

Федеральное агентство по образованию

Национальный исследовательский ядерный университет  
«МИФИ»

**С.В. Сомов**

**КОЛЛАЙДЕРЫ.  
НАЗНАЧЕНИЕ, ПРОБЛЕМЫ,  
ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ**

Рекомендовано УМО «Ядерные физика и технологии» в качестве  
учебного пособия для студентов высших учебных заведений

Москва 2009

УДК 621.384.6(075)  
ББК 32.85я7  
С 61

**Сомов С.В.** Коллайдеры. Назначение, проблемы, перспективы развития: Учебное пособие. М.: МИФИ, 2009. 80с.

Книга представляет собой цикл лекций, входящих в курс «Современный эксперимент на ускорителях». Не вдаваясь в технические детали реализации метода встречных пучков, приведены основные принципы построения коллайдеров, их преимущества и недостатки перед обычными ускорителями заряженных частиц. Показана роль коллайдеров в современном представлении о структуре и свойствах материи. Большое внимание уделено роли коллайдеров в решении актуальных проблем физики высоких энергий.

Пособие предназначено для студентов старших курсов МИФИ, специализирующихся в области «Экспериментальной физики», «Физики элементарных частиц», «Физики высоких энергий», а также может быть полезно для студентов родственных специальностей.

Рецензент д-р физ.- мат. наук, проф. Б.А. Долгошеин

© Национальный исследовательский  
ядерный университет «МИФИ», 2009

Пособие издается в авторской редакции  
Подписано в печать 20.10.09. Формат 60х84 1/16  
Печ. л. 5,0. Уч.-изд. л. 5,0. Тираж 100  
Изд. № 045-1. Заказ №  
Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ».  
Типография МИФИ  
115409, Москва, Каширское ш., д. 31.

# ОГЛАВЛЕНИЕ

|                                                                                                                                                |    |
|------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| Предисловие.....                                                                                                                               | 4  |
| Глава I. Назначение коллайдеров и принцип их действия.....                                                                                     | 5  |
| 1.1. Современные представления о структуре материи.....                                                                                        | 5  |
| 1.2. Реализация метода встречных пучков в новом типе<br>ускорителей – коллайдерах.....                                                         | 7  |
| Контрольные вопросы к главе I.....                                                                                                             | 8  |
| Глава II. Роль коллайдеров в современной физике элементарных<br>частиц.....                                                                    | 9  |
| 2.1. Наблюдение связанных состояний тяжелых кварков<br>на электрон-позитронных коллайдерах.....                                                | 9  |
| 2.2. Открытие $\tau$ -лептона на коллайдере SPEAR.....                                                                                         | 17 |
| 2.3. Наблюдение глюона на коллайдере PETRA.....                                                                                                | 18 |
| 2.4. Наблюдение $W^{\pm}$ и $Z^0$ бозонов на $p\bar{p}$ коллайдере $Spp\bar{p}S$<br>и исследование их свойств на $e^{-}e^{+}$ коллайдерах..... | 20 |
| 2.5. Наблюдение $t$ -кварка на Теватроне FNAL.....                                                                                             | 29 |
| 2.6. Поиски Хиггса и SUSY частиц на коллайдерах.....                                                                                           | 35 |
| 2.7. Последние достижения в изучении CP-нарушения на<br>$e^{-}e^{+}$ коллайдерах.....                                                          | 43 |
| Глава III. Для чего строят новые коллайдеры?.....                                                                                              | 51 |
| Контрольные вопросы к главам II и III.....                                                                                                     | 56 |
| Глава IV. Проблемы коллайдеров.....                                                                                                            | 57 |
| 4.1. Светимость.....                                                                                                                           | 57 |
| 4.2. Накопление пучков античастиц. Роль синхротрон-<br>ного излучения в $e^{-}e^{+}$ коллайдерах.....                                          | 57 |
| 4.3. Охлаждение антипротонных пучков.....                                                                                                      | 60 |
| Глава V. Перспективы развития коллайдеров.....                                                                                                 | 64 |
| 5.1. Большой адронный коллайдер CERN.....                                                                                                      | 64 |
| 5.2. Электрон-позитронные линейные коллайдеры.....                                                                                             | 69 |
| 5.3. Мюонный коллайдер. Его возможности в изучении<br>скалярных бозонов и физики нейтрино.....                                                 | 73 |
| Контрольные вопросы к главам IV и V.....                                                                                                       | 79 |
| 5.5. Список литературы.....                                                                                                                    | 79 |

## ПРЕДИСЛОВИЕ

В основу настоящего пособия положен цикл лекций по курсу «Современный эксперимент на ускорителях», читаемый автором студентам старших курсов МИФИ. Изложенный материал базируется на опыте полученном автором при работе на современных коллайдерах.

В тексте отражены основные принципы технической реализации метода встречных пучков и проблемы современных коллайдеров. Эта часть существует в сравнительно доступной для студентов научной периодике, отмеченной в списке литературы.

Отличительной особенностью пособия является освещение роли коллайдеров в современной физике элементарных частиц. Приведены наиболее яркие достижения в этой области, полученные на электрон-позитронных и протон–антипротонных коллайдерах. Показано, как перспектива развития коллайдеров определяется требованиями современной физики высоких энергий. Эта часть пособия потребовала анализа оригинальных статей и докладов на Международных конференциях.

Автор благодарит профессоров Б.А.Долгошеина и Е.Д.Жижина за полезные замечания и поддержку при издании пособия, а также выражает признательность Е.В.Смирновой за проявленную при работе над текстом исключительную доброжелательность и терпение.

## **Глава I**

### **Назначение коллайдеров и принцип их действия**

#### *1.1. Современные представления о структуре материи*

Исследование все более малых элементов структуры материи, которые на каждом новом этапе познания мы считаем элементарными составляющими мироздания, сопровождаются созданием все более сложных и дорогостоящих экспериментальных установок. Изучением атомов занимаются в обычных лабораториях. Опыты с ядрами проводят на ускорителях заряженных частиц, размещаемых в специальных зданиях с серьезной защитой от радиоактивного излучения. Для исследования свойств частиц, считающихся на сегодняшний день элементарными, строят гигантские ускорительные комплексы с протяженностью орбит в десятки километров. Ускоряемые частицы удерживаются на этих орбитах с помощью многих сотен сверхпроводящих магнитов в вакуумных камерах откачанных до  $10^{-10}$  торр. Вес экспериментальных установок, регистрирующих взаимодействия ускоренных частиц, достигает десятков тысяч тонн.

Благодаря большим ускорителям, этим «супермикроскопам» физики частиц, наши представления о структуре и свойствах материи за последние полвека претерпели революционные изменения. Количество элементарных составляющих материи сведено к шести сильновзаимодействующим кваркам и шести слабодействующим лептонам. Эти «кирпичи» мироздания в разных комбинациях скрепляются с помощью четырех, так называемых калибровочных бозонов. Два легких бозона - фотон и глюон не имеют массы, а у двух тяжелых W и Z масса настолько велика, что они не могут быть получены ни на одном ускорителе с фиксированной мишенью.

В табл. 1 приведены все шестнадцать элементарных частиц, а также их массы, времена жизни (или ширины) и годы, когда эти частицы были открыты.

Но почему шесть кварков и шесть лептонов и для чего так много? Для построения всего мира вокруг нас и нас самих достаточно двух кварков (u и d) и одного лептона - электрона. Для обеспечения подходящей температуры, необходимой для поддержания жизни на Земле нужен еще один лептон – электронное нейтрино.

Таблица 1

|                         |                                                     |                                                    |                                          |
|-------------------------|-----------------------------------------------------|----------------------------------------------------|------------------------------------------|
| $\nu_e < 10$ эВ<br>1956 | $\nu_\mu < 170$ КэВ<br>1962                         | $\nu_\tau < 24$ МэВ<br>2001                        | $\gamma < 10^{-15}$ эВ<br>1926           |
| e 0.51 МэВ<br>1897      | $\mu$ 105.7 МэВ<br>$2.2 \times 10^{-6}$ сек<br>1947 | $\tau$ 1777 МэВ<br>$3 \times 10^{-13}$ сек<br>1975 | g 0<br>1979                              |
| u 5 МэВ<br>1964         | c 1300 МэВ<br>$10^{-12}$ сек<br>1974                | t 176 ГэВ<br>$\Gamma = 2$ ГэВ<br>1994              | Z 91.2 ГэВ<br>$\Gamma = 2.5$ ГэВ<br>1983 |
| d 10 МэВ<br>1964        | s 150 МэВ<br>1964                                   | b 4.3 ГэВ<br>$10^{-12}$ сек<br>1977                | W 80.4 ГэВ<br>$\Gamma = 2.1$ ГэВ<br>1983 |

Без него невозможно горение водорода в Солнце и звездах:  $2e^- + 4p \rightarrow He_4 + 2\nu_e + 27$  МэВ. Ежесекундно через квадратный сантиметр поверхности Земли проходит 70 миллиардов электронных нейтрино. Для чего все остальные элементарные частицы можно только догадываться.

Не ясно, также как объяснить такую громадную разницу в массах. Что заставляет W и Z - бозоны иметь столь большие массы, тогда у фотона массы нет? Самый тяжелый кварк более чем в  $10^4$  раз тяжелее самого легкого, а с лептонами дело еще хуже. И, наконец, нет ли и у этих частиц внутренней структуры?

Важнейшим методом исследования структуры частиц является рассеяние ускоренной частицы, размером которой мы пренебрегаем, на исследуемой. При этом необходимо, чтобы длина волны де-Бройля ускоренной частицы  $\lambda = \frac{\hbar}{p}$  ( $\hbar$  - постоянная Планка,  $p$  - импульс частицы) была мала по сравнению с размером исследуемой. В противном случае налетающая частица рассеивается когерентно на всей области действия силового поля исследуемой, и взаимодействие происходит как между двумя точечными частицами. Но это условие не является достаточным. Важна величина передаваемого во взаимодействии импульса  $q$ . По принципу неопределенности размер разрешаемой структуры составляет  $\Delta X = \frac{\hbar}{q}$ . Чтобы почувствовать структуру элементарных частиц, размер ко-

торых по современным представлениям не более  $10^{-16}$  см, необходимо в соответствии с первым условием ускорить частицу до 200 ГэВ/с. Такие ускорители существуют. Но передать импульс 200 ГэВ на ускорителе с фиксированной мишенью совершенно не реально.

### *1.2. Реализация метода встречных пучков в новом типе ускорителей - коллайдерах.*

Эта проблема была решена в середине 60-х годов, когда стала возможна техническая реализация идеи встречных пучков в новом типе ускорителей названных коллайдерами. Чтобы понять суть идеи рассмотрим два возможных варианта взаимодействия частиц с одинаковой массой. Пусть для определенности это будут протоны. В первом случае ускоренный до энергии  $E_y$  протон сталкивается с покоящимся. Кинетическая энергия в системе центра масс  $T$ , (а именно она и может быть передана), определяется из соотношения:

$$T = E_{\text{цм}} - 2Mc^2 = \sqrt{E^2 - P^2 c^2} - 2Mc^2 \cong \sqrt{2E_y Mc^2}$$

где  $E = E_y + Mc^2$  и  $P$  - полная энергия и импульс двух протонов,  $Mc^2 = 938$  МэВ - энергия покоящегося протона. В данном случае ( $E \gg Mc^2$ ) и энергией покоящегося протона можно пренебречь по сравнению с набранной в ускорителе энергией.

Из приведенной формулы видно, что при энергии ускоренного протона 200 ГэВ лишь  $\sim 19$  ГэВ высвобождаются в виде кинетической энергии в системе центра масс и могут участвовать в процессах рассеяния или рождения новых частиц. Большая же часть энергии налетающего протона теряется в продолжающемся вперед движении частиц - продуктов взаимодействия или, иными словами, тратится на движение центра масс налетающего и покоящегося протонов.

Во втором случае оба протона, ускоренные до одинаковой энергии  $E_k$ , сталкиваются, двигаясь навстречу друг другу. При этом система центра масс покоится и полезной становится суммарная кинетическая энергия обоих протонов  $T = 2E_k - 2Mc^2 \approx 2E_k$ . Эквивалентная энергия, которую должен иметь ускоритель с фиксирован-

ной мишенью, чтобы получить такую же энергию как в коллайдере, определится из простого соотношения:

$$E_y = 2 \frac{E_k^2}{Mc^2}$$

Таким образом, чтобы получить энергию взаимодействия 200ГэВ нужно построить либо коллайдер с двумя пучками по 100ГэВ, либо ускоритель с фиксированной мишенью на ~20.000 ГэВ. Диаметр кольца такого ускорителя составил бы более 25 километров даже в случае использования сверхпроводящих магнитов.

Обычно коллайдер это синхротрон, то есть кольцевой ускоритель, в котором накапливаются и ускоряются два встречных пучка. Пучки затем сталкиваются в нескольких точках специально сформированных прямолинейных участков орбиты. Эти точки окружаются сложными детекторами частиц, анализирующими их взаимодействия. Коллайдер, построенный для изучения взаимодействия частиц с античастицами, например, протонов с антипротонами или электронов с позитронами, состоит из одного кольца – вакуумной камеры, помещенной в систему фокусирующих и отклоняющих магнитов. Между магнитами расположены высокочастотные ускоряющие станции. Коллайдер для частиц с одинаковым знаком заряда состоит из двух пересекающихся колец.

#### *. Контрольные вопросы к главе I*

1. Какие частицы в настоящее время считаются элементарными?
2. Каким образом элементарные частицы взаимодействуют между собой?
3. Необходимое и достаточное условия исследования структуры частиц на ускорителе?
4. В чем преимущество коллайдеров перед ускорителями с фиксированными мишенями?



## *Глава II*

### *Роль коллайдеров в современной физике элементарных частиц*

Первый протон - протонный коллайдер ISR заработал в 1971 году в Европейском центре ядерных исследований (ЦЕРН). Он состоял из двух пересекающихся колец. В каждом кольце протоны накапливались при энергии 26 ГэВ, затем ускорялись до 31,4 ГэВ и удерживались на орбите в течение многих часов, взаимодействуя в точках пересечения.

Частицу и античастицу можно одновременно ускорять в одном кольце. Коллайдер с двумя кольцами гораздо дороже коллайдера с одним кольцом. Стоимость таких установок составляет миллиарды долларов. Эти, а также некоторые физические соображения, привели к строительству протон - антипротонных ( $p\bar{p}$ ) и электрон - позитронных ( $e^-e^+$ ) коллайдеров. С начала 70-х годов построено более двенадцати  $e^-e^+$  коллайдеров. На некоторых из них сделаны важные открытия. Так на построенном в 1972 году в Стенфорде  $e^-e^+$  коллайдере (SPEAR) с энергией  $2 \times 4$  ГэВ в 1974 году было сделано открытие, которое вошло в историю как «*Ноябрьская революция 1974 года*» в физике элементарных частиц.

#### *2.1. Наблюдение связанных состояний тяжелых кварков на электрон-позитронных коллайдерах.*

##### *Наблюдение $J/\Psi$ мезона на коллайдере SPEAR*

В ноябре 1974 года две группы экспериментаторов, руководимые Бартом Рихтером в SLAC (эксперимент Марк 1) и Самуэлем Тингом из Брукхейвена объявили об открытии узкого резонанса в сечении аннигиляции  $e^-e^+$  в адроны, а, по существу, новой частицы, названной  $J/\Psi$  (рис. 2.1).

##### *Что же такое $J/\Psi$ ?*

1. Оказалось невероятным сопоставить  $J/\Psi$  какую-либо комбинацию из известных  $u, d$  и  $s$ -кварков потому, что все возможные комбинации известны в виде существующих адронов.

2. После введения поправок естественная ширина наблюдаемого пика оказалась  $\Gamma=63\text{КэВ}$ , что соответствует времени жизни  $\tau=\hbar/\Gamma=6.6 \times 10^{-22} \text{МэВсек}/0.063 \text{МэВ}=10^{-20} \text{сек}$ . Это на три порядка больше чем типичное время распада частиц по сильному каналу.

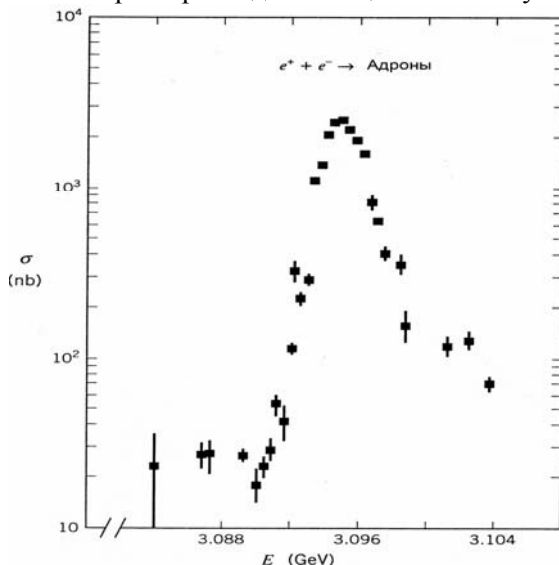


Рис. 2.1. Зависимость сечения аннигиляции  $e^+e^-$  в адроны от энергии в системе центра масс

3.  $J/\Psi$  можно интерпретировать как связанное состояние новой элементарной частицы  $c$ -кварка с зарядом  $q_c=+2/3$  и массой  $1.5 \text{ ГэВ}$ . Связанное состояние кварков - векторный мезон с квантовыми числами  $1^-$  иногда называют кварконием. Но то, что  $J/\Psi$  кварконий требует доказательства.

Кварконий – аналог атома водорода, и, несмотря на то, что связь в нем не электромагнитная, а сильная, массы кварка и антикварка одинаковы, и скорость относительного движения может быть релятивистской. Квантовая механика системы кварк-антикварк такая же, как электрона в атоме водорода. Энергетические уровни кваркония квантуются и определяются квантовыми числами кварков.

Почему известные кварковые системы (нуклоны, мезоны) дают мало информации о цветных силах?  $u$ ,  $d$ ,  $s$ -кварки сравни-

тельно легкие. Их масса сравнима с энергией связи удерживающей кварки в адроне. Следовательно, они релятивистские и расчеты их свойств должны быть проведены с применением сложных методов теории относительности. Практически это очень трудно.  $c$ -тяжелый кварк и должен двигаться медленнее. Оценим его скорость. Рассмотрим стоячую волну в ящике размером 1 фемтометр. Минимальная длина волны  $c$  кварка  $\lambda/2 \approx 1$  фм.

Импульс кварка  $pc = hc/\lambda = 41,4 \times 10^{-22} \times 3 \times 10^{10} / 2 \times 10^{-13} = 600$  МэВ.

$$\beta = \frac{pc}{E} = \frac{pc}{\sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4}} = \frac{600}{\sqrt{600^2 + 1500^2}} = 0.4.$$

При такой скорости уровни легко рассчитывать.

Для полного описания связанной системы необходимо задать не только энергию, но и момент импульса. В двухчастичных системах вклад в полный момент обусловлен тремя компонентами: вращением каждого из тел вокруг собственной оси и орбитальным движением этих двух тел вокруг их общего центра масс. Но удобнее задавать орбитальный момент -  $L$ , сумму двух спиновых моментов -  $S$  и полный момент импульса -  $J$ .

Зарядовая четность фотона  $P=(-1)^{S+L} = -1$ , поэтому в  $e^-e^+$  аннигиляции могут родиться только состояния  $1^3S_1$  (3100 МэВ) и  $2^3S_1$  (3685 МэВ). Если модель чармония верна, то должны существовать еще пять связанных состояний. На установке Кристал-Бол, схематически изображенной на рис. 2.2 (сначала установленной на SPEAR, а затем переведенной на DORIS (DESY)), эти состояния были найдены по радиационным переходам (рис. 2.3).

Так как фотон не отклоняется в магнитном поле, в Кристал-Бол магнитного поля нет. Вместо этого  $\gamma$ -кванты поглощаются в плотном кристалле NaJ, образуя ливень. Установка состоит из 732 таких кристаллов.

Энергия фотонов измерялась с точностью 2-3 %, а направление его вылета с точностью  $1-2^\circ$ . Направление вылета фотона и его энергия дают информацию о состоянии, в котором находился кварконий в момент испускания фотона.

Точка взаимодействия  $e^-e^+$  окружена цилиндрическими магнитоотрижательными искровыми камерами и цилиндрическими MWPC для выработки триггера и идентификации частиц.

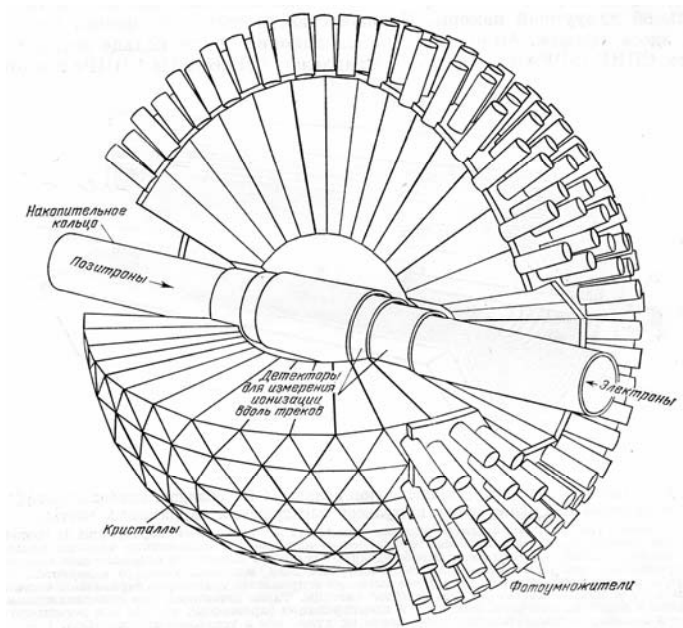


Рис. 2.2 Схема установки Кристалл-Бол

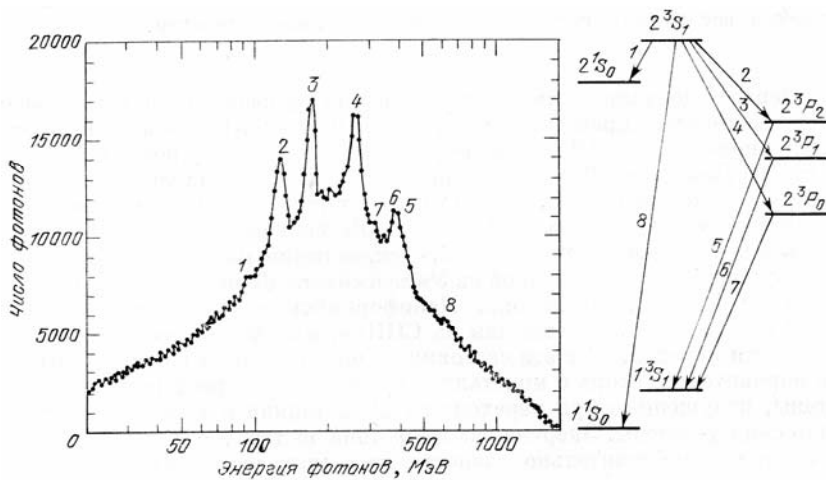


Рис. 2.3 Связанные состояния чармония

Таким образом, гипотеза об открытии на коллайдере SPEAR новой элементарной частицы  $c$ -кварка полностью подтвердилась. За открытие  $c$ -кварка Тинг и Рихтер удостоены Нобелевской премии.

На основании полученных данных об уровнях возбуждения, потенциал кваркония (чармония) фотируется в форме:

$$V = -\frac{k_1}{r} + k_2 r, \quad k_1 \approx 0.05 \text{ ГэВ} \cdot \text{фм}, \quad k_2 \approx 1 \text{ ГэВ/фм} \quad (\text{рис. 2.4})$$

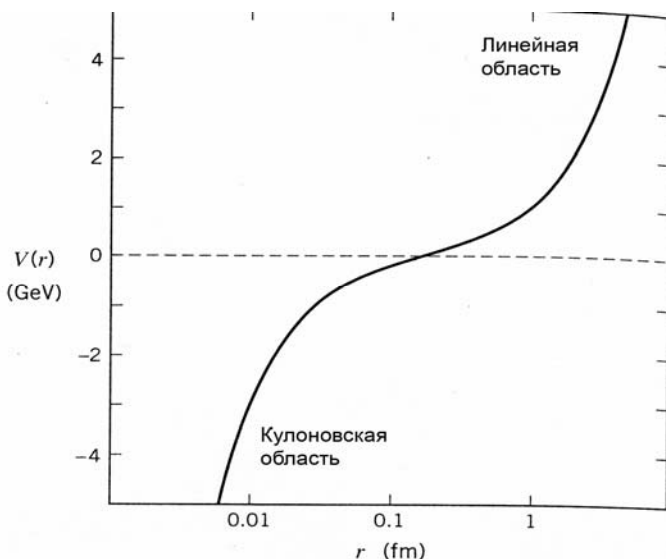


Рис. 2.4. Потенциал сильного взаимодействия

Первый член соответствует Кулоновски – подобному притяжению, доминирующему при малых расстояниях. Линейный член доминирует на больших расстояниях, и он ответственен за кон-файнмент кварков.

Цветная сила меняется как  $1/r^2$  когда кварки близки друг к другу и постоянна для достаточно удаленных кварков.

$$F = \frac{dV}{dr} = \frac{k_1}{r^2} + k_2.$$

Оценим ее величину на расстоянии 1фм (размер нуклона).

$$F=0.05 \text{ ГэВ/фм} + 1 \text{ ГэВ/фм} = 1.6 \times 10^5 \text{ Дж/м} = 16 \text{ т.}$$

Используя потенциал чармония, оценим безразмерную константу связи (вероятность испускания кварком глюона) сильного взаимодействия на расстоянии 0.1 фемтометра.

Электромагнитная связь в терминах электромагнитного потенциала  $V$  есть:

$$\alpha = \frac{ke^2}{\hbar c} = \frac{\frac{dV}{dr} r^2}{\hbar c} = \frac{1}{137} \quad (V=e^2/r).$$

Аналогично для сильного взаимодействия, где  $V = -\frac{k_1}{r} + k_2 r$ ,

$$\alpha_s = \frac{k_1 + k_2 r^2}{\hbar c} \approx \frac{(30 \text{ МэВ} \cdot \text{фм}) + (1000 \text{ МэВ} / \text{фм})(0.1 \text{ фм})^2}{200 \text{ МэВ} \cdot \text{фм}} \approx 0.2.$$

*Почему  $J/\Psi$  так долго живет?*

$J/\Psi$  –не первый пример острого пика в сечении рождения адронов. При более низких энергиях подобным же образом были открыты ранее три других короткоживущих мезона:  $\rho(776 \text{ МэВ}/c^2)$   $4 \times 10^{-24}$  сек,  $\omega(782 \text{ МэВ}/c^2)$   $8 \times 10^{-23}$  сек и  $\phi(1019 \text{ МэВ}/c^2)$   $1.5 \times 10^{-22}$  сек.  $\phi$  - может распадаться при взаимной аннигиляции  $s$  и анти- $s$  кварков, но этот распад не является доминирующим. Вместо этого  $s$  и анти- $s$  кварки просто расходятся в разные стороны, и появляется новая пара  $u$ -кварк и анти-  $u$ -кварк. В результате образуются  $K^+$  и  $K^-$  мезоны. Их суммарная масса на 32 МэВ меньше массы  $\phi$  мезона.  $J/\Psi$  мог бы распадаться также, если бы не причуда природы. Сумма масс самых легких адронов содержащих  $s$  кварк  $D^0(\bar{u}s)$  и  $\bar{D}^0(u\bar{s})$  мезонов на 63 МэВ превышает массу  $J/\Psi$  и на 44 МэВ массу  $\Psi'$ .

Аннигилировать в один глюон  $J/\Psi$  не может, так как глюон несет цветовой заряд, а  $J/\Psi$  и конечное состояние бесцветны. В два глюона аннигилировать нельзя, так как спин чармония 1 и глюона 1. Остается только аннигиляция в 3 глюона, но его вероятность на 2-3 порядка меньше. И это будут адронные распады (рис. 2.5).

Остаются еще распады по слабому каналу, но они, как известно, тоже подавлены

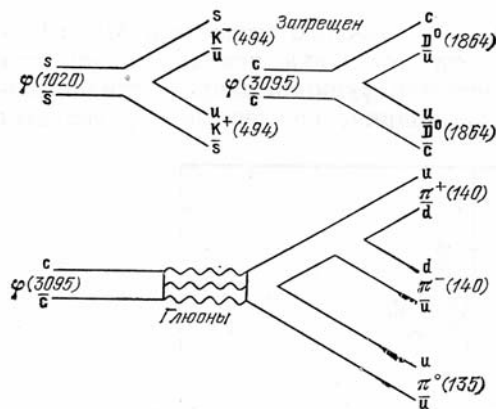


Рис. 2.5. Кварк-антикварковые системы классифицируются как связанные и квазисвязанные в соответствии с их каналами распада

### Наблюдение боттомония

В августе 1977г в FNAL на двухплечевом спектрометре изучали инвариантную массу мюонных пар, образованных при взаимодействии протонов с энергией 400ГэВ с мишенями из меди и платины:  $p + (Cu, Pt) \rightarrow \mu^- + \mu^+ + X$ ,

При сбросе на мишень  $1.6 \cdot 10^{16}$  протонов (9000 мюонных пар) зарегистрирован первый пик  $\Upsilon$  (9.4ГэВ/с<sup>2</sup>). В сентябре, набрав 30000 мюонных пар, обнаружили еще два пика  $\Upsilon'$ ,  $\Upsilon''$ . Эти пики идентифицированы как связанные состояния новой элементарной частицы  $b$  и анти-  $b$  кварка. Вскоре в DESY (DORIS) в электрон-позитронной аннигиляции наблюдается 4 состояния боттомония:  $1^3S_1$ (основное),  $2^3S_1$ ,  $3^3S_1$ ,  $4^3S_1$ -квазисвязанное состояние

Вследствие большей, чем у чармония энергии связи, у боттомония больше связанных состояний (рис. 2.6).

С открытием  $b$ -кварка появляется целый ряд ранее не наблюдаемых частиц, содержащих этот кварк:  $B^-(\bar{u}b)$ ,  $B^+(ub)$ ,  $B^0(db)$ ,  $B^0(b\bar{d})$ ,  $B_s^0(sb)$ ,  $\Lambda_B(udb)$  ... Время жизни  $B^0$   $1.57 \pm 0.04$  пикосекунд.  $B^-$  живет  $1.67 \pm 0.04$  пикосекунд.

Исследование **B** состояний на  $e^-e^+$  коллайдерах показало, что **B** система гораздо важнее для физики чем ее чарм эквивалент ( $D^0 \bar{D}^0$ ), так как  $B^0$  и  $\bar{B}^0$  смешиваются также как и  $K^0 \bar{K}^0$  мезоны.

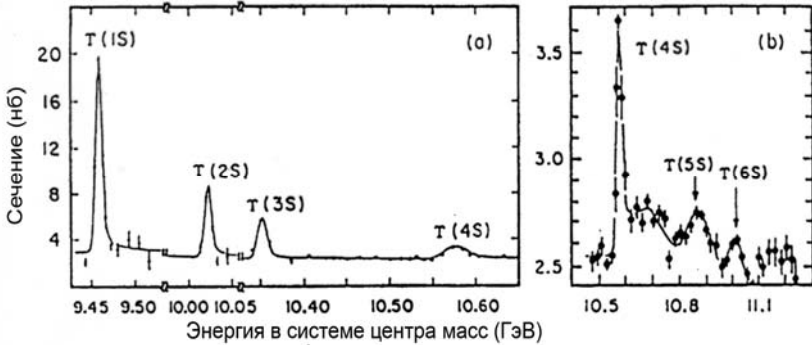


Рис. 2.6. Наблюдаемые на DORIS состояния боттомония

Самый важный результат 1987 года наблюдение в эксперименте Аргус (DESY)  $B^0 \rightarrow \bar{B}^0$  смешивания или переходов материи в антиматерию.

В  $e^-e^+$  аннигиляции рождался  $Y(4)$ , распадающийся на  $B^0$  и  $\bar{B}^0$ . При их распаде возникают два лептона противоположного знака. Если один из  $B^0$  успевает до распада перейти в своего «антипартнера» то знаки лептонов будут одинаковы.

$$e^+ + e^- \rightarrow Y(4^3S_1) \rightarrow B^0 + \bar{B}^0 \rightarrow B^0 \rightarrow \mu^+(e^+) + \nu_\mu(\nu_e) + D^{*-}$$

$$\begin{array}{ccc}
 D^{*-} + \nu_\mu(\nu_e) + \mu^+(e^+) & \downarrow & \mu^-(e^-) + \nu_\mu(\nu_e) + D^{*+} & \downarrow & D^0 + \pi^- \\
 \downarrow & & \downarrow & & \downarrow \\
 D^0 + \pi^- & & D^0 + \pi^+ & & K^+ + \pi^- \\
 \downarrow & & \downarrow & & \\
 K^+ + \pi^- & & K^+ + \pi^- & & 
 \end{array}$$

В эксперименте наблюдали отношение

$$r = \frac{N(l^+l^+)}{N(l^+l^-)} = 0.231 \pm 0.018 \pm 0.034, \text{ где } l\text{-лептон.}$$

Скорость смешивания оказалась удивительно большой (ожидалась как и в  $K^0$  мезонах величина  $r \approx 0.1\%$ ).



Исследование боттомония проводят на ассиметричных  $e^-e^+$  коллайдерах в реакции  $e^+ + e^- \rightarrow Y(4^3S_1) \rightarrow B^0 + \bar{B}^0$ . Основной интерес В-физики состоит в том, что она может быть тестом СКМ механизма нарушения CP симметрии в изменяющих аромат кварков слабых взаимодействиях. Об этом более подробно в гл. II п. 7.

## 2.2. Открытие тау-лептона на коллайдере SPEAR

В 1976 году на коллайдере *SPEAR* наблюдали аномальное рождение лептонов в  $e^-e^+$  аннигиляции. Обнаружено 105 событий  $e^+ + e^- \rightarrow e^\pm + \mu^\mp + \geq 2$  незарегистрированные частицы. Из них в 23 случаях нет адронов. Эти случаи интерпретируются как рождение двух новых частиц: тау лептона и тау нейтрино.

$$e^-e^+ = \begin{array}{c} \tau^+ \\ \downarrow \\ \bar{\nu}_\tau + \nu_e + e^+ \end{array} + \begin{array}{c} \tau^- \\ \downarrow \\ \nu_\tau + \bar{\nu}_\mu + \mu^- \end{array}$$

Основной фон содержит адроны (h)

$$e^-e^+ = \begin{array}{c} D^+ \\ \downarrow \\ e^+ + \nu_e + h \end{array} + \begin{array}{c} D^- \\ \downarrow \\ \mu^- + \bar{\nu}_\mu + h \end{array}$$

Наблюдаемое распределение электронов и мюонов по импульсу совпадает с трехчастичным распадом частицы, которая была названа тау-лептоном. Измеренная масса  $\tau$ -лептона составляет  $1777 \pm 0.7 \pm 1.7$  МэВ, что почти в 2 раза больше массы протона, и, следовательно, элементарность и масса никак не связаны.

Время жизни тау-лептона  $\tau = 3 \times 10^{-13}$  сек. В силу чисто кинематических соображений (возрастания фазового объема) вероятность распада  $(1/\tau)$  растет пропорционально  $\Delta E^5$ , где  $\Delta E \approx mc^2$  – выделяемая кинетическая энергия. Массы мюона и тау-лептона сильно отличаются, но произведение  $\Delta E^5 \cdot \tau$  должно быть постоянным. Отсюда большая разница во временах жизни мюонов и  $\tau$ -лептонов.

$$\tau_\mu m_\mu^5 = 2.2 \cdot 10^{-6} \cdot (105)^5 = 2.8 \cdot 10^4 \text{ сек МэВ}^5$$

$$\tau_\tau m_\tau^5 = 3 \cdot 10^{-13} \cdot (1.8 \cdot 10^3)^5 \approx 10^4 \text{ сек МэВ}^5$$

Небольшая разница в произведение  $\Delta E^5 \cdot \tau$  связана с тем, что у тау-лептона больше возможных каналов распада, чем у мюона.

Результат измерения мод распада  $\tau$ -лептона является экспериментальным подтверждением трехцветности сильных взаимодействий. Расчет относительной вероятности распадов по существующим каналам при одноцветном (1) и трехцветном (3) вариантах сильных взаимодействий дает:

|                                        |         |         |                    |
|----------------------------------------|---------|---------|--------------------|
| $e\nu$                                 | 33% (1) | 20% (3) | $1/5 \times 100\%$ |
| $\tau^- \rightarrow \nu_\tau + \mu\nu$ | 33% (1) | 20% (3) |                    |
| $du$                                   | 33% (1) | 60% (3) | $3/5 \times 100\%$ |

Экспериментально  $e\nu$  канал реализуется с вероятностью  $17.81 \pm 0.07\%$ ,  $\mu\nu$  канал составляет  $17.37 \pm 0.09\%$

### 2.3. Наблюдение глюона на коллайдере PETRA

На построенном в 1978 году  $e^-e^+$  коллайдере PETRA (23.4x2ГэВ) в Гамбурге в 1979 году открыт переносчик сильного взаимодействия  $g$  – глюон, о существовании которого догадывались с тех пор, как было показано, что составляющие протон кварки переносят только половину импульса протона. Основная идея эксперимента - найти события, в которых кварк излучает квант поля за счет глюонного тормозного излучения.

В сильном взаимодействии процесс излучения глюона должен наблюдаться в событиях с кварк-антикварком в конечном состоянии (рис. 2.7).

Кварки и глюоны наблюдаются в виде струй. Действительно, поперечный импульс кварк - антикварковой пары, возникающей при попытке кварка вылететь из нуклона есть

$$\Delta Pc = \frac{\hbar c}{10^{-13} \text{ см}} = \frac{6.6 \times 10^{-22} \times 3 \cdot 10^{10}}{10^{-13}} = 0.2 \text{ ГэВ}$$

$$\text{Угол разлета адронов } \theta = \frac{0.2 \text{ ГэВ}}{46 \text{ ГэВ} / 2 \times 6 \times 3} = 0.16 = 9^\circ, \text{ где}$$

46ГэВ – для данного случая энергия коллайдера PETRA в с.ц.м.,  $1/2$  - доля импульса приходящегося на кварки, 6 – среднее число адронов в струе, 3 – число струй. Таким образом, угол разлета адронов не превышает 9 градусов, и картина выглядит как узкая

струи частиц. В реакции должны наблюдаться три адронные струи.

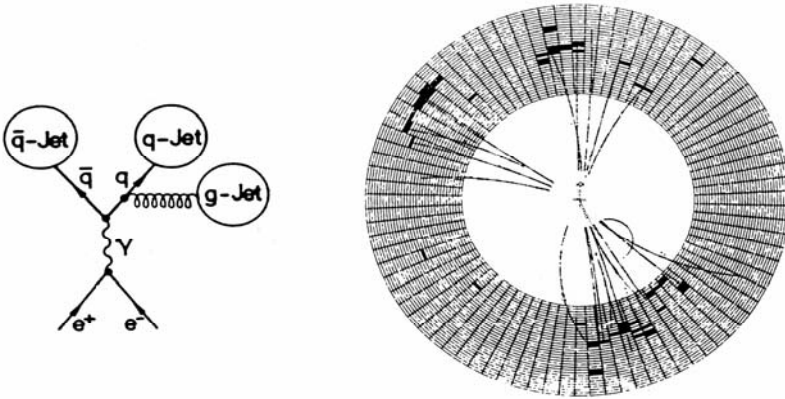


Рис. 2.7. Схематическое изображение трехструйного события  $e^+e^- \rightarrow q + \bar{q} + g \rightarrow 3 jets$  и наблюдаемое событие такого типа в детекторе JADE

События с тремя струями были найдены в 1979 году в экспериментах TASSO и JADE, а затем в ряде других экспериментов.

*Трехструйные события – прекрасная демонстрация существования глюона.* Из анализа углового распределения струй определен спин кванта сильного взаимодействия. Он, как и ожидалось, равен единице.

Интенсивность образования трехструйных событий в  $e^-e^+$  аннигиляции является мерой константы сильной связи  $\alpha_s$ . Однако измерение величины этой константы по интенсивности образования трехструйных событий затруднено потому, что фрагментацию кварков и глюонов в струи адронов нельзя рассчитать и требуется моделирование. Тем не менее, мы знаем, что при энергии в с.ц.м. порядка 30 ГэВ величина  $\alpha_s \sim 0.2$ .

Дополнительным свидетельством существования глюонов является анализ распадов тяжелых векторных мезонов. Векторные мезоны  $J/\Psi$  и  $\Upsilon$  не могут распадаться на пару очарованных или В мезонов, так как их масса меньше удвоенной массы этих мезонов. Остается вариант аннигиляции в глюоны, которые затем конвертируются в пары легких кварков и окончательно в адроны.

Мезоны со спином единица распадаются в три глюона. Таким образом, сильный распад этих мезонов подавлен почти в 1000 раз, что объясняет необычно малую ширину  $\Gamma$  этих частиц:

$$\Gamma_{\text{полн}}(J) = 87 \text{ КэВ}, \Gamma_{\text{полн}}(Y) = 52.5 \text{ КэВ}.$$

Слабый распад подавлен еще сильнее, поскольку связан с изменением аромата кварка.

$$\Gamma_{\text{е\bar{е}}, \mu\bar{\mu}}(J) = 5 \text{ КэВ}, \Gamma_{\text{е\bar{е}}}(Y) = 1.32 \text{ КэВ}.$$

Рождение и распад  $Y$  детально изучались на накопительном кольце DORIS (56x2 ГэВ). Из статистического анализа нескольких тысяч событий вблизи  $Y$  резонанса можно заключить, что вблизи резонансного пика трехглюонные (трехструйные) конечные состояния преобладают, в то время как вне этой области струи возникают от обычного рождения кварка и антикварка.

$$e^+e^- \rightarrow 3g \rightarrow 3\text{jets} \quad M = M_Y$$

$$e^+e^- \rightarrow q\bar{q} \rightarrow 2\text{jets} \quad M \neq M_Y$$

#### 2.4. Наблюдение $W^\pm$ и $Z^0$ бозонов на $p\bar{p}$ коллайдере $S\bar{p}pS$

В 1971 году в ЦЕРНе начато строительство последнего протонного синхротрона с фиксированной мишенью – SPS. Через десять лет после разработки техники создания интенсивных антипротонных пучков SPS был преобразован в  $p\bar{p}$  - коллайдер ( $S\bar{p}pS$ ) на энергию до 2x315 ГэВ. (рис. 2.8). На этом коллайдере в 1983 году были открыты две фундаментальные частицы  $W$  и  $Z$ - бозоны, являющиеся переносчиками, слабого взаимодействия.

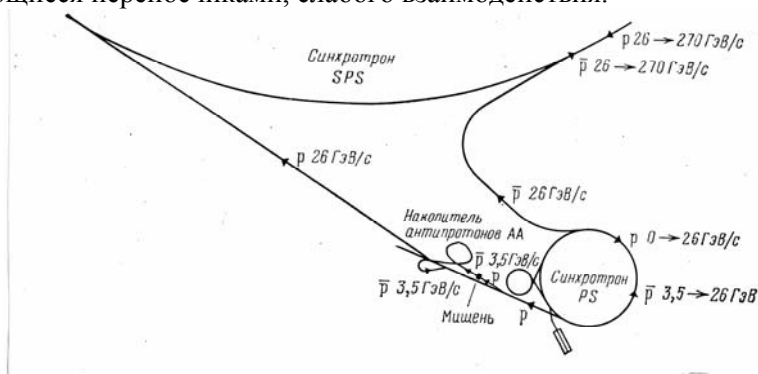


Рис. 2.8.  $p\bar{p}$  - коллайдер  $S\bar{p}pS$

Из электрослабой теории Глэшоу, Вайнберга и Салама следует, что массы W- и Z- бозонов порядка 90 ГэВ. Такая энергия в системе центра кварк-антикварк (электрон-позитрон) может быть получена только на коллайдере.

Требование взаимодействия кварка с антикварком обусловлено тем, что W бесцветен. Эксперимент лучше всего проводить на  $p\bar{p}$  коллайдере, так как антикварк в протоне несет лишь 3% импульса.

Схема рождения W бозона на  $p\bar{p}$  коллайдере с последующим его распадом на электрон и нейтрино показана на рис. 2.9

В эксперименте наблюдается процесс:

$$p + \bar{p} \rightarrow W^{\pm} + X, \quad W^{\pm} \rightarrow e^{\pm} + \nu_e(\bar{\nu}_e),$$

где X все возможные состояния, возникающие в результате взаимодействия остальных составляющих протонов.

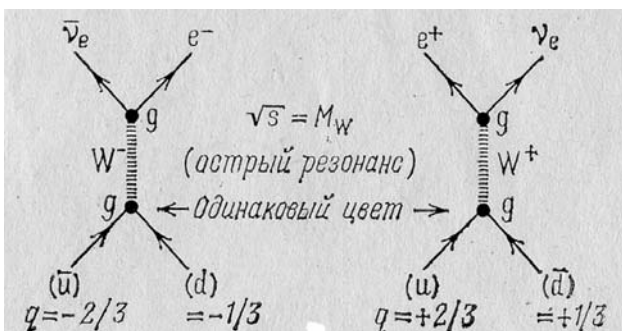


Рис. 2.9. Диаграмма прямого рождения W- бозона

Детектировать электроны высокой энергии сравнительно просто, а вот наблюдать нейтрино от конкретного взаимодействия практически невозможно, так как вероятность взаимодействия нейтрино в любой аппаратуре разумных размеров исключительно мала.

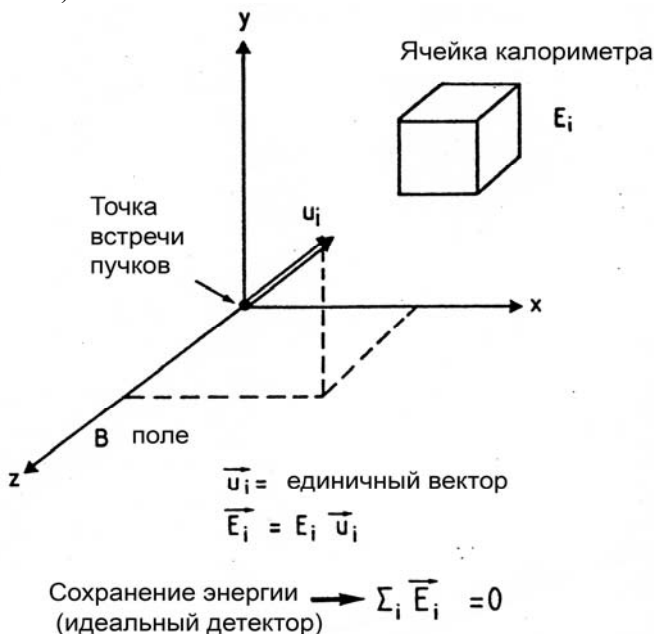
Сечение взаимодействия электронного нейтрино в ГэВном диапазоне может быть параметризовано следующим образом:

$$\sigma(\nu_{\mu}N) = 0.67 \times 10^{-38} E_{\nu}(\text{ГэВ})$$

Таким образом, даже при 100 ГэВ сечение порядка  $10^{-36} \text{см}^2$ . Длина поглощения такого нейтрино составляет:

$$\ell = \frac{1}{n\sigma} = \frac{1}{\frac{N_a}{A} \rho A \sigma} = \frac{1}{\frac{6 \cdot 10^{23}}{207} \cdot 11 \cdot 207 \cdot 10^{-36}} = 10^6 \text{ км} (Pb).$$

Итак, персональные нейтрино нерегистрируемы. Поэтому приходится уповать на кинематику для того, чтобы *косвенным образом* обнаружить факт излучения нейтрино. Этого удалось добиться с помощью соответствующим способом спроектированного детектора, чувствительность которого по отношению ко всем заряженным или нейтральным частицам, рожденным в процессе соударения, равномерна во всем объеме по полному телесному углу. Если калориметр, измеряющей энергию вторичных частиц, перекрывает весь телесный угол и состоит из отдельных ячеек, то вектор выделяемой энергии можно сконструировать следующим образом (рис. 2.10)

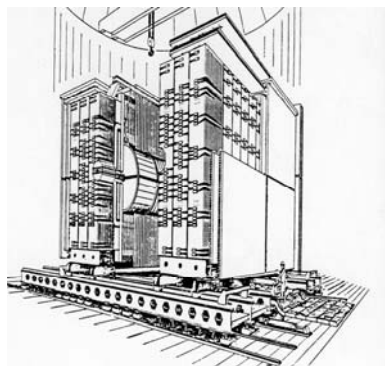


$$\Delta \vec{E}_m = \sum \vec{E}_i \quad \text{Вектор недостающей энергии}$$

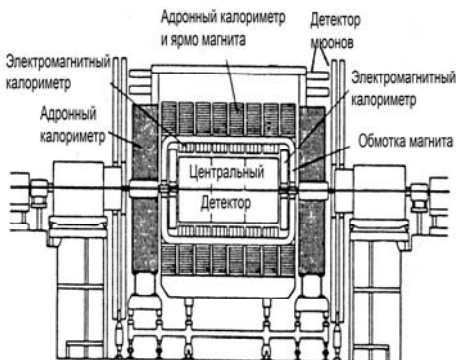
Рис. 2.10. Определение вектора недостающей энергии

Поскольку взаимодействие происходит в системе центра масс, любой заметный дисбаланс импульса свидетельствует о наличии одной или нескольких невзаимодействующих частиц, предположительно – нейтрино. Вектор недостающей энергии определяет направление вылета этих частиц и их энергию. Этот метод был реализован в эксперименте UA1 на  $S\bar{p}pS$  коллайдере.

На рис. 2.11 показаны общий вид установки UA1 и расположение основных детекторов.



а



б

Рис. 2.11. Общий вид установки UA1 (а) и расположение основных детекторов (б)



Рис. 2.12

На рис. 2.12 схематически изображены функции каждой из элементарных ячеек, закрывающей данный телесный угол (из таких ячеек составлен весь детектор).

В феврале 1983 года коллаборация UA1 сообщила о наблюдении калибровочного векторного бозона. Набрано  $10^9$   $p\bar{p}$  взаимодействий. 43 из них идентифицированы как W бозон с массой  $M_W = 80,9 \pm 1,5 \text{ ГэВ}/c^2$ .

Вскоре коллаборация UA2, на том же коллайдере, также сообщила о наблюдении W. Результат измерения массы  $M_W = 80_{-6}^{+10} \text{ ГэВ}/c^2$ . Полученное значение поперечного сечения составляет  $(\sigma_W)_W = 0,53 \pm 0,08 \pm (0,09) \text{ нб}$ , что хорошо согласуется с предсказаниями Стандартной Модели.

Были проведены также поиски нейтрального партнера W -  $Z^0$  бозона ответственного за нейтральные токи. В этом случае искали электронные и мюонные пары, а не совместное появление электрона и нейтрино.

$$p + \bar{p} \rightarrow Z^0 + X, \quad Z^0 \rightarrow e^+ + e^- \text{ или } \mu^+ + \mu^-.$$

Эта реакция примерно в 10 раз более редкая, чем соответствующий распад W.

Найдено около десяти событий идентифицированных как  $Z^0$  бозон с массой  $m_Z = 93,9 \pm 2,9 \text{ ГэВ}/c^2$ .

#### *Исследование свойств W и Z бозонов на SLC и LEP*

Свойства Z и W бозонов детально исследованы на первом линейном  $e^-e^+$  коллайдере (SLC) с энергией  $2 \times 50 \text{ ГэВ}$ , построенном в 1989 году в Стенфорде (рис.2.13), и на LEP.

Набранная на SLC статистик  $Z^0$  почти на два порядка меньше чем на LEP. Однако, возможность работать с продольно поляризованными пучками электронов на SLC (чего нет на LEP) позволяет измерить  $A_{LR}$  – лево – правую асимметрию.  $A_{LR}$  определяется как разница в сечении взаимодействия лево-поляризованных и право-поляризованных электронов.

Из  $A_{LR}$  извлекается информация о  $\sin^2 \theta_W$ . Результат измерений:  $\sin^2 \theta_W = 0.23185 \pm 0.00026$ .



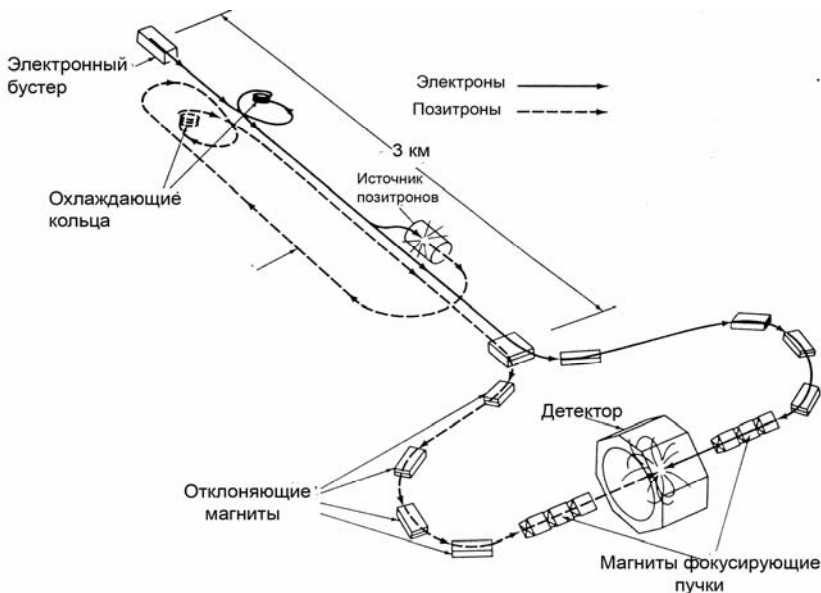


Рис. 2.13. Стендфордский линейный коллайдер (SLC)

Главной задачей LEP2 (207ТэВ) с 1965 года до его закрытия в 2000 году было прямое измерение массы  $W$  до уровня точности сравнимой с косвенными измерениями.

Масса  $W$  бозона является центральной компонентой Стандартной Модели. Она может быть вычислена из соотношения:

$$M_W^2 \left(1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2}\right) = \frac{\pi\alpha}{G_F \sqrt{2}} (1 + \Delta r),$$

где  $\Delta r$  – поправка высшего порядка, которая зависит логарифмически от массы Хиггса и квадратично от массы  $t$ -кварка через петлевые диаграммы (рис. 2.14)

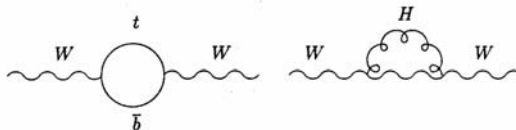


Рис. 2.14. Петлевые диаграммы, вносящие вклад в массу  $W$  бозона

Точное измерение  $M_W$  и  $M_t$  дает информацию о массе Хиггса, или в случае его отсутствия сигнализирует о существовании новой физики.

Имея большую статистику по измерению массы  $Z$  можно определить непрямым способом массу  $W$ . Неопределенность в массе  $W$  составила  $23 \text{ МэВ}/c^2$ .

На LEP2 пары  $W$  рождаются в электрон позитронной аннигиляции через три диаграммы: 2 аннигиляционные и одну конверсионную (рис. 2.15).

Каждый  $W$  распадается на кварк и антикварк или на лептон и нейтрино.

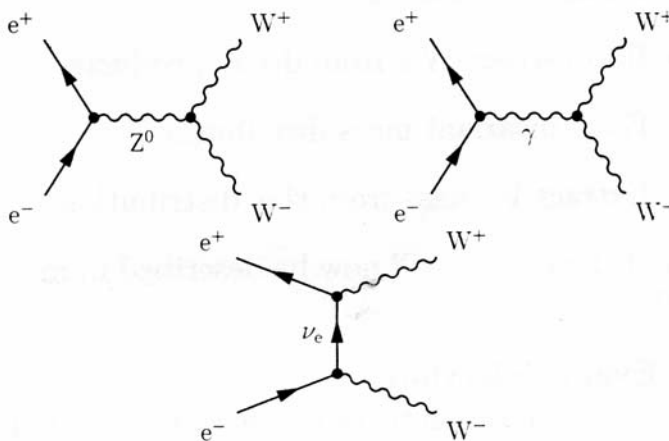


Рис. 2.15. Образование  $W^\pm$  в  $e^+e^-$  аннигиляции

В четырех экспериментах получено по  $10^4$  событий в каждом. Результат измерения массы  $M_W = 80.447 \pm 0.042 \text{ ГэВ}/c^2$ .  
Измеренная ширины  $\Gamma_W = 2.150 \pm 0.068 \text{ ГэВ}/c^2$

*Испускание и поглощение  $W$  в системе лептонов и кварков*

Испускание  $W$  означает нарушение закона сохранения энергии на величину  $\Delta E = M_W c^2$ .

*В системе лептонов* испускание и поглощение  $W$  происходит **внутри одного поколения лептонов**:  $W^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e, \mu^- \bar{\nu}_\mu, \tau^- \bar{\nu}_\tau$ .

Вероятность испускания (поглощения) не зависит от номера поколения лептонов, а зависит только от выделяемой в реакции кинетической энергии.

В системе кварков возможны даже переходы между поколениями кварков:  $\bar{W}^+ \rightarrow cs, tb \dots$  (но такие переходы маловероятны).

Примерами изменения ароматов кварков в рамках одного поколения и разных поколений являются распады нейтрона и  $\Lambda_0$  гиперона. Одна из мод распада  $\Lambda_0$  полностью аналогична распаду нейтрона:  $\Lambda_0 \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ . При распаде нейтрона  $d$  кварк переходит в  $u$  кварк, при распаде  $\Lambda_0$ -гиперона  $s$  кварк переходит в  $d$  кварк.

$\Lambda_0$ -гиперон подобен нейтрону но он тяжелее (1116 МэВ/с<sup>2</sup> против 940 МэВ/с<sup>2</sup> у нейтрона), и кроме того, у него вместо одного  $d$ -кварка  $s$ -кварк из чего можно сделать заключение, что  $s$  кварк на 200 МэВ/с<sup>2</sup> тяжелее  $d$  кварка.

С 1989 по 1995 года четыре эксперимента на LEP-1 (45-100 ГэВ) ALEPH, DELPHI, L3 и OPAL посвящены прецизионному исследованию свойств  $Z_0$  (масса, время жизни, моды распада) с целью детальной проверки предсказаний СМ. Всего набрано 16 миллионов  $Z$ . Результат измерений:  $M_Z = 91.1867 \pm 0.002$  ГэВ/с<sup>2</sup>;

Форма резонансного пика (рис. 2.16) определяется его положением (массой) и его шириной. В первом приближении амплитуда вероятности  $A$  процессов есть сумма амплитуд соответствующих обмену фотоном ( $A_\gamma$ ) и обмену  $Z$  ( $A_Z$ ):  $A = A_\gamma + A_Z$ . Сечение пропорционально абсолютной величине квадрата амплитуды:  $\sigma \sim A^2 = A_\gamma^2 + A_Z^2 + 2\text{Re}(A_\gamma A_Z^*)$ .

При малых  $s$  член от фотона  $A_\gamma^2 = \alpha/s$  доминирует но он уменьшается как  $1/s$ . В районе пика имеет значение  $A_Z^2$ . Здесь максимум в области  $s \sim m_Z^2 c^4$  и он тем острее, чем меньше ширина  $\Gamma_Z$ . Наконец, последний член есть интерференция  $A_\gamma$  и  $A_Z$ , он исчезает в пике но важен с обеих сторон от пика. Форма резонанса искажена радиационными поправками. Наибольший вклад в них вносит испускание фотона электроном или позитроном до столкновения. Это создает радиационный хвост за пиком, так как электрон или позитрон с  $\sqrt{s} > m_Z c^2$  могут сместиться к резонансу, излучив фотон до столкновения.

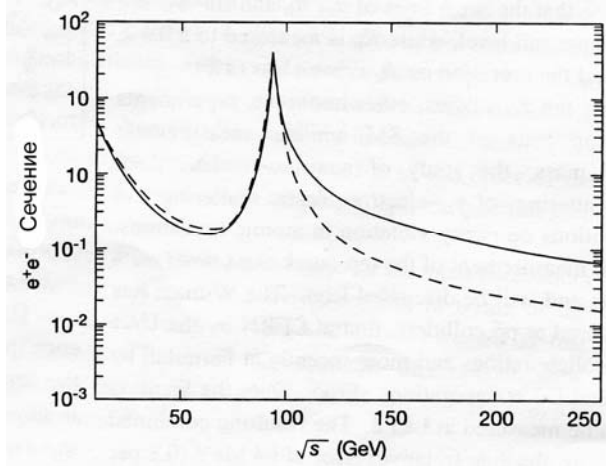


Рис. 2.16. Зависимость полного сечения процессов  $e^+e^- \rightarrow F$  от с.ц.м. энергии (сплошная кривая).  $F$  включает все возможные конечные состояния, кроме нейтринных, пунктир – предсказание СМ. Разница – радиационные поправки

Прецизионное измерение массы требует точного знания энергии пучков, для чего использовался магнитно-резонансный метод. Контроль за энергией пучков был настолько точен, что учитывал Лунное притяжение на Земле, изменяющее радиус орбиты ЛЕР на долю миллиметра.

Время жизни резонанса обратно пропорционально ширине

$\tau_Z = \frac{\hbar}{\Gamma_Z}$ . По измеренной ширине  $\Gamma_Z = 2494.8 \pm 2.5$  МэВ время жизни  $Z$

$$\tau_Z = (2.6383 \pm 0.0027) \times 10^{-25} \text{ s.}$$

В различных сериях измерений энергия пучка фиксирована в пике, и измеряется величина сечения для различных конечных состояний  $e^-e^+ \rightarrow F$ . Конечное состояние может быть лептонным или адронным. Если добавить нерегистрируемые каналы  $\Gamma_{\nu\nu}$  получим все каналы распада, предсказываемые СМ. Величина сечения в пике зависит от вероятности распада по данному каналу  $Z \rightarrow F$ .

$$\sigma_F = \frac{12\pi \Gamma_e \Gamma_F}{m_Z^2 \Gamma_Z^2},$$

$\Gamma_F / \Gamma_Z$  -относительная вероятность распада по данному каналу  $\Gamma$ .  
Очень важным результатом, получаемым из измерения, является определение парциальной ширины нерегистрируемых каналов  $\Gamma_{\nu\nu}$ .

Полная ширина получается из формы линии резонанса (аппроксимацией резонанса формулой Брейта-Вигнера), а парциальные ширины зарегистрированных каналов получаются из величины сечения в пике. Если из полной ширины вычесть ширину всех видимых каналов то получится  $\Gamma_{\nu\nu}$ . Так как вклад от каждого типа нейтрино рассчитывается по СМ, можно определить сколько существует типов нейтрино. Результаты таких вычислений дали значение  $N_\nu = 2.993 \pm 0.011$ , что хорошо согласуется с известным числом нейтрино.

## 2.6. Наблюдение $t$ - кварка на Теватроне FNAL

В 1987году в Фермиевской Национальной лаборатории (США) заработал  $p\bar{p}$  - коллайдер (Тэватрон) на энергию  $2 \times 900$  ГэВ - первый ускоритель, в котором используется кольцо сверхпроводящих магнитов (рис. 2.17).

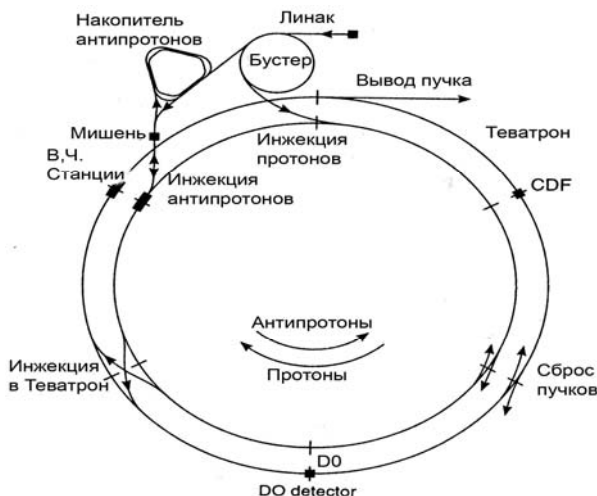


Рис. 2.17. Схема Теватрона Фермиевской Национальной Лаборатории

Самый тяжелый ( $M_c^2 = 176 \text{ ГэВ}$ ) и последний из предсказываемых  $t$ -кварк был открыт на этом коллайдере в 1994 году.

Наблюдение  $t$ -кварка на установках CDF & D0 явилось кульминацией долгих интенсивных исследований, начавшихся с открытия в 1976 г.  $\tau$ -лептона и  $b$ -кварка в 1977г. Открытие этих двух частиц послужило подтверждением существования третьего поколения элементарных частиц, ранее предсказанного Кобаяши и Маскава для объяснения нарушения CP симметрии в рамках СМ.

$b$ -кварк с зарядом  $-1/3$  и слабым изоспином  $-1/2$  требует существование партнера с зарядом  $+2/3$  и слабым изоспином  $+1/2$ . Этот партнер был назван  $t$ -кварком.

Один из сильнейших экспериментальных аргументов в пользу существования  $t$ -кварка следует из измеренной ширины распада ( $\Gamma$ )  $Z^0 \rightarrow b\bar{b} \rightarrow 2\text{jets}$ , находящейся в прекрасном согласии с предсказаниями Стандартной Модели  $\Gamma = 375 \text{ МэВ}$ .

Если  $t$ -кварка не существует, то  $b$ -кварк следовало бы отнести к слабому изоспиновому синглету и тогда, рассчитанная ширина составит  $24 \text{ МэВ}$ .

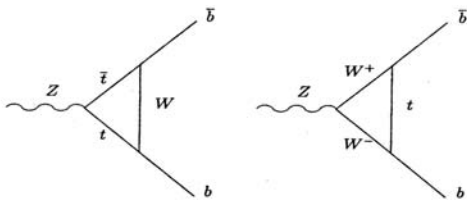


Рис. 2.18. Диаграммы коррекции ширины в  $Z \rightarrow b\bar{b}$

Первоначально поиски  $t$ -кварка проводили на  $e^-e^+$  коллайдерах. Искали либо узкий резонанс (если существует связанное состояние  $t\bar{t}$ ), либо увеличение сечения аннигиляции  $e^-e^+$  в адроны (если не образуется связанного состояния  $t\bar{t}$ ), или события со сферическим угловым распределением, что отличает событие с  $t$ -кварком от событий с более плоским угловым распределением, ожидаемым для легких кварков. Как видно на рис. 2.19, эксперименты на  $e^-e^+$  коллайдерах: PETRA (DESY), TRISTAN (KEK), SLC и LEP (CERN) поднимали нижний предел массы  $t$ -кварка с  $15 \text{ ГэВ}/c^2$  в 1979 г. (PETRA) до  $45,8 \text{ ГэВ}/c^2$  в 1990 г. (SLC/LEP).

В конце 80-х ввиду отсутствия сигнала, центр поиска переместился с  $e^-e^+$  коллайдеров на протон – антипротонные коллайдеры и более высокие энергии в системе центра.

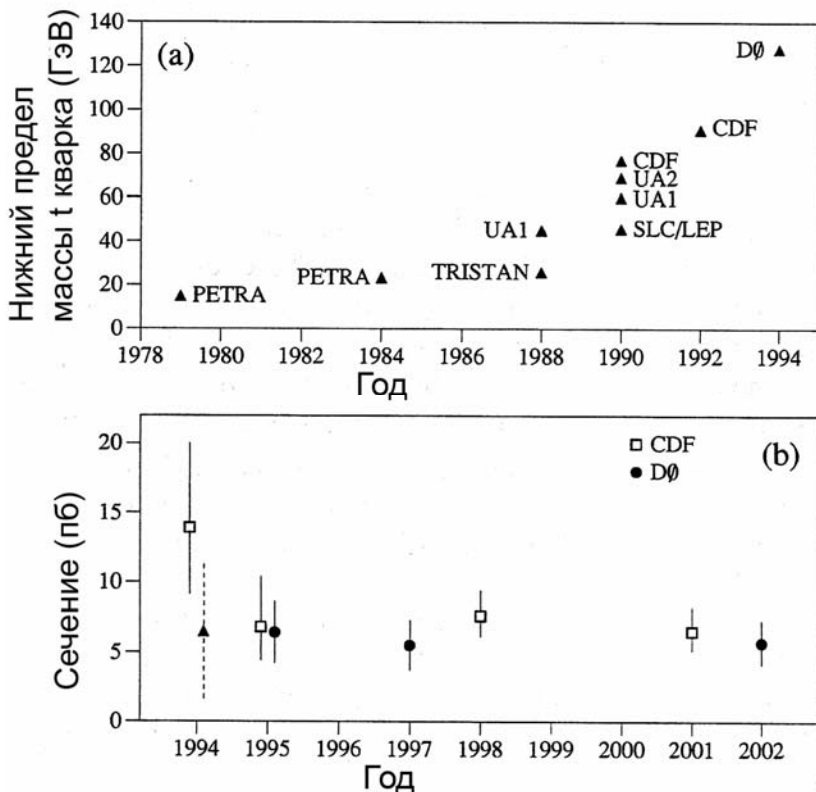


Рис. 2.19. Нижний предел на массу топ кварка (а), сечение образования  $t\bar{t}$  кварков (б).

Основными механизмами образования  $t$ -кварков в протон-антипротонных взаимодействиях являются глюон-глюонное и кварк-антикварковое слияния (рис. 2.20).

В отличие от электронных коллайдеров, протонные коллайдеры не дают прямого предела на массу  $t$ -кварка. Получают только верхний предел сечения образования  $t\bar{t}$  пары. Учитывая соотношение между массой и сечением (даваемое СМ теорией), верх-

ний предел сечения может быть преобразован в нижний предел

$$\text{массы: } \sigma_{q\bar{q}} = \frac{4\pi\alpha_s^2}{3s} \frac{2}{9} \beta \left[ 1 + \frac{\rho}{2} \right] \quad \text{где } \rho = 4m_t^2 / s, \quad \beta = \sqrt{1 - \rho}$$

скорость  $t$ -кварка в с.ц.м,  $2/9$  – фактор цвета.

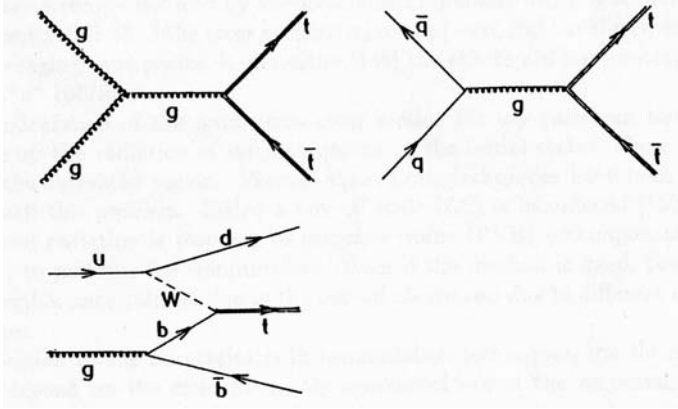


Рис. 2.20. Основные механизмы образования топ кварков на  $p\bar{p}$  и  $pp$  коллайдерах

В эксперименте UA(1) в 1988 г. впервые установлен такой предел, и таким образом, определена нижняя граница массы  $t$ -кварка  $45 \text{ ГэВ}/c^2$ . В 1990г. эта граница увеличена до  $60 \text{ ГэВ}/c^2$ . UA(2) и CDF установили новые пределы массы  $69$  и  $77 \text{ ГэВ}/c^2$  соответственно. В 1992 году CDF поднял нижнюю границу массы до  $91 \text{ ГэВ}/c^2$ , а D0 до  $128 \text{ ГэВ}/c^2$ .

*Топ кварк существенно отличается от других кварков, поскольку он гораздо тяжелее. В частности, он гораздо тяжелее и  $W$  бозона. Следовательно, он может распадаться в первом порядке слабого взаимодействия.  $t \rightarrow q + W^+$  ( $q=d,s,b$ ) с вероятностью пропорциональной квадрату константы связи  $(g_{tq})^2$ . Теоретическое предсказание значений этих констант:  $g_{td}=0$ ,  $g_{ts}=0$ ,  $g_{tb}=g_w$ . Следовательно, единственно существенной модой распада является  $t \rightarrow b + W^+$  с вероятностью пропорциональной*

$$\alpha_w = g_w^2 / 4\pi \approx 4.2 \times 10^{-3}.$$

Вероятность распада на  $d$  или  $s$  в 500 раз меньше.



Из грубой оценки ширины распада  $\Gamma \approx \alpha_w m_t \approx 1 \text{ ГэВ}$  следует, что  $t$ -кварк очень нестабилен. Расчет для  $m_t = 180 \text{ ГэВ}/c^2$  дает величину  $\Gamma \approx 1.7 \text{ ГэВ}$ , с соответствующим временем жизни  $\tau = 4 \times 10^{-25} \text{ сек}$ . Предсказанное время жизни ставит крест на  $t$ -физике. Адронное состояние диаметром  $d \approx 1 \text{ фм}$  не может сформироваться за время меньше, чем  $\approx d/c = O(10^{-22} \text{ с})$ .

Остальные 5 кварков живут не менее  $10^{-12} \text{ сек}$ , и у них масса времени для формирования адронов. Топ кварк живет слишком мало, чтобы сформировать наблюдаемые адроны. Вместо этого он распадается на  $b$ -кварк и  $W$ -бозон.

Впервые о наблюдении  $t\bar{t}$  кварков объявлено в 1994 г. На установке CDF, построенной на Теватроне FNAL наблюдали парное рождение  $t$ -кварков в реакции:  $p + \bar{p} \rightarrow t + \bar{t} + X^0$ ,

где  $X^0$  произвольное адронное состояние, удовлетворяющее законам сохранения.

Эти пары идентифицируются по продуктам распада (Рис. 2.21). Топ кварки, распадаясь, образуют два  $W$ -бозона и два  $b$ -кварка.

$$t + \bar{t} \rightarrow b + W^+ + \bar{b} + W^-.$$

$W$ -бозон распадается либо на лептон и нейтрино, либо на пару кварк-антикварк,  $b$ -кварки адронизируются в струи.

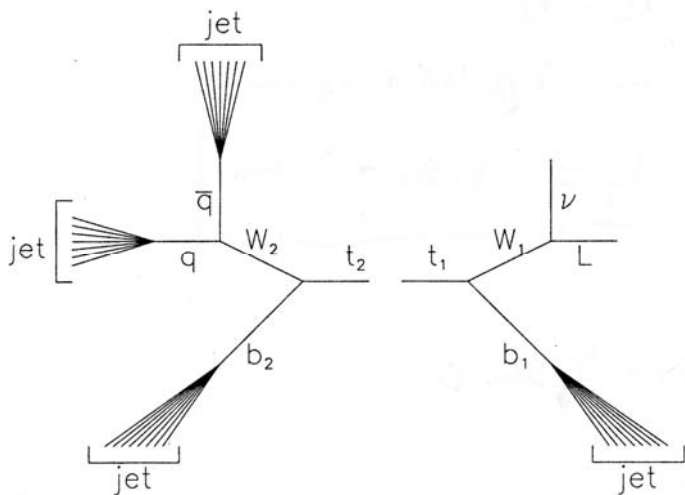


Рис. 2.21. Картина  $t\bar{t}$  распадов в лептоны и струи (адроны)

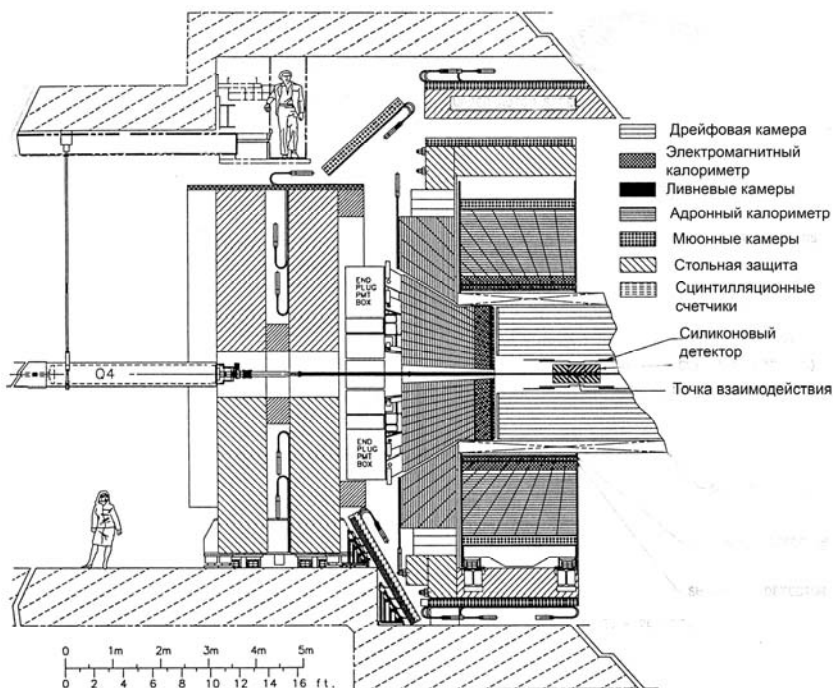


Рис. 2.22. Схема Коллайдерного Детектора Фермилаба (CDF детектора)

Для каждого события с  $t$ -кварками есть более  $10^9$  событий, где рождаются только адроны. Выделение сигнала при таком фоне возможно, т.к.  $t$ -кварки очень тяжелые, и рождаются с малым импульсом. Благодаря этому, продукты распада имеют большой импульс и летят под большим углом к направлению пучка. Такая ситуация чрезвычайно редка для адронов, рожденных в протон-антипротонном взаимодействии. Наибольшее подавление фона происходит, если выбираются события, состоящие из комбинации:

$$l + v_l + N \text{ jets} \quad (l = e, \mu),$$

где  $N \geq 3$  и, лептон и струи имеют большой поперечный импульс (более 20 ГэВ/с). Идентификация  $W$  аналогична, применяемой в эксперименте UA1.

**Замечания по поводу триггера.** 1) Струй регистрируется в триггере не 4, а 3 потому, что одна из них может быть направлена

по пучку, где летят много адронов от других источников, кроме того, две струи могут слиться.

2) Лептон с большим импульсом может возникнуть от распада  $Z$ -бозона, а не от  $W$ . Но тогда ему есть партнер, дающий точно массу  $Z$  и эти события легко убираются.

### Фоновые события

Существуют события типа:  $q + \bar{q} \rightarrow W^{\pm} + (N \geq 3) jets$ , не содержащие топ кварка. Это  $q + q \rightarrow W + q + q + g + g$ ,  $q + q \rightarrow W + g + g + g$ , и, если  $W$  распадается на лептоны, то получается ложный триггер. Расчеты и экспериментальное наблюдение указывают на то, что отношение такого фона к эффекту 4:1. Фоновые события такого типа не содержат струй ассоциированных с  $b$ -кварком. Таким образом, фон может быть существенно подавлен, если струи от  $b$ -кварка будут идентифицированы. Это можно сделать следующим образом: струи от  $b$ -кварка почти всегда содержат быстрый адрон в состав которого входит  $b$ -кварк (например  $B^0 \rightarrow D^- + \pi^+ + \pi^- + \pi^+$ ). Такой адрон распадается за время порядка  $10^{-12}$  сек на несколько частиц. Следовательно,  $b$ -струя обычно содержит многотрековую вершину, отстоящую недалеко от первичной вершины. Другие струи обычно не содержат такой вершины (очарованные частицы распадаются за то же время, но на малое число частиц). Применение силиконового вершинного детектора в CDF позволяет идентифицировать эти двухвершинные события с эффективностью 40%. Реализация такого триггера, уменьшая сигнал в 2 раза, подавляет фон в 20 раз.

В 1994 году при интегральной светимости  $19.3 \text{ pb}^{-1}$  на установке CDF наблюдалось 12 кандидатов при фоне 6 событий. Вероятность того, что эти 12 событий есть флуктуация фона – 0.26%. В том же году D0 видит 7 событий при фоне  $3.2 \pm 1.1$ .

В 2001г. опубликованы результаты: CDF  $\sigma_{tt} = 6.5 \pm 1.7 \text{ pb}$ ,  $M_t = 175 \text{ ГэВ}/c^2$ ; D0  $\sigma_{tt} = 5.7 \pm 1.6 \text{ pb}$ ,  $M_t = 172 \text{ ГэВ}/c^2$ .

### 2.7. Поиски Хиггса и SUSY частиц на коллайдерах

#### Для чего нужен Хиггс?

Когда в 60-70 годы создавалась СМ, предположили, что в первоначальной форме все частицы безмассовы, что конечно неверно. К сожалению, в квантовой теории все аспекты физики так

сильно внутренне связаны, что если ввести массу, то расчеты начинают давать бесконечные значения в предсказаниях многих обычных измерений. Теория становится неперенормируемой. Петер Хиггс из Эдинбургского Университета нашел некое решение этой проблемы, цена которого - введение нового поля заполняющего все пространство, которое взаимодействует с частицами, замедляя их, и давая им массу, подобно тому, как ложка ощущается тяжелее, когда продвигается через патоку. Мы не ощущаем этого поля, подобно тому, как не ощущаем воздуха - он везде вокруг нас и поэтому невидим. Возникает некий экстр. эффект, состоящий в том, что должны существовать флуктуации поля. Из известной концепции волново-частичного дуализма мы должны наблюдать этот эффект в виде частицы: Хиггсового бозона.

#### *Массы частиц и Хиггсово поле*

В соответствии с теорией, масса частицы возникает в результате ее взаимодействия с Хиггсовым полем. Процесс, благодаря которому частица приобретает массу, назван *Хиггсовым механизмом*. Хотя Хиггсов механизм позволяет ввести массу в теорию, он не может предсказать величину массы кварка, лептона или даже самого Хиггса.

Хиггсово поле имеет одно важное неожиданное свойство. В физике состояния, в которых поля имеют минимальную энергию, называются *вакуумом*. Для большинства полей, например электромагнитного, энергия минимальна, когда величина поля равна нулю везде, так что физический вакуум не имеет ничего остаточного, это пустой вакуум, что и ожидалось наивно. Для Хиггсова поля энергия, ассоциированная с полем, минимальна, если поле имеет постоянную величину везде (отличную от нуля). Таким образом, Хиггсово поле не исчезает в вакууме.

Его потенциальная энергия  $V_H = \frac{\lambda}{4} \left( H^2 - \frac{|\mu^2|}{\lambda} \right)^2 + const$ , где  $\mu$  и  $\lambda$  константы. Минимум  $V_H$  достигается не при  $H(x)=0$ , а при

$H = v = \left( \frac{|\mu^2|}{\lambda} \right)^{\frac{1}{2}}$ . Это означает, что вакуум содержит везде ненуле-

вое  $H$  – поле. Поскольку вакуум не имеет преимущественного направления, нет его и у  $H$ - поля. Иными словами, это скалярное бозонное поле. Перепишем  $H(x) = v + h(x)$ , где  $h(x)$  – малая флуктуация поля  $H(x)$ . Подставим  $H(x)$  в выражение для потенциальной энергии.

$$V_H \rightarrow V_h = \frac{\lambda}{4}(2vh + h^2)^2 + const = \lambda v^2 h^2 + \lambda v h^3 + \frac{\lambda}{4} h^4 + const .$$

Первый член идентифицируется как массовый член  $\frac{1}{2} m_h^2 h^2$

нового Хиггсового поля  $h$ , где  $m_h = (2\lambda v^2)^{\frac{1}{2}}$ . Величина  $v \approx 246$  ГэВ известна из измеренных значений масс  $W^\pm$  и  $Z^0$ . Однако, этого недостаточно для предсказания массы частицы так, что масса остается свободным параметром СМ.

Существование Хиггсового поля имеет три главных следствия:

1.  $W$  и  $Z$  бозоны могут приобретать массу в отношении

$$\frac{M_W}{M_Z} = \cos \theta_W \quad (\sin^2 \theta = 0.22).$$

Эти массы возникают из взаимодействия калибровочных полей с ненулевой вакуумно-ожидаемой величиной Хиггсового поля.

2. Существует электрически нейтральный квант  $H^0$ , ассоциированный с Хиггсовым полем, названный Хиггсовым бозоном.

3. Хиггсово поле проливает свет на происхождение масс кварков и лептонов. В отсутствие Хиггсового поля, калибровочная инвариантность требует, чтобы массы фермионов во взаимодействиях с нарушением четности были нулевыми. Четность сохраняется в сильных и электромагнитных взаимодействиях, но нарушается в слабых, поэтому кварки и лептоны должны быть безмассовы. Взаимодействие с Хиггсовым полем может генерировать массы фермионов, возникающие из ненулевой вакуумно ожидаемой величины  $v$  поля Хиггса, также как взаимодействия с Хиггсовыми бозонами. Форма такого взаимодействия показана на рис. 2.22 с безразмерной константой связи  $g_{\text{Hff}}$ , связанной с массой фермиона соотношением:  $g_{\text{Hff}} = (\sqrt{2} G_F m_f^2)^{1/2}$  (2.1)

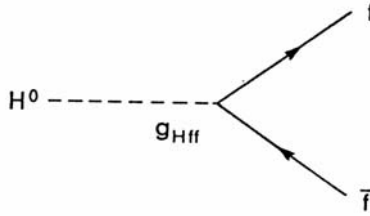


Рис. 2.23. Базовая вершина Хиггс – фермионного взаимодействия

Массы всех частиц в модели равны  $m=fv$ , где  $f$ - константа связи частицы с хиггсовым полем,  $v$ -величина вакуумного конденсата- ненулевое вакуумное среднее хиггсова поля во всей Вселенной. Теоретических предсказаний для  $f$  нет, но величину  $v$  мы знаем с высокой точностью  $v=(\sqrt{2}G_F)^{-1/2}=246\text{ГэВ}$ .

Теория может быть проверена в будущем измерением Хиггсовой константы связи и подтверждением соотношения (2.1)

Модель не предсказывает массу Хиггс бозона, но мы можем кое-что узнать о ней из экспериментов по измерению масс  $W$ ,  $Z$  бозонов и топ кварка.

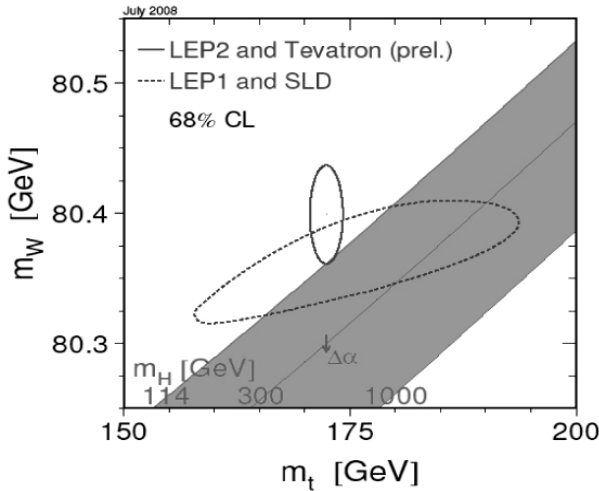


Рис. 2.24. Предсказание массы Хиггса по измеренным массам  $t$  и  $w$

Масса Хиггса, как указывалось ранее, слегка влияет на массу  $W$ . Теория позволяет нам рассчитать массу  $W$  по наблюдаемой массе  $Z$  и силе взаимодействия, но требует поправки, вытекающей из массы топ кварка.

За последние 10 лет массы  $W$ ,  $Z$  бозонов и  $t$ -кварка измерены довольно точно. Суммарные результаты всех экспериментов по измерению массы  $W$  дают величину  $80.406 \pm 0.023 \text{ ГэВ}/c^2$ , в то время как предсказываемая величина для  $W$  массы из масс  $Z$  и топ кварка  $80.310 \pm 0.08 \text{ ГэВ}/c^2$ , если масса Хиггса  $114 \text{ ГэВ}/c^2$ . Иными словами, предсказание подтверждено, так что вероятность справедливости иного варианта, предсказываемого альтернативной теорией невелика. Это дает большую уверенность того, что мы на верном пути, но окончательным доказательством может быть только найденный Хиггс.

Массы  $W$  и  $Z$  бозонов были предсказаны на основе Стандартной модели. Масса  $t$ -кварка предсказана на основе теоретического анализа прецизионных данных по измерению радиационных поправок в распадах  $Z$  бозонов ( $1.6 \cdot 10^7$  событий). Масса Хиггса предсказывается существенно менее надежно, так как радиационные поправки зависят от нее гораздо слабее, чем от массы  $t$ -кварка. Простейшие варианты суперсимметричных моделей предсказывают верхний предел для массы хиггса –  $130 \text{ ГэВ}/c^2$ .

### *Наблюдение Хиггса на LEP?*

**В 2000** последнем году работы коллайдера зарегистрировано несколько событий совместимых с Хиггс бозоном массой  $115 \text{ ГэВ}/c^2$  (на кинематическом пределе ускорителя). События набраны в эксперименте ALEPH и являются кандидатами на события образования  $HZ$  с последующими распадами  $H \rightarrow b\bar{b}$  &  $Z \rightarrow q\bar{q}$ .

События содержат 4 струи (рис. 2.24), две из которых возникают от  $b$ -кварков, что подтверждается наблюдением двух хорошо реконструируемых вторичных вершин. Реконструированная масса двух других струй  $92.1 \text{ ГэВ}/c^2$ , очень близка к номиналу  $Z$  массы. Реконструированная масса двух  $b$ -струй, возникших от кандидата в Хиггс около  $114 \text{ ГэВ}$ . Несмотря на несколько прекрасных событий, вероятность того, что наблюдаемое явление есть флуктуация фона

около 10%. Таким образом, превышение хиггс-подобных событий над фоном  $1.7\sigma$ , где  $\sigma$ -неопределенность фона.

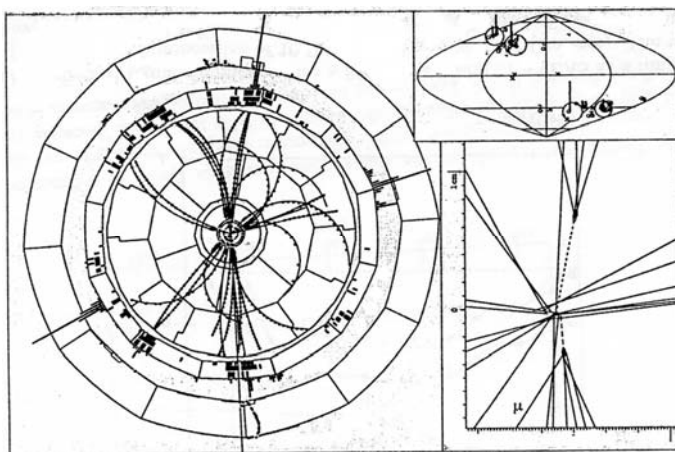


Рис. 2.24. Картина одного из полученных на LEP кандидатов в Хиггсовы бозоны

Этого недостаточно, чтобы заявить об открытии, для чего необходимо превышение над фоном, по крайней мере, в  $5\sigma$ , соответствующее вероятности имитации такого явления флуктуацией фона  $10^{-7}$ . Таким образом, эксперименты LEP могут только установить нижний предел на массу Хиггса, т. е.  $m_H > 114.4 \text{ ГэВ}/c^2$ .

### *Жизнь без Хиггса СМ*

Парадоксально, но если Хиггса не найдут, будет еще интересней. Будет показано, что СМ имеет серьезный недостаток, и она противоречит наилучшим генерированным идеям. Если это случится, то станет, в частности, интересным изучение парного рождения  $W$  бозонов на LHC. Потому, что что-то должно выполнять работу Хиггса и необходимо найти что это.

Хиггсовская модель – одна из простейших возможностей. Не трудно придумать более сложные версии, которые удовлетворят всем экспериментальным данным, и лучшая из известных версий *суперсимметрия – теория (SUSY), где у каждой известной частицы есть ненаблюдаемый тяжелый партнер*. Одна из этих нена-



блюдаемых частиц может быть ответственна за «темную материю», из которой, по мнению космологов, в основном состоит Вселенная.

*Для чего понадобились суперсимметричные частицы и как их предполагают искать на коллайдерах?*

В рамках СМ диаграммы, дающие вклад в массу бозона Хиггса (рис. 2.25), квадратично расходятся.

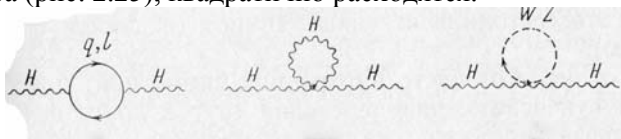


Рис. 2.25 Диаграммы, дающие вклад в массы хиггсовых бозонов

Расходимость может быть устранена только при импульсах порядка массы Планка  $M_{\text{П}} = 1.2 \times 10^{19} \text{ ГэВ}/c^2$ . Это означало бы, что масса Хиггса, а, следовательно, и масса  $W$  порядка массы Планка, или константа Ферми  $G_F$  порядка константы Ньютона. Но известно, что первая на 33 порядка больше второй. Поскольку фермионная петля имеет отрицательный знак, а бозонная положительный, первая диаграмма могло бы компенсировать вторую и третью. Для этого необходима симметрия между фермионами и бозонами. Иными словами, для каждой известной нам СМ частицы должен существовать суперсимметричный партнер с идентичными константами связи и квантовыми числами за исключением спина, отличающегося на  $1/2$ . Частицы СМ и их суперсимметричные партнеры приведены в табл. 2.1.

Таблица 2.1

| СМ частицы            | SUSY частицы                   | Спин SUSY частиц |
|-----------------------|--------------------------------|------------------|
| quarks                | squarks $\tilde{q}$            | 0                |
| leptons               | sleptons $\tilde{\ell}$        | 0                |
| gluon                 | gluino $\tilde{g}$             | 1/2              |
| $W^\pm, H^\pm$ -field | charginos $\chi_{1,2}^\pm$     | 1/2              |
| $Z, \gamma, H$ -field | neutralinos $\chi_{1,2,3,4}^0$ | 1/2              |

SUSY содержит мультипликативное квантовое число  $R$ -четность, величина которого для обычных частиц  $+1$  и  $-1$  для суперсимметричных. Если  $R$ -четность сохраняется, то частицы рождаются парами, и легчайшая до которой они последовательно рас-

падают, должна быть стабильной. Предполагается, что это нейтралино  $\chi_1^0$  — массивная слабодействующая частица, и поэтому, прекрасный кандидат на темную материю во Вселенной. Как и нейтрино, нейтралино нерегистрируемо в экспериментальных установках и таким образом события, содержащие нейтралино, относятся к событиям с недостающей энергией. На электрон-позитронном коллайдере SUSY частицы образуются более или менее демократично через  $\gamma$  или  $Z$  обмен:

$$e^- + e^+ \rightarrow Z/\gamma \rightarrow \tilde{l}^+ + \tilde{l}^-.$$

На адронных коллайдерах (Теватрон, LHC) чувствительность к SUSY частицам не так демократична. Сечение образования скварка и глюино, участвующих в сильных взаимодействиях  $q + \bar{q} \rightarrow g \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}$ , гораздо больше сечения образования электро-слабых чаржино и слептонов. И так как скварки и глюино тяжелые, они каскадно распадаясь, дают сложную картину конечных состояний с многими струями, лептонами и недостающей энергией (рис. 2.26). Эти особенности позволяют отличить их в экспериментах на коллайдерах от фоновых событий, связанных с рождением обычных СМ частиц.

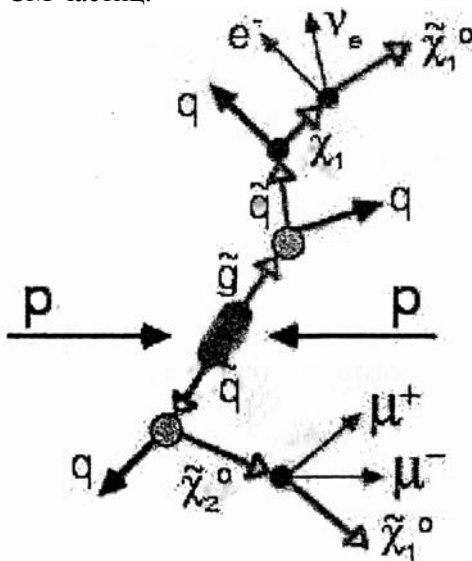


Рис. 2.26. Схема образования пары скварк-глюино в  $pp$  взаимодействии с последующим каскадом распадов

### *Хиггс SUSY*

В SUSY пять Хиггсовых бозонов,  $h$ ,  $H$ ,  $A$ ,  $H^\pm$ , так как в отличие от СМ необходимы разные бозоны для образования масс верхних и нижних кварков. В то время как в СМ достаточно одного параметра, массы Хиггса, В SUSY нужно два. Обычно это масса  $A$  - бозона и отношение  $(\tan\beta)$  величины вакуумного ожидания Хиггсового поля связанного с верхним и нижним кварками. Если  $\tan\beta$  есть  $O(1)$ , то связь топ кварка с Хиггсом гораздо сильнее чем боттом кварка, как и в Стандартной Модели.

Массы  $h$  и  $H$  определяются массой  $A$  и  $\tan\beta$ . Заряженные Хиггсовы бозоны тяжелее чем  $A$  ( $M_{H^\pm}^2 \approx M_A^2 + M_W^2$ ). Ожидается, что масса самого легкого Хиггса  $h$  будет не более 130 ГэВ/ $c^2$ .

Таким образом, одна из интереснейших особенностей суперсимметрии состоит в том, что существуют 5 Хиггсовских бозонов а не один и один из них должен иметь массу менее 135 ГэВ. Это волнующая перспектива, так как шанс открытия  $h$  на Тэватроне не мал. Однако потребуется большая интенсивность взаимодействий ЛНС, чтобы перекрыть весь диапазон возможных масс.

### *2.8. Последние достижения в изучении CP-нарушения на $e^-e^+$ коллайдерах*

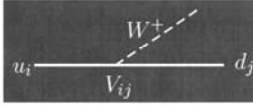
#### *Нарушение CP симметрии в распадах B- мезонов*

Основной интерес В-физики состоит в том, что она может быть тестом СКМ механизма нарушения CP симметрии в изменяющих аромат кварков слабых взаимодействиях. B-мезоны могут распадаться многими способами и большое количество распадов интересно с точки зрения нарушения CP симметрии. Некоторые из этих мод дают прямую информацию свободную от теоретических неопределенностей об углах унитарного треугольника.

Свойства СКМ матрицы может быть представлены в виде унитарного треугольника (рис. 2.27). Так как углы треугольника являются относительными фазами различных комбинаций элементов СКМ, прямая информация об углах будет строгим тестом гипотезы о том, что СКМ фазы являются единственным источником CP нарушения. Эти фазы предсказывают явление CP нарушения в амплитудах распадов многих адронов (прямое CP нарушение).

## Главная цель В-фабрик : измерение унитарного треугольника СКМ.

- Слабый заряженный ток и СКМ матрица



$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}$$

- Унитарность

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0$$

- Измерение сторон и углов унитарного треугольника позволят проверить СКМ матрицу.

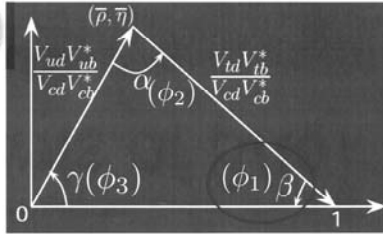


Рис. 2.27. СКМ матрица и унитарный треугольник

СКМ фазы также предсказывают не прямое CP нарушение в нейтральных мезонных комплексах  $M^0 \bar{M}^0$ , которое проявляется только при условии смешивания.

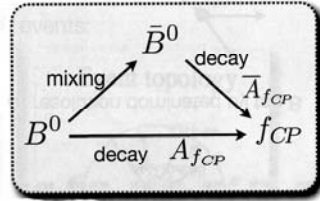
В распаде нейтрального  $B^0$  мезона на собственное значение CP -  $f_{CP}$  есть два пути к финальному состоянию. Если родительский B был рожден как  $B^0$  то он может либо прямо распасться в  $f_{CP}$  или перейти через слабое смешивание в  $\bar{B}^0$ , а затем этот  $\bar{B}^0$  распадается в  $f_{CP}$ . Амплитуды этих двух процессов будут когерентно складываться и интерферировать. Если элементы СКМ матрицы имеют комплексные фазы тогда эти (слабые) амплитуды будут иметь разные фазы в зависимости от типа родительского B - мезона. В результате интерференция в случаях ( $B$  рожден как  $B^0$ )  $\rightarrow f_{CP}$  и ( $B$  рожден как  $\bar{B}^0$ )  $\rightarrow f_{CP}$  будет отличаться и, следовательно, скорости этих двух распадов будут также отличаться. Поскольку оба эти распада являются зеркальными отражениями в CP зеркале, разница в их скоростях есть CP – нарушение. На рис. 2.28 показано как скорости распадов связаны с прямым и непрямым CP нарушением.

- $B^0$  Может смешиваться со своей античастицей до распада.
- Интерференция параметризуется параметром

$$\lambda = \frac{q}{p} \cdot \frac{\bar{A}}{A}$$

Фазовый фактор из-за смешивания

Отношение амплитуд распада



$$\lambda_{fCP} \neq \pm 1 \Rightarrow \text{Prob}(\bar{B}_{\text{phys}}^0(t) \rightarrow f_{CP}) \neq \text{Prob}(B_{\text{phys}}^0(t) \rightarrow f_{CP})$$

$$A_{CP} = \frac{\Gamma(\bar{B}_{\text{phys}}^0(t) \rightarrow f_{CP}) - \Gamma(B_{\text{phys}}^0(t) \rightarrow f_{CP})}{\Gamma(\bar{B}_{\text{phys}}^0(t) \rightarrow f_{CP}) + \Gamma(B_{\text{phys}}^0(t) \rightarrow f_{CP})} = S \cdot \sin(\Delta m_d t) - C \cdot \cos(\Delta m_d t)$$

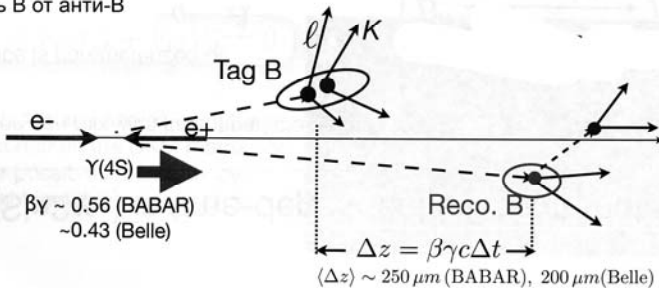
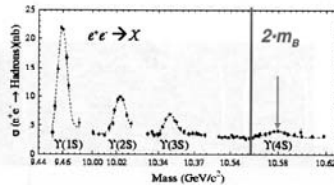
$S$  — CP нарушение индуцированное смешиванием       $C$  — Прямое CP нарушение.

Рис. 2.28 Прямое и не прямое CP нарушение

В эксперименте следует изучать времязависимую CP нарушаемую симметрию. Такие эксперименты можно проводить только на В-фабриках поскольку вероятности общих для  $B^0$  и  $\bar{B}^0$  распадов очень малы,

## Измерение времязависимого CP нарушения на В-фабриках.

- $\Upsilon(4S)$  Резонанс когерентно распадается в анти-В пару.
- Центр масс движется чтобы разделить две вершины.
- Один В, распадающийся в собственное значение CP полностью реконструируется.
- Продукты распада другого В позволяют отделить В от анти-В



## *Измерение CP нарушения индуцированного $B^0$ и $\bar{B}^0$ смешиванием*

В 2001 году нарушение CP симметрии в распадах В мезонов обнаружено в эксперименте Belle. Это произошло через 15 лет после предсказания такого явления, так как наблюдение его связано с большими экспериментальными трудностями.

Экспериментальная установка состояла из силиконового вершинного детектора расположенного максимально близко к точке встречи  $e^-e^+$  пучков для того, чтобы как можно точнее (до 80 мкм) определить место распада  $B$  – мезона.

Вершинный детектор окружен дрейфовой камерой размером  $3 \times 4 \text{ м}^2$  содержащей 34 тысячи проволочек, помещенных в газовую смесь гелия и метана.

Для измерения импульса частиц сверхпроводящий соленоид создавал в объеме дрейфовой камеры магнитное поле 1,5 Тесла. Обмотка магнита выполнена из тонких нитей ниобий-титанового сплава. При токе 4160 ампер сечение обмотки составило всего  $3 \times 33 \text{ мм}^2$ . Сверхпроводимость обеспечивалась помещением обмоток в криостат с температурой  $-268^0 \text{ К}$ . Для идентификации частиц в дрейфовой камере кроме импульса измерялись и удельные ионизационные потери. Разделение  $K$  и  $\pi$  мезонов обеспечивалось силиконовым аэрогелевым черенковским счетчиком, окружающим дрейфовую камеру.

За черенковским счетчиком расположен сцинтилляционный годоскоп, предназначенный для измерения времени пролета частиц с точностью 100 пикосекунд.

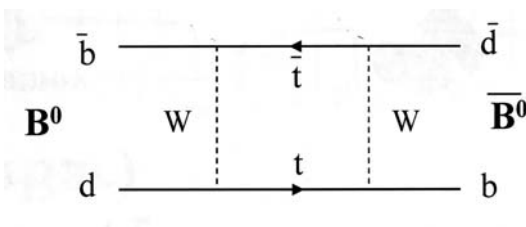
Энергия гамма квантов и электронов измерялась в электромагнитном калориметре, окружающим сцинтилляционный годоскоп, и состоящем из кристаллов  $\text{CsI(Tl)}$ . Свет из кристаллов собирался фотодиодами.

Мюоны и  $K_L$  мезоны регистрировались RPC расположенными в зазорах секционированного железного ядра сверхпроводящего магнита.

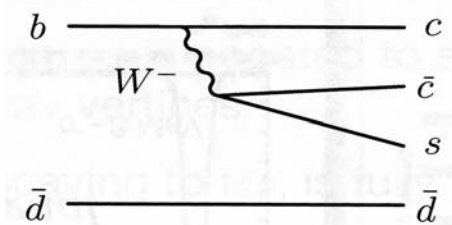
Установка экспонировалась на коллайдере ускорительного комплекса КЕК. Энергия электронов составляла  $E^- = 8 \text{ ГэВ}$ , позитронов  $E^+ = 3.5 \text{ ГэВ}$ . При этом, энергия в системе центра масс

$\sqrt{S} = 2\sqrt{E^- E^+} = 10.58 \text{ GeV}$ , т.е. в точности соответствовала массе состояния вottomония  $4^3\text{S}_1$ , распадающегося на  $B^0$  и  $\bar{B}^0$ . Интерес представляют распады этих мезонов в одинаковые собственные CP состояния, например,  $B \rightarrow J/\Psi + Ks$  (один из них при этом, естественно, распадается по более вероятному каналу, так как брэнчинг такого канала составляет всего лишь  $10^{-3}$ ). Измеряется распределение временного интервала между распадом  $B^0$  и  $\bar{B}^0$ . Обнаружено, что полученные распределения отличаются, если  $B^0$  и  $\bar{B}^0$  меняются местами.

Это явление названо нарушением CP симметрии, вызванным смешиванием  $B^0$ -мезонов.

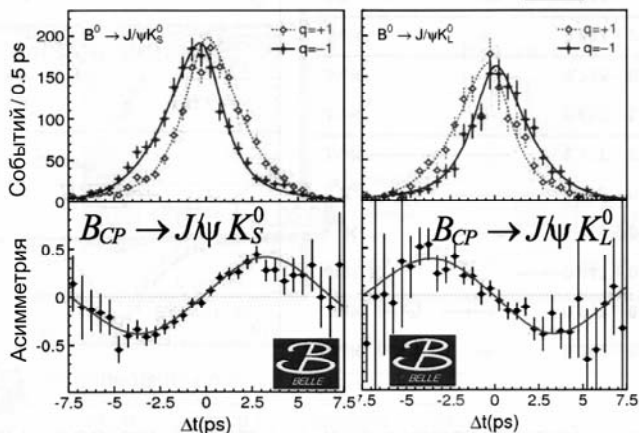


В распаде  $B^0 \rightarrow (c\bar{c})K_S$  доминирует древесная диаграмма



При этом, в рамках CM амплитуда CP нарушения  $S = \sin 2\beta (\sin 2\phi_1)$ . Амплитуда прямого CP нарушения  $C=0$ .

Эксперименты проведены на установках Belle и BABAR В-фабрик Японии и США. Результаты приведены на рис. 2.29.



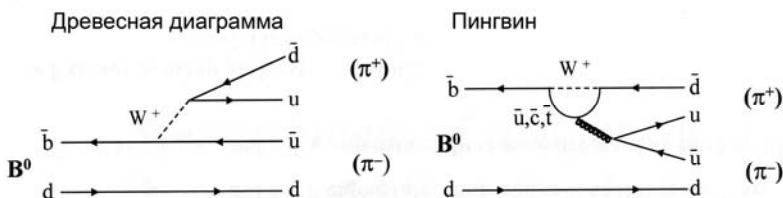
$$\sin 2\beta_{\text{eff}} = +0.642 \pm 0.031 \pm 0.017$$

$$C = -0.018 \pm 0.021 \pm 0.014$$

Рис. 2.29 Результаты экспериментов Belle и BABAR

Эти результаты прекрасно согласуются с результатами BABAR и предсказаниями Стандартной Модели.

Измерение прямого CP нарушения.



$$\frac{N(\bar{B}^0 \rightarrow f) - N(B^0 \rightarrow f)}{N(\bar{B}^0 \rightarrow f) + N(B^0 \rightarrow f)} = A_{pp} \cos(\Delta m \Delta t) + S_{pp} \sin(\Delta m \Delta t)$$

Прямое CP      Непрямое CP

Только древесная

Древесная + пингвин.

$$A_{pp} = 0$$

$$A_{pp} \sim \sin(\delta) \quad \text{Прямое CP нарушение}$$

$$S_{pp} = \sin(2\phi_2)$$

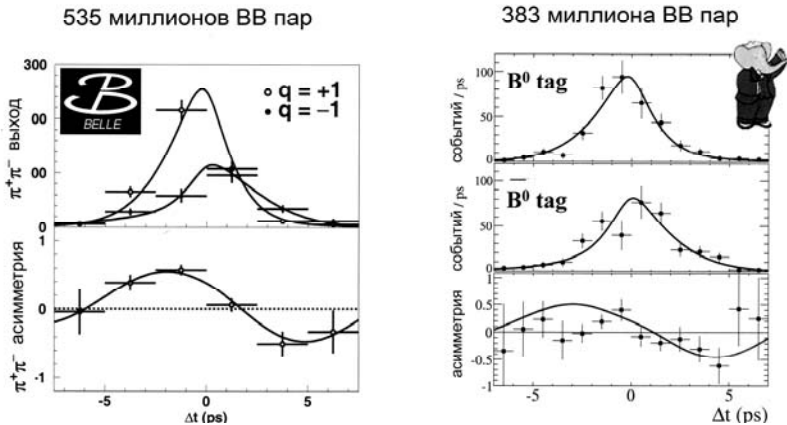
$$S_{pp} = \sqrt{1 - A_{pp}^2} \sin(2\phi_{\text{eff}})$$

Рис. 2.30



В распадах  $B^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$  измерено прямое CP нарушение. При такой моде распада древесная диаграмма интерферирует с пингвином (рис.2.31). Результатом этой интерференции может быть прямое CP нарушение.

### Результаты измерения прямого CP - нарушения на установках Belle & BABAR.



$$A_{\pi\pi} = +0.55 \pm 0.08 \pm 0.05$$

$$S_{\pi\pi} = -0.61 \pm 0.10 \pm 0.04$$

$$C_{\pi\pi} (-A_{\pi\pi}) = 0.21 \pm 0.09 \pm 0.02$$

$$S_{\pi\pi} = -0.60 \pm 0.11 \pm 0.03$$

Рис. 2.31 Результаты измерения прямого CP нарушения

Результаты измерения прямого CP нарушения на установках Belle и BABAR приведены на рис.2.31 и 2.32.

Из сравнения результатов видно, что в обоих экспериментах наблюдается сильное CP нарушение, связанное со смешиванием  $B^0 \bar{B}^0$  мезонов. Превышение над фоном  $5.6\sigma$  в Belle и  $5.1\sigma$  в BABAR. В двух экспериментах проанализировано более 900 миллионов распадов  $B^0 \bar{B}^0$  пар.  $\sin 2\beta$  измерен с точностью 4%.

Что касается прямого CP нарушения, то большой эффект ( $5.5\sigma$ ) наблюдается только в Belle.

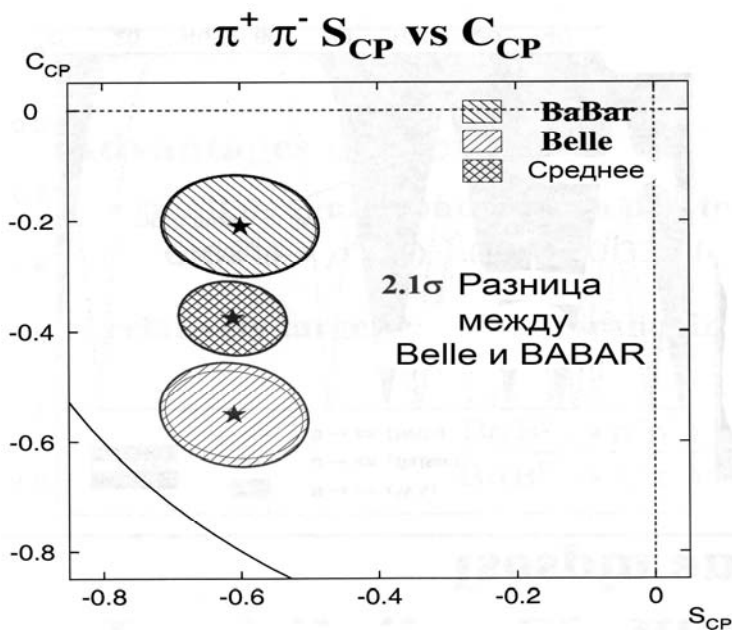


Рис. 2.32. Сравнение результатов измерения прямого и непрямого CP нарушения в экспериментах Belle и BABAR

### Глава III

#### Для чего строят новые коллайдеры?

Взаимодействия между кварками, лептонами и калибровочными бозонами детально исследованы на существующих коллайдерах. Результаты экспериментов согласуются с потрясающей точностью с предсказаниями Стандартной Модели. На рис. 3.1 приведены экспериментальные данные  $e^-e^+$  коллайдеров в сравнении с теоретическими предсказаниями в диапазоне энергий до 200 ГэВ.

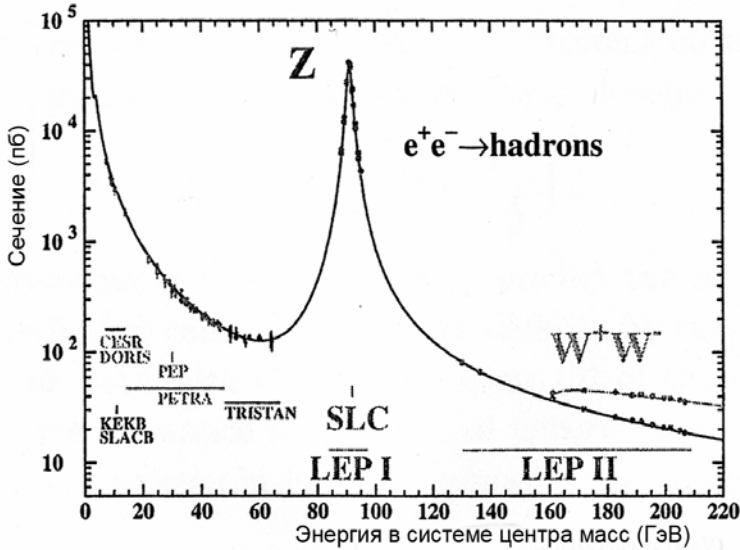


Рис. 3.1. Сравнение экспериментальных данных, полученных на электрон-позитронных коллайдерах, с теоретическими предсказаниями

Казалось незачем строить новые коллайдеры. Но цена этого согласия введение в теорию (СМ) «руками», по крайней мере, 18 произвольных параметров, которые мы получаем из эксперимента. Это: три независимых константы связи векторных бозонов, шесть масс кварков и три массы лептонов, три угла смешивания кварков, одна возможно отвечающая за СР нарушение фаза и две независимые массы слабых бозонов. Если учесть нейтринный сектор то добавится еще девять констант: три массы нейтрино, три угла смешивания и три фазы.

СМ также не объясняет происхождение таких квантовых чисел частиц как электрический заряд  $Q$ , слабый изоспин  $I$ , гиперзаряд  $Y$  и цвет.

Таким образом, СМ не дает ответа на следующие вопросы:

1. Что определяет относительную силу разных калибровочных взаимодействий?

2. Что определяем массы и углы смешивания различных состояний?

3. Почему в слабых взаимодействиях нарушается четность, т. е. только левые кварки и лептоны взаимодействуют со слабым заряженным током?

4. Где правые нейтрино?

5. Почему заряды кварков квантуются в долях  $1/3$  от заряда лептонов?

Кроме того, остается ряд важных вопросов вне СМ, которые можно сгруппировать в три категории.

**Масса:** каково происхождение масс частиц, связано ли оно с Хиггсовым бозоном и если да, то почему массы так малы (по сравнению с массой Планка)?

**Аромат:** почему так много различных типов кварков и лептонов, и почему их слабые взаимодействия смешиваются столь странным образом?

**Объединение:** можно ли множество элементарных частиц сил и масс унифицировать при высоких энергиях в “Теории Большого Объединения”, и при каком пороге эта унификация нарушается?

Все это стимулирует постановку новых экспериментов на коллайдерах с увеличенной энергией и интенсивностью пучков.

Несколько обособленную роль в физике высоких энергий играют эксперименты на коллайдерах по изучению свойств ядерной материи. В настоящее время эксперименты проводятся в США на коллайдере релятивистских тяжелых ионов (RHIC). Их проведение планируется также на LHC.

При столкновении ионов возникают мини-взрывы, имитирующие условия Большого взрыва, в котором родилась Вселенная.

RHIC состоит из двух ускорительно-накопительных колец длиной 3.8 км на сверхпроводящих магнитах. Инжекция ионов зо-

лота в коллайдер осуществляется тремя последовательно работающими ускорителями, увеличивающими энергию ионов до 10.8 ГэВ/нуклон. В каждом кольце коллайдера ионы ускоряются до 100 ГэВ/нуклон (рис. 3.1).

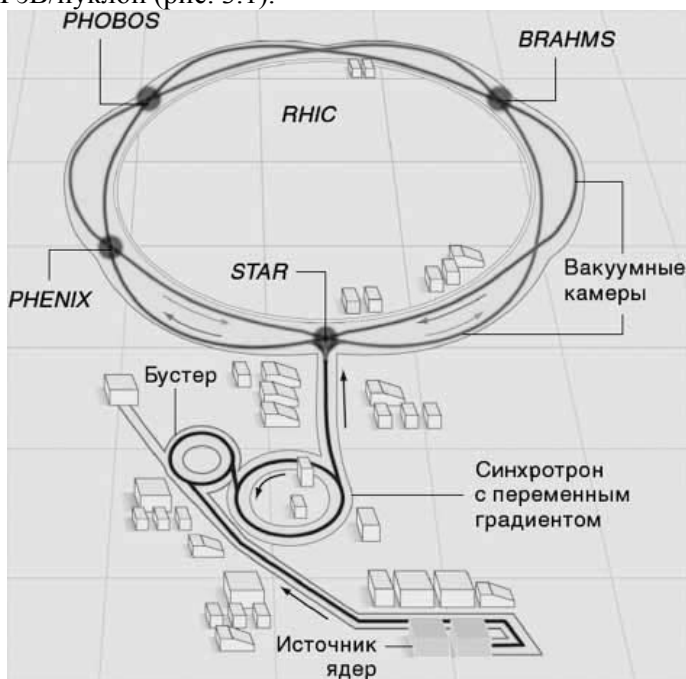


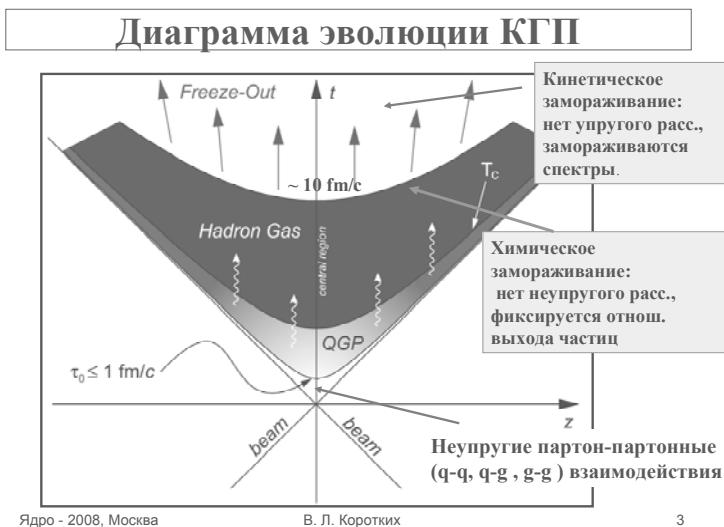
Рис. 3.1 Схема коллайдера релятивистских тяжелых ионов (RHIC)

В четырех точках встречи ускоренных ионов установлены четыре основных детектора RHIC. Цель экспериментов исследование фазового перехода ядерной материи в состояние кварк-глюонной плазмы (КГП) и изучение процесса формирования и свойств КГП.

Подобно воде ядерная материя существует в разных состояниях (фазах) в зависимости от температуры и плотности. «Жидкая» фаза реализуется в ядрах при нулевой температуре и насыщенной плотности (300 миллионов тонн/см<sup>3</sup>). При низкой плотности нуклоны ведут себя как газ. При повышении температуры нуклоны возбуждаются в «барионные резонансы». Далее образуются кварк-антикварковые пары (мезоны). При более высокой температуре

происходит фазовый переход от адронной материи к кварк-глюонной материи, имеет место деконфайнмент. Температура перехода около 170 МэВ ( $10^{12}$ К). Это в 130 тысяч раз больше температуры внутри Солнца. Такие условия существовали в ранней стадии развития Вселенной, через несколько микросекунд после Большого Взрыва.

На рис. 3.2 приведена диаграмма эволюции КГП, взятая из обзора В.П. Коротких.



*Рис. 3. Диаграмма эволюции кварк-глюонной плазмы*

Состояние, возникшее в результате взаимодействий ионов, за время формирования  $\approx 1$  фм/с термализуется в КГП с экстремально высокой температурой и плотностью. Далее КГП расширяется и охлаждается. При достижении критической температуры фазового перехода начинается формирование адронов. После этого возникает газ взаимодействующих адронов, возможно в тепловом равновесии. По мере дальнейшего расширения достигается плотность, при которой адроны больше не взаимодействуют. В экспериментальных установках регистрируются частицы, вылетающие с поверхности этого объема.

Таким образом, эксперименты на RHIC во многом аналогичны некоторым астрономическим наблюдениям. Исследуемый объ-

ект является расширяющимся источником радиации, спектр которой несет информацию о температурном и возможно химическом равновесии излучающего источника.

Отличительной особенностью постановки эксперимента на RHIC от экспериментов на других коллайдерах является то, что на RHIC не ставится задача реконструкции события по частицам, вылетающим по всем углам. Большинство из многих тысяч частиц (в основном адроны) возникают на поверхности взаимодействующего объема (адронного газа). Они несут информацию о размере области, температуре и отношении выхода образующихся частиц. Информацию о температуре внутри расширяющегося объема плазмы несут фотоны (реальные или виртуальные в виде  $e^-e^+$  или  $\mu^-\mu^+$  пар, не участвующих в сильных взаимодействиях).

Детекторы RHIC способны регистрировать большое количество сравнительно мягких частиц. При этом с высокой точностью измеряются кинематические характеристики и квантовые числа каждой из частиц вылетающих в выбранном телесном угле.

Первые результаты полученные на коллайдере RHIC доказали, что в столкновении Au+Au при  $\sqrt{S} = 200$  А ГэВ образуется новая материя, которая не может быть описана в терминах цветонейтральных адронов.

Проявление этой материи наблюдается в таких эффектах как:

1. Азимутальная анизотропия частиц,
2. Подавление выхода частиц в сравнении с pp взаимодействием, и в зависимости от величины  $\sqrt{S}$ ,
3. Искажение формы пика в 2-х частичной корреляции и др.

Главными задачами дальнейшего, углубленного изучения хромо-динамического вещества на RHIC и LHC являются поиски доказательств деконфайнмента и киральной симметрии (предположения о том, что фермионы и антифермионы имеют противоположные спиральности).

Можно утверждать, что в экспериментах на RHIC достигнута плотность энергии достаточная для деконфайнмента и образуется среда, отличающаяся от обычной ядерной материи. Но неоспоримых доказательств достижения условий для кваркового деконфайнмента и восстановления киральной симметрии пока нет.

КХД предсказывает, что переход в КГП происходит при  $T=170$  МэВ и сопровождается деконфаинментом, а переход к киральной симметрии – при еще более высоких температурах возможно достижимых на LHC.

*. Контрольные вопросы к главам II и III*

1. Что нового для физики дает изучение на коллайдерах связанных состояний тяжелых кварков?
2. Почему время жизни чармония и боттомония так велико?
3. Как измеряют энергию нейтрино в экспериментах на коллайдерах?
4. Для чего проводят прецизионные измерения масс  $W$  и  $Z$  на коллайдерах?
5. В чем основное отличие  $t$ -кварка от остальных кварков, и как  $t$ -кварк идентифицируют на коллайдерах?
6. Почему исследование на коллайдере  $B^0$  – анти  $B^0$  системы гораздо важнее для физики чем исследование ее чарм эквивалента или  $K^0$  –анти  $K^0$  системы?
7. Как на коллайдерах измеряют CP нарушение в распадах  $B^0$  мезонов?
8. Чего не может объяснить Стандартная Модель?
9. Цель экспериментов на коллайдерах тяжелых ионов?



## *Глава IV*

### *Проблемы коллайдеров*

#### *4.1 Светимость*

Огромное преимущество коллайдеров в энергии омрачается тем, что плотность встречного пучка обычно гораздо ниже плотности неподвижной мишени. Число событий изучаемого на ускорителе процесса в единицу времени  $N = L\sigma$  пропорционально величине  $\sigma$ , характеризующей вероятность этого процесса. Коэффициент пропорциональности  $L$  называется светимостью. Для ускорителей с фиксированной мишенью  $L = IK$ , где  $I$  - число частиц падающих на мишень в секунду,  $K$  - число частиц мишени на  $1 \text{ см}^2$  падающего пучка. Обычно ускоряются  $10^{12}$  -  $10^{13}$  протонов и все они в течение секунды могут быть сброшены на мишень. Число нуклонов в  $1 \text{ см}^3$  мишени составляет  $6,02 \times 10^{23} \rho$  ( $\rho$  – плотность мишени). Таким образом, получить светимость порядка  $10^{36} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$  и даже выше на ускорителе с фиксированной мишенью не составляет проблемы. В коллайдере дело обстоит гораздо хуже.

Пусть пучки равномерно распределены вдоль орбиты коллайдера, тогда  $L$  выражается через параметры пучков следующим образом:

$$L = \frac{N_1 N_2}{S} n, \quad (4.1)$$

где  $N_1, N_2$  - число частиц во встречных пучках,  $S$  - площадь поперечного сечения пучков в месте встречи,  $n$  - число оборотов пучка в секунду. При  $N_1 = N_2 = 10^{12}$ , поперечном сечении пучков  $1 \text{ мм}^2$  и числе оборотов  $10^5 \text{ сек}^{-1}$  светимость составит  $10^{31} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$ .

Из соотношения (4.1) видно, что для достижения высокой светимости необходимо повышать интенсивность пучков встречных частиц и уменьшать поперечное сечение пучков в месте встречи. В современных коллайдерах максимальная величина светимости составляет  $10^{32} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$ .

#### *4.2. Получение пучков античастиц. Роль синхротронного излучения в электрон-позитронных коллайдерах*

Существуют интенсивные источники электронов и протонов, и, следовательно, создание интенсивных электрон-электронных или протон-протонных встречных пучков не представляется техни-

чески сложным. Ситуация с получением интенсивных пучков антипротонов и позитронов хуже. Прямых источников античастиц нет. Для генерации  $e^+$  используется рождение  $e^-e^+$  пар гамма-квантами тормозного излучения электронов, ускоренных до энергии  $\sim 10 - 100$  МэВ. Эффективность генерации позитронов составляет  $\sim 0,1\%$ . Антипротоны получают при облучении вещества протонами ускоренными от десятков ( $S\bar{p}pS$ ) до 120 ГэВ (Тэватрон). Эффективность образования антипротонов, которые могут быть использованы для накопления и дальнейшего ускорения в коллайдере, на несколько порядков ниже эффективности образования позитронов.

Из-за низкой эффективности образования античастиц, для получения высокоинтенсивных пучков требуется их длительное накопление в устройствах, светосила которых существенно больше светосилы коллайдера. Светосила ускорителя или его «аксептанс» это фазовый объём, который может занимать пучок в процессе ускорения. Упрощённое объяснение таково. Под действием квазиупругих сил вне равновесной орбиты, частицы совершают гармонические колебания (бетатронные колебания) относительно орбиты в горизонтальной и вертикальной плоскостях. Кроме того, из-за разброса скоростей вдоль орбиты, частицы колеблются относительно равновесной фазы ускоряющего поля. Произведение амплитуд колебаний, ограничиваемых размерами вакуумной камеры и условием захвата частиц в процесс ускорения (автофазировкой), на максимальный разброс скоростей в направлении этих колебаний пропорционален так называемому фазовому объёму в шестимерном фазовом пространстве. Находясь в этом объёме, частица может существовать в вакуумной камере ускорителя. Угловой и импульсный разброс инжектированных в ускоритель частиц не должен превышать значений, при которых частицы в процессе ускорения выйдут за пределы этого фазового объёма и попадут на стенки вакуумной камеры, или не будут вовлечены в процесс ускорения из-за временного рассогласования с частотой ускоряющего поля. В кольцевом накопителе объём, занимаемый пучком в реальном и фазовом пространстве, должен быть уменьшен до уровня приемлимого для инжекции в коллайдер. Этот процесс называется «охлаждением» пучка.

На первый взгляд положение тут безнадежно. В механике существует теорема Лиувилля, согласно которой величина фазового объема системы не может быть изменена с помощью консервативных сил. Никакая оптика, например, не позволит уменьшить поперечный размер пучка заряженных частиц, не увеличивая его расходимости. Тем не менее, пучок позитронов можно охлаждать, запустив его на круговую орбиту и поддерживая в течение какого-то времени его энергию постоянной. Механизм этого явления состоит в следующем. Заряженная частица, двигающаяся по криволинейной траектории, излучает фотоны вперед по касательной к траектории в узком конусе  $\theta \approx \frac{1}{\gamma}$ . Действие этого, так называемо-

го, синхротронного излучения аналогично действию силы трения, и теорема Лиувилля здесь не работает. Потери энергии в направлении по орбите компенсируются установленными вдоль орбиты ускоряющими станциями, уменьшение же скорости в направлении перпендикулярном орбите ничем не компенсируется, и, таким образом, пучок сжимается как в реальном, так и в фазовом пространстве. На рис. 4.1 схематически показано уменьшение угла разлета пучка с помощью синхротронного излучения.

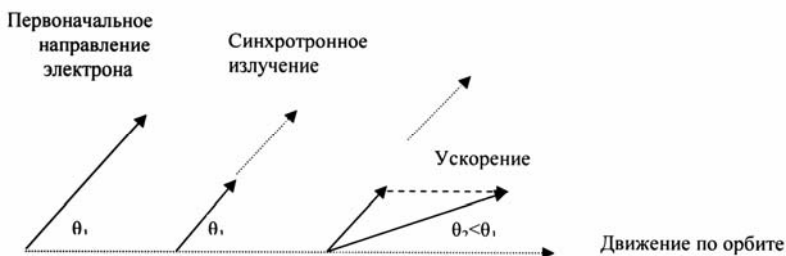


Рис. 4.1. Сжатие электронного пучка за счет синхротронного излучения

В электронных синхротронах роль синхротронного излучения двойственна. С одной стороны, его присутствие позволяет эффективно охлаждать и накапливать позитронные пучки, с другой стороны, синхротронное излучение это бич больших электронных синхротронов.

Частица массой  $m$  с зарядом равным заряду электрона, двигаясь с энергией  $E$  по орбите радиуса  $R$ , теряет в результате синхротронного излучения за один оборот долю энергии

$$\frac{\Delta E}{E} = 88.5 \times \frac{[E(\text{ТэВ})]^3}{R(\text{км})} \left( \frac{m_e}{m} \right)^4. \quad (4.2)$$

В самом большом электрон-позитронном коллайдере LEP II, например, с энергией  $2 \times 0.1$  ТэВ и радиусом орбиты  $\sim 4$  км потеря энергии за один оборот составляет 2,2% или 2,2 ГэВ. Для сравнения в самом большом протонном коллайдере за один оборот протоны набирают энергию 2 МэВ. Громадные потери энергии на синхротронное излучение являются причиной того, что строительство кольцевых  $e^-e^+$  коллайдеров на более высокие энергии не планируется. Радиус орбиты  $e^-e^+$  коллайдера на энергию  $2 \times 500$  ГэВ, с такими же потерями на синхротронное излучение, что и в LEP II, составил бы 500 километров. С другой стороны, в линейном ускорителе электронов синхротронное излучение практически отсутствует ( $R \rightarrow \infty$  в формуле 4.2).

### 4.3. Охлаждение антипротонных пучков

При одинаковой энергии потери антипротона на синхротронное излучение на тринадцать порядков меньше чем позитрона, поэтому охлаждать антипротоны таким же способом как позитроны нельзя.

Известны два метода охлаждения антипротонного пучка. Один из них, называемый электронным охлаждением, предложен Г.И.Будкером. Метод состоит в следующем (рис. 4.2).

На прямолинейном участке орбиты к пучку антипротонов добавляют пучок электронов, имеющих такую же среднюю продольную скорость, но существенно меньший, чем у протонов импульсный разброс (температуру). Поскольку относительные скорости электронов и антипротонов малы, идет интенсивное кулоновское рассеяние электронов на антипротонах. В результате электроны нагреваются, то есть забирают часть энергии поперечных и продольных колебаний антипротонов, а антипротоны охлаждаются. Нагретые электроны удаляются магнитным полем. Этот процесс повторяется многократно.

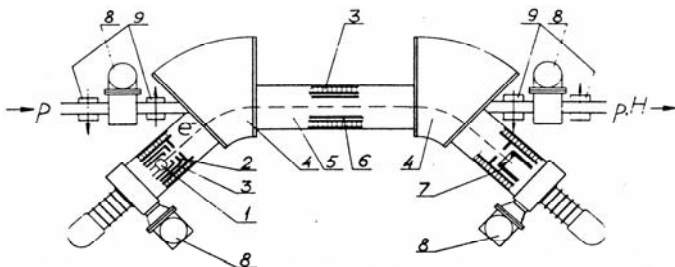


Рис. 4.2. Схема электронного охлаждения пучка антипротонов:  
 1 – электронная пушка; 2 – аноды; 3 – соленоиды; 4 – отклоняющий магнит;  
 5 – охлаждающая секция; 6 – вакуумная камера; 7 – коллектор;  
 8 – вакуумные насосы; 9 – корректирующий магнит

Второй метод предложен в 1968 году Симоном ван дер Мее-ром и реализован в *SppS* коллайдере и в Тэватроне. Им замечено, что существует принципиальная возможность изменения фазового объема, занимаемого антипротонным пучком консервативными (без трения) силами, поскольку частицы в фазовом пространстве представляются точками, разделенными пустым пространством. Имея информацию о положении частицы в фазовом пространстве, можно подтолкнуть ее к центру распределения. При этом микро-масштабная плотность сохраняется, а пустое пространство выталкивается наружу и в макроскопическом смысле плотность частиц растет. Этот метод назван стохастическим охлаждением, так как он основан на статистическом процессе колебаний флуктуаций плотности пучка относительно орбиты. Технически он реализуется следующим образом (рис. 4.3).

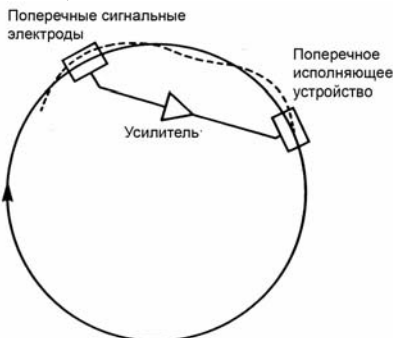


Рис. 4.3. Схема охлаждения поперечных бетатронных колебаний

В одной из секций охлаждающего кольца устанавливается датчик, измеряющий среднее отклонение частиц от идеальной орбиты. Датчик вырабатывает корректирующий сигнал, который передается поперек кольца к отклоняющему устройству, расположенному на другой стороне кольца. К моменту прихода частиц в место расположения отклоняющего устройства к ним прикладывается электрическое поле в противофазе с отклонением частиц от орбиты. В результате центр масс пролетающих частиц сдвигается по направлению к идеальной орбите. Хотя частицы движутся практически со скоростью света, корректирующий сигнал приходит в нужное время, так как он идет по более короткому пути вдоль хорды охлаждающего кольца. Схема продольного охлаждения очень похожа на предыдущую, но в ней сигнальные электроды помещаются в то место, где наиболее велика дисперсия орбит, т. е. там, где положение частицы зависит от ее импульса.

На рис. 4.4 схематически представлен ускорительно накопительный комплекс ЦЕРНа, в котором впервые был реализован стохастический метод охлаждения антипротонного пучка.

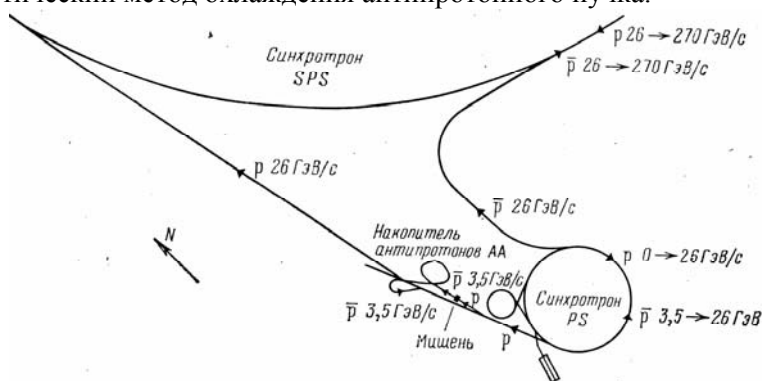


Рис. 4.4. Схема протон-антипротонного коллайдера ЦЕРН

Частицы проходят через сложную последовательность взаимосвязанных устройств, управляющих пучком. Сначала протоны ускоряются до энергии 26 ГэВ в протонном синхротроне (PS). Ускоренный пучок направляется на медную мишень, образуя множество частиц, среди которых присутствует небольшое количество антипротонов. На  $\sim 10^6$  протонов, сброшенных на мишень, удаётся

получить не более двух антипротонов, которые могут быть использованы для накопления и дальнейшего ускорения в коллайдере. Антипротоны, попавшие в широкоапертурное кольцо, называемое антипротонным накопителем (AA), охлаждаются стохастическим методом и накапливаются за счет многократной инжекции. Этот процесс длится несколько суток, пока не будет накоплено несколько сотен миллиардов антипротонов. При охлаждении фазовый объем пучка уменьшается в  $10^9$  раз, после чего антипротоны посылаются в PS - кольцо, где ускоряются до 26 ГэВ, и затем выводятся в кольцо большого (2,2 км диаметром) синхротрона SPS. Незадолго до этого в противоположном направлении в синхротрон SPS инжектируются протоны с энергией 26 ГэВ, также ускоренные в синхротроне PS. Вращающиеся навстречу друг другу пучки ускоряются до энергии 315 ГэВ каждый, а затем сталкиваются в двух зонах взаимодействия, окруженных детекторами частиц. Поскольку плотности встречных пучков невелики, взаимодействия частиц происходят так редко, что не сказываются на времени жизни пучков в течение нескольких часов. Аналогичная схема охлаждения используется и в самом большом  $p\bar{p}$  коллайдере – Теватроне FNAL с энергией в с.ц.м. 1.8 ТэВ.

Итак, главная проблема кольцевых  $e^-e^+$  коллайдеров, препятствующая увеличению их энергии, это синхротронное излучение. В  $p\bar{p}$  коллайдерах, в связи с необходимым увеличению светимости, при увеличении энергии возникает проблема получения интенсивных пучков антипротонов за разумные времена. Дело в том, что с увеличением энергии взаимодействия, для реализации одинаково эффективных физических программ, светимость должна увеличиваться пропорционально квадрату энергии. Это связано с точечноподобной природой взаимодействия элементарных частиц, вероятность которого уменьшается пропорционально квадрату энергии.

Поэтому строительство  $e^-e^+$  и  $p\bar{p}$  коллайдеров с энергией большей чем в LEP II и Теватроне не планируется.

## *Глава V*

### *Перспективы развития коллайдеров*

#### *5.1. Большой адронный коллайдер LHC.*

История строительства  $p\bar{p}$  коллайдеров заканчивается на американском Тэватроне. Остаются очень дорогие протон - протонные коллайдеры. Тем не менее, усилиями многих стран в ЦЕРН построен большой адронный коллайдер (LHC) с энергией протонов  $2 \times 7 \text{ ТэВ}$ . Его технический запуск предполагается осуществить в 2009 году.

LHC расположен в 27-километровом тоннеле  $e^-e^+$  коллайдера (LEP). Стоимость проекта существенно сокращена, во-первых, за счет того, что коллайдер размещают в уже имеющемся тоннеле. Во-вторых, найден оригинальный вариант расположения двух встречных колец в магнитах, каждый из которых имеет два канала с противоположно направленным магнитным полем для транспортировки пучков, являясь при этом единой механической структурой, помещенной в один криостат (рис. 5.1).

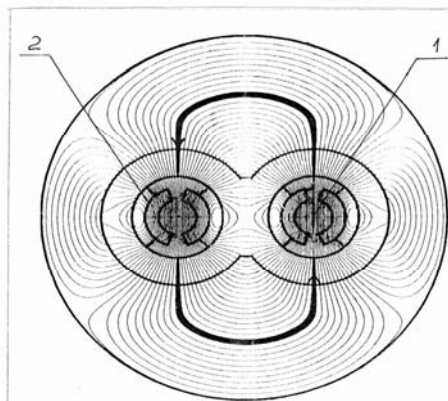


Рис. 5.1. Расположение двух встречных колец в магните LHC:  
1 – вакуумная камера, 2 – обмотка магнита

В ускорителе используются  $\sim 1100$  сверхпроводящих магнитов с магнитным полем 8.4 Тесла, что обеспечивает энергию протонного пучка 7 ТэВ. Пучки встречаются в четырёх точках, где расположены экспериментальные установки. В двух точках с высокой светимостью расположены установки ATLAS и CMS. В двух



других расположены установка ALICE, предназначенная для изучения столкновений тяжелых ионов и LHC-B, детектор оптимизированный для изучения адронов содержащих  $b$ -кварк. Кроме протонов в коллайдере предполагается накапливать и ускорять ионы. Энергия ускоренного иона равна энергии, до которой ускоряется протон, умноженной на заряд иона. Для тяжелых ионов, таких, например, как ионы свинца, полная энергия достигает 1150 ТэВ. При столкновении ионов с такой энергией может образовываться так называемая кварк-глюонная плазма, плотность и температура которой воспроизводят условия во Вселенной спустя микросекунды после Большого Взрыва.

Предусмотрена также, возможность сталкивать электроны от LEP с протонами от LHC с выделением энергии в системе центра масс 1,3 ТэВ.

На рис. 5.2 показано как LHC вписывается в систему пучков ЦЕРН.

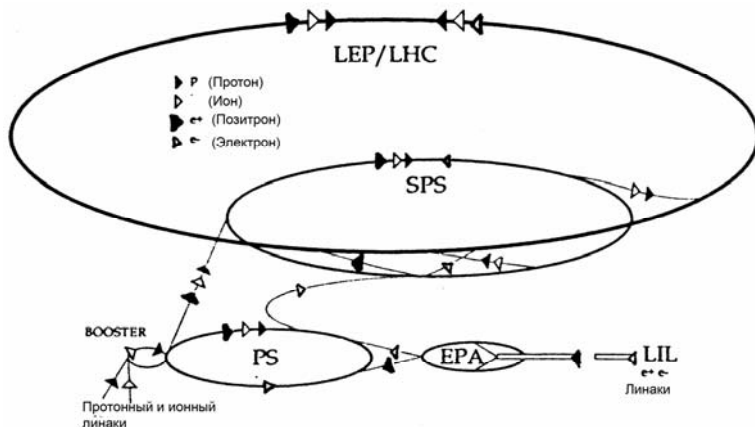


Рис. 5.2. Схема ускорительного комплекса ЦЕРН

Протоны с энергией 50 МэВ из линейного ускорителя поступают в накопитель (бустер), где ускоряются до 1,4 ГэВ. После бустера ускоренные в протонном синхротроне (PS) до 26 ГэВ протоны переходят в синхротрон (SPS) и из него ускоренные до 450 ГэВ поступают поочередно в два встречных кольца LHC. Ионы, электроны и позитроны проходят аналогичный путь от своего линейного ускорителя и накопителя

ЛНС более чем в 20 раз превзойдет своего предшественника ( $\sqrt{s}ppS$ ) по энергии и в  $10^2$  раз по светимости.

Главная задача ЛНС понять механизм спонтанного нарушения электрослабой симметрии, т.е. почему у гамма кванта массы нет, а массы  $W$  и  $Z$  порядка 100 ГэВ/ $c^2$ .

Калибровочная инвариантность требует, чтобы калибровочные бозоны со спином единица имели нулевую массу, если они единственные бозоны в теории. Это выполняется в случае электромагнитных и сильных взаимодействий. Однако у  $W$  и  $Z$  масса есть. В рамках СМ предполагается, что все дело в существовании некоего скалярного поля. Если векторные поля олицетворяют динамику, то скалярные олицетворяют инертность, и играют роль разрушителя симметрии. Предполагаемое скалярное поле имеет ненулевую вакуумную величину. Эта величина не инвариантна относительно калибровочного преобразования, что и является спонтанно нарушенной калибровочной инвариантностью. Вместе с тем калибровочная инвариантность взаимодействий (как противоположности вакуумному состоянию) остается точной. После открытия  $W$  и  $Z$  бозонов в физике высоких энергий нет более важной задачи, чем поиск скалярных бозонов и изучения их свойств. Любая попытка теоретиков избавиться от этих бозонов обязательно приводит к появлению составных скалярных бозонов с конфайнментом  $< 10^{-17}$  см. В этих, так называемых техницветовых моделях с техникварками и техниглюонами,  $W$  и  $Z$  приобретают массу, съедая технипионы. В СМ частицы приобретают массу, взаимодействуя с так называемым хиггсовым полем  $H(x)$ .

Ожидаемое сечение образования Хиггса очень мало. Потребуется интегральная светимость порядка 100 фм $^{-1}$ , что соответствует одному году работы ЛНС при светимости  $10^{34}$  см $^{-2}$ сек $^{-1}$ .

Существует несколько механизмов образования СМ Хиггса на ЛНС. Некоторые из них показаны на рис. 5.3.  $gg \rightarrow H$  через петлю тяжелого кварка (5.3 с);  $q\bar{q} \rightarrow WH$  (5.3 d);  $gg \rightarrow t\bar{t}H$ ;  $gg \rightarrow b\bar{b}H$  и  $qq \rightarrow qqH$  (5.3). Первый механизм доминирует при малой массе Хиггса, последний при большой.

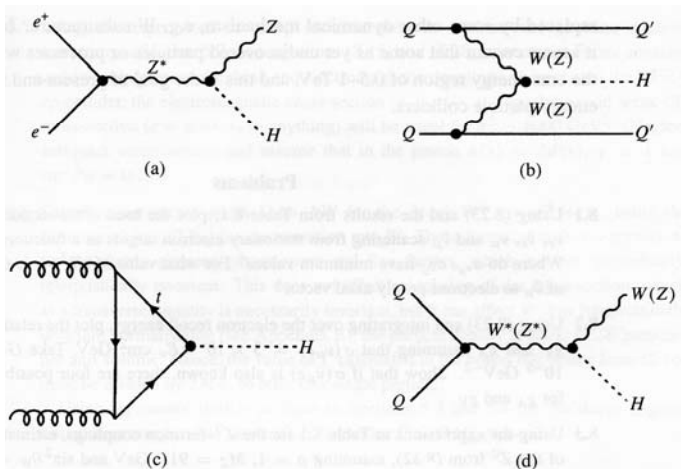


Рис. 5.3. Типичные диаграммы, иллюстрирующие механизм образования бозона Хиггса : (a)  $e^+e^-$  взаимодействия на электрон-позитронном коллайдере и (b), (c), (d) в  $pp$ - взаимодействиях на LHC

На рис.5.4 приведена зависимость вероятности распада Хиггса по различным каналам от его массы.

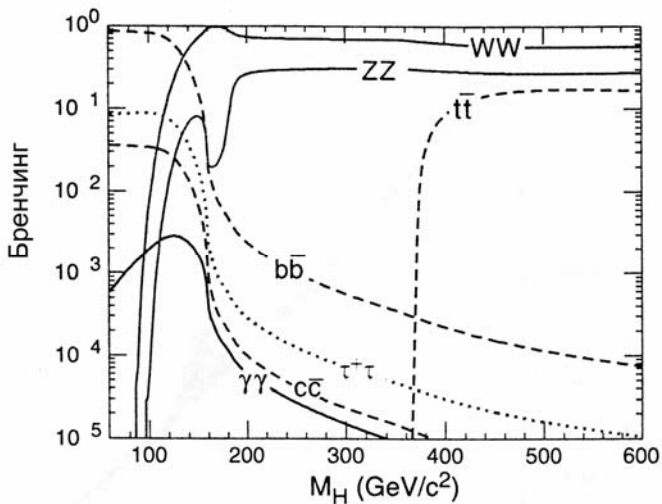


Рис. 5.4. Вероятность распада Хиггса в зависимости от его массы

По каким каналам распада предполагается искать Хиггс на LHC?

*Легкий* Хиггс удобнее искать по распаду на  $\gamma\gamma$ , при промежуточной и большой массе на  $4l$ , и при очень большой массе на  $2l\nu\bar{\nu}$ . Почему это так?

Если  $M_H$  мало отличается от предела, установленного на LEP ( $114\text{ГэВ}/c^2$ ), то основной модой распада является  $H \rightarrow b\bar{b}$  (рис. 5.4). Эту моду практически невозможно выделить из громадного количества  $b\bar{b}$  пар рожденных в стандартных QCD процессах. Поэтому, наиболее подходящей для идентификации модой является  $H \rightarrow \gamma\gamma$ . Её доля значительно меньше, но зато она проявляется в виде очень узкого пика. Для регистрации такого пика необходимо хорошее энергетическое разрешение в электромагнитных калориметрах экспериментальных установок. В установках ATLAS и CMS, предназначенных для регистрации Хиггса на LHC, разрешение в массе составит  $1.1\text{ГэВ}/c^2$  и  $0.54\text{ГэВ}/c^2$  соответственно при  $M_H=110\text{ГэВ}/c^2$ .

*Хиггс промежуточной массы* ( $120 < M_H, < 200\text{ГэВ}/c^2$ ) предполагается искать по моде распада  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ .

*Хиггс большой массы* ( $200 < M_H, < 600\text{ГэВ}/c^2$ ) искать легче всего по моде  $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$ . Если  $M_H > 2M_Z$  то в 90% случаев Хиггс распадается на  $W^+W^-$  или  $Z^0Z^0$ , приблизительно 10% остается на  $b$  - анти  $b$  распады (рис. 5.4.)

При энергии LHC во взаимодействии протонных пучков рождается громадное количество частиц, В этих условиях самым простым вариантом наблюдения Хиггса будет его распад на два  $Z$  бозона, каждый из которых распадается в регистрируемую пару заряженных мюонов.

Исследование на LHC состоит из следующих этапов:

1. Наблюдение (или исключение существования) одиночного Хиггсовского бозона СМ и/или мультиплета Хиггсовских бозонов SUSY.
2. Наблюдение (или исключение существования) суперсимметрии в диапазоне предсказываемой теорией масс.
3. Наблюдение (или исключение существования) новой динамики в ТэВной шкале

## 5.2. Линейные электрон-позитронные коллайдеры

Электрон – позитронные линейные коллайдеры с энергией  $\sim 1$  ТэВ были бы важным дополнением к физической программе ЛНС. Адронный коллайдер обычно строится в первую очередь для исследования нового энергетического диапазона. Электрон-позитронный коллайдер следует затем с параметрам (энергия и светимость) хорошо адаптированными к физике новых частиц открытых на адронном коллайдере. Типичный пример антипротонная программа SppS завершившаяся открытием W и Z бозонов. Свойства этих частиц затем детально изучены на SLC и LEP.

С точки зрения получения полезной энергии в с.ц.м.,  $e^-e^+$  коллайдер более эффективен, чем адронный ( $pp$  или  $p\bar{p}$ ). Это обусловлено тем, что при высоких энергиях взаимодействия происходят между составляющими адрона кварками и глюонами, каждый из которых несет лишь долю энергии первичного адрона. По существу, ТэВный коллайдер протонов это кварк-глюонный коллайдер, в котором полезная энергия составляет порядка десятой доли полной энергии протонов. Для изучения области масс порядка ТэВ, где ожидается появление суперсимметричных частиц, необходимы либо  $e^-e^+$  коллайдер с энергией в системе центра инерции несколько ТэВ, либо адронный с энергией в десятки ТэВ.

Ещё одно преимущество  $e^-e^+$  коллайдеров состоит в том, что частицы, возникающие в  $e^-e^+$  столкновениях, образуются в фундаментальном взаимодействии элементарных частиц, в то время как в  $pp$  взаимодействии такое событие сопровождается множеством частиц, происхождение которых связано с остальными составляющими протона.

На рис. 5.5 схематически изображены основные элементы ускорителя электронов в  $e^-e^+$  коллайдере.

Источником электронов является полупроводниковый фотокатод, на который воздействует мощный импульсный лазер. Распределение электронных сгустков во времени определяется частотой и длительностью импульсов лазера и соответствует структуре (банчей) сгустков частиц в ускорителе.



Рис. 5.5. Схема части  $e^-e^+$  линейного коллайдера, предназначенной для ускорения электронов. Аналогичные элементы используются для ускорения позитронов

Позитроны возникают в результате рождения  $e^-e^+$  пар, гамма квантами тормозного излучения ускоренных электронов.

Полученные таким образом электронные (или позитронные) банчи поступают в «охлаждающее» кольцо, где за счет синхротронного излучения и последующего ускорения сжимаются в поперечном направлении. Охлажденные пучки поступают в основной ускоритель, являющийся многокилометровой системой ускоряющих резонаторов.

Энергия ускорителя пропорциональна градиенту ускоряющего поля и длине ускорителя. Ускоренные пучки фокусируются в точку взаимодействия мощными квадрупольными магнитами, расположенными вплотную или (даже внутри) детекторов. Благодаря этому размер пучков в месте их встречи уменьшается до уровня нанометров, что обеспечивает высокую светимость.

Несмотря на отсутствие потерь энергии на синхротронное излучение  $e^-e^+$  коллайдеры потребляют значительную энергию, так как затраченная на ускорение частиц энергия теряется после каждого столкновения пучков. Пучки после встречи уничтожаются. Мощность, потребляемая линейным коллайдером, составляет порядка 200 МВт, что эквивалентно потреблению электроэнергии городом с 200-тысячным населением.

Существуют планы строительства линейных  $e^-e^+$  коллайдеров с энергией от 500 ГэВ до нескольких ТэВ. Через несколько лет после начала работы ЛНС предполагается запустить один из линейных коллайдеров, характеристики которых приведены в таблице 5.1.

Таблица 5.1

| Коллайдер                                                               | TESLA     | JLC   | NLC   | CLIC    |
|-------------------------------------------------------------------------|-----------|-------|-------|---------|
| Энергия в с.ц.м. (ТэВ)                                                  | 0.5 (0.8) | 0.5   | 1.0   | 3.0     |
| Светимость ( $10^{33} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$ )               | 30        | 25    | 20    | 14      |
| Длина коллайдера (км)                                                   | 33        | 16    | 28    | 28      |
| Размер пучка в месте встречи ( $\sigma_x/\sigma_y, 10^{-9} \text{ м}$ ) | 554/5     | 243/3 | 243/3 | 202/2.5 |
| Величина ускоряющего поля (Мв/м)                                        | 22        | 36    | 28    | 150     |
| Частота повторения циклов ( Гц )                                        | 5         | 100   | 120   | 100     |

Германия предлагает построить коллайдер TESLA на сверхпроводящих ускоряющих элементах (резонаторах) из ниобия, работающих при температуре  $2^0 \text{ К}$ . В резонаторах с нормальной проводимостью львиная доля питающей ускоритель мощности высокочастотных генераторов теряется за счёт нагревания стенок резонаторов. В условиях сверхпроводимости практически вся подводимая мощность передаётся пучку частиц. Поэтому эффективность сверхпроводящего коллайдера более чем в два раза превосходит эффективность коллайдера с нормальной проводимостью и, даже при более высокой светимости, потребляемая таким коллайдером мощность остаётся в разумных пределах. Энергия коллайдера может быть доведена до 1 ТэВ, при светимости  $\sim 10^{34} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$ , а его длина составит 33 километра.

В предлагаемых вариантах с тёплыми резонаторами JLC (Япония) и NLC (США), не требующих использования технологии сверхпроводимости и криогенных систем, удаётся получить более высокий градиент ускоряющего поля, и, следовательно, уменьшить длину коллайдера. Но для достижения той же светимости, что и в TESLA размер пучков в месте встречи должен быть уменьшен в два раза (табл. 5.1). Размер пучка по горизонтали сравним с размером вирусов, а размер по вертикали близок к размеру молекул. При работе с этими пучками необходимо вводить коррекцию даже на такие тонкие эффекты, как влияние на пучки вращения Земли.

За исключением технологических отличий, TESLA и JLC очень похожи, и энергия, и светимость у них одинаковы.

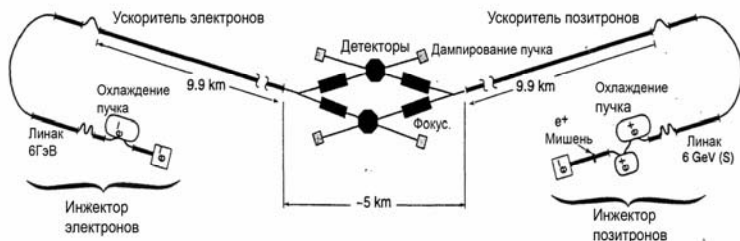


Рис. 5.6. Схема линейного электрон-позитронного коллайдера NLC

В NLC (рис. 5.6) предполагается получить более высокую энергию (до 1,5 ТэВ) и светимость  $\sim 10^{34} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$ .

В предлагаемом ЦЕРНом «Компактном Линейном Коллайдере» (CLIC), энергия может быть увеличена до 5 ТэВ. Главное его отличие от остальных состоит в том, что ускоряющее поле в резонаторах создается не обычными усилителями мощности высокочастотных колебаний (клистродами), а с помощью параллельно работающего линейного ускорителя с небольшой энергией (1.2 ГэВ) и высокоинтенсивным пучком (7.5 ампер).

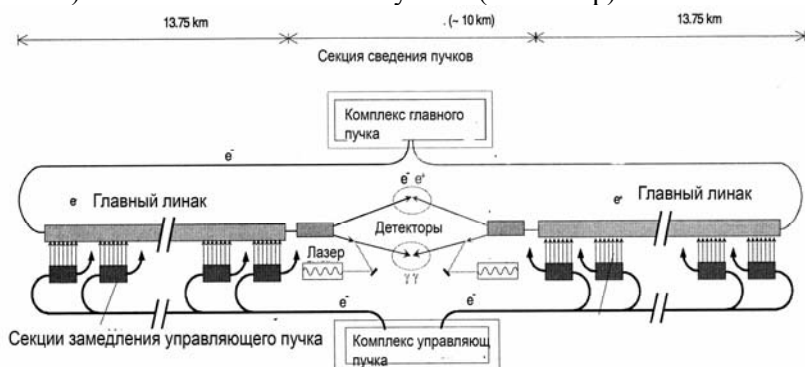


Рис. 5.7 Схема электрон-позитронного коллайдера CLIC

Это позволяет в несколько раз увеличить напряженность ускоряющего поля в основном ускорителе, доведя её до 150 Мв/метр. Работа CLIC похожа на работу электрического трансформатора, где небольшое напряжение и большой ток трансформируются в высокое напряжение и небольшой ток. Но техническая реализация



идеи конечно совсем иная. Энергия, поступающая в основной ускоритель, извлекается специальными радиочастотными структурами из пучка электронов, ускоренного вспомогательным ускорителем.

На строительство таких коллайдеров требуется несколько миллиардов долларов. Скорее всего, совместными усилиями нескольких стран после 2010 года будет построен один из них.

LHC позволит нам наблюдать первые яркие явления, которые могут существовать в новой физике ТэВных энергий. Затем с помощью  $e^-e^+$  линейных коллайдеров можно будет утвердиться в этой физике, проведя высокоточные измерения наблюдаемых явлений. Всё это представляет реальные возможности прогресса на пути нашего понимания строения элементарных частиц и единства сил природы.

Существуют ещё более отдаленные планы развития коллайдеров. С момента начала первых разработок до запуска нового коллайдера проходит около 20 лет. Для LEP этот период составил 16 лет (с 1973 по 1989 гг), на создание LHC видимо уйдёт не менее 24 лет (с 1985 по 2009 гг.). Разработка новых вариантов коллайдеров пост-LHC эры начата уже давно. Кроме проектов линейных  $e^-e^+$  коллайдеров ТэВного диапазона энергий существуют проекты новых вариантов синхротронных коллайдеров. Это  $pp$  коллайдер на энергию 100 ГэВ (VLHC), разрабатываемый в США, и  $\mu^-\mu^+$  коллайдер на энергию до 3 ТэВ. Строительство VLHC возможно на базе современных технологий применённых в LHC. Длина кольца VLHC даже в варианте с сильными сверхпроводящими магнитами ( $B \sim 10$  Тесла) составит 100 километров. VLHC начнут строить, если удастся понизить цену за один ТэВ на порядок. В настоящее время эта цена составляет 120M\$/ТэВ.

### 5.3. Мюонный коллайдер

$\mu^-\mu^+$  коллайдеры имеют большие преимущества перед  $e^-e^+$  коллайдерами. Мюон такая же элементарная частица, как электрон, но масса его в 207 раз больше массы электрона, и поэтому синхротронным излучением в кольцевом  $\mu^-\mu^+$  коллайдере можно пренебречь. Радиус  $\mu^-\mu^+$  коллайдера может быть гораздо меньше радиуса электронного коллайдера за счёт увеличения магнитного поля на

орбите. На рис.5.8 приведены сравнительные размеры некоторых существующих и проектируемых коллайдеров. Видно, что  $\mu$  коллайдер с  $\sqrt{s}=3\text{ТэВ}$  может вписаться в размер существующих ускорительных центров FNAL и BNL.

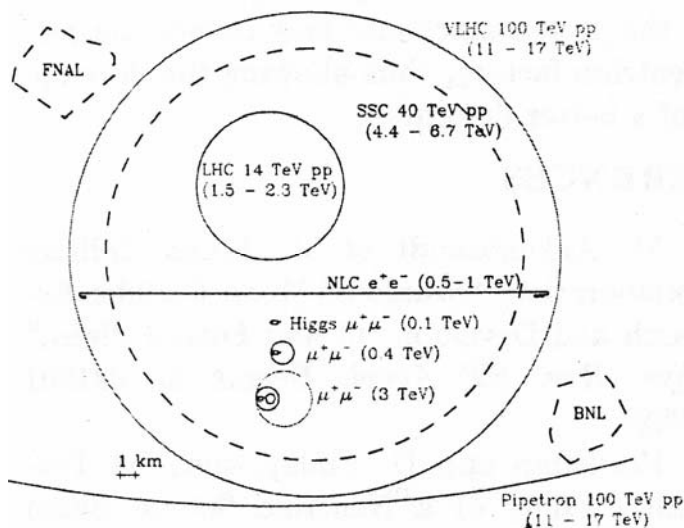


Рис. 5.8. Сравнительные размеры некоторых существующих и планируемых коллайдеров

Идея создания  $\mu\mu^+$  коллайдера была высказана Г.И Будкером в 1969 году. Основная трудность здесь – малое время жизни мюона (2.2 микросекунды). Долго оставалось неясным можно ли такой коллайдер построить и какова будет его стоимость? К 1991 году на первый вопрос получен утвердительный ответ. На второй вопрос пока ответа нет. На рис. 5.9 представлена схема  $\mu\mu^+$  коллайдера. Предложен следующий вариант его реализации.

В каждом цикле протонного синхротрона, работающего с частотой 15 Гц ускоряются 4 сгустка, содержащие по  $2.5 \times 10^{13}$  протонов, до энергии  $\sim 16$  ГэВ. Половина сгустков (банчей) используются для образования  $\mu^-$ , остальные для образования  $\mu^+$ . Мюоны образуются следующим образом. При взаимодействии выведен-

ных из ускорителя протонов с мишенью рождаются  $\sim 10^{13}$  пионов обоих знаков.



Рис. 5.9. Схема мюонного коллайдера

Значительная часть пионов с помощью сверхпроводящих соленоидов с полем от 20 до 14 Тесла захватывается в канал, помещенный в соленоид с меньшим полем, где при распаде пионов образуются мюоны. Чтобы получить как можно больше частиц в нужном интервале энергий, в этом канале установлены высокочастотные резонаторы, ускоряющие частицы низкой энергии и замедляющие высокоэнергичные частицы (это так называемая фазовая ротация).

Мюоны на выходе из распадного канала занимают большой фазовый объем. Поэтому следующим шагом является «охлаждение» мюонного сгустка, т. е. превращение диффузного мюонного облака в компактный сгусток, подходящий для ускорения и инжекции в коллайдер. Это нужно сделать за время существенно меньшее, чем время жизни мюона (2.2 мкс). Ни стохастический метод, ни метод охлаждения электронным пучком, требующие большого времени здесь неприменимы. Способ охлаждения мюонов называется «ионизационным охлаждением». Суть его в том, что при прохождении через вещество мюон теряет как продольный, так и поперечный импульс за счёт ионизационных потерь. Других потерь у мюона с энергией  $\sim 200$  МэВ нет, в отличие от протона, участвующего в ядерном взаимодействии или электрона, испытывающего радиационные потери в поле ядра. Потеря доли продольного импульса затем компенсируется ускоряющим полем резонаторов установленных за веществом (рис. 5.10). Повторяя этот процесс мно-

гократно, можно существенно уменьшить поперечный разброс координат и скоростей мюонов (поперечный фазовый объём).

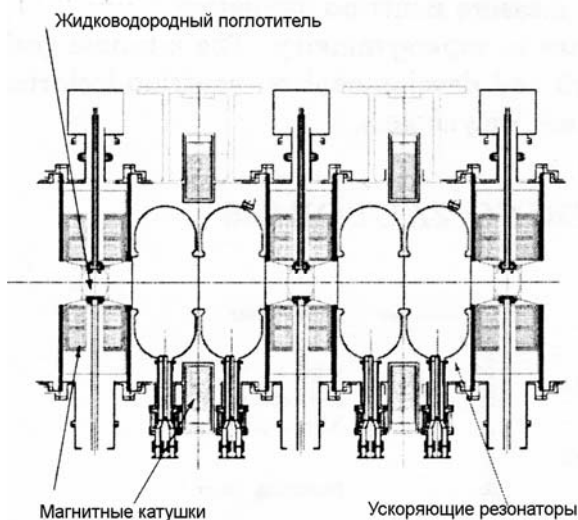


Рис. 5.10. Элемент поперечного охлаждающего канала

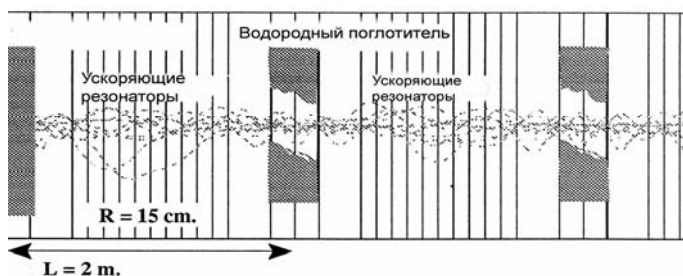


Рис. 5.11. Компьютерное моделирование поперечного охлаждения

Продольный разброс энергии также может быть уменьшен установкой клинообразных поглотителей в области, где поперечное положение частиц зависит от их импульса (рис. 5.12).

Таким образом, шестимерное фазовое пространство, занимаемое мюонным сгустком, может быть уменьшено в  $10^6$  раз. Полная длина охлаждающего мюоны устройства составит около 40 м, а время охлаждения займёт около  $10^{-7}$  с. После охлаждения положительные и отрицательные мюоны ускоряются линейными ускорителями.

телями и быстроциклирующими синхротронами и инжектируются в противоположных направлениях в накопительное кольцо коллайдера.

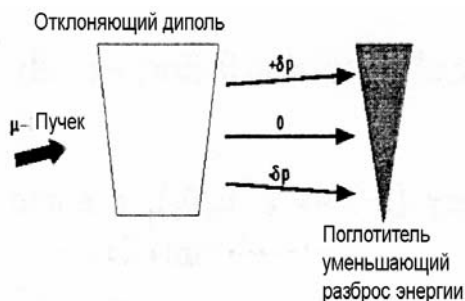


Рис. 5.12. Секция уменьшения продольного разброса энергии мюонов

В настоящее время рассматривается вариант мюонного коллайдера с максимальной энергией в системе центра масс до 3 ТэВ со светимостью  $7 \times 10^{34} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$ . Такой коллайдер представляется наиболее подходящим для изучения новой физики, которая может оказаться недоступной другим коллайдерам. Например:

1. Малые радиационные потери энергии в точке взаимодействия встречных пучков в  $\mu^- \mu^+$  коллайдере позволяют надеяться на малый разброс энергии  $\Delta E/E \approx 10^{-5}$ , что позволит наблюдать новые очень узкие резонансы. Для сравнения неопределенность  $\sqrt{s}$  в  $e^- e^+$  коллайдере из-за радиационного взаимодействия сталкивающихся пучков ( тормозного излучения) составляет  $\approx 4\%$ .

2. Так как сечение рождения Хиггс-подобных скалярных частиц в прямой лептон-лептонной аннигиляции пропорционально  $m^2$ , этот чрезвычайно важный процесс может быть изучен только на  $\mu^- \mu^+$  коллайдере. Сечение образования Хиггса в процессе  $\mu^+ \mu^- \rightarrow h$  в 43000 раз больше, чем в  $e^- e^+ \rightarrow h$ , что обеспечит прецизионное измерение массы Хиггса, его ширины и мод распада,

3. Распадающиеся на лету мюоны образуют громадное количество нейтрино. Даже на коротком прямолинейном промежутке  $\mu^- \mu^+$  коллайдера ( $\sim 100\text{м}$ ) образуется пучок нейтрино, интенсивность

которого на три порядка превосходит интенсивность существующих на ускорителях нейтринных пучков. Появляется возможность измерить лептонное CP нарушение.

$$A_{CP} = \frac{P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) - P(\tilde{\nu}_\mu \rightarrow \tilde{\nu}_e)}{P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) + P(\tilde{\nu}_\mu \rightarrow \tilde{\nu}_e)}.$$

От распадов накопленного пучка  $\mu^-$  ( $\mu^- \rightarrow \nu_\mu e^- \tilde{\nu}_e$ ) в отдаленном на  $\sim 250$  км детекторе регистрируются электроны, образовавшиеся при взаимодействии  $\nu_e$ , возникшего в результате осцилляции  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  ( $\tilde{\nu}_e$  может дать только позитрон). Так измеряется вероятность осцилляции  $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ . Аналогично, от распадов пучка  $\mu^+$  ( $\mu^+ \rightarrow \tilde{\nu}_\mu e^+ \nu_e$ ) можно измерить вероятность осцилляции  $P(\tilde{\nu}_\mu \rightarrow \tilde{\nu}_e)$ , регистрируя в детекторе позитроны.

4. Сравнение вероятностей осцилляций нейтрино и антинейтрино может позволить получить информацию о предсказываемой СМ фазе  $\delta$  являющейся причиной CP нарушения в лептонном секторе.

Смешивание трех сортов нейтрино аналогично смешиванию трех нижних кварков определяется тремя углами:  $\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13}$ . По результатам эксперимента с солнечными нейтрино SNO и антинейтрино от реакторов KamLand угол  $\theta_{12} \approx 32^\circ$ . Из ускорительных экспериментов K2K и MINOS угол  $\theta_{23} \approx 45^\circ$ . Эти углы велики по сравнению с углами смешивания кварков и почему пока никто не понимает. Большие углы соответствуют сильному смешиванию.

Третий угол  $\theta_{13}$  неизвестен. В реакторных экспериментах KamLand и Chooz установлен лишь верхний предел его величины  $\sin^2 2\theta_{13} < 0.14$ , из которого следует, что  $\theta_{13}$  мал. Лучший способ измерения  $\theta_{13}$ , это наблюдение вероятности  $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$  осцилляций  $P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) \approx \theta_{13}^2$ . Для этого нужен интенсивный пучок  $\nu_e$  высокой энергии (20-50 ГэВ).  $\mu^+$  пучок мюонного коллайдера, дает

$10^{20}$  электронных нейтрино в год ( $\mu^+ \rightarrow \bar{\nu}_\mu + e^+ + \nu_e$ ). Если осцилляций нет, то в отдаленном детекторе могут быть зарегистрированы только  $\mu^+$  от взаимодействий  $\bar{\nu}_\mu$ . Если осцилляции есть, то часть электронных нейтрино превращаются в мюонные ( $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ ). Регистрируя в отдаленном детекторе  $\mu^-$  «мюоны неверного знака», возникшие от взаимодействий мюонных нейтрино с веществом детектора, определяем вероятность  $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$  осцилляций. Если  $\theta_{13}$  окажется не равным нулю, то фаза  $\delta$  может быть найдена из соотношения  $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) - P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e) \approx \sin \theta_{13} \sin \delta$ . Это будет хорошей проверкой правильности Стандартной Модели и наших представлений о мире, в котором мы живем.

#### *Контрольные вопросы к главам IV и V*

1. Что такое светимость коллайдера?
2. Как «охлаждают» пучки позитронов и антипротонов?
3. Роль синхротронного излучения в  $e^-e^+$  коллайдерах?
4. Основное назначение большого адронного коллайдера (LHC).
5. Что нового дает  $e^-e^+$  коллайдер после наблюдения нового явления (новой частицы) на адронном коллайдере?
6. В чем преимущества и недостатки линейных  $e^-e^+$  коллайдеров?
7. Как «охлаждать» пучек мюонов?
8. Для чего разрабатывают мюонный коллайдер?

### **СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ**

1. Окунь Л.Б. Современное состояние физики элементарных частиц. УФН 1998, том 168, №6, 625-629.
2. Aubert J.J., Becker U. et al. Experimental Observation of a Heavy Particle J, Phys. Rev. Lett. 1974, V.33, N.23, p.1404-1406.
3. Augustin J.-E., et al. Discovery of a Narrow Resonance in  $e^+e^-$  Annihilation, Phys. Rev. Lett. 1974, V.33, N.23, p.1406-1408.

4. Perl M.L. et al. Evidence for Anomalous Lepton Production in  $e^+e^-$  Annihilation, Phys. Rev. Lett. 1975, V.35, N.22, p.1489-1491.
5. Вайнштейн А.И., Волошин М.Б. и др. Чармоний и квантовая хромодинамика. УФН 1977, том 123, с. 217.
6. Nowell J. Measurement of the W Boson Mass and Width at LEP2. Proceeding of ICHEP 2002, pp. 145-148.
7. Руббин К. Экспериментальное наблюдение промежуточных векторных бозонов  $W^+$ ,  $W^-$  и  $Z^0$ . УФН 1995, том 147, вып 2, 371-403.
8. Ван дер Меер С. Стохастическое охлаждение и накопление антипротонов. УФН 1995, том 147, вып 2, 405-420.
9. Будкер Г.И. Атомная Энергия. 1976, том 22, с. 346.
10. М. Адо, УФН, 1985, том 145, вып. 1, с. 87 - 112.
11. Donald H. Perkins. Introduction to High Energy Physics. Cambridge University Press. 2006.
12. Campagnari and Franklin. The discovery of the top quark. Rev.Mod. Phys., 1997, Vol. 69, N 1, 170-192.
13. Yosef Nir. CP Violation: The CKM Matrix and New Physics. Nuclear Physics B (Proc. Suppl), 2003, 117, 111-126.
14. Somov A. Measurement of  $\phi_2/\alpha$  (Belle and BaBar). FPCP 2007 conference May 12-16.
15. Chin-hsiang Cheng. Measurements of  $\beta/\phi_1$  at B-factories. FPCP 2007 conference May 12-16.
16. Bertram I. Direct CP-Violation in B decays – experiments. FPCP 2007 conference May 12-16.
17. Sphicas P. Forward look at LHC physics. Nuclear Physics B (Proc. Suppl), 2003, 117, 298-317.
18. Savard P. Top and Higgs Physics at the Tevatron. Physics in Collisions – Stanford, California, June 20-22, 2002.
19. Carena M., Haber H.E. Standart Model Higgs Boson Searches at the LHC. Prog. Part. Nucl. Phys. 50 (2003) 63-152.
20. Kurze V.M., Sirois Y. Search for Particles and Forces Beyond the Standard Model in High Energy Lepton- Hadron and Hadron-Hadron Collisions. Prog. Part. Nucl. Phys. 50 (2003) 1-62.
21. Harrison M. et al. RHIC project overview, Nucl. Instr.& Meth. A499, (2003) 235-244.
22. 20<sup>th</sup> Int. Conf. on Ultra – Relativistic Nucleous Nucleous Collisions, Febr. 4-10, 2008, Jaipur India.
23. Blair G.A. The future linear collider. Contemporary Physics, 2002, volume 43, number 5, pages 325-338.
24. Loew G. Review of Linear Colliders in the Framework of Future World Accelerators. Nuclear Physics B (Proc. Suppl.) 117 (2003), 385-390.
25. Aguilar-Saavedra J.a. et al. TESLA (The superconducting Electron – Positron Linear collider...) Technical Design Report, DESY, 2001.
26. Ankenbrandt C.M. et al. Status of Muon Collider Research. Report of the Muon Collider Collaboration. FNAL, (1999), p. 3-67.