут рождаться, например, в процессе  $e^+e^- \rightarrow M\bar{M}$  (рис. 112).

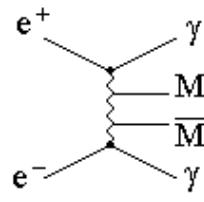


Рис. 112: Одна из возможностей рождения монополь-антимонопольных пар.

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

3. Поиск монополей по наведенному электрическому току в витке проволоки (эксперимент Кабреры, идея Альвареца, рис. 113). Когда монополь проходит сквозь виток проволоки, в нем индуцируется электрический ток  $J$ , который может быть измерен. В отсутствие монополя ток  $J = 0$ , после прохождения монополя через виток будет зарегистрирован скачок тока. В 1982 году Кабрера зарегистрировал подобный сигнал.

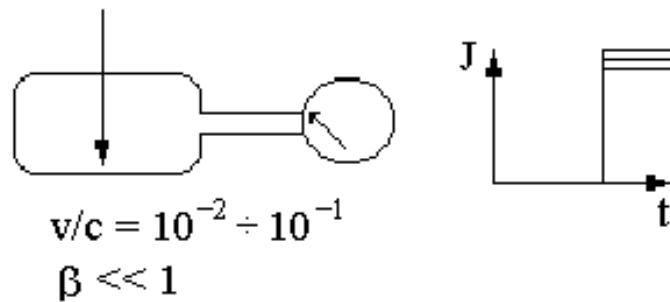


Рис. 113: Схематическое изображение эксперимента Кабреры.

К настоящему времени получены только ограничения на потоки монополей (рис. 114):  $I < 10^{-15} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ср}^{-1}$ ,  $\beta = 1$ .

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

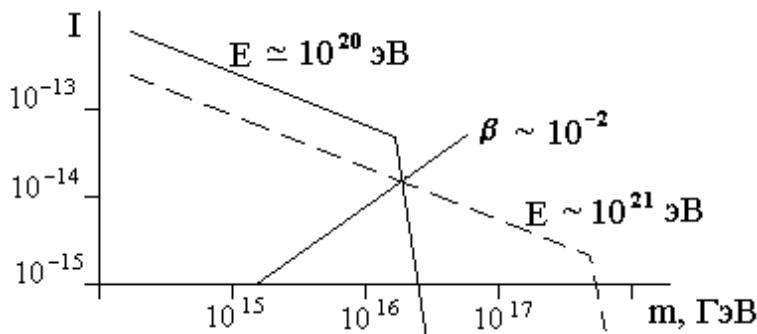


Рис. 114: Модельные ограничения на потоки монополей в зависимости от их массы.

## 16.4 Тахионы

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

Посмотрим, как отразится в формулах такое утверждение.

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

Чтобы измеряемая на опыте величина  $E$  была действительной, полагают,

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

Используя соотношение  $E^2 - p^2c^2 = m^2c^4$  можно определить  $m^2$ . Если  $v < c$ , то  $pc < E$  и  $E^2 - p^2c^2 > 0$ , т.е.  $m^2 > 0$ . Если  $v > c$ , то  $pc > E$  и  $m^2 < 0$ . На рис. 115 показано распределение  $m^2$ , получающееся во многих экспериментах. При соударении протона с протоном рождается много вторичных частиц:  $p + p = c_1 + c_2 \dots c_i + c_n$ . Для определения квадрата массы системы двух частиц  $ij$  используется формула  $m_{ij}^2 = (\sum E_{ij})^2 + (\sum p_{ij})^2$ . Определение энергии каждой из частиц и импульса обычно включает некоторую неточность:  $E = E \pm \Delta E$  и  $p = p \pm \Delta p$ . Неточности  $\Delta E$  и  $\Delta p$  могут быть таковы, что вычисленные значение  $m_{ij}^2$  могут быть меньше нуля. На рисунке заштрихована

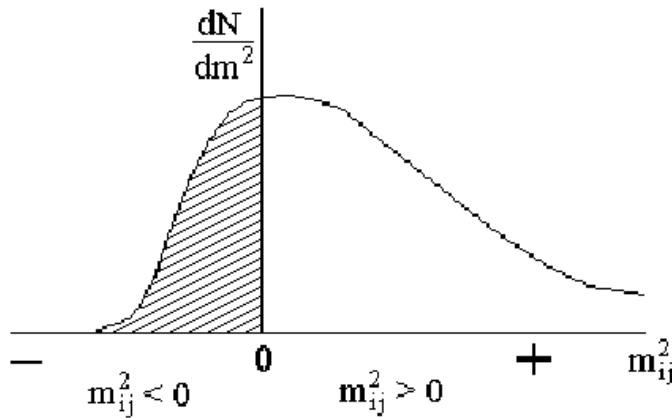


Рис. 115: Распределение по  $m_{ij}^2$ , полученное при обработке событий множественного рождения частиц в  $pp$ -соударениях высокой энергии.  $m_{ij}^2$  — квадрат эффективной массы любых двух частиц  $i, j$ , родившихся в результате соударения.

область, в которой  $m_{ij}^2 < 0$ . Казалось бы, это свидетельствует о рождении тахионов в результате соударения частиц высоких энергий. Однако детальный анализ показывает, что это может быть следствием погрешности в определении энергии  $E_i, E_j$  и импульсов  $p_i, p_j$ .

Можно отметить следующие особенности в поведении тахионов.

1. С ростом скорости тахиона его энергия падает, поскольку  $p^2c^2$  становится больше  $E^2$ .
2. У обычных частиц  $E > pc$ , а у тахионов  $E < pc$ .
3. Меняется последовательность процессов. Один наблюдатель будет видеть сначала поглощение, а затем — испускание; другой — наоборот.

Поиски тахионов дают пока отрицательный результат.

## 16.5 Аксионы

Аксионы введены в рассмотрение в моделях, связанных с нарушениями  $CP$ -симметрии в сильных взаимодействиях. Возникающий при таком нарушении голдстоуновский бозон называется аксионом. Он есть следствие существования дополнительного поля — поля аксиона, появление которого подобно появлению поля Хиггса. В GUT-моделях рассматриваются аксионы безмассовые и массивные. Нижний предел для масс аксионов, получающихся из различных астрофизических оценок, составляет  $10^{-3} \div 10^{-5}$  эВ. Поиск аксионов ведется в лабораторных условиях в различных взаимодействиях их с фотонами или атомарными электронами. Если аксион является массивной частицей, то его можно рассматривать в качестве кандидата в частицы темной материи. До настоящего времени не найдено никаких признаков существования аксионов.

## 16.6 WIMP-частицы

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

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

Будут работать три эксперимента для регистрации темной материи:  
NAIAD (Na I Advanced Array Detector);  
ZEPLIN (с использованием ZonEd с пропорциональным сцинтиллятором в жидком Noble газе, в данный момент с жидким ксеноном);  
DRIFT (Directional Recoil Identification From Tracks) — первый эксперимент, в котором помимо регистрации WIMPs будет также определяться направление их прихода.

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

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

## Литература

1. Клапдор-Клайнгrotхаус Г.В., Цюбер К. Астрофизика элементарных частиц. -М.: Редакция журнала УФН, 2000.
2. PHYSICS LETTERS B. Review of Particle Physics, v. 592, iss. 1–4, 15 July 2004.
3. Окунь Л.Б. Введение в физику элементарных частиц. -М.: Наука, 1988.

# 17 Космические лучи

## 17.1 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, ионизующего излучения, идущего сверху и ослабляющегося вследствие поглощения по мере проникновения в нижние слои атмосферы.

В экспериментах Кольхерстера с использованием воздушного шара (1913–1914 гг.) был изучен ход возрастания ионизации до высоты свыше 9 тыс. метров. Эксперименты окончательно показали внеземное происхождение этого вида излучения. В дальнейшем в экспериментах Милликена (1922–1925 гг.) регистрирующая аппаратура поднималась до 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 особенно камеру Вильсона, помещенную в магнитное поле. Впервые камеру Вильсона в магнитное поле поместил Д.В.Скобельцын. Эти эксперименты показали, что среди космических частиц присутствуют как положительно, так и отрицательно заряженные частицы. Предположение о том, что наблюдаемые в камере Вильсона легкие частицы с положительным зарядом являются позитронами, было впервые высказано Андерсоном. В этих экспериментах было осуществлено открытие позитрона, что явилось подтверждением теории Дирака,

развиваемой в это время.

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

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

## 17.2 Методы исследования космического излучения

В настоящее время в связи с развитием экспериментальной техники исследование космических лучей выполняется за пределами атмосферы (на спутниках) и на больших высотах в атмосфере Земли с использованием шаров-зондов. Процессы, происходящие в земной атмосфере, исследовались с помощью многочисленных экспериментальных установок, располагающихся как на поверхности Земли, так и в подземных лабораториях. Схематическое изображение этих экспериментов можно увидеть на рис. 116.

На рис. 117 показаны основные процессы, которые происходят с первичной космической частицей при попадании ее в атмосферу Земли.

Экспериментальные установки для изучения космических частиц, расположенные на горах, состоят, как правило, из детекторов калориметри-

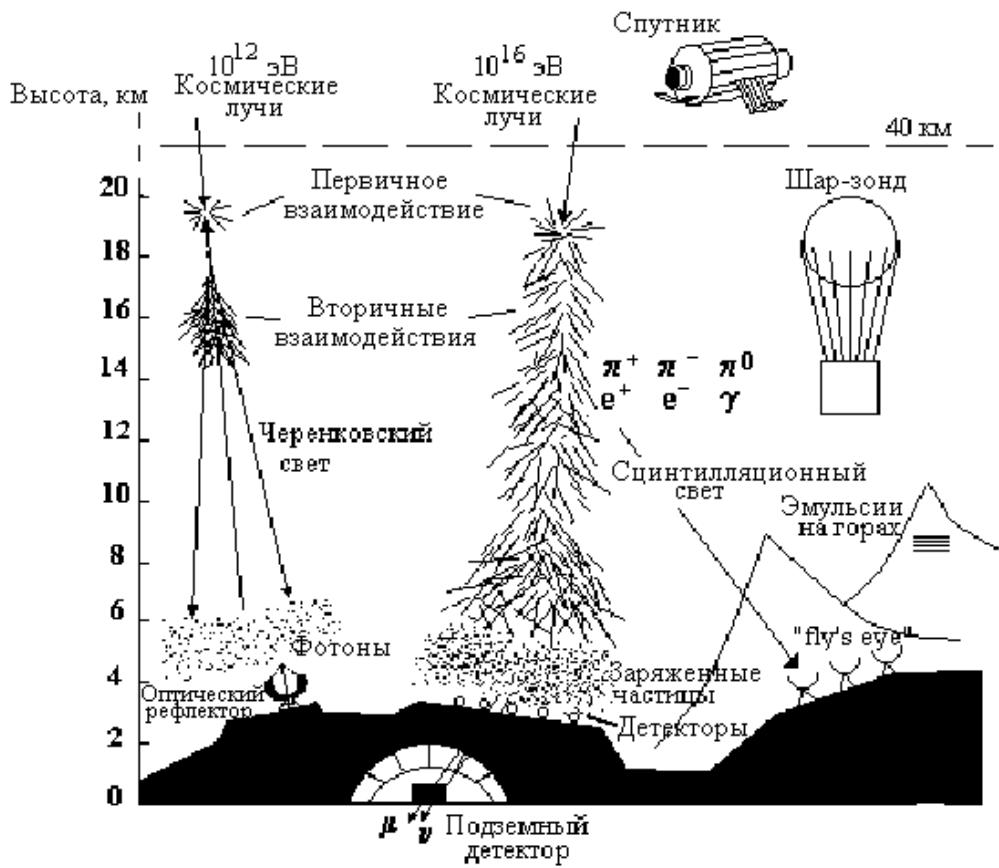


Рис. 116: Схематическое изображение экспериментов по изучению космического излучения.

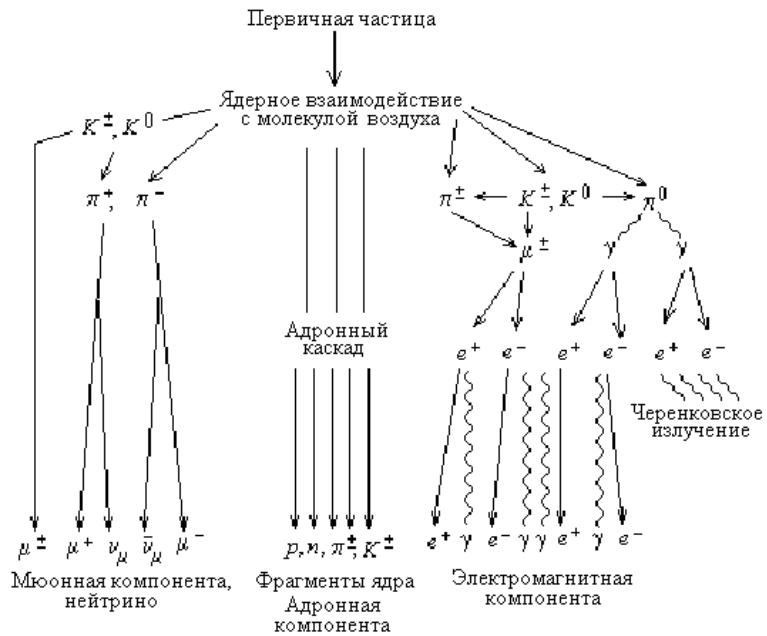


Рис. 117: Схематическое изображение процессов, происходящих с первичными частицами в атмосфере Земли.

ческого типа, в которых помимо определения энергии упавшей частицы можно проследить также за вторичными процессами, происходящими при прохождении космической частицы через вещество калориметра.

Калориметрические установки могут иметь большую площадь ( $10 \times 10$  кв. м). В качестве регистрирующих детекторов в калориметрах используются сцинтиляторы, ионизационные камеры и рентгеноэмulsionционные 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  $1 \times 1$  кв. км). Детекторы, покрывающие большие площади, служат для регистрации широких атмосферных ливней, создаваемых космическими частицами высокой энергии при прохождении через атмосферу. Подробности о таких установках см. в п. 3.3.4.

### 17.3 Энергетический спектр первичного космического излучения

Особый интерес представляет изучение энергетического спектра первичного космического излучения. На рис. 118 показаны экспериментальные данные об интенсивности первичных космических частиц в разных энергетических интервалах, полученные в многочисленных экспериментах. Приводятся данные для протонов и всех сильновзаимодействующих частиц, включая ядра. Отдельно показан спектр электронов, позитронов, антипротонов там, где эти частицы идентифицированы. Интенсивность космических частиц при энергии LHC составляет  $10^4$  событий на  $\text{км}^{-2}$   $\text{год}^{-1}$  — на LHC при этой же энергии можно получить  $> 10^7$  событий в один день.

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

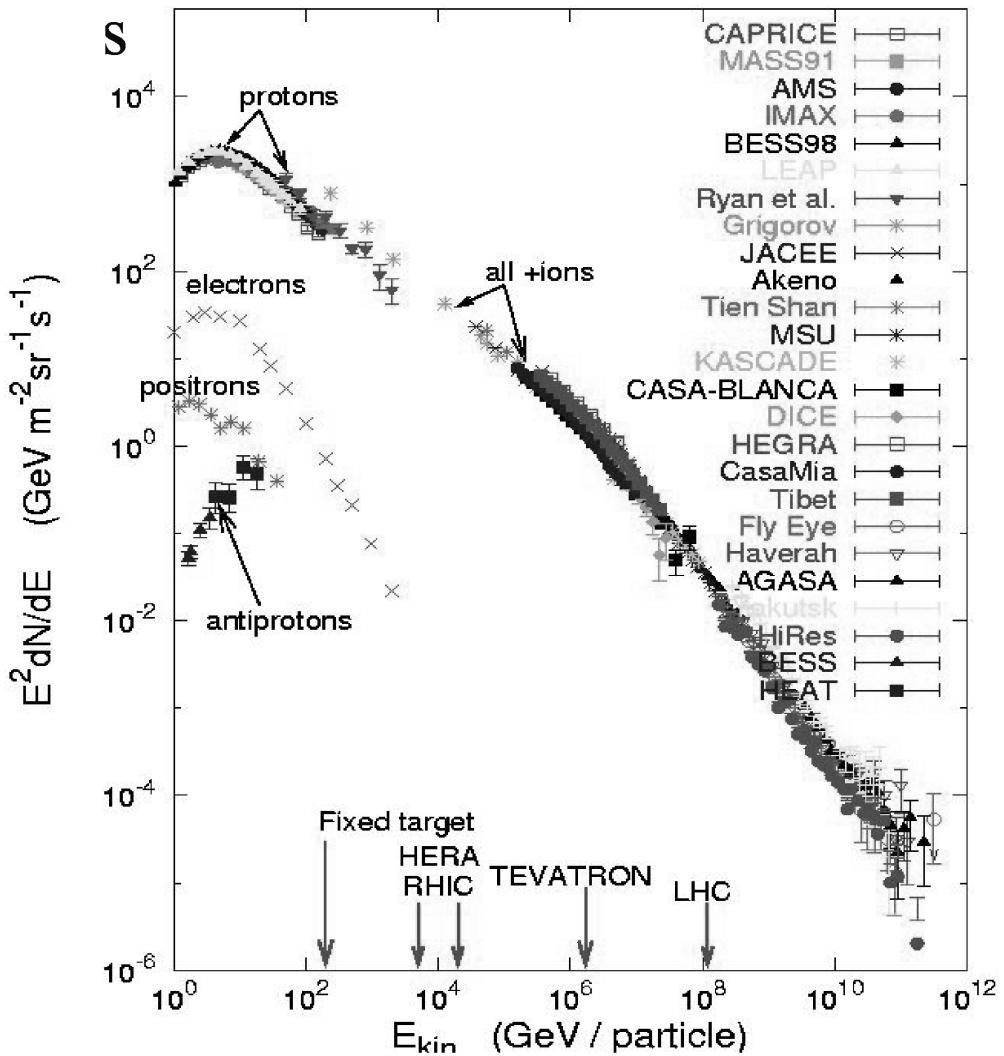


Рис. 118: Дифференциальный энергетический спектр первичного космического излучения. Стрелками над энергетической шкалой показаны энергии частиц, получающиеся на различных ускорителях: SpS, HERA, RHIC, TEVATRON, LHC.

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

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

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 называть ультравысокоэнергичными космическими частицами (UHECR). К настоящему времени наблюдено 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  $\gamma$ -излучением, заполняющим Вселенную, открытым в середине 60-х годов. В результате такого столкновения космические частицы должны терять значительную долю энергии и выбывать из данного энергетического интервала. Наблюдение UHECR противоречит этой гипотезе и ставит новый вопрос: каково происхождение таких частиц?

На рис. 119 показан участок энергетического спектра космических частиц, в котором наблюдались UHECR. Линиями показано предполага-

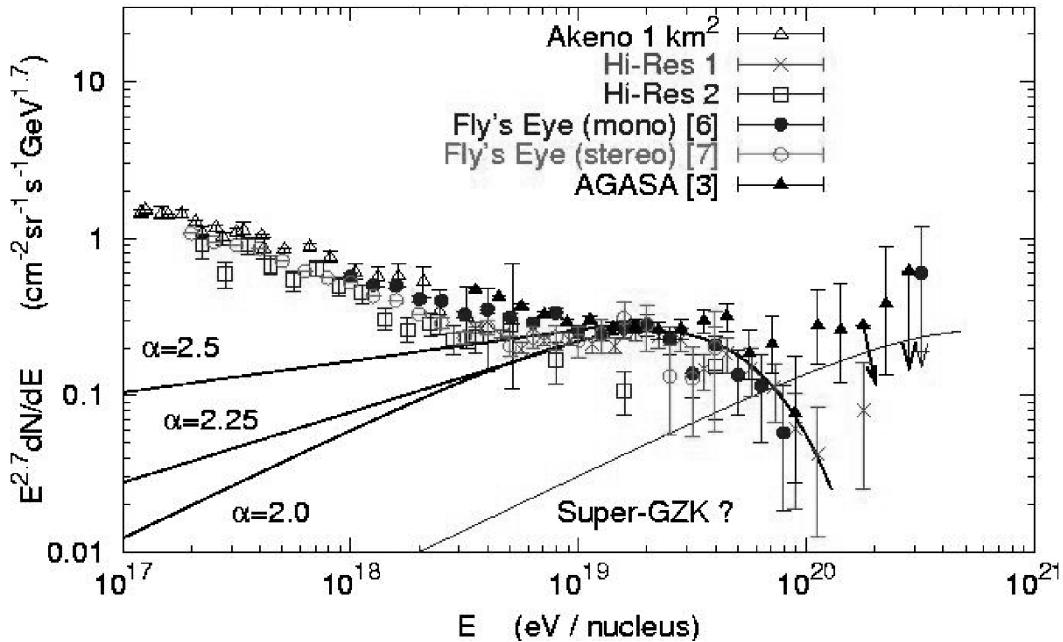


Рис. 119: Энергетический спектр космических частиц в области UHECR.

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

## 17.4 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. На рис. 120 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. 24 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  $3.26 \times 10^{-6}$  см $^{-2}$  с $^{-1}$  стер $^{-1}$  (ГэВ/нуклон) $^{-1}$ .

Таблица 24

### Состав космического излучения в зависимости от заряда ядра $Z$

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

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

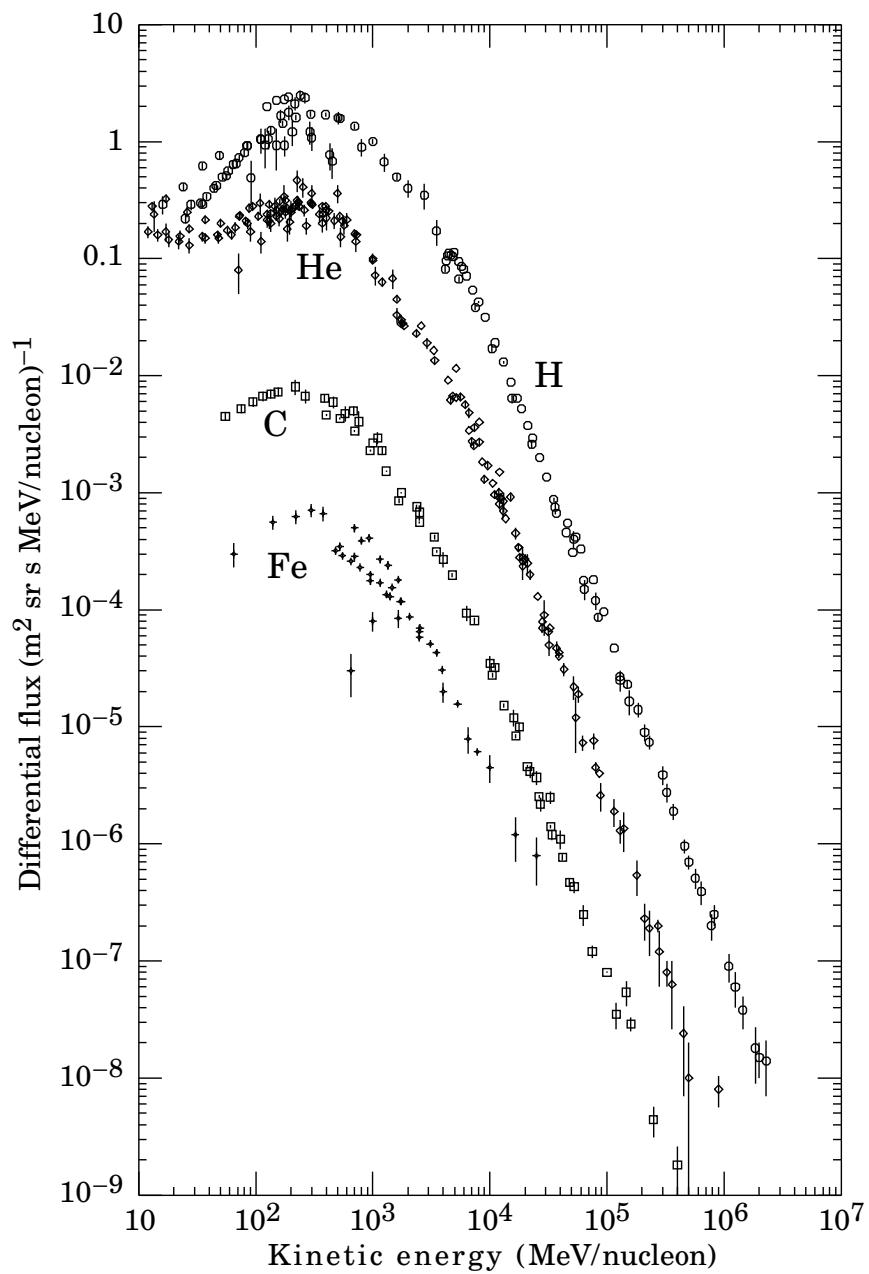


Рис. 120: Дифференциальный спектр первичного космического излучения.

## 17.5 Космические лучи в атмосфере Земли

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

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

где  $\gamma = 2.7$ .

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

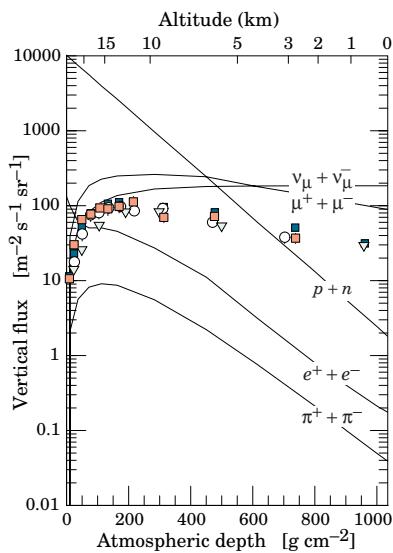


Рис. 121: Вертикальный поток космических частиц в атмосфере с энергией  $E > 1$  ГэВ. Значками показаны данные измерений для отрицательных мюонов с  $E_\mu > 1$  ГэВ.

$\epsilon_\pi = 115$  ГэВ,  $\Lambda \approx 120$  г см $^{-2}$  на высоте 15 км.

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

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

## 17.6 Экзотические события в космических лучах

### 17.6.1 Кентавр-события

Многолетние измерения процессов, происходящих с космическими частицами в атмосфере Земли, выполненные различными экспериментальными методиками, привели к обнаружению ряда экзотических явлений, не укладывающихся в современное представление о взаимодействиях при высоких и сверхвысоких энергиях. Одним из первых экзотических явлений, наблюденным в 80-х годах прошлого века, было событие, зарегистрированное установкой калориметрического типа. В этом событии

На рис. 121 показан вертикальный поток космических частиц с энергией  $> 1$  ГэВ в зависимости от глубины в атмосфере. Поглощение первичных нуклонов в атмосфере с образованием вторичных частиц происходит по экспоненте, которая на рисунке показана прямой линией. Таким образом, вертикальная интенсивность нуклонов на глубине  $X$  (г см $^{-2}$ ) в атмосфере дается выражением  $I_N(E, X) \approx I_N(E, 0)e^{-X/\Lambda}$ , где  $\Lambda$  — пробег поглощения нуклонов в воздухе.

Соответствующее выражение для вертикальной интенсивности заряженных пионов с энергией  $E_\pi < \epsilon_\pi$ ,

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. 25 приводится статистика Кентавр-событий, накопленная за все эти годы.

Таблица 25

#### Статистика Кентавр-событий, накопленная в разных экспериментах

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

Из таблицы видно, что количество Кентавр-событий очень невелико. Характеристики этих событий представлены в табл. 26.

Таблица 26

#### Характеристики Кентавр-событий

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

Основной особенностью Кентавр-событий является отсутствие фотонов среди продуктов распада Кентавр-файрбола, возникающего в Кентавр-событиях.

Другие характеристики Кентавр-файрбола, полученные из модельных соображений о кварк-глюонной плазме и показанные в табл. 27, свидетельствуют о его обогащении странными кварками, что в конечном итоге может привести к образованию странжелетов. Такое название получили объекты типа файрболов, образующиеся в сильных взаимодействиях адронов.

Таблица 27

**Рассчитанные из модельных соображений о кварк-глюонной плазме характеристики Кентавр-событий**

|                                     |   |
|-------------------------------------|---|
| Масса                               | $M_{fb} = 180 \pm 60 \text{ ГэВ}$                       |
| Объем                               | $V_{fb} \leq 75 \div 100 \text{ фм}^3$                  |
| Плотность энергии                   | $\varepsilon > 2.4 \pm 1 \text{ ГэВ/фм}^3$              |
| Барохимический потенциал            | $\mu_b = 1.8 \pm 0.3 \text{ ГэВ}$                       |
| Температура                         | $T_{fb} = 130 \pm 6 \text{ МэВ}$                        |
| Плотность 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                   | $f_s \sim 1$  |

Такие файрболы обогащены странными кварками, которые могут возникнуть в результате электрослабых процессов превращения нестранных  $u$ - и  $d$ -кварков в  $s$ -кварки. Поиск странжелетов ведется как в экспериментах на ускорителях, так и в экспериментах по изучению природы космического излучения за пределами земной атмосферы. В таком случае распад Кентавр-файрбола на странжелеты может присутствовать при образовании гипотетических странных звезд в космическом пространстве. Пока поиск странжелетов не увенчался успехом.

Регистрация Кентавр-событий или странжелетов 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.

### 17.6.2 Компланарность

Другим экзотическим явлением, наблюденным в космических экспериментах, стало компланарное рождение частиц высоких энергий. Это явление получило название “выстроенность”. Явление выстроенности энергетически выделенных центров (ЭВЦ) в гамма-адронных семействах наблюдалось в экспериментах сотрудничества Памир-Чакалтая 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 числа адронов в семействе  $N_h$ . На рис. 122 показана доля семейств с выстроенностью от количества рассматриваемых ЭВЦ в каждом семействе.

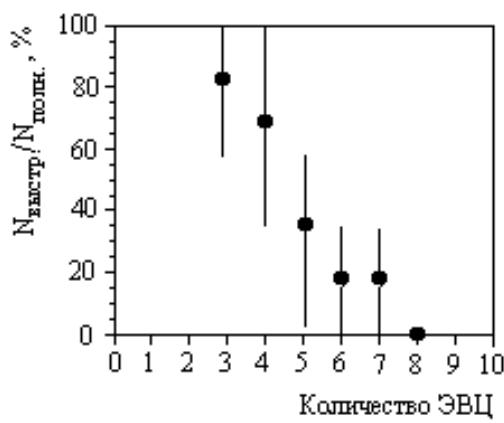


Рис. 122: Зависимость доли семейств с выстроенностью от количества энергетически выделенных центров (ЭВЦ).

Явление выстроенности свидетельствует о том, что вторичные частицы вылетают при рождении в одной азимутальной плоскости, т.е. они компланарны. Можно предположить, что компланарное рождение высокоэнергичных частиц в процессе соударения 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.

## Литература

1. Скобельцын Д.В. Космические лучи. -Л.-М.: ОНТИ ИКТП,1936.
2. Мурzin В.С.. Введение в физику космических лучей. -М.: Атомиздат, 1988.
3. THE EUROPEAN PHYSICAL JOURNAL C. Particles and Fields.  
Zietschrift für Physik C. v.15, No.1–4, 2000. Springer.
4. Physics of Particles and Nuclei, v.34, No. 3, 2003, p.285–347  
(ЭЧАЯ, т.34, №3, 2003, с.565–678). Eva Gladysz-Dziadus.  
Are Centauros Exotic Signals of the Quark-Gluon Plasma?
5. Аминева Т.П., Сарычева Л.И. Фундаментальные взаимодействия и космические лучи. -М.: Эдиториал УРСС,1999.
6. Ракобольская И.В., Копенкин В.В., Манагадзе А.К. и др. Особенности взаимодействий адронов космических лучей сверхвысоких энергий.  
-М.: Изд-во Моск. ун-та, 2000.

Автор благодарна проф. Л.В.Блохинцеву, проф. Н.Н.Калмыкову, д.ф.м.н. А.М.Снигиреву, к.ф.м.н. Е.Е.Забродину, к.ф.м.н. Н.В.Никитину, которые взяли на себя труд прочитать рукопись и внесли ряд ценных замечаний.

Автор весьма признательна К.И.Стратилатовой, проделавшей большую работу по редактированию первого издания учебного пособия.

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