

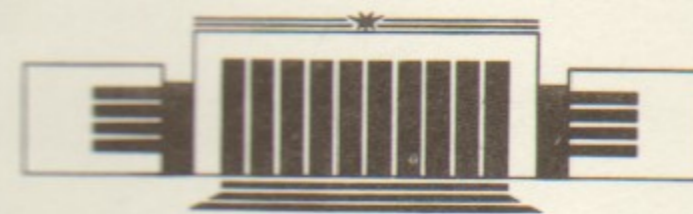


ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

Т.П. Стародубцева

УСКОРИТЕЛИ
СО ВСТРЕЧНЫМИ ПУЧКАМИ
И ИХ ЗАДАЧИ

ПРЕПРИНТ 90-65



НОВОСИБИРСК

Ускорители со встречными пучками и их задачи

Т.П. Стародубцева

Институт ядерной физики
630090, Новосибирск 90, СССР

АННОТАЦИЯ

Работа «Ускорители со встречными пучками и их задачи» является продолжением работы «Основные проблемы современной физики и астрофизики: стандартная модель и ее нерешенные проблемы» и написана с целью приобщения студентов нефизических специальностей технического вуза к чтению доступных для них научных обзоров и научно-популярных статей в журналах «Успехи физических наук», «Scientific American» (русский перевод — «В мире науки» — выходит с 1983 г.), «Природа».

Сведения по фундаментальной физике вызывают наибольший интерес на лекциях, и этот интерес следует поддерживать, тем более, что речь идет о статьях крупнейших физиков, создателях современной физической теории и эксперимента, а также физиков, активно работающих в этой области.

И все же ориентироваться в существующем потоке информации достаточно сложно. Этому может помочь обзор той литературы, которая рекомендована для изучения.

Библиография содержит около 60 наименований. Значительно в более полном объеме и практически по всем разделам фундаментальной физики она приведена в книге Л.Б. Окуня «Физика элементарных частиц» (М.: Наука. — 1988) и включает вышеупомянутые журналы.

Обзор отражает состояние физики высоких энергий на октябрь 1989 г. и состоит из следующих разделов: 1. О методе встречных пучков. 2. Важнейшие открытия на коллайдерах. 3. Нерешенные проблемы стандартной модели и возможности их решения на ускорителях заряженных частиц. 4. Ускорители высоких энергий СССР. Новые методы ускорения.

Число иллюстраций — 35.

© Институт ядерной физики СО АН СССР

1. О МЕТОДЕ ВСТРЕЧНЫХ ПУЧКОВ

Господствующей в настоящее время моделью элементарных частиц и их взаимодействий является стандартная модель, включающая в себя квантовую хромодинамику и универсальную теорию электрослабых взаимодействий, которая объединяет в едином подходе слабые и электромагнитные процессы.

Модель содержит шесть лептонов ($e, \mu, \tau, \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$); шесть кварков ($d, b, s; u, c, t$), четыре промежуточных векторных бозона (γ, W^+, W^-, Z^0); восемь глюонов и скалярный бозон Хиггса. Иногда в нее включают также гравитон-квант гравитационного поля. Кварк t , хиггс и гравитон — гипотетические частицы. Открытие кварка t предreshено и должно состояться в самое ближайшее время; бозон Хиггса, если он существует, также надеются обнаружить; гравитон, в существовании которого никто не сомневается, вряд ли удастся наблюдать, разве что очень нескоро, из-за слабости гравитационных сил.

Большинство частиц стандартной модели было открыто на ускорителях заряженных частиц.

На рис. 1.1 [1] представлена история развития ускорителей различных типов, в том числе протонных синхротронов и электронных линейных ускорителей; на которых в настоящее время достигнуты максимальные энергии ускоренных пучков. По характеру взаимодействия пучков ускоренных частиц с мишенью ускорители делятся на обычные, со стационарной мишенью, и коллайдеры — ускорители со встречными пучками. В первом случае ускоренные частицы взаимодействуют с установленной на их пути мишенью, во втором — сталкиваются два противоположно направленных пучка частиц. Коллайдеры могут быть линейными и кольцевыми. В кольцевых машинах предусматриваются либо отдельные кольца для каждого из пучков, либо пучки частиц и античастиц вращаются в одном кольце, но в противоположных направлениях.

Прошедшее десятилетие характеризовалось преимущественным

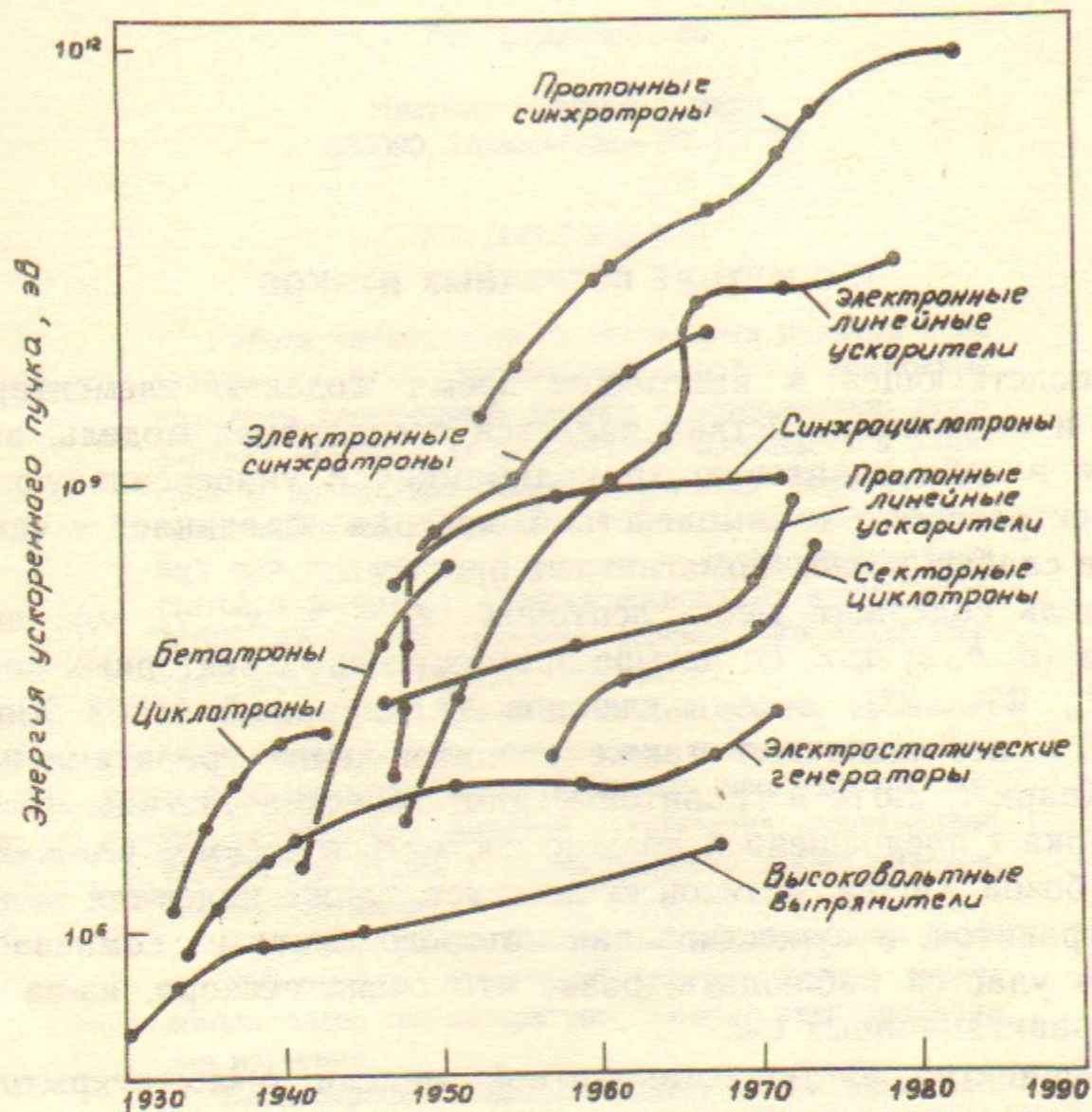


Рис. 1.1.

развитием коллайдеров по сравнению с развитием ускорителей с неподвижной мишенью.

Это связано с тем, что в случае неподвижной мишени на рождение новых частиц расходуется относительно малая доля энергии пучка, так как частицы, образовавшиеся в результате взаимодействия, должны двигаться так, чтобы суммарный импульс системы сохранялся. Именно на это и уходит большая часть энергии налетающей частицы, а на рождение новых частиц (в ультрарелятивистском случае) лишь $E' = c\sqrt{2ME}$, где E — энергия налетающей частицы, c — скорость света, M — масса сталкивающихся частиц. Если же столкнуть движущиеся навстречу друг другу частицы одинаковой массы, то «полезной» окажется энергия $E' = 2E$.

Так, если пучок протонов, ускоренный до энергии 1000 ГэВ, рассеять на водородной мишени, то «полезными» окажутся лишь около 40 ГэВ; если же столкнуть два движущихся навстречу друг другу протона той же энергии, то энергия столкновения E' окажется равной 2000 ГэВ. Это огромный выигрыш.

Энергия столкновения (энергия в системе центра масс) — важнейшая характеристика коллайдера, второй важной характеристикой является светимость L .

Число событий исследуемого физического процесса, происходящих в единицу времени, равно произведению светимости L на эффективное сечение этого процесса σ . Можно легко оценить число событий, происходящих в единицу времени, если учесть, что сечение σ процесса примерно равно квадрату радиуса действия обуславливающих его сил. Для сильных взаимодействий это около 10^{-13} см, для слабых $10^{-16} - 10^{-17}$ см. При светимости $10^{30} - 10^{31}$ см⁻²·с⁻¹ речь идет о величинах от сотни событий в секунду до нескольких событий в сутки.

Светимость коллайдеров все еще на несколько порядков меньше «светимости» ускорителей с неподвижной мишенью, составляющей $10^{37} - 10^{38}$ см⁻²·с⁻¹ (ускорители с неподвижной мишенью принято характеризовать числом частиц в импульсе и частотой их повторения). В настоящее время обсуждается вопрос об увеличении светимости коллайдеров до $10^{33} - 10^{34}$ см⁻²·с⁻¹ [2].

□ Осуществление метода встречных пучков началось более 30 лет назад со столкновений легких частиц: электронов с электронами и электронов с позитронами (e^-e^- и e^+e^- -столкновения). Большие токи этих частиц накопить казалось легче, так как был известен механизм диссипации энергии, приводящий к затуханию колебаний частиц после их инжекции в накопитель.

При инжекции частиц производится заполнение этими частицами областей устойчивости по координатам s , r и z (s — координата в направлении движения). В пределах этих областей частицы совершают быстрые бетатронные колебания (по r и z) и медленные радиально-фазовые колебания (по r и s).

Движение легких частиц в кольцевых машинах сопровождается электромагнитным (синхротронным) излучением, мощность которого быстро растет с энергией:

$$P = \frac{e^2 c}{R^2} \gamma^4,$$

где e — заряд электрона, R — радиус орбиты, $\gamma = v/c$ — релятивистский фактор.

Излучая, частица теряет энергию, что выглядит как результат действия силы трения (радиационное трение), направленной против скорости частицы и уменьшающей ее полный импульс. Ускоряющая система восстанавливает только продольную компоненту импульса, поперечная же скорость непрерывно уменьшается. Это выглядит как непрерывное уменьшение поперечных размеров пучка. Затухание фазовых колебаний связано с тем, что радиационное трение увеличивается с ростом энергии частиц, поэтому частицы, энергия которых превышает равновесную, теряют больше энергии.

Диссипация позволила не только сжимать пучки, она позволила накапливать в том же фазовом объеме тысячи порций инжектируемых частиц, что сыграло решающую роль при накоплении позитронов. Дело в том, что позитроны рождаются при взаимодействии ускоренного пучка электронов с мишенью в очень большом фазовом объеме [3].

Первыми ускорителями со встречными электрон-электронными и электрон-позитронными пучками были машины, список которых приведен в табл. 1.1. Из таблицы видно, что энергия и светимость первых коллайдеров невелики, тем не менее их создание считается крупным достижением ускорительной техники: нужно было научиться работать с большими токами, создавать сверхвысокий вакуум в больших объемах и т. д. [4, 5]

Таблица 1.1 [4]

Накопительное кольцо (лаборатория)	Частицы	Энергия столкновения, ГэВ	L , $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	Начало работы
ВЭП-1 (Новосибирск) СССР	e^-e^-	0,32	$5 \cdot 10^{27}$	1965, закрыто
Стэнфорд (США)	e^-e^-	1	$2 \cdot 10^{28}$	1965, закрыто
ВЭПП-2 (Новосибирск) СССР	e^+e^-	1,4	$3 \cdot 10^{28}$	1966, закрыто
AGO (Орсэ) Франция	e^+e^-	1,1	$1 \cdot 10^{29}$	1967, закрыто
ADONE (Фраскати) (Италия)	e^+e^-	3	$6 \cdot 10^{29}$	1970

С большими токами связан целый ряд неустойчивостей.

Электромагнитные поля пучков, воздействуя на отдельные частицы, уменьшают действие квадрупольных составляющих магнитного поля, фокусирующих частицы, и уменьшают частоты бетатронных колебаний, приближая их к опасным резонансным значениям. В продольном направлении, благодаря спаду плотности частиц вдоль сгустка к его краям, возникает электрическое поле. Это поле может нарушать автофазировку частиц. Опасны когерентные неустойчивости пучка, возникающие в результате взаимодействия тока пучка ускоряемых частиц с током изображения в проводящих стенках вакуумной камеры. Нестабильность продольных колебаний может возникать также при взаимодействии пучка частиц с электромагнитными полями, которые он возбуждает в различных полосках вакуумной камеры, резонирующей на частотах, близких к частотам, кратным частоте обращения частицы. Если не принимать специальных мер по уменьшению шунтовых сопротивлений резонаторов самой ускоряющей системы, то они также могут оказаться причиной неустойчивостей. Таков лишь приблизительный перечень неустойчивостей, с которыми столкнулись создатели первых установок со встречными пучками.

Таблица 1.2 [4]

Накопительное кольцо (лаборатория)	Энергия столкновения, ГэВ	L , $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	Начало работы
SPEAR (Стэнфорд, США)	8,2	$2 \cdot 10^{30}$	1972
ВЭПП-2М (Новосибирск, СССР)	1,4	$1 \cdot 10^{30}$	1974
DORIS (Гамбург, ФРГ)	11	$1 \cdot 10^{30}$	1976
DCI (Орсэ, Франция)	4	$1 \cdot 10^{30}$	1976
ВЭПП-4 (Новосибирск, СССР)	11	$1,5 \cdot 10^{30}$	1979
PETRA (Гамбург, ФРГ)	38	$2 \cdot 10^{31}$	1979
CESR (Корнелл, США)	11	$3 \cdot 10^{30}$	1979
PEP (Стэнфорд, США)	36	$3 \cdot 10^{30}$	1980

На основе первых машин, по мере того, как изменялось понимание поведения интенсивных накопленных пучков, появлялись все более крупные установки. Параметры установок, созданных в 70-х годах приведены в табл. 1.2. Схема одной из них — PETRA в ускорительном центре DESY (Гамбург, ФРГ) — приведена на рис. 1.2. Ускоритель работал с 1979 по 1986 г. Длина кольца 2,3 км.

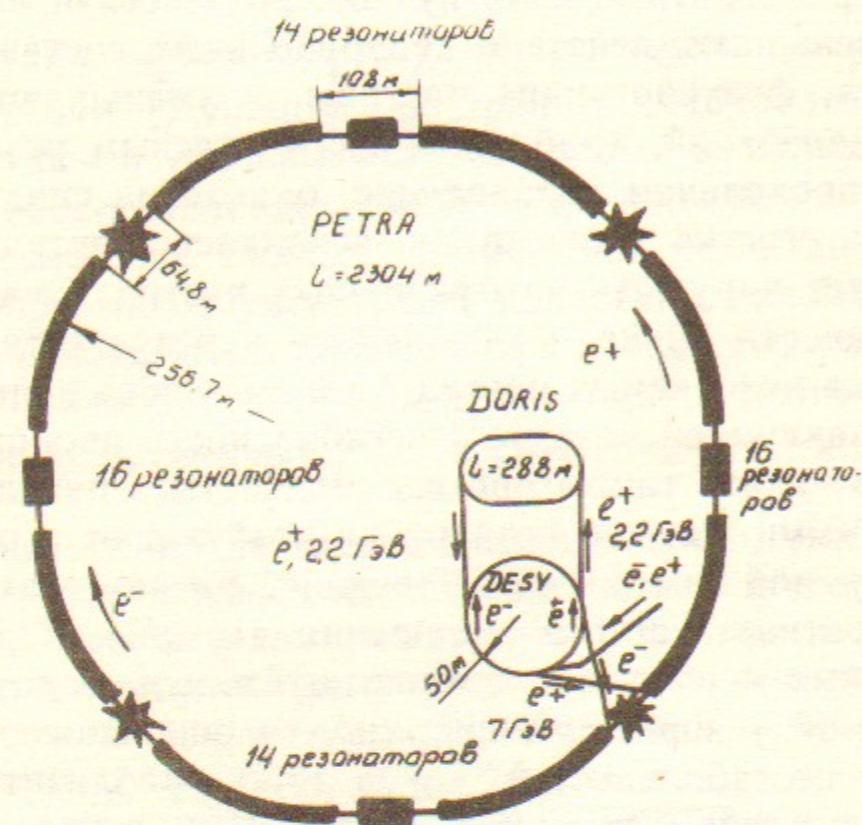


Рис. 1.2.

Максимальная энергия была достигнута в 1985 г. — 2×23 ГэВ, максимальная светимость $L \approx 2 \cdot 10^{31} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ [6].

В состав ускорительно-накопительного комплекса были включены ранее построенный электронный синхротрон DESY (7,5 ГэВ) и накопительная установка DORIS (5,1 ГэВ). Позитроны с энергией 300 МэВ поставлял линейный ускоритель [5].

Накопление позитронов велось в два этапа. Вначале производилось промежуточное накопление в DORIS при энергии 2,2 ГэВ до предельного по условиям устойчивости тока, после этого позитроны переводились обратно в DESY, ускорялись до энергии 7 ГэВ и инжектировались в основное накопительное кольцо. Такие циклы повторялись до тех пор, пока на орбите PETRA не накапливался ток около сотни миллиампер. Пучок электронов с достаточной интенсивностью получали за один цикл ускорения в DESY. Энергия накопленных таким образом частиц увеличивалась затем с 7 ГэВ до нужной величины с помощью высокочастотной ускоряющей системы с одновременным подъемом индукции магнитного поля на орбите.

Орбита основного накопителя близка к круговой. Дипольные и квадрупольные составляющие магнитного поля создаются восемью

магнитными секторами, между которыми располагаются прямолинейные промежутки. Их магнитная оптика рассчитана таким образом, чтобы в месте столкновения частиц поперечные размеры встречных пучков имели минимальное значение. При энергии пучка 19 ГэВ размеры в месте встречи составляли 0,8 мм по горизонтали и 0,03 мм по вертикали. Четыре прямолинейных промежутка предназначены для размещения высокочастотных резонаторов (рабочая частота 500 МГц), четыре — для встречи пучков. Энергия машины ограничивалась конструкцией резонаторов и высокочастотной системы.

В DESY сооружается электронно-протонный коллайдер HERA (энергия протонов 820 ГэВ). В HERA будут использоваться сверхпроводящие резонаторы [7].

С 1987 г. функционирует e^+e^- -коллайдер TRISTAN (Япония) с энергией 2×29 ГэВ. В качестве инжектора электронов используется ускоритель на 2,5 ГэВ. Из инжектора частицы направляются в ускоритель — накопитель, где их энергия повышается до 6 ГэВ, а затем в основное кольцо, где они приобретают энергию до 29 ГэВ. Светимость коллайдера $L \approx 2 \cdot 10^{31} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.

В Советском Союзе единственным местом, где продолжали заниматься e^+e^- встречными пучками со времени их создания, является ИЯФ СО АН СССР. Программа физических экспериментов ИЯФ на встречных пучках основывается на установках ВЭПП-4 с энергией 2×6 ГэВ и ВЭПП-2М с энергией $2 \times 0,7$ ГэВ.

Вклад экспериментов на встречных электрон-позитронных пучках в физику высоких энергий в 70-х годах превзошел все ожидания. Это связано в частности с тем, что [8]:

- процесс e^+e^- -аннигиляции является особенно простым и хорошо интерпретируется, что чрезвычайно упрощает проблему определения квантовых чисел новых частиц;
- при e^+e^- -аннигиляции все конечные состояния осуществляются с примерно одинаковым весом, а малость сечений образования восполняется отсутствием приводящего к путанице фона.

Однако с ростом энергии частиц начинают сказываться два вредных эффекта:

- так называемые квантовые флуктуации синхротронного излучения, приводящие к раскачке колебаний, так что устанавливается некоторый равновесный размер пучка, увеличивающийся с ростом энергии частиц;
- сильный рост потерь на синхротронное излучение; в частности, в накопительном кольце TRISTAN с периметром 3018 м радиа-

ционные потери при энергии пучка 30 ГэВ составляют 290 МэВ за оборот [7].

Законы подобия для e^+e^- -накопителей свидетельствуют об увеличении их стоимости пропорционально квадрату энергии. Альтернативой служит создание при очень больших энергиях e^+e^- -соударений линейных встречных пучков. Оценки показывают, что стоимость машины с линейными встречными пучками с заданной

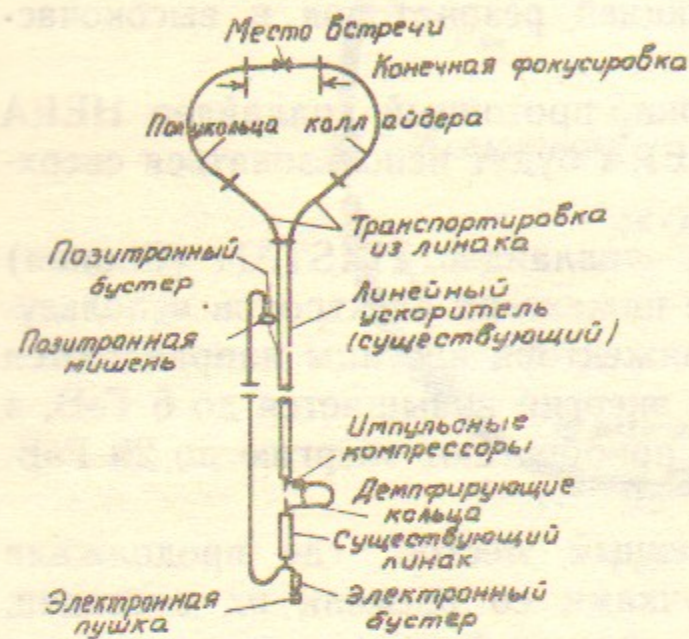


Рис. 1.3.

светимостью пропорциональна первой степени энергии. (Требуемая для ускорения пучка длина линейного ускорителя растет с энергией линейно.) Это значит, что при некоторой энергии системы линейных встречных пучков должны стать дешевле накопительных колец.

В августе 1989 г. был получен первый Z^0 -бозон на первом коллайдере с линейными e^+e^- -пучками. Это SLC, сооруженный в Стэнфордском ускорительном центре (SLAC) на базе уникального, самого крупного в мире электронного ускорителя, энергия которого увеличена с 20 до 50 ГэВ. После замены всех клистронов ускоряющий градиент стал равен 17 МэВ/м. Проектная светимость коллайдера $6 \cdot 10^{30} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Поразительно малы размеры пучка в месте встречи: $1 \times 1 \text{ мкм}$. Чтобы «охладить» пучок, сделать его максимально монохроматическим, в начальной части ускорителя сделаны так называемые «демпферные кольца» (рис. 1.3). Транспортные дуги SLC снабжены сложными магнитооптическими системами, регулирующими огибающую пучка и позволяющими сохранить его эмиттанс при транспортировке к точке взаимодействия [9].

□ Первым протон-протонным коллайдером был JSR Европейской организации ядерных исследований (CERN, Женева, Швейцария), функционировавший с 1971 года. Максимальная энергия каждого из протонных пучков составляла 30 ГэВ, светимость $5 \cdot 10^{31} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Коллайдер состоял из двух переплетающихся колец, пересекающихся в восьми прямолинейных промежутках.

Инжекция протонов осуществлялась из синхротрона PS с энергией пучка 26 ГэВ. После создания антипротонной программы JSR работал как протон-антипротонный коллайдер (рис. 1.4). В настоящее время JSR демонтирован [5, 6].

Протон-антипротонную программу удалось реализовать лишь после того, как были найдены методы охлаждения протонных пучков.

Метод электронного охлаждения был предложен Г.И. Будкером (ИЯФ, Новосибирск) в начале шестидесятых годов. В этом методе эффективное трение, приводящее к уменьшению фазового объема инжектируемого пучка, создается взаимодействием протонов пучка с облаком свободных электронов, для чего вдоль протонного (антипротонного) пучка пропускается пучок электронов с той же самой средней скоростью. Эффективность рассеяния электронов на протонах растет обратно пропорционально четвертой степени относительной скорости частиц, поэтому при равенстве средних скоростей выражение для сечения содержит не полную скорость, а разброс скоростей. Так, если относительный разброс скоростей частиц в электронном пучке не превышает уровня 10^{-3} , а средние скорости протонов и электронов совпадают по меньшей мере с той же точностью, то сечение взаимодействия увеличивается на 12 порядков.

Результатом является значительное уменьшение размеров пучка и возможность многократно инжектировать антипротоны в том же фазовом объеме. Первые эксперименты были проведены на накопителе НАП-М в 1974 г. [3, 10].

Другой метод охлаждения протонного (антипротонного) пучка был предложен в конце шестидесятых годов одним из создателей протон-антипротонного коллайдера CERN Ван дер Меером. В методе используется датчик, измеряющий отклонение центра масс пучка от равновесной орбиты. Измеренный сигнал преобразуется в корректирующий. Последний передается поперек кольца к «отбрасывателю», расположенному на противоположной стороне. «Отбрасыватель» создает в подходящий момент времени импульсное электрическое поле, которое сдвигает центр масс пролетающего сгустка к равновесной орбите. И хотя скорость протонов близка к скорости света, сигнал успевает прийти «вовремя», так как распространяется по хорде, стягивающей дугу, по которой движется пучок. PAC CERN — первый коллайдер с протон-антипротонными пучками. Он был создан на основе протонного жесткофокусирующего

щего синхротрона SPS на энергию 400 ГэВ, работавшего в течение ряда лет (с 1976 г.) на неподвижную мишень [11].

Процедура получения протон-антипротонных пучков выглядит следующим образом. Сначала пучок протонов ускоряется до энергии 26 ГэВ в протонном синхротроне GPS (PS) (рис. 1.4), затем направляется на медную мишень, рождая множество частиц, в том

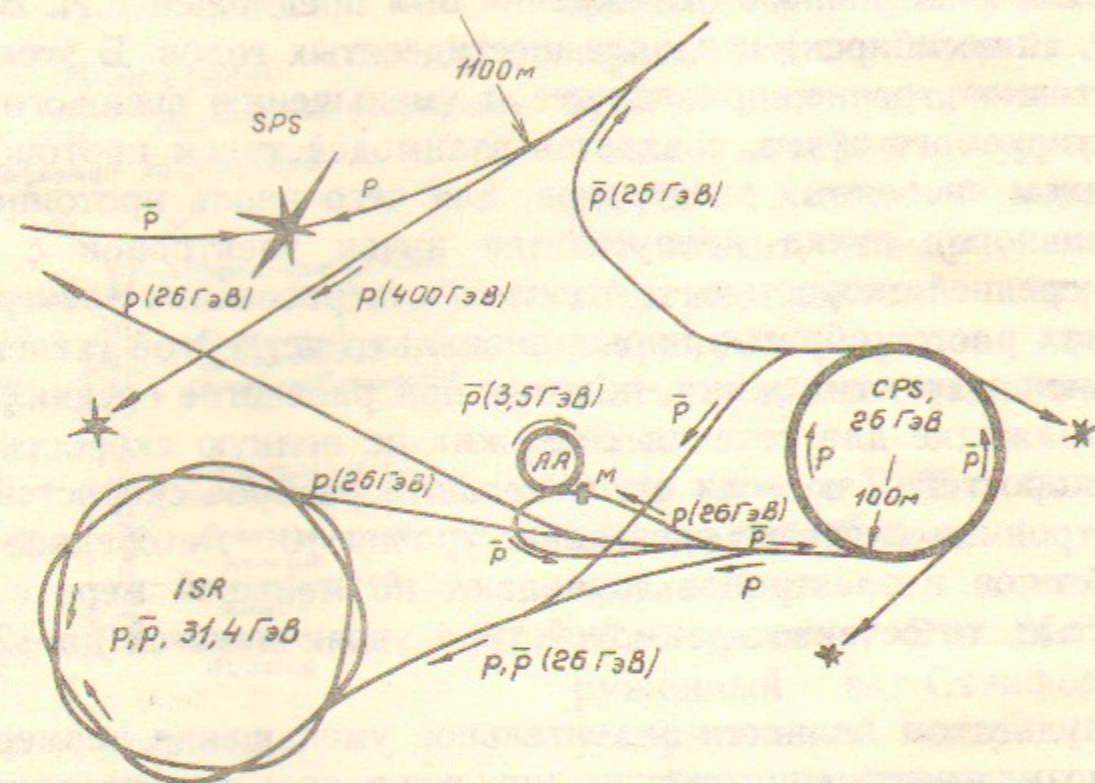


Рис. 1.4.

числе небольшое количество антипротонов с энергией 3,5 ГэВ. Антипротоны собираются и переводятся в широкоапертурное кольцо АА. Там они сначала охлаждаются стохастическим методом, а затем движутся к немного меньшей орбите, где соединяются с ранее инжектированными сгустками и подвергаются дальнейшему охлаждению. Процесс накопления антипротонов крайне неэффективен: 10^6 протонов при взаимодействии с мишенью в нужном фазовом объеме рожают всего один антипротон. В то же время для обеспечения необходимой светимости коллайдера их необходимо накопить хотя бы по 10^{11} в каждом пучке. Поэтому сгустки антипротонов объединяются между собой каждые 2—3 с. На накопление же нужного числа антипротонов требуется несколько суток. Это предъявляет жесткие требования к величине предельного вакуума. В антипротонном накопителе он не хуже, чем $2 \cdot 10^{-10}$ мм рт.ст.

После накопления антипротоны по магнитооптической петле, как показано на рис. 1.4 стрелками, возвращаются в GPS, где ускоряются до энергии 26 ГэВ, потом выводятся и инжектируются в SPS. Промежуточные векторные бозоны W^+ , W^- , Z^0 были открыты в то время, когда энергия в системе центра масс составляла 540 ГэВ и была наибольшей из достигнутых в то время (1983 г.). Предельное значение энергии столкновения на этом коллайдере — 2×450 ГэВ [5, 7].

В CERN вступает в строй e^+e^- -коллайдер LEP с энергией пучков 2×55 ГэВ. Периметр LEP 27 км. В комплексе задействовано шесть ускорителей: сильноточный линак с энергией пучка 200 МэВ (служит для получения позитронов); линак, ускоряющий пучки e^- и e^+ до 600 МэВ; циклический накопитель на 600 МэВ; PS и SPS, приспособленные для ускорения легких частиц (PS ускоряет их до 3,5 ГэВ, SPS — до 23 ГэВ); и собственно LEP. Полагают, что LEP — последний коллайдер кольцевого типа для ускорения легких частиц [7].

Самым большим из действующих коллайдеров является TEVATRON Национальной ускорительной лаборатории имени Э. Ферми (США). Источник антипротонов был создан в 1984 г., режим коллайдера осуществлен с 1985 г. с энергией в системе центра масс 1600 ГэВ при светимости $3 \cdot 10^{26}$ $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ [5].

Основные параметры ускорителя TEVATRON приведены ниже:

Максимальная энергия протонов	1000 ГэВ.
Энергия инжекции	до 150 ГэВ.
Максимальная индукция магнитного поля	4,42 Тл.
Число магнитных диполей	774.
Число магнитных квадруполей	216.
Частота бетатронных колебаний	$Q = 19,4$.

TEVATRON — жесткофокусирующий ускоритель. Это означает следующее [12].

Устойчивость вертикальных и радиальных колебаний получается за счет квадрупольной составляющей магнитного поля, характеризующейся показателем спада поля n :

$$n = \frac{r}{B} \frac{\partial B}{\partial r},$$

где B — магнитная индукция, r — радиус.

Фокусировка по вертикали в принципе может быть обеспечена, если сделать $n > 0$. Фокусировка по горизонтали требует обеспечения условия $n < 1$. То и другое можно объединить, положив

$0 < n < 1$. Именно так и делалось в старых машинах с энергией пучков в сотни МэВ. Переход к большим энергиям потребовал изменения конструкции магнитов.

Было найдено, что радиальные и вертикальные фокусирующие силы могут быть сделаны гораздо более жесткими за счет переменного с азимутом показателя n , принимающего поочередно большие положительные и отрицательные значения (жесткая фокусировка).

Это привело к следующим важнейшим эффектам:

— Отношение частот горизонтальных и вертикальных бета-тронных колебаний к частоте обращения можно сделать много больше единицы. В рассматриваемом случае $Q = 19,4$.

— Зависимость среднего радиуса орбиты от импульса p частицы в данном магнитном поле изменяется таким образом, что «коэффициент расширения орбит»

$$\alpha = \frac{p}{R} \frac{\partial R}{\partial p}$$

становится малым по сравнению с единицей. Как результат изменяются частоты и амплитуды фазовых колебаний.

Перечисленные особенности жесткой фокусировки приводят к тому, что рабочая апертура и, следовательно, поперечное сечение пучка могут быть сделаны меньшими, чем при использовании поля с постоянным градиентом.

Отличие магнитного поля от идеального приводит к появлению сил, действующих на частицы с периодом, кратным периоду обращения частиц по орбите. При частотах, близких к резонансным значениям частот колебаний частиц, может наступать раскачка их амплитуд, возрастание эффективного эмиттанса пучка и потери частиц на стенках вакуумной камеры ускорителя.

Продольное движение частиц с импульсом p относительно равновесной фазы φ_0 описывается дифференциальным уравнением маятника с эффективной массой $M = M_0 \gamma^3 / (1 - \alpha \gamma^2)$. При $\alpha \gamma^2 > 1$ $M < 0$, набор энергии приводит к уменьшению угловой скорости движения частиц по орбите, а потеря энергии — к ее увеличению. Таким образом, если в сгустке образовалось какое-либо уплотнение, то частицы, находящиеся как впереди уплотнения, так и позади него, будут втягиваться в это уплотнение, увеличивая начальную неоднородность. Это еще один вид неустойчивости, которую приходится подавлять, — неустойчивость «отрицательной массы».

Магнитооптические системы для современных кольцевых уско-

рителей делаются с отдельными функциями: дипольная составляющая магнитного поля, формирующая замкнутую орбиту, и квадрупольная составляющая, обеспечивающая жесткую фокусировку частиц, создаются разными магнитными элементами. Такое разделение существенно облегчает создание магнитов кольцевых ускорителей и накопителей с заданным изменением формы огибающей пучка вдоль орбиты. Магнитная система TEVATRONa содержит 774 дипольных и 216 квадрупольных магнитов [5].

TEVATRON — первый сверхпроводящий коллайдер. Использование сверхпроводимости позволяет решить две проблемы [13]:

- Сократить потребляемую мощность.
- Уменьшить размеры синхротронного кольца за счет большей величины магнитной индукции. Магнитные свойства железных сердечников и способность меди переносить электрический ток ограничивают электромагнитную индукцию величиной в 2 Тл. Максимальная величина магнитной индукции для TEVATRONa равна 4,4 Тл.

Эксплуатация TEVATRONa дала бесценную информацию для конструирования сверхпроводящего суперколлайдера SSC. На рис. 1.5 представлен разрез дипольного магнита длиной 6 м для SSC, основанного на низкотемпературной сверхпроводимости. SSC — самый большой из проектируемых коллайдеров. Он рассчитан на энергии пучков протонов и антипротонов 2×20000 ГэВ. Обсуждается вопрос об использовании в SSC высокотемпературной сверхпроводимости.

Диаметр «трубы для пучка» — вакуумной камеры — на рис. 1.5 равен 4 см.

Рис. 1.6 иллюстрирует схему коллайдера TEVATRON и источника антипротонов [7]. Протоны от линейного ускорителя с энергией 200 МэВ ускоряются последовательно в бустере и основном кольце до энергии 120 ГэВ, затем попадают в мишень и образуют антипротоны с энергией порядка 8 ГэВ. Последние накапливаются в антипротонном накопителе и через некоторое время, приобретая монохроматичность, при этой же энергии инжектируются в основное кольцо, где ускоряются до 1000 ГэВ и сталкиваются с ускоренными до той же энергии протонами.

Следует подчеркнуть, что для современных ускорительно-накопительных комплексов характерен каскадный принцип построения. Это связано с тем, что стоимость магнитов, управляющих движением пучка, пропорциональна диаметру области, в которой создается однородное магнитное поле. Необходимый диаметр области

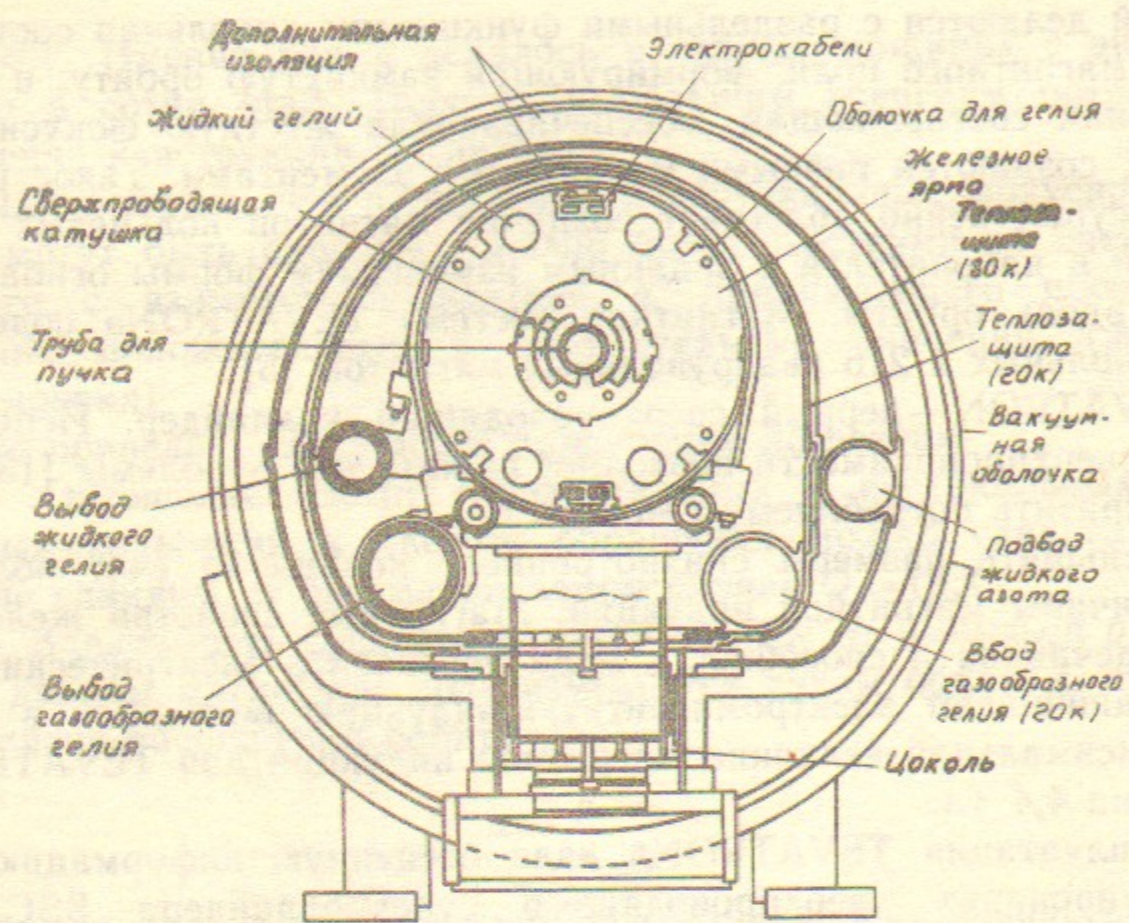


Рис. 1.5.

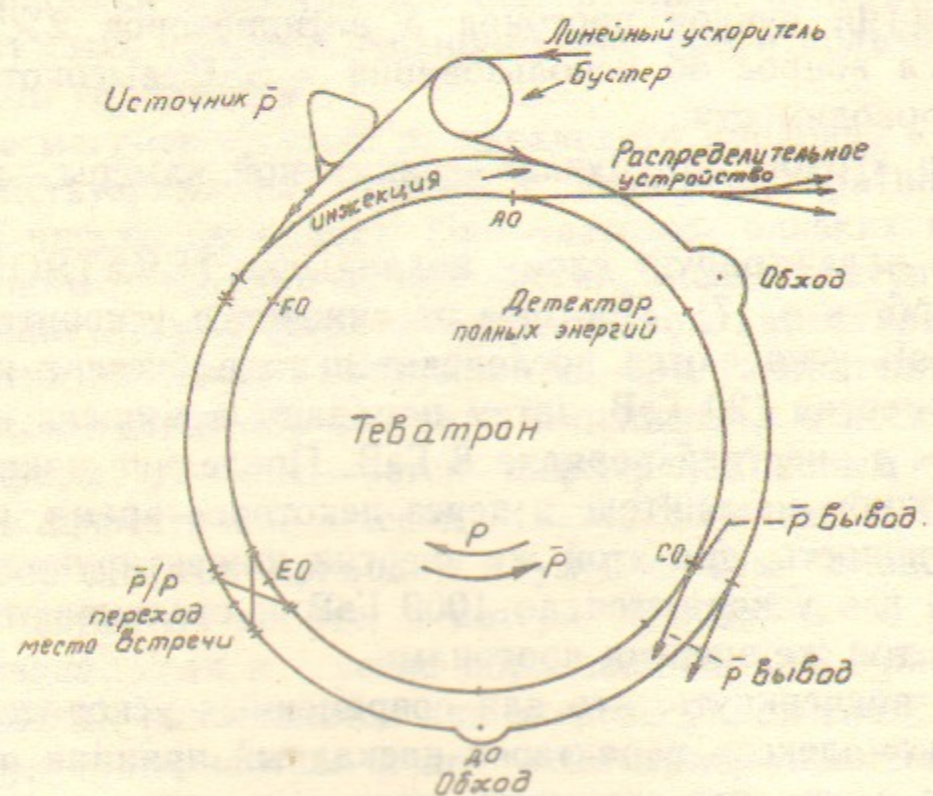


Рис. 1.6.

поля зависит от диаметра пучка, а последний среди прочих факторов — от отношения импульса частиц в перпендикулярном направлении к их импульсу в продольном направлении. Это отношение непрерывно уменьшается, так как ускорительная система увеличивает импульс частиц только вдоль оси пучка. Уменьшение диаметра пучка используется для минимизации области однородного магнитного поля, которое необходимо на каждой стадии ускорения, что приводит к снижению общей стоимости установки. Тем не менее стоимость коллайдеров велика. Например, проектная стоимость SSC — 5 млрд. долларов.

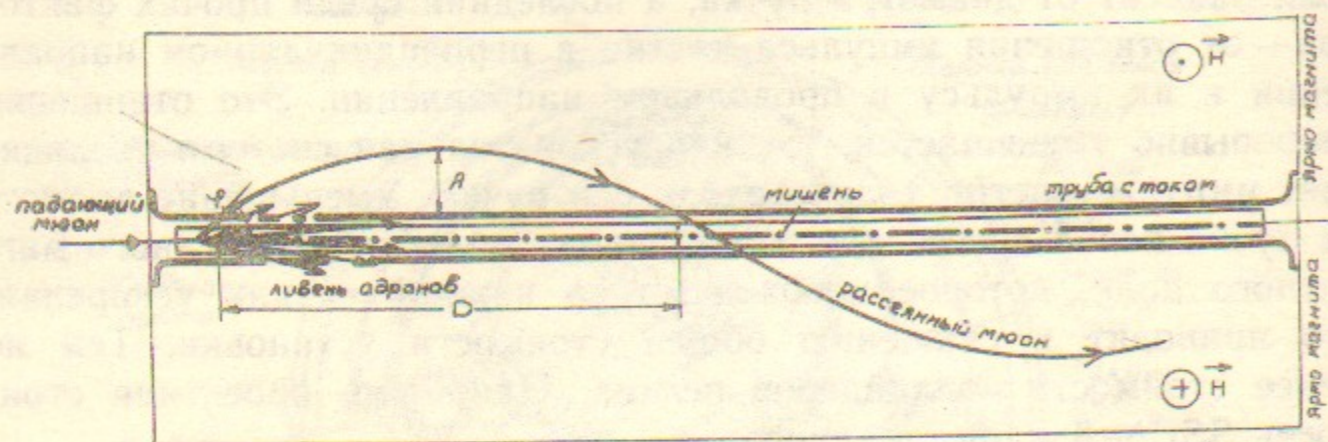
□ Экспериментальная триада физики элементарных частиц — ускорители, детекторы, компьютеры. По сути дела, все вновь строящиеся и проектируемые коллайдеры являются кибернетическими машинами.

Еще в начале века были изобретены два прибора: спинтарископ Крукса, в котором удары α -частиц о флюоресцирующий экран вызывают вспышки света; и камера Вильсона, где вдоль траектории заряженной частицы конденсируются капельки тумана.

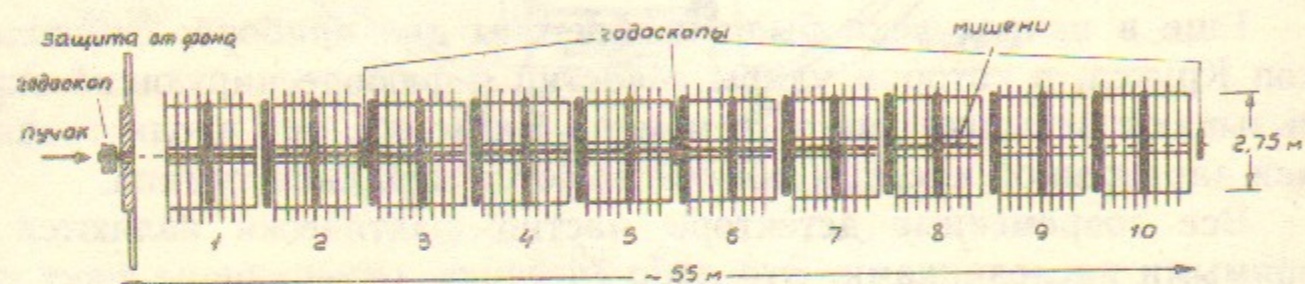
Все современные детекторы частиц фактически являются их прямыми наследниками. Это либо счетчики, отмечающие факт прохождения частицы, либо так называемые трековые камеры, делающие видимыми ее траекторию.

Чтобы проследить, как именно осуществляется взаимодействие детекторов и компьютеров, рассмотрим устройство и принцип действия тороидального спектрометра BCDMS, с помощью которого изучалось глубоконеупругое рассеяние положительных и отрицательных мюонов на ядрах атомов углерода в CERN в 1980 г. (можно выбрать любой другой детектор) [14]. Эти эксперименты непосредственно предшествовали открытию W^\pm и Z^0 -бозонов.

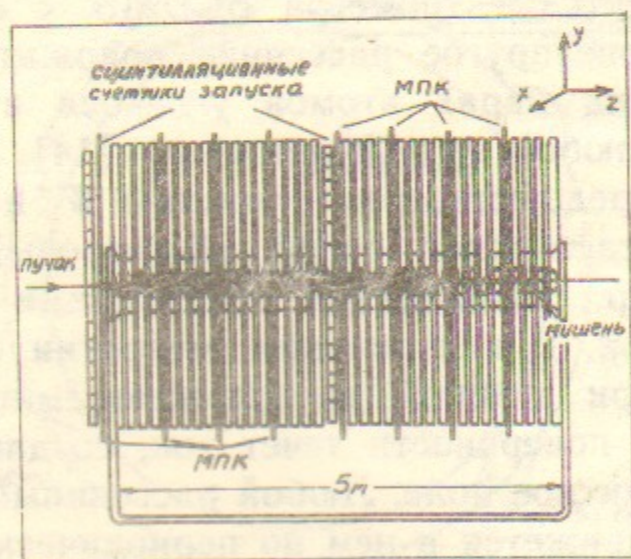
Установка представляет собой 50-метровый цилиндрический магнит-спектрометр, заполненный детекторами для регистрации рассеянных мюонов. В центральном отверстии цилиндра установлена труба, внутри которой расположены мишени из углерода (рис. 1.7,а), а по поверхности течет ток, создающий в железном ярме сильное магнитное поле. Любой рассеянный мюон, влетевший в ярмо магнита, движется в нем по периодической траектории. Ее параметры — амплитуда A и длина полуволны D — зависят только от угла рассеяния ϕ и импульса рассеянного мюона. При диаметре ярма около 3 м любой рассеянный мюон, сколь ни велика была бы его энергия, будет двигаться внутри магнита, не вылетая за его



а



б



в

Рис. 1.7.

пределы. Все направления и параметры траекторий на рис. 1.7,а соответствуют движению положительных мюонов.

Спектрометр BCDMS состоит из десяти идентичных единиц — супермодулей длиной около 5 м каждый (рис. 1.7,б). Основная часть супермодуля — ярмо магнита, сделанного из низкоуглеродистой листовой стали в виде дисков диаметром 2,75 м и толщиной 11 см. Диски собраны в пакеты — модули — по 4 штуки в каждом (рис. 1.7,в). Чтобы восстановить траекторию рассеянного мюона и определить его кинематические характеристики, между модулями ярма магнита расположены многопроволочные пропорциональные камеры (МПК), которые регистрируют горизонтальную и вертикальную проекции траекторий в данном месте. Представим себе объем газа, ограниченный двумя заземленными плоскостями, расположенными на некотором расстоянии друг от друга. Посередине между ними устанавливается еще одна плоскость — рама с натянутыми проволочками. На проволочки подается высокое напряжение. Заземленные плоскости устанавливаются перпендикулярно движению частицы. Заряженные частицы, проходя через газ, ионизируют его. Под действием поля электроны собираются на ближайшей к траектории частицы проволочке. Этот момент регистрируется электронными устройствами. Так можно узнать место прохождения частицы с точностью до половины рассеяния между проволочками. В BCDMS плоскости МПК имеют размер $3 \times 3 \times 2$ м, проволочки натянуты через 2 мм и имеют диаметр 20 мкм: в результате, весь объем магнита оказывается разделенным на 56000 полосок шириной по 2 мм и с помощью ЭВМ становится «видимым» для экспериментаторов.

К числу основных детекторов установки относятся и сцинтилляционные счетчики системы запуска установки. Рабочим веществом счетчика служит жидкий сцинтиллятор, атомы которого возбуждаются при прохождении через него заряженной частицы. Возвращаясь в исходное состояние, возбужденные атомы испускают свет, улавливаемый фотоумножителями, которые преобразуют его в электрические сигналы. Момент прохождения заряженной частицы определяется с точностью, лучшей 10^{-9} с. Конструктивно счетчики выполнены в виде семи концентрических полуколец, причем каждое кольцо просматривается двумя фотоумножителями, по среднему времени прихода сигнала с которых точно определяется момент прохождения частицы в любом месте счетчика. В составе супермодуля имеется 2 плоскости счетчиков, всего их в спектрометре 20, они снабжены 560 фотоумножителями.

Если рассеянный мюон прошел как минимум четыре стоящие подряд плоскости сцинтилляционных счетчиков (т. е. через 11 метров железа) и их сигналы по времени «рассогласованы» не более, чем на 10^{-8} с, то вырабатывается сигнал, разрешающий запуск МПК и регистрацию прошедших через них частиц.

В состав спектрометра входят также пучковые годоскопы и сцинтилляционные счетчики защиты установки от фоновых частиц, сопровождающих основной пучок.

Пучковый годоскоп представляет собой мозаичную структуру, которая составлена из 72 трапециевидных пластических сцинтилляторов и перекрывает всю область пучка падающих мюонов. Сигналы с элементов годоскопа регистрируются 288 фотоумножителями и используются в системе запуска установки. Суммарный отсчет первого годоскопа определяет поток падающих на мишень частиц. Положение сработавшего элемента задает координату падающего мюона. От фона установку «защищают» 48 счетчиков, образующих стену $4 \times 4 \times 2$ м. Если одновременно с появлением сигнала от рассеянного мюона зарегистрирован сигнал от этих счетчиков, то запуск установки не разрешается.

Большое количество разнообразных детекторов, обслуживающей электроники, вспомогательного оборудования и огромный поток информации может приниматься и контролироваться только с помощью мощных ЭВМ. Эти же ЭВМ полностью реконструируют часть зарегистрированных событий, показывают их на экране дисплея и выдают физические характеристики событий, что совершенно необходимо для надежного контроля за ходом эксперимента.

Полный вес установки 2000 т.

□ Большинство данных о чармонии было получено на накопительном кольце SPEAR, принадлежащем Стэнфордскому ускорительному центру. На SPEAR имеются две области взаимодействия, и поэтому можно одновременно работать с двумя детекторами. MARK II и Crystal Ball позволяют получать дополняющую друг друга информацию. Оба детектора были разработаны раньше, чем BCDMS [15].

Детектор MARK II (рис. 1.8) обладает наибольшей эффективностью при измерении импульсов электрически заряженных частиц. В наполненной газом основной камере размещено 12800 проволочек, образующих 16 концентрических цилиндров. Роль проволочек та же, что и в BCDMS: пространство, окружающее место встречи пучков, становится «видимым» для ЭВМ. Камера помещена в магнитное поле, поэтому по радиусу кривизны можно оценить

импульс частицы. В идентификации заряженных частиц помогают такие детекторы, как сцинтилляционные и ливневые счетчики, они регистрируют также и фотоны, но их энергетическое разрешение хуже, чем в установке Crystal Ball. На рис. 1.8 цифрами обозначены следующие детали детектора MARK II: 1 — ливневые счетчики; 2 — обмотка магнита; 3 — часть вакуумной камеры накопительного кольца, где сталкиваются электроны (8) и позитроны (4); 5 — сцинтилляционные счетчики, измеряющие время пролета частиц; 6 — сцинтилляционные счетчики; 7 — дрейфовая камера с натянутыми проволочками.

В установке MARK II имеются сцинтилляционные счетчики, чувствительные к фотонам высоких энергий. Однако, такие фотоны лучше регистрируются в установке Crystal Ball (рис. 1.9). Основными элементами детектирующего устройства Crystal Ball служат 732 кристалла йодистого натрия, окружающие зону соударения и размещенные в соответствии с симметрией икосаэдра (дополнительные кристаллы на концах детектора на рис. 1.9 не показаны). В кристалле, поглотившем фотон, возникает световое излучение, которое регистрируется фотоумножителями. Направление вылета фотона и количество энергии, выделенное им в кристалле, дают информацию о состоянии, в котором находился кварконий в момент испускания фотона. Детекторы, измеряющие величину ионизации, помогают определить характеристики заряженных частиц. В настоящее время Crystal Ball работает на DORIS, MARK-II на SLC. Так как фотон является электрически нейтральной частицей, в установке Crystal Ball магнитные поля не используются. Энергию фотона можно измерять с точностью в 2-3%, а направление его движения с точностью 1-2%.

В заключение познакомимся с устройством детектора UA-1, на котором были открыты W^+ , W^- и Z^0 -бозоны [11].

Детектор имеет длину 10 м, ширину 5 м, вес 2000 т. Он разработан более чем 100 физиками из 11 институтов Европы и США и представляет собой многоцелевое устройство, предназначенное для распознавания большого числа частиц и сбора информации в большом телесном угле вокруг точки столкновения пучков. UA-1 измеряет энергию частиц многими способами, в том числе и по изменению кривизны их траекторий в магнитном поле. Горизонтальное магнитное поле создается в объеме 85 м^3 .

Внутри магнита, окружая трубку с пучками, находятся три дрейфовые камеры, в каждой из которых имеется ряд близко расположенных проволочек и газ при низком давлении, так что, как и

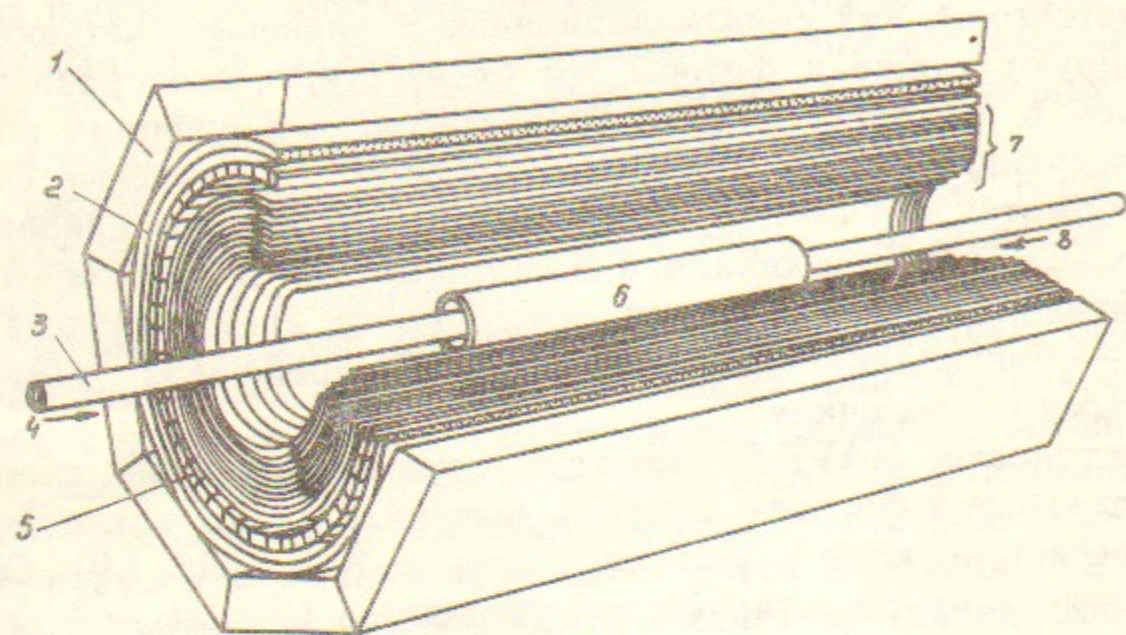


Рис. 1.8.

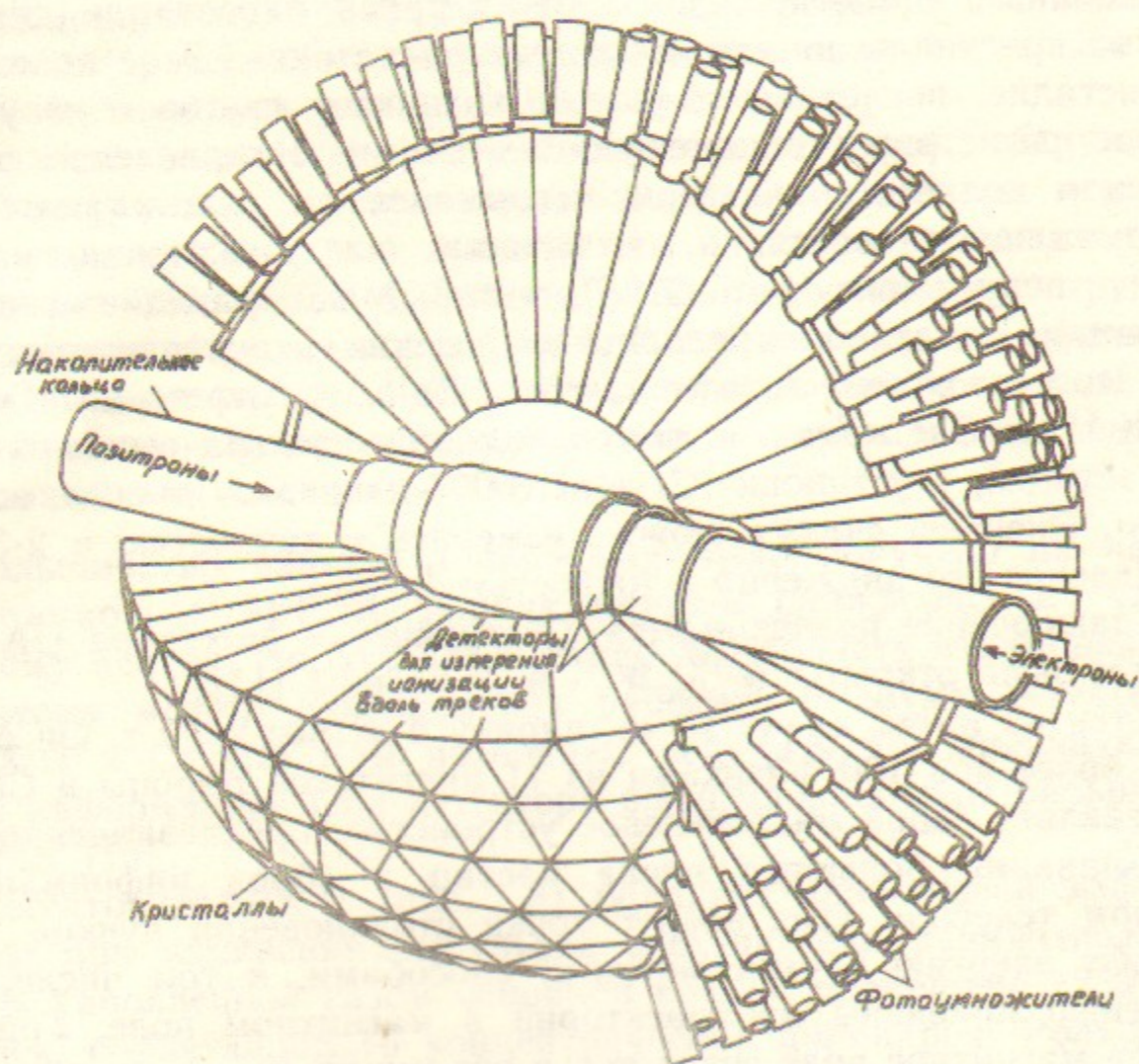


Рис. 1.9.

в MARK II и BCDMS, вся область вблизи пучка «просматривается». Проволочки в центральной дрейфовой камере расположены в вертикальных плоскостях, а в двух боковых камерах — в горизонтальных. Сигналы от частиц, пересекающих плоскости проволочек, обрабатываются компьютером и дают изображение на экране катодной трубки. Камеры окружены различными другими детекторами. Расположенный непосредственно за камерами самый внутренний из этих детекторов представляет собой свинцовый калориметр — устройство, которое измеряет энергию, теряемую в нем заряженной частицей, такой, как электрон. В свою очередь, калориметр окружен набором железных пластин, проложенных сцинтилляционными счетчиками, чтобы измерять энергию более тяжелых частиц, таких, как пионы, по их взаимодействию с атомами железа в пластинах. Снаружи этой аппаратуры находятся несколько больших камер для детектирования мюонов, которые проходят и сквозь свинец, и сквозь железные пластины.

Потоки информации, поступающие от детекторов, огромны, скорости самых быстрых обрабатывающих процессоров оказывается недостаточно, если подходить ко всему поступающему потоку информации как к равноценному.

Поэтому производится распараллеливание съема и обработки информации, и используются программируемые микропроцессоры, что позволяет записывать и использовать в последующем анализе только потенциально интересную информацию. Уровней решения о дальнейшей более подробной записи и обработке информации и уровней включения самой регистрирующей аппаратуры (уровней триггера) несколько. Так, сигналом о рождении W^\pm - и Z^0 -бозонов служило испускание электронов и мюонов с большой энергией, а в случае заряженных W^\pm -бозонов — еще и вылет нейтрино, хотя последние детектором UA-1 непосредственно не регистрировались [4, 13].

На рис. 1.10 представлены многоцелевые детекторы для проектируемого протонного коллайдера SSC. Как обычно, они должны быть спроектированы так, чтобы полностью охватить точку столкновения двух пучков протонов. В детекторе, изображенном вверху, отсутствует магнитное поле вокруг центральной трековой камеры. В состав детектора, изображенного внизу, входит сверхпроводящий магнит, создающий поле вдоль направления пучка. В обоих детекторах имеются центральная и передняя части. Передняя часть предназначена для регистрации частиц, движущихся почти параллельно оси пучка. Внутренние части спроектированы так,

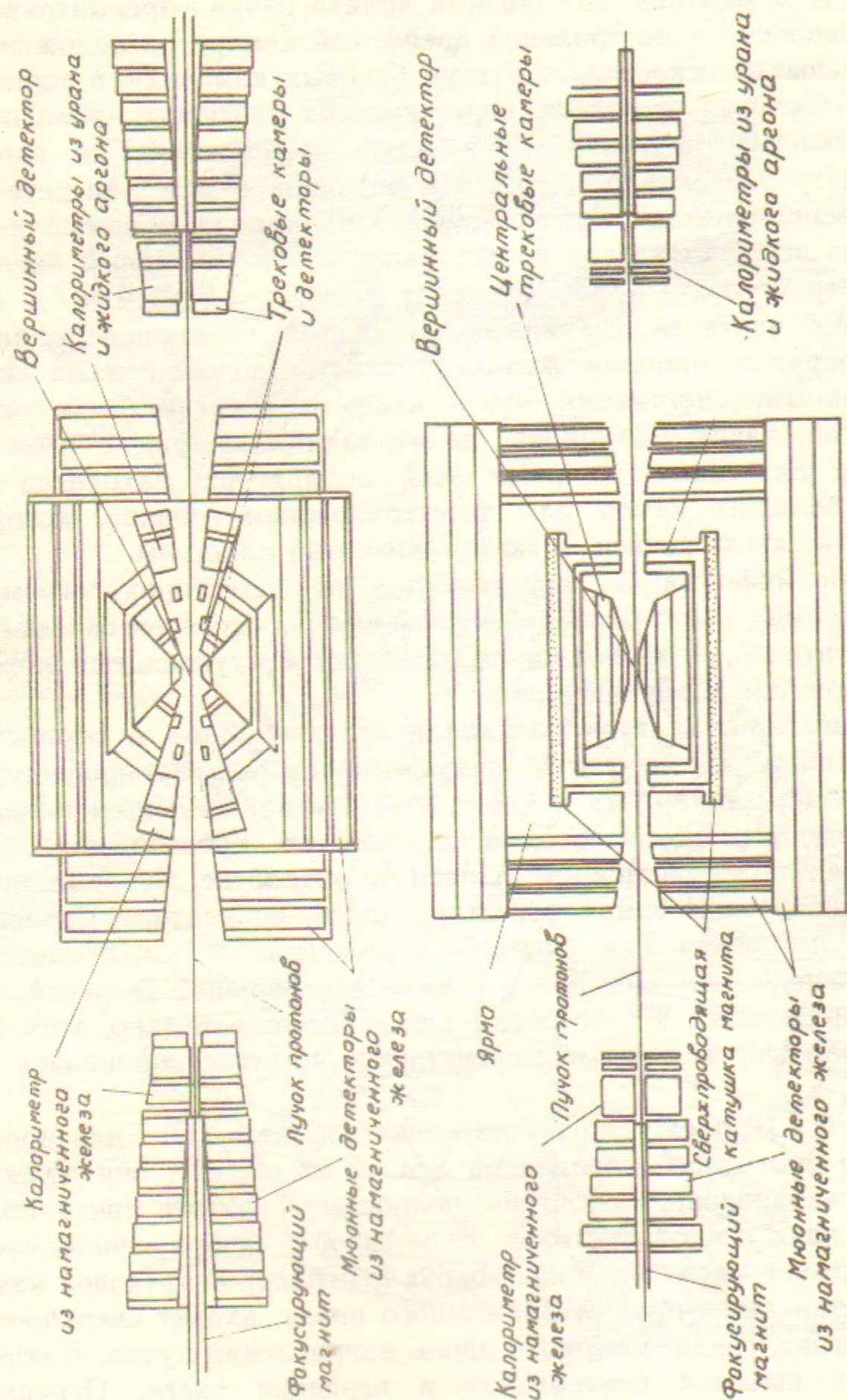


Рис. 1.10.

чтобы можно было измерять различные характеристики треков каждой из заряженных частиц, как обычно, они нужны для реконструкции пути частицы. Внешними частями детекторов являются калориметры, которые служат для измерения полной энергии, приходящейся на их сегменты. Наружной оболочкой детекторов являются слои намагниченного железа, перемежающиеся с трековыми камерами. Такая система, как уже упоминалось выше, идентифицирует мюоны и измеряет их энергию. Все прочие известные частицы, кроме нейтрино, поглощаются калориметрами.

Конечно, это лишь первые детекторы SSC, направленные на поиск неизвестных частиц, но они дадут направление проектирования других, более специализированных [13].

Сопоставление конструкций регистрирующих установок MARK II, UA-1, SSC показывает, что прогресс идет по линии улучшения характеристик тех детекторов, которые входят в их состав. Он должен коснуться и микропроцессоров, так как на SSC уже будет идти речь о регистрации до 10^6 событий/с (проектная светимость коллайдера $10^{33} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$), т. е. в несколько десятков раз больше той, которой характеризуются коллайдеры первого поколения.

Рекомендуемая литература:

1. Доусон Дж.М. Плазменные ускорители частиц // В мире науки.—1989, № 5.—С.24.
2. Арутюнян И.Н. Ускорители нового поколения и их задачи // Природа.—1981, № 12.—С.37.
3. Будкер Г.И. Электронное охлаждение // Природа.—1978, № 5.—С.34; Будкер Г.И. // А.Э.—1976, т.22.—С.346; Диканский Н.С., Кононов В.И., Куделайнен В.И., Мешков И.Н., Пархомчук В.В., Пестриков Д.В., Скринский А.Н., Сухина Б.Н. // В кн.: Труды IV Всесоюзного совещания по ускорителям.—Дубна.—1978, т.1.—С.99.
4. Скринский А.Н. Ускорительные и детекторные перспективы физики элементарных частиц // УФН.—1982.—т.138.—С.3.
5. Адо Ю.М. Ускорители заряженных частиц // УФН.—1985, т.145.—С.87.
6. Окунь Л.Б. Физика элементарных частиц // М.: Наука.—1988.
7. Желепов В.П. Основные итоги XIII Международной конференции по ускорителям высоких энергий // Труды X Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц.—Дубна.—1987, т.1.—С.23—44.
8. Рихтер Б. Следующее поколение ускорителей с электрон-позитронными пучками (лекции, посвященные памяти Г.И. Будкера) // УФН.—1980, т.130.—С.707—717.
9. Рис. Р. Станфордский линейный коллайдер // В мире науки.—1989, № 12.—С.26.
10. Будкер Г.И., Скринский А.Н. Электронное охлаждение и новые возможности в физике элементарных частиц // УФН.—1978, т.124.—С.561.

11. Клайн Д.Б., Руббиа К., Ван дер Меер. Поиски промежуточных векторных бозонов // УФН.—1983, т.139.—С.135.
12. Грин Г. и Курант Э. Теория ускорителей со знакопеременным градиентом // Ускорители/Перевод с английского и немецкого под редакцией Б.Н. Яблокова.—Главное издательство литературы по атомной науке и технике Госкомитета Сов. Мин. СССР по использованию атомной энергии.—1962.—С.425.
13. Джексон Дж.Д., Тингер М., Войцецки В. Сверхпроводящий суперколлайдер // В мире науки.—1986, № 5.—С.36.
14. Савин И.А. Интерференция во взаимодействии мюонов. // Природа.—1984, № 4.—С.61.
15. Блум Э.Д., Фелдман Г.Дж. Кварконий // УФН.—1983, т.139.—С.529.

2. ВАЖНЕЙШИЕ ОТКРЫТИЯ НА УСТАНОВКАХ СО ВСТРЕЧНЫМИ ПУЧКАМИ

Важнейшие открытия, сделанные на коллайдерах, следующие:

- Открытие Ψ -частиц (массы 3—4 ГэВ, спин 1).
- Открытие «очарованных» частиц D^0 (1,863 ГэВ), D^+ (1,868 ГэВ), F^+ (2,039 ГэВ) и «очарованного» кварка C .
- Открытие τ -лептона (масса 1,8 ГэВ).
- Открытие «прелестных» частиц ипсилон (Y , масса 9,6—10,4 ГэВ) и «прелестного» кварка b .
- Открытие адронных струй.
- Открытие глюона.
- Открытие W^\pm -, W^- - и Z_0 -бозонов.
- Открытие смешивания в системе нейтральных V^0 -мезонов.

□ Существование C -кварка было предсказано электрослабой теорией Вайнберга—Салама—Глэшоу, но начать, видимо, стоит со схемы Кабиббо, тем более, что последним из крупных открытий на коллайдерах является открытие смешивания в системе нейтральных V^0 -мезонов.

Требовалось объяснить, почему распады странных частиц подавлены по сравнению с обычным β -распадом. Для этого пришлось предположить, что в слабых взаимодействиях наравне с лептонами участвуют не сами кварки d и s , а их определенная смесь $d_c = d \cdot \cos \theta_c + s \cdot \sin \theta_c$ где θ_c —так называемый угол Кабиббо [16, 6].

Кварки d и s имеют одинаковые электрические и барионные заряды, но различаются «странностью». В слабых взаимодействиях, в отличие от сильных и электромагнитных, странность не сохраняется, поэтому с точки зрения квантовой механики такое смешивание вполне допустимо.

Вероятность процесса пропорциональна квадрату амплитуды, так что с точностью до легко учитываемых кинематических факторов вероятность распада странных частиц относится к вероятности обычного β -распада как $\sin^2 \theta_c / \cos^2 \theta_c$. Измерение этих вероятностей позволило определить угол Кабиббо: он оказался равным $\simeq 13^\circ$. Схема Кабиббо была предложена в 1963 г.

Электрослабая теория предсказала существование Z^0 -бозона, что открывало теоретическую возможность процесса: $s \rightarrow d + Z^0$. Однако каких-либо доказательств его существования в эксперименте обнаружено не было. Так, например, вероятность распада $K^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$, который мог бы идти за счет подпроцессов $s \rightarrow d + Z^0$ и $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ составляет не более 10^{-8} от полной вероятности распада K^0 -мезона^{*)}. Механизм подавления распада с появлением Z^0 был открыт в 1970 г. В теорию была введена вторая смесь s - и d -кварков, независимая кабиббовскому кварку d_c , а именно: $S_c = -d \sin \theta_c + s \cos \theta_c$. d_c и S_c имеют одинаковую константу взаимодействия с Z^0 -бозоном. Амплитуда вероятности, связанная с процессом $d_c \rightarrow d_c + Z^0$ перехода между физическими кварками $s \rightarrow d + Z^0$, пропорциональна величине $\cos \theta_c \cdot \sin \theta_c$, так как кварк d содержится в d_c с множителем $\cos \theta_c$, а кварк s — с множителем $\sin \theta_c$. С другой стороны, возможен также процесс: $S_c \rightarrow S_c + Z^0$, при котором амплитуда перехода $s \rightarrow d + Z^0$ пропорциональна произведению $\sin \theta_c \cdot \cos \theta_c$ (с такими множителями кварки d и s входят в смесь S_c). Существование процессов $d_c \rightarrow d_c + Z^0$ и $S_c \rightarrow S_c + Z^0$ приводит к такой интерференции амплитуд вероятности, что вероятность процесса $s \rightarrow d + Z^0$ обращается в нуль.

Так было снято разительное противоречие теории и эксперимента в теории слабых взаимодействий с одним кварковым дублетом $\begin{pmatrix} u \\ d_c \end{pmatrix}$.

Поскольку S_c является нижней компонентой второго кваркового дублета, верхней компонентой должен был являться некий новый кварк — аналог u -кварка. Его назвали «очарованным» или C -кварком (от charm). «Очарование» — новое квантовое число, отличающее C -кварк от u -кварка.

Первым экспериментальным свидетельством в пользу существования кварка C было открытие J/Ψ -частицы [17].

Новый мезон J со спином 1 был открыт группой С. Тинга на «прямых» пучках в экспериментах по рассеянию протонов, выведенных из Брукхейвенского синхротрона, на водородной мишени. Однако, разрешения на «прямом» пучке для уверенного измерения

^{*)} K^0 -мезоны в вакууме могут превращаться в \bar{K}^0 . В результате этих превращений K^0 и \bar{K}^0 не имеют определенной массы и определенного времени жизни. Состояниями с определенными массами и определенным временем жизни являются K_S^0 - и K_L^0 -мезоны (короткоживущий и долгоживущий): $\tau_S \approx 9 \cdot 10^{-11}$ с, $\tau_L \approx 5,2 \cdot 10^{-8}$ с. K_S^0 -мезон немного тяжелее K_L^0 -мезона: $m_L - m_S \approx 3,5 \cdot 10^{-6}$ эВ.

параметров новой частицы (массы, ширины резонанса и др.) не хватило. В Стэнфорде, на установке со встречными пучками SPEAR группой Б. Рихтера, была получена точно такая же частица и с хорошей точностью изучены ее свойства. В результате, новый векторный мезон получил двойное название J/Ψ , а метод встречных пучков стал с тех пор основным в физике элементарных частиц.

История открытия Ψ такова.

Величиной, чрезвычайно чувствительной к числу кварковых ароматов, является величина R , равная сумме квадратов электрических зарядов всевозможных кварков с учетом их цвета. Измерить ее не трудно. Для этого нужно регистрировать все адроны, рождающиеся в результате аннигиляции сталкивающихся частиц. Это была одна из задач, для которых строился SPEAR. Если кварковых ароматов три и каждый реализуется в трех цветах, то

$$R = \{(2/3)^2 + (1/3)^2 + (1/3)^2\} \times 3 = 2.$$

Но первые измерения дали $R \approx 4$.

Чтобы разобраться в полученных результатах, сотрудники SLAC повторили эксперимент. Снималась зависимость сечения рассеяния от энергии столкновения. Результаты измерений представлены на графике рис. 2.1.

Из графика видно, что сначала сечение рассеяния мало и почти не зависит от энергии, но при достижении энергии 3,1 ГэВ кривая круто взмывает вверх: в узком интервале энергий шириной несколько МэВ сечение процесса возрастает почти в 100 раз. Это типичный резонанс, изучая который, можно определить параметры частицы. Высота пика определяет массу частицы, ширина — время ее жизни. Площадь пика зависит в основном от характера реакции и ее энергии, поэтому, чем выше пик, тем он уже, тем более стабильной частице он соответствует. Можно определить и спин резонанса. Спин резонанса определяется, в частности, из углового распределения продуктов реакции. Грубо говоря, чем больше полный момент количества движения, тем сложнее колеблется угловое распределение при изменении угла рассеяния.

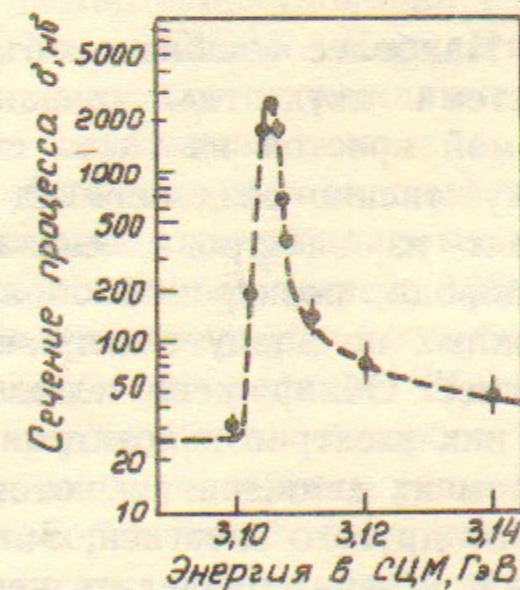


Рис. 2.1.

Ранее известным векторным мезонам ρ^0 , ω^0 , ϕ^0 соответствуют довольно высокие пики, но ширина их обычно составляет около 100 МэВ. Возник вопрос о том, что же представляет собой открытый мезон Ψ , который настолько стабильнее всех остальных векторных мезонов. Вскоре после открытия Ψ (чармония) выше по энергии было открыто еще несколько резонансов, вошедших в семейство чармония.

J/Ψ попытались сразу же отождествить с системой, состоящей из «очарованного» кварка C и его антикварка \bar{C} . Тем не менее, окончательно кварковый состав J/Ψ был подтвержден открытием на той же машине (SPEAR) ниже по энергии мезонов с «открытым» очарованием: D и F . Масса этих мезонов почти вдвое меньше масс Ψ -частиц, их кварковый состав можно было проинтерпретировать следующим образом:

$$\begin{array}{lll} D^+ (c \bar{d}) & F^+ (c \bar{s}) & D^- (d \bar{c}) \\ \bar{D}^0 (u \bar{c}) & D^0 (c \bar{u}) & F^- (s \bar{c}) \end{array}$$

Это дало возможность оценить массу C -кварка независимым от измерения массы J/Ψ -методом: например, масса D -мезонов $\approx 1,8$ ГэВ. Массы d - и u -кварков оцениваются в 0,3 ГэВ. Следовательно, масса C -кварка 1,5 ГэВ, что хорошо согласуется с величиной массы J/Ψ , измеренной на опыте (3,1 ГэВ) [18].

□ Наиболее удобным объектом изучения сил природы служит система двух тел, связанных вместе взаимным притяжением. Самой простой из таких систем во многих отношениях является искусственно создаваемый атом, названный позитронием. Он состоит из электрона, связанного с позитроном. Подобно атому водорода, позитроний образован за счет притяжения противоположных по знаку электрических зарядов, но он намного симметричнее. Обнаружено несколько состояний позитрония. В каждом из них электрон и позитрон характеризуются определенным характером их движения, и потому каждое из этих состояний отличается от другого энергией. Зная энергетический спектр разных состояний, можно определить некоторые характеристики электромагнитных сил, в частности, постоянную тонкой структуры α . Точность таких измерений исключительно велика. Аналогично можно было попытаться, хотя и с гораздо меньшей точностью, изучая связанное состояние кварка и его антикварка, получать информацию о цветных силах, действующих между ними.

Семейство чармония — совокупность мезонов, состоящих из

очарованного кварка и очарованного антикварка ($C\bar{C}$). Все эти частицы — мезоны со скрытым очарованием — представляют собой различные энергетические уровни чармония, которые, подобно уровням позитрония, характеризуются следующими квантовыми числами: I — полный угловой момент; L — орбитальный угловой момент кварка и антикварка; S — их суммарный спин; P — пространственная четность уровня, C — его зарядовая четность, n_r — радиальное квантовое число.

Как и в случае обычных атомов, у позитрония при $L=0, 1, 2, 3, \dots$ — говорят об S -, P -, D -, F -... уровнях. Мезоны с $L=1$ называют уровнями орточармония, с $L=0$ — уровнями парачармония. P -четность уровня определяется соотношением $P = (-1)^{L+1}$; C -четность: $C = (-1)^{L+S}$. J/Ψ — низшее состояние орточармония с $L=1$ (3S_1). Такое предположение было сделано по аналогии с наименьшим состоянием позитрония, однако, поскольку Ψ рождается из виртуального фотона, его полный момент должен совпадать с моментом фотона, т. е. быть равным единице. Это состояние является триплетом. Его радиальные возбуждения сопоставляют резонансам Ψ' , Ψ'' , Ψ''' и т. д. [6].

Наименьшее состояние парачармония с $L=0$ (1S_0) носит название η_c -мезон. Орточармония с $L=1$ и $I=0, 1, 2$ обозначаются χ_0 , χ_1 , χ_2 , соответственно. Первое доказательство существования χ -мезонов было получено на DORIS, η_c — на SPEAR. Синглетные S -состояния и триплетные P -состояния чармония не рождаются в электрон-позитронных соударениях: это запрещено законами сохранения полного момента количества движения и зарядовой четности. Они были получены в результате распадов рождаемых при e^+e^- -аннигиляции частиц в семидесятых годах. В августе 1982 г. группа Crystal Ball сообщила о наблюдении еще одного небольшого пика в спектре фотонов, испущенных при распаде Ψ' -мезонов. Это был η_c' -мезон — последнее открытие, после которого все проблемы, связанные с чармонием, можно было считать решенными. В результате получилась система, которая может быть использована для изучения природы цветных сил, действующих между кварками на расстояниях, превышающих радиус адрона (10^{-13} см). Это именно те расстояния, которые не поддаются расчету с помощью теории возмущений. Недостатком чармония, как полигона для изучения природы цветных сил, является большая величина релятивистского фактора γ : 0,2—0,25, что приводит к осложнениям.

На рис. 2.2 приведены энергетические спектры позитрония и

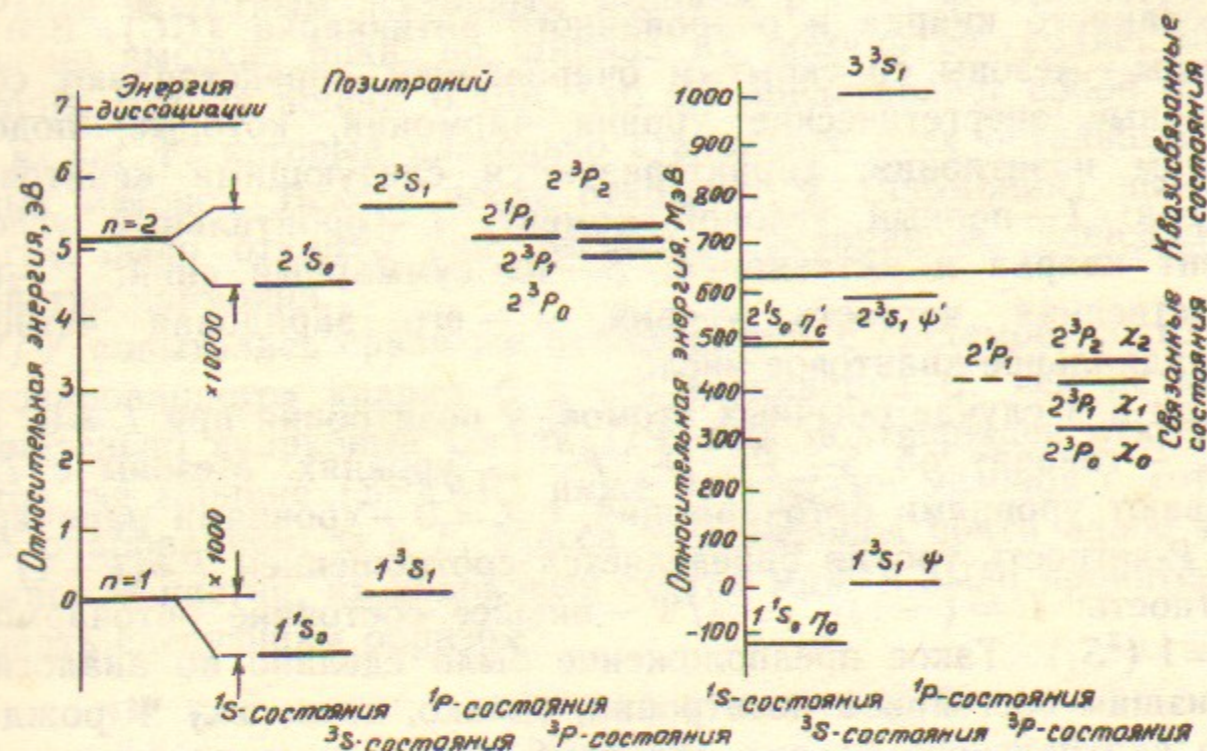


Рис. 2.2.

чармония. Все энергии приводятся относительно состояния $1^3S_1(\Psi)$. Позитроний диссоциирует при энергии 6.8 эВ. Для перехода Ψ -мезона (чармония) в квазисвязанное состояние необходимо 633 МэВ. При такой энергии он может распадаться на пару D^0 - и \bar{D}^0 -мезонов [15].

□ Первым указанием на существование третьего фермионного поколения явилась невозможность объяснить нарушение CP-симметрии в слабых взаимодействиях в рамках двух фермионных поколений. CP-симметрия нарушается в системе нейтральных K^0 -мезонов. Это было доказано в опыте Дж.В. Кронина и В. Фитча [19, 20]. Они изучали распады K^0 -мезонов, полученных при бомбардировке бериллиевой мишени протонами с энергией 30 ГэВ из Брукхейвенского синхротрона. В результате смешивания пучок K^0 -мезонов должен состоять приблизительно на 50% из K_S^0 и на 50% — из K_L^0 . Различие во временах жизни K_S^0 и K_L^0 -мезонов обусловлено тем, что они распадаются по-разному. Если верно предположение о CP-симметрии, то K_S^0 должен был бы распадаться в основном на два π -мезона ($\pi^+\pi^-$, π^0, π^0), для долгоживущего K_L^0 такой распад запрещен. В эксперименте Фитча и Кронина скорость K^0 -мезонов составляла 0,91 скорости света. На расстоя-

нии $\tau_s \sqrt{1-\gamma^2} \approx 6$ см короткоживущие частицы K_S^0 должны были бы распасться. Однако совершенно неожиданно распады на два π -мезона были зарегистрированы на расстоянии 19 м от точки рождения K^0 -мезонов. Доля таких распадов мала, всего лишь 0,2%, но ее оказалось достаточно, чтобы ниспровергнуть сохранение CP. В действительности несохранение CP означает нарушение T-симметрии — симметрии по отношению к обращению времени. Опыт Фитча и Кронина датируется 1964 г.

Теория Вайнберга — Салама с двумя кварковыми поколениями не в состоянии включить этот эффект. Возможный выход из положения был найден в 1973 г. М. Кабайаши и К. Маскавой, предложившими обобщение модели Вайнберга — Салама на случай шести кварков [21, 22]. В результате, в кварковом секторе электрослабой теории оказалось 10 свободных параметров: 6 масс кварков, 3 угла смешивания между кварками разных поколений θ_{ij} и одна фаза δ , описывающая нарушение CP. Смешивание кварков возникает как следствие того, что собственные состояния слабых взаимодействий не совпадают с собственными состояниями массовой матрицы, связь между этими состояниями задается матрицей Кабайаши — Маскавы. Приближенный вид этой матрицы таков:

$$\begin{pmatrix} 1 & s_{12} & s_{13} e^{i\delta} \\ -s_{12} - s_{23} s_{13} e^{i\delta} & 1 & s_{23} \\ s_{12} s_{23} - s_{13} e^{i\delta} & -s_{23} & 1 \end{pmatrix}$$

где $s_{ij} \approx \sin \theta_{ij}$, $\cos \theta_{ij} = 1$. Пять параметров — массы u -, d -, s -, c -кварков и угол смешивания Кабиббо θ_{12} — определяются из исследования первых двух кварковых поколений. Некоторую информацию можно получить, исследуя третье поколение.

Теория Кабайаши — Маскавы не воспринималась особенно серьезно до тех пор, пока М. Перл с сотрудниками не открыли на SPEAR новый лептон — τ . Среди продуктов распада они обнаружили частицу, похожую на мюон, но с массой 1,8 ГэВ, распадающуюся в соответствии со схемами:

$$\tau \rightarrow \begin{cases} \tau + \mu + \nu_\mu \\ \nu_\tau + e + \nu_e \end{cases} [23]$$

В одной из схем присутствует новое нейтрино ν_τ . Открытие нового лептона стимулировало поиск третьего поколения кварков, так как увеличение числа лептонов до шести означало, что кварки также должны иметь шесть ароматов.

Подтверждением этой гипотезы явилось открытие группой Ледермана в 1977 г. нового, более тяжелого, чем J/ψ , мезона, получившего название Υ -частицы. Так же, как Тинг, Ледерман [24] изучал протон-протонные столкновения. В качестве источника протонов использовался протонный синхротрон FERMILAB с энергией пучка 400 ГэВ. Результат был сразу же подтвержден на DORIS и CESR, где было обнаружено два возбужденных состояния Υ -мезона: Υ' , Υ'' .

Поскольку частицы семейства Υ имеют массы около 10 ГэВ, масса входящих в их состав b -кварков должна быть порядка 5 ГэВ. По аналогии с уже известными парами из кварка и антикварка разумно было предположить, что в состав Υ -частиц входит кварк из новой пары $(\begin{smallmatrix} t \\ b \end{smallmatrix})$, причем b -кварк должен иметь электрический заряд $(-1/3)$ и быть легче кварка t .

Теоретические значения R при энергиях, меньших 3 ГэВ (возможны только кварки u, d, s), в интервале энергий от 3 до 9 ГэВ (кварки u, d, s, c) и выше 9 ГэВ (u, d, s, c, b) имеют значения:

$$\{(2/3)^2 + (1/3)^2 + (1/3)^2\} \times 3 = 2,$$

$$\{(2/3)^2 + (1/3)^2 + (2/3)^2 + (1/3)^2\} \times 3 = 3(1/2),$$

$$\{(2/3)^2 + (1/3)^2 + (2/3)^2 + (1/3)^2 + (1/3)^2\} \times 3 = 3(2/3).$$

Экспериментальная кривая, снятая на коллайдере PETRA, показывает, что всюду, за исключением области от 3 до 10 ГэВ, где имеются резкие резонансы семейств Ψ и Υ , вычисленные теоретические значения в общем неплохо согласуются с экспериментальными (рис. 2.3) [8].

К 1981 году было открыто четыре частицы Υ -семейства. Ширина первых трех из них ($\Upsilon, \Upsilon', \Upsilon''$) мала, т. е. они являются достаточно стабильными частицами. Четвертая частица Υ''' менее стабильна: ее ширина почти в 200 раз превышает ширину легчайшего из Υ -мезонов [25].

Во столько же раз быстрее эта частица распадается. Это означает, что для Υ''' существуют новые каналы распада по сравнению с менее массивными $\Upsilon, \Upsilon', \Upsilon''$. Этими каналами оказались каналы распада на пару $B\bar{B}$ -мезонов. Согласно кварковой модели, B -мезоны, образующиеся в распадах «прелестных» частиц имеют кварковый состав:

$$B^0 (\bar{b} d)$$

$$B^- (b \bar{u})$$

$$\bar{B}^0 (b \bar{d})$$

$$\bar{B}^+ (\bar{b} u)$$

В экспериментах, проведенных в 1982—1983 гг. на CESR было показано, что Υ''' распадается на пару B^+B^- с вероятностью $60 \pm 2\%$, а на пару $B^0\bar{B}^0$ с вероятностью $40 \pm 2\%$, массы этих мезонов заключены в интервале 5,14—5,29 ГэВ.

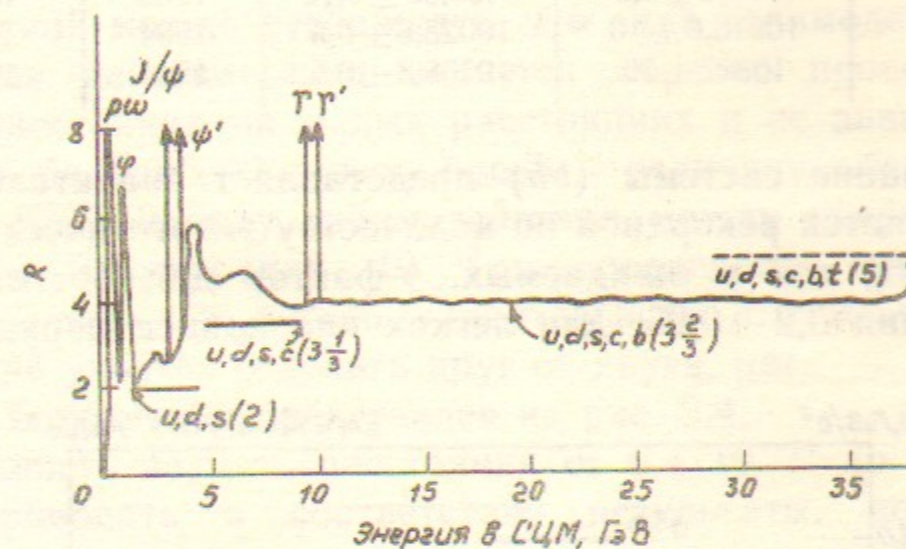


Рис. 2.3.

B -мезоны, подобно D - и F -мезонам — частицам с «открытым» очарованием, являются частицами с «открытой» прелестью, знание их масс позволяет определить массу кварка b точно таким же способом, как это было сделано для кварка c .

Υ -мезоны составляют второе семейство тяжелых кваркониев. Основной вклад в его изучение внесли эксперименты на CESR и DORIS-I, а затем на CESR, DORIS-II и ВЭПП-4. Особо следует отметить вклад экспериментов на накопителе ВЭПП-4 (ИЯФ СО АН СССР, Новосибирск), давших чрезвычайно большой вклад в точность определения масс мезонов семейства Ψ и Υ (табл. 2.1). Методика проведения этих измерений подробно описана в [26]. К 1987 году было открыто еще семь уровней системы $b\bar{b}$, лежащие ниже порога рождения пары $B\bar{B}$, и по меньшей мере три резонанса, лежащие выше этого порога [25].

Различие между этими уровнями заключается в том, что уровни, лежащие выше порога, имеют довольно большие ширины: от 20 до 110 МэВ, в то время как уровни ниже порога имеют ширины примерно в 1000 раз меньше. Среди продуктов распада этих уровней есть глюоны. Уровни боттомония и уровни чармония обозначаются одинаково.

Таблица 2.1 [26]

Частица	Масса частицы, МэВ		Год публикации	Улучшение точности
	Табличное значение	Результаты экспериментов		
Ψ	$3097,1 \pm 0,9$	$3096,93 \pm 0,09$	1981	10
Ψ'	$3685,3 \pm 1,2$	$3686,00 \pm 0,10$	1981	10
Υ	$9456,2 \pm 9,5$	$9460,59 \pm 0,12$	1986	80
Υ'	$10016,0 \pm 10$	$10023,6 \pm 0,5$	1984	20
Υ''	10347 ± 10	$10355,3 \pm 0,5$	1984	20

Исследование системы $(b\bar{b})$ представляет значительный интерес: она является рекордной по количеству энергетических уровней как открытых, так и ожидаемых. γ -фактор для боттомония 0,06 (для чармония 0,2—0,25, для легких кваркониев порядка 1), что

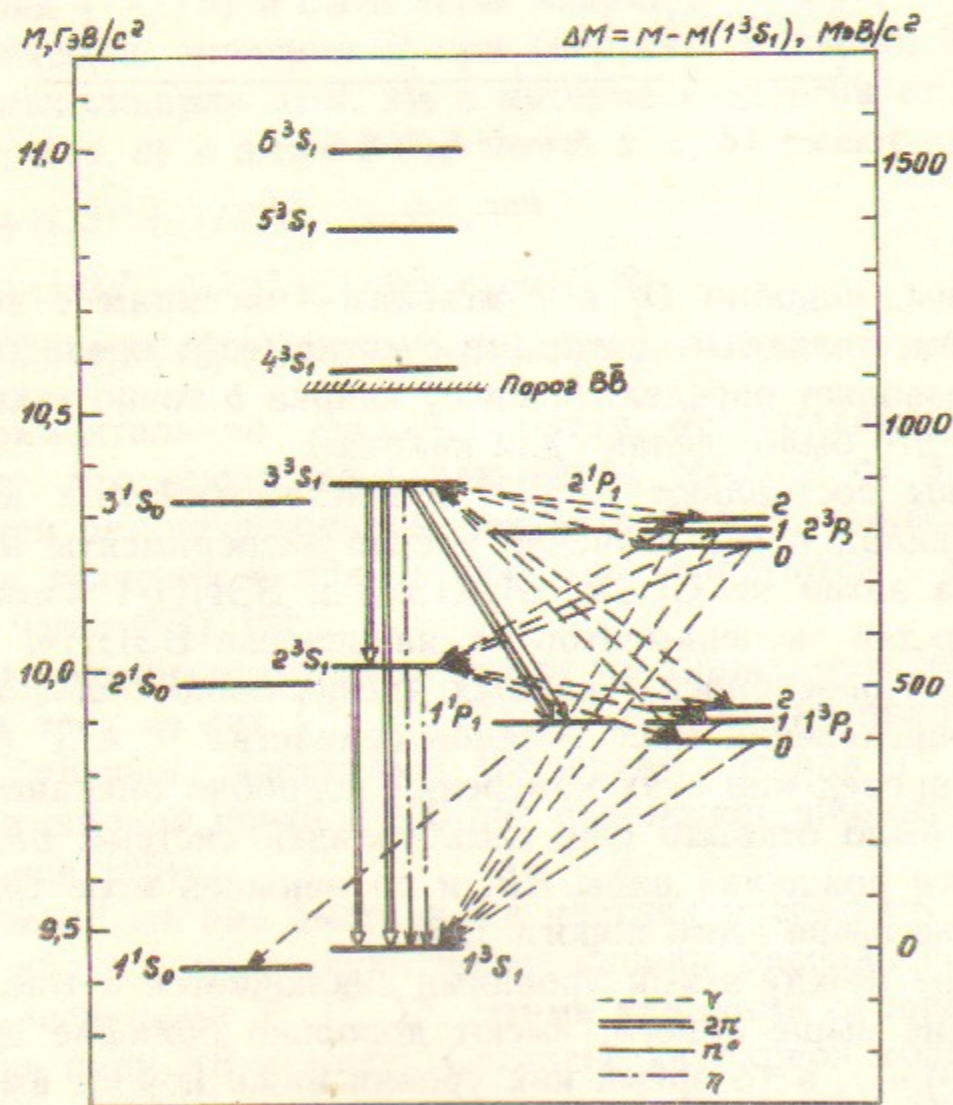


Рис. 2.4.

делает его уникальной «лабораторией», в которой цветные силы можно изучать в практически чистом виде.

□ Что же удалось выяснить с помощью кваркониев? Цветная сила зависит от расстояния между кварком и антикварком. Проведенные эксперименты содержат информацию о расстояниях от $4 \cdot 10^{-15}$ см в области асимптотической свободы до 10^{-13} см, что примерно соответствует размеру обычного адрона. По результатам этих измерений можно утверждать, что сила взаимодействия между кварками действительно меняется обратно пропорционально квадрату расстояния на малых расстояниях и не зависит от расстояния на больших. Удалось оценить величину «бегущей» константы α_s , КХД и силу взаимодействия между кварком и антикварком на расстояниях 10^{-13} см, последняя оценивается в 14—16 тонн, так что ничего удивительного в том, что кварк и антикварк не удается отделить друг от друга, нет.

Спектр боттомония представлен на рис. 2.4.

Возможность изучать расстояния от $0,4 \cdot 10^{-14}$ до 10^{-13} см позволяет приводить в соответствие результаты, полученные с помощью теории возмущений, потенциальных моделей кваркониев и дисперсионных соотношений, для которых существенное значение имеют кварковые и глюонные конденсаты непертурбативной природы, т. е. не описываемые теорией возмущений [27].

□ «Асимптотическая свобода» сильных взаимодействий, положенная в основу квантовой хромодинамики, впервые наблюдалась на «прямом» пучке Стэнфордского электронного ускорителя и подтверждена в многочисленных экспериментах, как на прямых, так и на встречных пучках.

В SLAC в 1967—68 гг. изучались процессы столкновения электронов, которые можно было разогнать в линейном ускорителе до энергии 20 ГэВ, с протонами; в частности, угловые и энергетические распределения рассеянных электронов; судьбой протонов при этом не интересовались. (Для прямого продолжения этих экспериментов построен коллайдер HERA; после запуска коллайдеров УНК и ВЛЭПП (СССР) также предполагается сталкивать пучки электронов с энергией 1—2 ГэВ и пучки протонов с энергией 3 ГэВ [28].)

Результаты опытов Стэнфордской группы выразились в виде так называемого скейлинга Бьеркена: если измерить угловые и энергетические распределения рассеянных электронов при некоторой энергии соударения, то результат соответствующих измерений при другой энергии можно рассчитать, пользуясь экспериментальными данными, полученными при первом значении энергии соуда-

рения, т. е. изменяя соответствующим образом масштаб на шкале энергий, можно уложить на одну кривую все экспериментальные данные (рис. 2.5). Отложенная по оси абсцисс степень неупругости x равна единице при упругом рассеянии и нулю в случае пол-



Рис. 2.5.

ностью неупругого рассеяния (когда электрон поглощается протоном). Смысл кривой состоит по существу в том, что внутри адронов нет никакого масштаба расстояний. Это легко понять на примере атома. В атоме, кроме его собственного размера, есть еще второй масштаб расстояний — размер атомного ядра.

Поскольку в квантовой механике масштабы на шкале расстояний обратно пропорциональны масштабам на шкале энергий, существование в атомах двух масштабов означает, что происходящие с ним процессы при высоких и низких энергиях различаются кардинальным образом. В случае же одного масштаба никакого качественного изменения характера процессов при изменении энергии не происходит. В применении к адрону это означает, что если внутри него и есть составляющие его частицы, то размер их бесконечно мал: они являются точечными [18].

Эти точечные составляющие Р. Фейнман назвал «партонами». Число партонов не определено, но среди них встречаются как заряженные, так и нейтральные частицы. Нейтральные частицы не взаимодействуют с электронами, но в них заключена примерно половина полной энергии протона. Если эту половину не учитывать, то полный баланс энергий подвести не удастся.

На малых расстояниях заряженные партоны слабо взаимодействуют друг с другом. Это так, ибо если бы они были сильно связаны, то упругое рассеяние электронов на протоне было бы не мало, а если бы точечных зарядов не существовало вовсе, то как упругое, так и неупругое сечение быстро падали бы с ростом энергии.

Малость взаимодействия на расстояниях, меньших размера адрона, получила название «асимптотической свободы». В 1973 году была открыта «асимптотическая свобода» неабелевой калибровочной теории и начала создаваться теория сильных взаимодействий — квантовая хромодинамика (КХД) [29, 30, 31, 32, 33].

На рис. 2.6 представлена зависимость эффективности сильного взаимодействия $(rU(r))_{\text{эфф}}$ от расстояния. Экспоненциальное затуха-

ние на расстояниях, больших характерного размера адрона, объясняется массивностью мезонов — переносчиков ядерных сил между нуклонами. Спад эффективного взаимодействия внутри адрона является отражением «асимптотической свободы».

КХД отождествила заряженные партоны с кварками, нейтральные с глюонами. Неопределенность числа партонов была объяснена тем, что глюоны непрерывно рождают пары кварков и антикварков, а те, аннигилируя, рождают глюоны и т. д.

Согласно КХД, кварки и глюоны должны обнаруживаться в виде порожденных ими адронных струй. Образование струй — жесткий процесс (глубоко неупругое рассеяние), который происходит настолько быстро, что налетающая частица успевает провзаимодействовать лишь с одним партоном, но зато сообщает ему такой резкий толчок, что выбивает его из нуклона. Выбитый партон и партонный остаток нуклона-мишени начинают жить независимо друг от друга и, разлетаясь, порождают струи адронов. Конечные адроны, как правило, имеют небольшие (порядка 300 МэВ) поперечные импульсы (используется система единиц, в которой $c = \hbar = 1$) относительно оси соударения и «помнят» направление движения начальных частиц. Этот эффект является следствием «слабости» взаимодействия адронной материи на малых расстояниях, так как если бы оно было сильным, то адронное вещество при соударениях образовывало бы нечто вроде плотного, сильно возбужденного сгустка, а для разлетающихся частиц естественной была бы изотропная конфигурация, при которой средний поперечный импульс был бы порядка энергии соударения.

Поиск струй был заранее спланирован. Так что неудивительно, что уже в 1975 г. по результатам анализа e^+e^- -аннигиляции в адроны на установке SPEAR (энергия столкновения 7 ГэВ) было объявлено об открытии кварковых струй, хотя они еще сильно перекрывались друг с другом и проявлялись лишь косвенно.

При увеличении энергии струи оформились и стали хорошо «видны». Рис. 2.7 (верхний) получен на коллайдере PETRA при

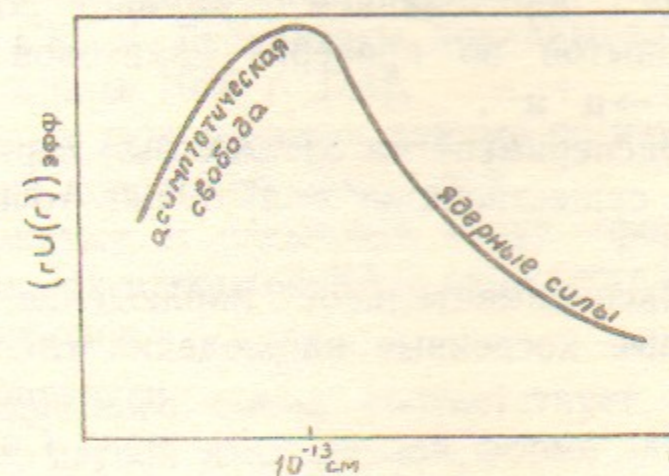


Рис. 2.6.

энергии столкновения $E' = 31 \text{ ГэВ}$. При энергии струи $E'/2 = 18 \text{ ГэВ}$ составляющие ее адроны занимают лишь 2% от полного телесного угла.

Уже первые опыты на SPEAR позволили измерить распределение струй по углу θ между направлением их разлета и осью сталкивающихся пучков. Оказалось, что оно задается выражением $d\sigma/d\cos\theta \simeq (1 + \cos^2\theta)$, как и следовало ожидать в случае аннигиляции с образованием фермионов. Этот результат хорошо известен из опытов по проверке квантовой электродинамики в реакции $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$.

Эксперимент на SPEAR был первым, непосредственно доказавшим существование кварка как точечного объекта со спином 1/2 [31].

Экспериментальное наблюдение глюона датируется 1979 г. Первые косвенные наблюдения глюонных струй были связаны с изучением прямых распадов Υ -мезонов. Согласно КХД, такие распады должны иметь трехструйную природу — по числу глюонов, образующихся при аннигиляции пары прелестных мезонов, составляющих Υ -мезон. Прямым наблюдением явилось обнаруженное вскоре излучение тормозного глюона кварком q в процессе $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$. О дополнительных адронах, порожденных тормозным глюоном, судили по азимутальному асимметричному утолщению одной из кварковых струй. В дальнейшем с ростом энергии и набором статистики удалось «отщепить» глюоны от основной струи и измерить распределение по энергии и углу вылета глюонной струи. Оказалось, что струя вела себя подобно тормозному фотону в реак-

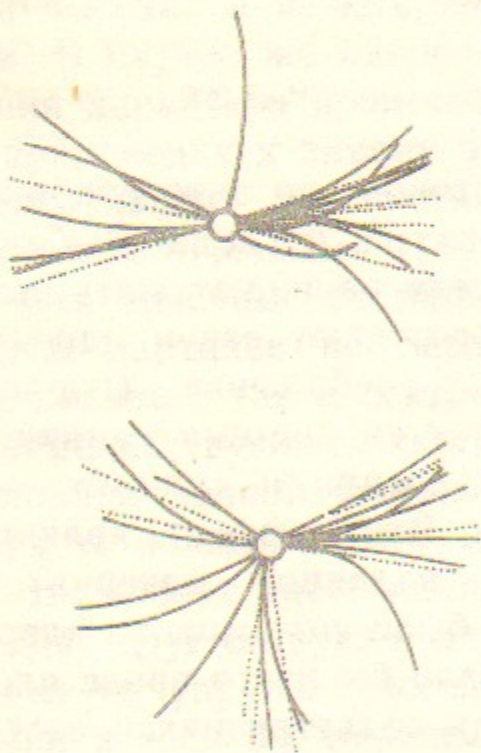


Рис. 2.7.

ции $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^- \gamma$, т. е. именно так, как положено векторной частице. Трехструйное событие, зарегистрированное на установке PETRA, изображено в нижней части рис. 2.7.

Изучение кварковых и глюонных струй продолжается. Оказалось возможным наблюдать даже такие тонкие эффекты, как цветовая корреляция глюонных и кварковых струй, состоящая в «ув-

лечении» адронов преимущественно в сторону глюонных струй и подавлении выхода медленных частиц в системе центра масс двух кварковых струй. Это объясняется тем, что у глюона больше цветовых состояний, чем у кварка.

Эти данные служат для определения λ — фундаментального параметра КХД, характеризующего темп убывания эффективного заряда. Наиболее точное значение этой величины получено в экспериментах по глубоконеупругому рассеянию мюонов на водороде. Эксперимент выполнен в CERN. Результаты докладывались на Мюнхенской конференции в апреле 1988 г. [34].

Данные спектроскопии тяжелых кваркониев и данные по изучению кварковых и глюонных струй дополняют друг друга.

Итак, согласно КХД, кварковые и глюонные струи — форма существования кварка и глюона. Их открытие КХД отождествляет с открытием самих кварков и глюонов.

□ Симметрии слабого изотопического спина соответствует три векторных бозона W^+ , W^- , W^0 , некоей изначальной форме электромагнетизма (симметрии $U(1)$) — один: V^0 . Теорию слабых взаимодействий удалось перенормировать лишь на пути ее объединения с электромагнетизмом (симметрия $SU(2)_L \times U(1)$), L — значит «левый». В результате, физическими частицами наряду с W^- и W^+ оказались не W^0 и V^0 , а их определенные смеси:

$$\gamma = \cos\theta_W \cdot V^0 + \sin\theta_W \cdot W^0, \quad Z^0 = -\sin\theta_W \cdot V^0 + \cos\theta_W \cdot W^0,$$

где θ_W — угол Вайнберга. Такое смешивание не противоречит закону сохранения электрического заряда и уже встречалось при изучении K^0 -мезонов.

Первая из смесей — фотон, вторая — промежуточный векторный бозон Z^0 . Из четырех частиц: γ , W^+ , W^- , Z^0 , согласно объединенной электрослабой теории, три (W^+ , W^- , Z^0) приобретают массы, взаимодействуя со скалярным хиггсовским полем и обеспечивая тем самым конечный радиус слабых сил, фотон же остается безмассовым, что соответствует бесконечному радиусу электромагнетизма.

Замечательно, что теория точно предсказывает величины масс W^\pm - и Z^0 -бозонов, а именно:

$$M_W = \frac{1}{\sin\theta_W} \left(\frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}G} \right)^{1/2} \simeq \frac{37,5 \text{ ГэВ}}{\sin\theta_W}; \quad M_Z = \frac{M_W}{\cos\theta_W},$$

где G — константа Ферми слабых взаимодействий, α — постоянная

тонкой структуры. Единственным неизвестным параметром теории является угол Вайнберга θ_w . Согласно теории, его величина не должна зависеть от вида эксперимента [35, 36, 16].

В период с 1973 по 1979 гг. этот вывод был подтвержден в многочисленных экспериментах, выполненных с помощью нейтринных пучков и пучков поляризованных электронов.

Эксперимент с поляризованными электронами, проведенный в SLAC, был особенно важен, поскольку в нем было получено первое указание на то, что электрослабое взаимодействие объединяет слабое и электромагнитное и действительно существует в природе. Дело в том, что электрон — заряженная частица и может, в отличие от нейтрино, участвовать как в слабых, так и электромагнитных процессах. Если оба эти процесса вносят свой вклад, то между ними должна иметь место интерференция [37].

Это должно было привести к тому, что вероятность рассеяния электронов будет зависеть от направления их продольной поляризации (в слабых взаимодействиях участвуют только левые частицы). Продольная поляризация определяет среднее значение проекции спина частицы на направление ее движения, она меняется от $+1$ до -1 . В рамках электрослабой теории можно вычислить сечение рассеяния для каждой поляризации и определить асимметрию A — разность сечений рассеяния электронов с разной поляризацией, деленная на их сумму. Асимметрия A в рассеянии поляризованных электронов ядрами дейтонов была измерена в опытах на линейном ускорителе SLAC. Эксперимент показал, что знак асимметрии A и ее абсолютная величина находятся в полном согласии с теоретическими предсказаниями.

Величина угла Вайнберга, измеренная в экспериментах, оказалась около 29° , что позволило оценить величины масс W^\pm и Z^0 :

$$M_W \simeq 77 \text{ ГэВ}; \quad M_Z \simeq 88 \text{ ГэВ}.$$

Промежуточные векторные бозоны были открыты на РАС CERN. Об открытии W^\pm -бозонов было объявлено в конце января 1983 г. Его осуществила группа физиков во главе с К. Руббиа [38].

Энергия столкновения протонного и антипротонного пучков составляла 530 ГэВ. Бозоны рождались в так называемых инклюзивных реакциях $p + \bar{p} \rightarrow W^\pm + \text{любые адроны}$, в основе которых лежит процесс рождения W -бозонов при столкновении кварков и антикварков, входящих в состав протонов и антипротонов.

Обратные процессы приводят к распаду W -бозона на кварк-ан-

тикварковые пары, т. е. в конечном счете к образованию адронных струй. Наблюдение струй с заданными свойствами сыграло немаловажную роль в успешном завершении первых опытов по обнаружению W .

Но эти каналы сложны для наблюдения. Кроме них существуют другие каналы распада: W могут распадаться на заряженные лептоны (электрон, мюон) и соответствующие им нейтрино. Согласно теории, для трех фермионных поколений полная ширина для распада W -бозона составляет около 3 ГэВ, что соответствует времени его жизни примерно $2 \cdot 10^{-25}$ с.

В экспериментах CERN велся поиск электронов (и мюонов), вылетающих перпендикулярно линии столкновения $p\bar{p}$ -пучков. Обнаружение таких электронов, несущих энергию, примерно равную половине массы W -бозона (около 40 ГэВ), свидетельствовало о рождении W -бозона и его последующем распаде на электрон и электронное антинейтрино. Антинейтрино уносит другую половину энергии W -бозона. Факт испускания нейтрино обычно обнаруживается по проекции полного импульса всех родившихся частиц на направления, перпендикулярные к оси пучков. Полный импульс сталкивающихся частиц в направлениях, перпендикулярных оси столкновения, равен нулю, поэтому полный импульс всех родившихся частиц также должен равняться нулю. Следовательно, импульс, «уносимый» родившимися частицами в каком-то из поперечных направлений, должен компенсироваться импульсом, «уносимым» в противоположном ему направлении. Если такой компенсации не наблюдается, то можно предположить, что какая-то частица «ускользнула» от наблюдения. Нейтрино так редко реагирует с веществом, что почти никогда не регистрируется, так что о рождении нейтрино свидетельствует отсутствие компенсации поперечного импульса. В данном конкретном случае рождается всего две частицы: электрон (позитрон) и антинейтрино (нейтрино), что значительно упрощает задачу.

В первых экспериментах на детекторе UA-1 было зарегистрировано шесть таких событий, на детекторе UA-2 еще четыре, что позволило определить $M_W = 81 \pm 5$ ГэВ в прекрасном согласии с теорией.

Событие, соответствующее рождению Z^0 -бозона, было зарегистрировано в конце апреля 1983 г. той же группой физиков с помощью того же детектора UA-1 в виде двух треков, расходящихся под большим углом друг к другу и направленных почти перпендикулярно к оси столкновения пучков. Треки были оставле-

ны электроном и позитроном, несущими энергию порядка 50 ГэВ, что соответствовало распаду $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ и позволило оценить массу Z^0 -бозона в 100 ГэВ. Это также находится в хорошем согласии с результатами стандартной модели, дающей с учетом радиационных поправок величину 94 ± 2 ГэВ.

Открытие W^\pm и Z^0 — блестящее подтверждение электрослабой теории.

К началу 1986 г. полное число наблюдаемых распадов составило примерно 300 (из них около 40 распадов $W \rightarrow e\nu$, остальные $W \rightarrow \mu\nu$), а Z^0 -распадов примерно 40 (из них около десятка распадов $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$, остальные $Z \rightarrow e^+e^-$) [6].

Почти одновременно с открытием W^\pm - и Z^0 -бозонов были опубликованы данные по наблюдению асимметрии типа B в рассеянии мюонов. Асимметрия типа A определяется так:

$$A = \frac{[\sigma^-(+1) - \sigma^-(-1)]}{[\sigma^-(+1) + \sigma^-(-1)]},$$

где сечение рассеяния отрицательных частиц с положительными и отрицательными поляризациями обозначены $\sigma^-(+1)$, $\sigma^-(-1)$, соответственно.

Асимметрия типа B наблюдается в том случае, когда одновременно с изменением поляризации падающих частиц изменяется и знак их заряда:

$$B = [\sigma^+(-1) - \sigma^-(+1)] / [\sigma^+(-1) + \sigma^-(+1)],$$

верхний значок обозначает заряд частицы.

Асимметрия типа B на два порядка может превышать асимметрию типа A , что во много раз увеличивает точность интерференционных экспериментов.

Она наблюдалась в реакциях глубоконеупругого рассеяния мюонов на ядрах углерода в 1980 г. в CERNe с помощью спектрометра BCDMS, а также на коллайдере PETRA, где мюонные пары рождались при взаимодействиях электронных и позитронных пучков. Асимметрия типа B возникала в результате интерференции γ и Z^0 (рис. 2.8). Наблюдение интерференции γ , Z^0 на новом качественном уровне еще раз продемонстрировало тот факт, что слабые и электромагнитные силы являются проявлениями более фундаментального электрослабого взаимодействия. О сложности эксперимента говорит тот факт, что на обработку результатов измерений потребовалось два года [14].

□ Тема смешивания в системе нейтральных B^0 -мезонов — «гвоздь» программы всех конференций по физике элементарных частиц в 1987—88 годах. Это неудивительно: B^0 -мезоны отличаются от K^0 -мезонов лишь заменой «странного» кварка s на «прелестный» кварк b , а информация, полученная из изучения каонов уникальна (С- и Р-нарушения, смешивание, CP-нарушение, предсказание c -кварка) [34].

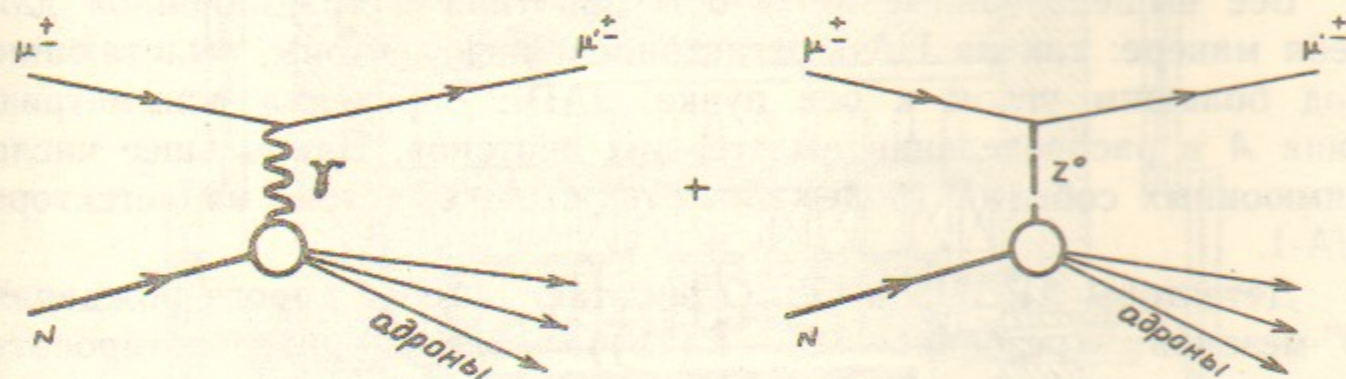


Рис. 2.8.

Первые сведения о смешивании в системе нейтральных B^0 -мезонов появились от групп, работающих на коллайдерах с большими энергиями пучков UA-1, JADE, MARK II, MAG. При высоких энергиях образуются как B_d^0 -, так и B_s^0 -мезоны [21, 22, 6].

Для наблюдения смешивания все упомянутые группы использовали традиционный метод: при распаде b -кварка образуется отрицательный лептон, а при распаде \bar{b} — положительный. Поскольку кварки b и \bar{b} рождаются парами, то лептоны от их распадов должны иметь разные знаки. Если же в результате смешивания B^0 -мезон переходит в \bar{B}^0 -мезон, или наоборот, то возникают события с лептонами одного знака, чаще всего это мюоны.

В экспериментах на высоких энергиях параметр смешивания должен учитывать как B_d^0 -, так и B_s^0 -мезоны.

$$\langle \chi \rangle = \frac{Br_d}{\langle Br \rangle} f_d \chi_d + \frac{Br_s}{\langle Br \rangle} f_s \chi_s,$$

где f_d и f_s — доли B_d^0 - и B_s^0 -мезонов, Br_d и Br_s — относительные вероятности полулептонного распада, $Br = \sum_i f_i Br_i$ — средняя относительная вероятность полулептонного распада всех прелестных мезонов.

При некогерентном рождении B^0 -мезонов число пар лептонов одинакового знака N_{++} , N_{--} выражаются через параметр сме-

шивания так:

$$N_{+-} = [(1 - \langle \chi \rangle)^2 + \langle \chi \rangle^2] (N_{++} + N_{--} + N_{+-}),$$

$$N_{+-} + N_{--} = 2\langle \chi \rangle (1 - \langle \chi \rangle) (N_{++} + N_{--} + N_{+-}).$$

При расчетах приходится пользоваться различными модельными представлениями, так как вероятности рождения B_s^0 и B_d^0 в струях точно не известны.

Все вышеназванные детекторы работали в традиционной для себя манере: так на UA-1 регистрировались лептоны, вылетающие под большим углом к оси пучка. JADE определял асимметрию типа A в распределении вылетевших лептонов. Наибольшее число димюонных событий (более пятисот) было выделено на детекторе UA-1.

Детекторы ARGUS и GLEO работают вблизи порога рождения B^0 -мезонов (резонанс $\Upsilon' - \Upsilon(4S)$). Здесь интерпретировать результаты несколько легче, так как наряду с B^\pm рождаются только B_d^0 мезоны.

Схема детектора ARGUS представлена на рис. 2.9. Обозначения следующие: 1—мюонные камеры, 2—ливневые счетчики, 3—сцинтилляционные счетчики времени пролета частиц, 4—основная дрейфовая камера, 5—вершинная дрейфовая камера, 6—ядро магнита, 7—обмотка магнита, 8—компенсирующая катушка, 9—мини-бета-квадрупольная линза. Разрез дан вдоль оси столкновения пучков [21].

События, в которых рождались лептоны одного знака с точки зрения способов их регистрации можно поделить на три группы. Первая та, в которую отбирались события с «быстрыми» лептонами, точно так же, как это делалось в экспериментах вышеупомянутых групп. После учета и вычитания всех возможных фонов удалось выделить 25 событий, с двумя лептонами одинакового знака на фоне 270 событий с лептонами разных знаков.

Во вторую группу вошли лептонные пары, в каждой из которых один из B_d^0 -мезонов полностью реконструирован, т. е. восстановлена полная картина его распада, для второго же искались «следы», в частности, быстрые лептоны. Для поиска использовалось 20 различных каналов распада. Удалось полностью реконструировать более семидесяти B_d^0 -мезонов. Частичная реконструкция распада B_d^0 на нейтрино, лептон и очарованный D^* -мезон увеличило число восстановленных B_d^0 -мезонов до 300.

Среди событий, в которых один из двух B_d^0 -мезонов восстанов-

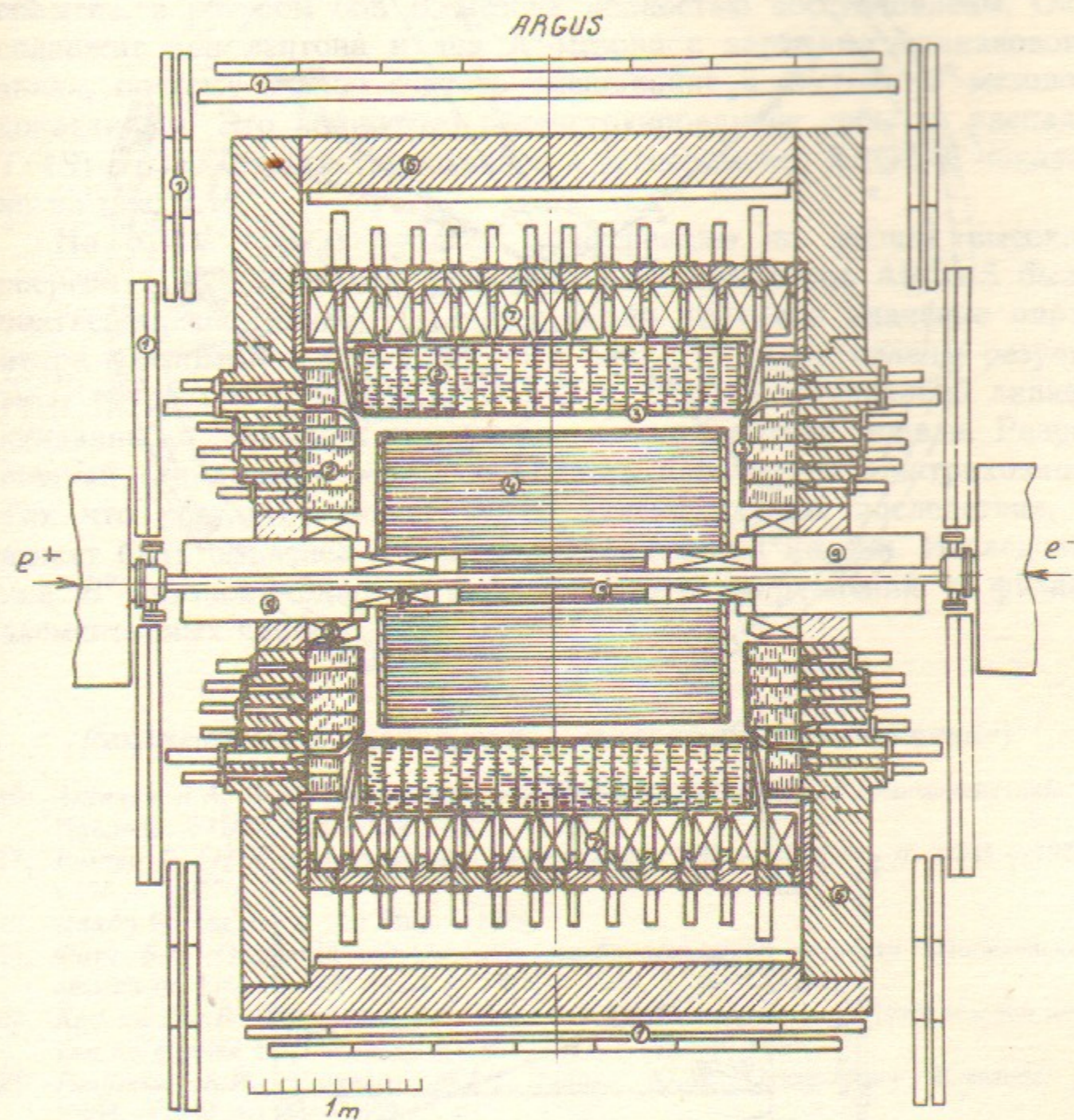


Рис. 2.9.

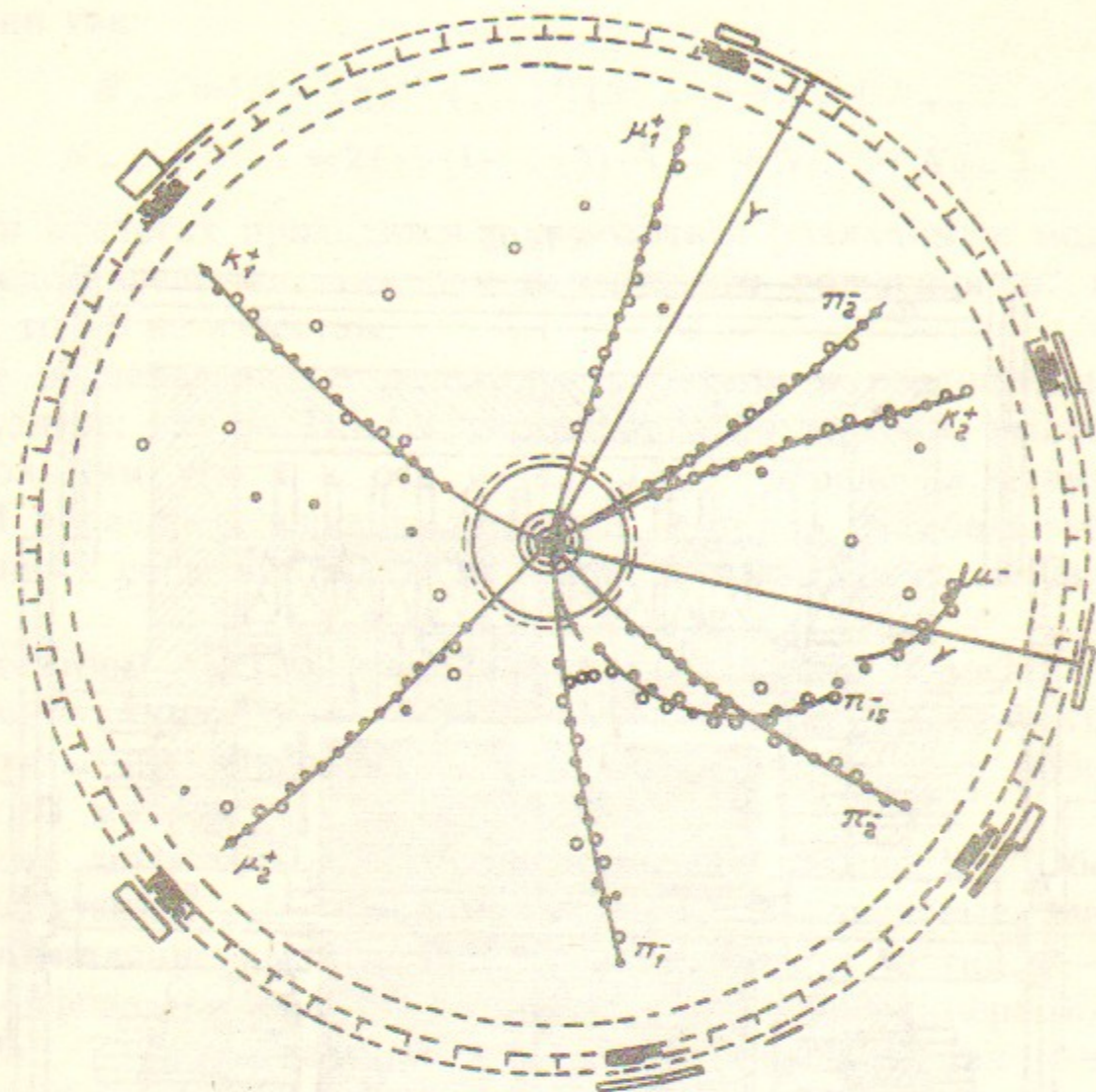


Рис. 2.10.

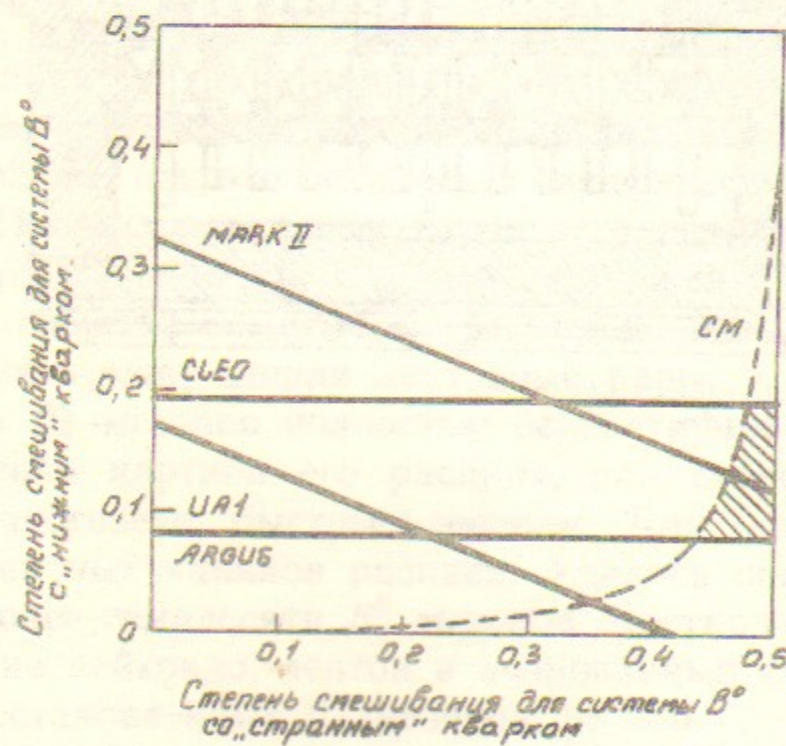


Рис. 2.11.

лен, а второй идентифицирован по знаку быстрого лептона, было обнаружено 5 событий с парами $B_d^0 B_d^0$ или $\bar{B}_d^0 \bar{B}_d^0$ и 23 события, где B_d^0 присутствовал вместе со своей античастицей.

В третью группу следует занести пока единственное «золотое» событие, в котором оба B_d^0 -мезона полностью восстановлены. Она содержит два лептона и два K^0 -мезона с зарядами одинакового знака, поэтому можно считать смешивание в системе B^0 -мезонов доказанным. Это полностью реконструированное событие распада $\Upsilon(4S) \rightarrow B_d^0 B_d^0$, зарегистрированное в эксперименте ARGUS, показано на рис. 2.10.

На XXIV Международной конференции по физике высоких энергий (1988, Мюнхен), результаты экспериментов ARGUS были подтверждены группой GLEO, которая получила значение параметра смешивания $0,18 \pm 0,08$. На рис. 2.11 представлены результаты групп UA-1, MARK II, GLEO и ARGUS. Штриховой линией показаны ограничения, следующие из стандартной модели. Разрешенная стандартной моделью область параметров заштрихована. Так что результат может иметь далеко идущие последствия, а может быть объяснен и в рамках стандартной модели. Исследование B^0 -мезонов — одно из перспективных направлений в физике элементарных частиц.

Рекомендуемая (цитируемая) литература (продолжение)

16. Ансельм А.А. В поисках единой природы фундаментальных взаимодействий // Природа. — 1980, № 6. — С.2. — № 7. — С.63.
17. Рихтер Б. От Ψ к очарованию: эксперименты 1975—1976 гг. // УФН. — 1978, т.125. — С.227.
18. Намбу Е. Кварки // М.: Мир. — 1984.
19. Фитч В.П. Открытие несохранения комбинированной четности (Нобелевская лекция по физике 1980 года) // УФН. — 1981, т.135. — С.135.
20. Кронин Дж.В. Нарушение CP-симметрии. Поиск его истоков (Нобелевская лекция по физике 1980 года) // УФН. — 1981, т.135. — С.195.
21. Голутвин А.И., Данилов М.В., Зайцев Ю.М. Осцилляции B-мезона // УФН. — 1989, т.157 — С.369.
22. Клайн Д.Б. За пределами «истины» и «прелести»: четвертое поколение частиц // В мире науки. — 1988, № 10. — С.34.
23. Перл М. Открытие новой частицы — тяжелого лептона // УФН. — 1979, т.129. — С.671.
24. Ледерман Л. Ипсилон-частица // УФН. — 1978, т.128. — С.693.
25. Волошин М.Б., Зайцев Ю.М. Физика Υ -резонансов: десять лет спустя // УФН. — 1987, т.152. — С.361.
26. Скринский А.Н., Шатунов Ю.М. Прецизионные измерения масс элементарных частиц на накопителях с поляризованными пучками // УФН. — 1989, т.158. — С.315.

27. Дремин И.М. Кварконий—атом из кварков // Природа.—1985, № 10.—С.12.
28. Интервью с А.А. Логуновым. Важнейший шаг в развитии физики высоких энергий // Природа.—1988, № 1.—С.4.
29. Дремин И.М. О глюонных струях // УФН.—1980, т.131.—С.537.
30. Азимов Я.И., Доркищцер Ю.А., Хозе В.А. Глюоны // УФН.—1980, т.132.—С.537.
31. Азимов Я.И., Доркищцер Ю.А., Хозе В.А. Партоны и струи // Природа.—1984, № 6.—С.64.
32. Окунь Л.Б. Доклад на XIII Международной конференции по ускорителям высоких энергий [7 августа 1986 г.] // УФН.—1987, т.151.—С.489.
33. Иоффе Б.П. Квантовая хромодинамика: успехи и нерешенные проблемы. // Труды X Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц.—1987, Дубна—т.1.—С.19.
34. Ефремов А.В. Двуглавая физика // Природа.—1989, № 6.—С.31.
35. Джорджи Х. Единая теория элементарных частиц // УФН.—1982, т.136.—С.287.
36. Хофт Т.Г. Калибровочные теории сил между элементарными частицами // УФН.—1981, т.135.—С.479.
37. Смондырев И.А. Промежуточные векторные бозоны // Природа.—1983, № 12.—С.21.
38. Рубиа К. Экспериментальное наблюдение промежуточных векторных бозонов W^+ , W^- и Z^0 (Нобелевская лекция по физике) // УФН.—1985, т.147.—С.371.
39. Голутвин А.И., Зайцев Ю.М. Осцилляции в системе «прелестных» мезонов // Природа.—1989, № 5.—С.64.
40. Уральцев Н.Г., Хозе В.А. ARGUS на страже стандартной модели фундаментальных взаимодействий // Природа.—1989, № 5.—С.69.

3. НЕКОТОРЫЕ ПРОБЛЕМЫ ФИЗИКИ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И ВОЗМОЖНОСТИ ИХ РЕШЕНИЯ НА УСКОРИТЕЛЯХ

В табл. 3.1 приведены параметры коллайдеров на высокие энергии. Часть их вступила и вступает в строй, часть начнет эксплуатироваться в ближайшие 5—10 лет. Энергия и светимость этих машин в значительной степени определит развитие физики элементарных частиц до конца столетия: постановку новых проблем и, возможно, решение хотя бы части существующих, как в рамках стандартной модели, так и в рамках наиболее популярных сейчас объединенных теорий—суперсимметрии и суперсимметричной струны [7, 28].

Таблица 3.1 [7, 28]

Страна	Название коллайдера	Сталкивающиеся частицы	Энергия пучков, ГэВ	Энергия столкновения, ГэВ	Проектная светимость ($\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$)	Год запуска
США	TEVATRON	$p\bar{p}$	2×1000	2000	$2 \cdot 10^{29}$	1985
	SLC	e^+e^-	2×50	100	$6 \cdot 10^{30}$	1989
	BLC	e^+e^-	2×1000	2000	$1,5 \cdot 10^{32}$	
	SSC	$p\bar{p}$	2×20000	40000	10^{33}	
СССР	УНК II	pp	2×3000	6000	10^{33}	1995
	ВЛЭПП	e^+e^-	2×500	1000	10^{33}	1996
		e^+e^-	2×1000	2000	10^{33}	1998
CERN	PAC	$p\bar{p}$	2×450	900	10^{29}	1986
	LEP	e^+e^-	2×55	110	$1,6 \cdot 10^{31}$	1989
		e^+e^-	2×100	200	10^{32}	
		e^+e^-	2×125	250	10^{32}	
LHC	$p\bar{p}$	2×9000	18000	10^{31}		
	e^-p^+	$e^-:90$ $p^+:9000$	1800	$3 \cdot 10^{31}$		
ФРГ	HERA	e^-p	$e^-:30$ $p^+:820$	320	$6 \cdot 10^{31}$	1989
Япония	TRISTAN	e^+e^-	2×30	60	$2 \cdot 10^{31}$	1987

Для сравнения энергий столкновения протон-антипротонных и

электрон-позитронных коллайдеров следует обратить внимание на следующий факт. При столкновении протона с антипротоном высвобождается не вся энергия столкновения, а только ее часть. Это связано с тем, что все адроны, в том числе и протон, представляют собой составные системы. Полная энергия адрона делится между его составляющими — кварками, антикварками, глюонами. В столкновении принимают участие только две составляющие, и только их энергия высвобождается полностью. Но это лишь часть полной энергии адронов. Так, например, при полной энергии столкновения протонов и антипротонов 2000 ГэВ тщательно удается исследовать лишь область энергий до 300 ГэВ. У электрон-позитронных коллайдеров «полезной» оказывается вся энергия. Это существенное преимущество.

□ Переходя к основным проблемам, начнем со стандартной модели. Проблем много, среди них следующие [22, 32]:

- Какова природа массы частиц? Чему равна масса t -кварка? Чему равна масса нейтрино?
- Какова природа фермионных поколений? Сколько их?
- Почему в пределах одного поколения отношение масс кварков во много раз меньше, чем отношение масс лептонов?
- Какова природа смешивания кварков разных поколений?
- Какова природа нарушения CP-симметрии?
- Почему никогда не наблюдались превращения друг в друга лептонов, хотя кварки разных поколений смешиваются довольно часто?

□ Одна из загадок стандартной модели связана с космическим вакуумом [41, 42, 43].

В квантовой теории поля, какими являются все теории стандартной модели, вакуум не является пустым, и эта «непустота» проявляет себя в лабораторных экспериментах.

Первой начала «заселять» вакуум квантовая электродинамика, поместив туда нулевые колебания электромагнитных полей и частицы с отрицательной энергией. Число тех и других ничем не ограничено, поэтому приходится иметь дело с системой с бесконечным числом степеней свободы. В квантовой электродинамике такое состояние единственно и обладает минимумом энергии.

Но при наличии нетривиальной группы симметрии может существовать множество различных состояний с минимальной энергией, они переходят друг в друга при калибровочных преобразованиях, не изменяющих динамических свойств системы, т. е.

существует множество различных вакуумов. Случайная реализация одного из них получила название «спонтанного нарушения симметрии».

Если калибровочная симметрия не нарушена, калибровочные бозоны — безмассовые частицы. Спонтанное нарушение калибровочной симметрии позволяет им приобрести массы, обеспечивая тем самым конечный радиус сил взаимодействия между фермионами.

W^{\pm} -, W^{-} -, Z^0 -бозоны приобретают массы, взаимодействуя с полем Хиггса. Поле Хиггса нарушает калибровочную симметрию следующим образом: являясь в обычном четырехмерном пространстве скаляром, оно имеет направление в некотором внутреннем пространстве. Калибровочные векторные бозоны W^{\pm} , Z^0 приобретают массы в результате когерентного упругого рассеяния на поле Хиггса. В простейшем варианте теории четыре хиггса. Три из них в результате рассеяния передают энергии (массы) трем калибровочным частицам, становясь «духами»; четвертый, не передавший свою массу фотону γ , остается массивным. Именно его и пытаются обнаружить в пока что безрезультатных экспериментах.

Возникает несколько парадоксальная ситуация, когда массы частиц почти в сто раз больше массы протона определяются свойствами вакуума.

В последние годы были созданы обобщения этой теории, в которых пытаются объединить сильные, слабые и электромагнитные силы (плюс тяготение). В них вводятся дополнительные поля Хиггса. Например, в минимальной SU(5) имеется пятиплет и 24-плет хиггсовых частиц. Х. Куинн и Р. Печчеи предложили ввести в стандартную модель второе поле Хиггса, ибо оно помогает объяснить некоторые симметрии, наблюдаемые в сильных взаимодействиях. Если ограничиться стандартной моделью, то следует считать, что, кроме полей Хиггса и полей тяготения, в вакууме существуют лишь поля частиц, составляющих стандартную модель, флуктуации этих полей проявляют себя, в частности, в виде виртуальных частиц, экранирующих помещенные в них «голые» заряды.

Гравитационное взаимодействие между элементарными частицами описывается квантовыми теориями гравитации, являющимися «продолжениями» ОТО на расстояниях, меньших 10^{-30} см.

В основе общей теории относительности лежат уравнения Гильберта — Эйнштейна для гравитационного поля:

$$R_{ik} - (1/2) g_{ik} R + \lambda g_{ik} = 8\pi G T_{ik},$$

где R_{ik} — так называемый тензор Риччи для метрики g_{ik} ; R — скалярная кривизна; T_{ik} — тензор энергии-импульса; G — ньютоновская гравитационная постоянная; λg_{ik} (λ — постоянная) — космологический член.

Таким образом, геометрические свойства пространства определяются только заключенной в нем энергией. Космологическая постоянная связана с энергией вакуума следующим образом:

$$\lambda = 8\pi G/c^4 \times (\text{плотность энергии вакуума})$$

и имеет размерность $1/(\text{расстояние})^2$. $\lambda < 0$ приводит к пространству отрицательной постоянной кривизны (сумма углов треугольника меньше 180°), $\lambda > 0$ — к пространству постоянной положительной кривизны (сумма углов треугольника больше 180°).

Вклад в космологическую постоянную поля Хиггса огромен: $\lambda \simeq 1/(10 \text{ см})^2$. Результатом этого должно было стать такое искривление Вселенной, которое сжало бы ее до очень малых размеров. Соответственно, окружающее нас пространство перестало бы быть евклидовым. Но мы живем в плоском евклидовом мире, мало того, Вселенная плоская вплоть до расстояний 10^{23} км, откуда следует, что величина космологической постоянной порядка $1/(10^{23} \text{ км})^2$. Ошибка даже на несколько порядков не влияет на результат: параметры стандартной модели, дающие вклад в величину λ , сокращаются таким чудесным образом, что $\lambda = 0$. И хотя теоретики придумали выход для объяснения этого факта (они предположили, что «истинный» вакуум имеет отрицательную кривизну, поэтому его космологическая постоянная равна по величине и противоположна по направлению знаку космологической постоянной, порожденной полем Хиггса), такую ситуацию нельзя считать нормальной.

Поиск бозона Хиггса — одна из основных программ для всех действующих и вводимых в строй коллайдеров. К сожалению, на величину его массы существует мало указаний. На рис. 3.1 показаны возможности в решении этого вопроса коллайдера SSC [13] в сравнении с возможностями коллайдеров с меньшими энергиями столкновений и с меньшей светимостью. Слева на рисунке показан предел на открытия на $p\bar{p}$ -коллайдере с энергией пучков 6 ТэВ и светимостью $3 \cdot 10^{31} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, посередине — при энергии пучков 20 ТэВ и той же светимости, справа — при энергии пучков 20 ТэВ и светимости $10^{33} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, т. е. при проектных значениях коллай-

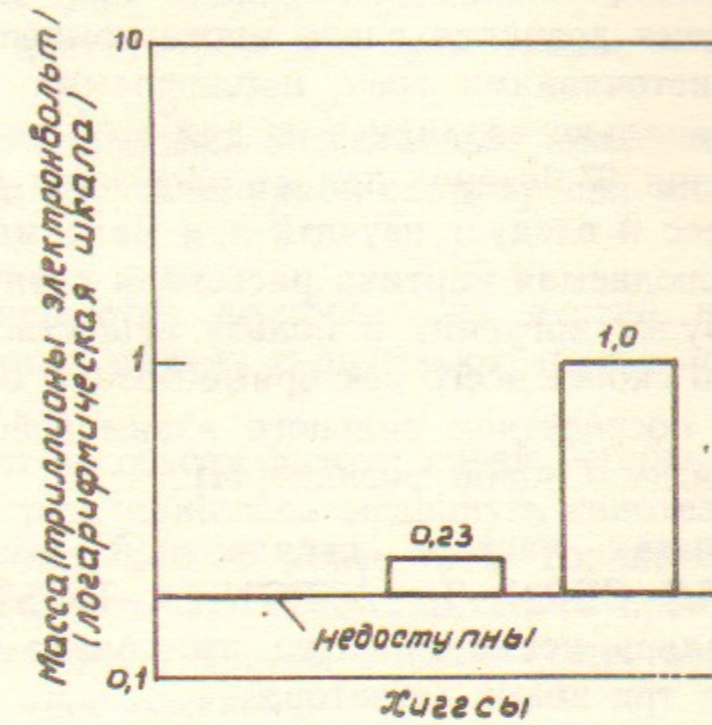


Рис. 3.1.

дера SSC. При этом под открытием понимается появление не менее десяти идентичных событий за год.

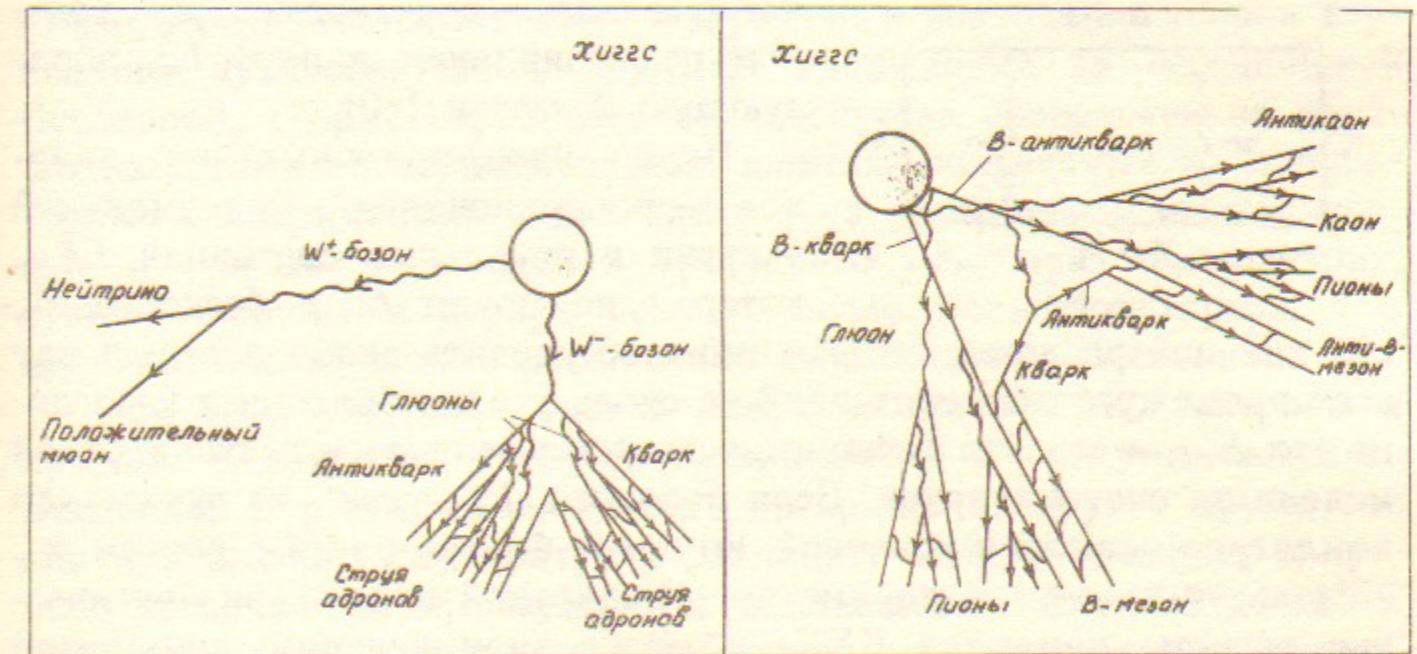


Рис. 3.2.

На рис. 3.2 показаны два способа распада бозона Хиггса, которые могут быть зарегистрированы. Процесс, изображенный справа, будет доминировать, если масса Хиггса порядка 50 ГэВ; процесс, изображенный слева, будет типичным для масс более 200 ГэВ.

В последнее время возникло очень много сомнений в том, что хиггсы являются источниками масс наблюдаемых частиц. Но в теорию они первоначально вводились не для этой цели, а для «исправления» поведения W -бозонов при их рассеянии друг на друге. Именно этот процесс и следует изучать при максимально высоких энергиях: если наблюдаемая картина рассеяния совпадает с теоретической, то это будет аргумент в пользу существования бозона Хиггса, если нет, то скорее всего векторные бозоны взаимодействуют друг с другом посредством сильного взаимодействия. В этом случае речь будет идти о новой физике [44].

□ Вторая неоткрытая частица стандартной модели — t -кварк. Поиски его на PAC CERN, TEVATRONe и TRISTANe успехом пока что не увенчались, несмотря на то, что только на коллайдере TRISTAN работают три новых детектора.

Кое-какие оценки массы t -кварка позволило сделать измерение параметра смешивания в системе нейтральных B^0 -мезонов.

Кварковая диаграмма, описывающая переход $B_d^0 \rightarrow \bar{B}_d^0$, представлена на рис. 3.3. Кварки \bar{b} и d , обмениваясь виртуальным бозоном W^- , переходят в виртуальные пары кварков $u\bar{u}$, $c\bar{c}$ или $t\bar{t}$, которые затем через обмен W^+ -бозоном рекомбинируют в пару $b\bar{d}$, образующую \bar{B}_d^0 -мезон [40].

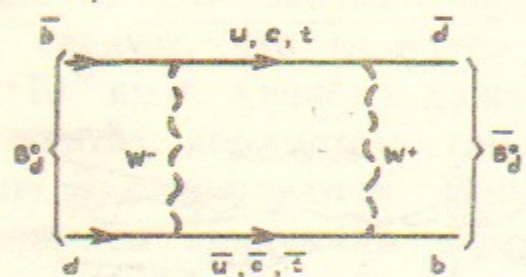


Рис. 3.3.

Вклад промежуточных пар кварков пропорционален максимальной энергии виртуальных состояний E_{\max}^2 , которая не может быть бесконечной,

так как при расчетах необходимо суммировать вклад в амплитуду всех промежуточных состояний со сколь угодно большими энергиями, то $E_{\max}^2 \rightarrow \infty$. Эта бесконечность компенсируется в стандартной модели за счет t -кварков. Если положить $E_{\max}^2 \simeq m_t^2$, то суммарная амплитуда окажется конечной, но будет быстро расти с ростом m_t^2 . Используя известные параметры стандартной модели, реалистические расчеты в рамках КХД, а также зная величину параметра смешивания, можно оценить массу t -кварка m_t . Наиболее вероятной оказывается величина m_t порядка 100 ГэВ, нижний предел оценивается в 50 ГэВ, верхний в 180 ГэВ.

Если это действительно так, то t -кварк должен быть открыт в ближайшее время, скорее всего на коллайдере TEVATRON.

Диаграмма рис. 3.3 не исключает существования кварка четвертого поколения t' , так как величина смешивания в системе ней-

тральных B^0 -мезонов велика. Последнее условие является необходимым, но не достаточным для существования кварков четвертого поколения.

Если число кварковых и лептонных поколений три, то открытие кварка t и хиггса H придаст стандартной модели заверченный вид.

□ Обычное вещество построено из частиц первого поколения. Возникает вопрос: почему существуют другие поколения и сколько их всего?

Вопрос этот не совсем риторический. Чтобы объяснить нарушение CP-симметрии, пришлось выдвинуть гипотезу о том, что число фермионных поколений не менее трех. Только существование этой асимметрии пока что позволяет объяснить преобладание вещества над антивеществом, и в этом смысле существование трех поколений не совсем «бесполезно».

В настоящее время ответ на вопрос о числе фермионных поколений может быть получен как из космологических теорий, так и из экспериментов на ускорителях заряженных частиц [45].

Стандартной космологической теорией является модель Большого взрыва. Важнейшими аргументами в пользу этой модели явилось открытие реликтового излучения и совпадение теории первичного нуклеосинтеза с данными наблюдений за сегодняшней Вселенной. Теория первичного нуклеосинтеза базируется на хорошо известных экспериментальных фактах, полученных из лабораторных экспериментов, в том числе и на ускорителях малых энергий, и описывает поведение нуклонного газа при температурах, существовавших в первую секунду после Большого взрыва и в процессе последующего расширения и охлаждения Вселенной.

При температурах, заметно превышающих 10^{10} К, нейтроны и протоны находились в тепловом равновесии и присутствовали во Вселенной в равных количествах, превращаясь друг в друга, так как при высоких температурах разница в массах приводит к пренебрежимо малым эффектам. При охлаждении Вселенной до 10^{10} К разница в массах протонов и нейтронов становится существенной, и отношение числа нейтронов к числу протонов уменьшается от 1 до величины, меньшей $1/3$. При 10^9 К это отношение стало чуть меньше $1/7$. При этой температуре уже могли образовываться ядра ^2H и ^3H . Два ядра дейтерия, сливаясь, образуют ядро ^4He , наиболее устойчивые из всех легких ядер. Кроме того, возможны реакции, приводящие к образованию ^3He , ^7Be , ^7Li . В результате,

при 10^9 К почти все нейтроны оказываются связанными в составе ядер ${}^4_2\text{He}$ и небольшого количества ядер ${}^3_2\text{He}$, ${}^7_4\text{Be}$, ${}^7_3\text{Li}$.

Распространенность легких элементов, предсказываемая теорией первичного нуклеосинтеза, прекрасно согласуется с их наблюдаемой распространенностью.

Возникает вопрос о том, каким образом теория первичного нуклеосинтеза накладывает ограничение на число фермионных поколений: оказывается, что отношение числа протонов к числу нейтронов очень чувствительно к темпу космологического расширения в эпоху первичного нуклеосинтеза. Этот темп, в свою очередь, зависел от числа релятивистских частиц. При наличии трех поколений такими частицами могли быть только γ , e^+ , e^- , ν_e , ν_μ , ν_τ , $\bar{\nu}_e$, $\bar{\nu}_\mu$, $\bar{\nu}_\tau$. Если число поколений не три, а больше, то с каждым новым поколением к числу релятивистских частиц будут добавляться две: нейтрино и антинейтрино. Короче, темп расширения Вселенной определил плотность нуклонов в ее нынешнем состоянии.

На графике рис. 3.4 представлена зависимость доли массы ${}^4_2\text{He}$ от плотности нуклонов в г/см^3 для двух, трех и четырех видов нейтрино. Заштрихованная область соответствует точности сегодняшних наблюдений. Так как два типа нейтрино исключены существованием трех поколений, то из графика следует, что число поколений либо три, либо, в крайнем случае, четыре. Интерес к четвертому поколению «подогревается» с двух сторон:

— Если есть дополнительные нейтрино, то они могут стать, как полагают космологи, кандидатами в частицы, образующие темное вещество Вселенной. Его существование предсказывается, и оно необходимо для того, чтобы Вселенная стала замкнутой.

— Физики с помощью четвертого поколения пытаются объяснить происхождение иерархии масс фундаментальных частиц. Существует гипотеза о том, что четвертое поколение занимает особое положение и что массы трех предыдущих поколений кварков «генерируются» при взаимодействии с четвертым поколением [22]. Рис. 3.5 иллюстрирует возможности коллайдера SSC в проблеме поиска новых кварков. Пояснения те же, что к рис. 3.1. Новые кварки могут быть также обнаружены на коллайдере LHC, проект которого обсуждается в CERN.

Относительно массы нейтрино существуют два различных предположения. Согласно одному из них, масса нейтрино равна нулю, и фундаментальный закон, отвечающий за этот факт, неизвестен.

Согласно другому предположению, малая масса нейтрино есть следствие существования какой-то другой очень большой массы,

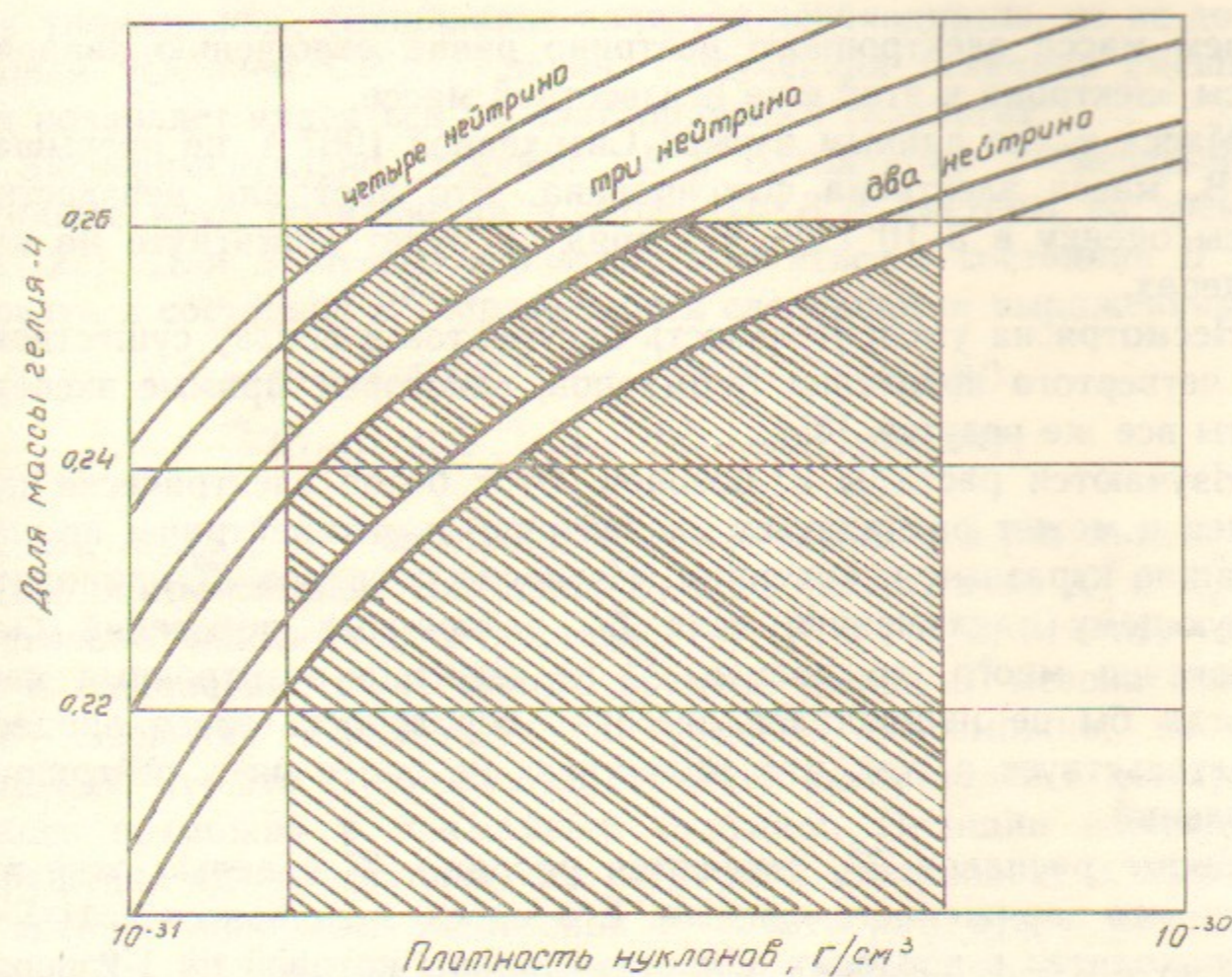


Рис. 3.4.

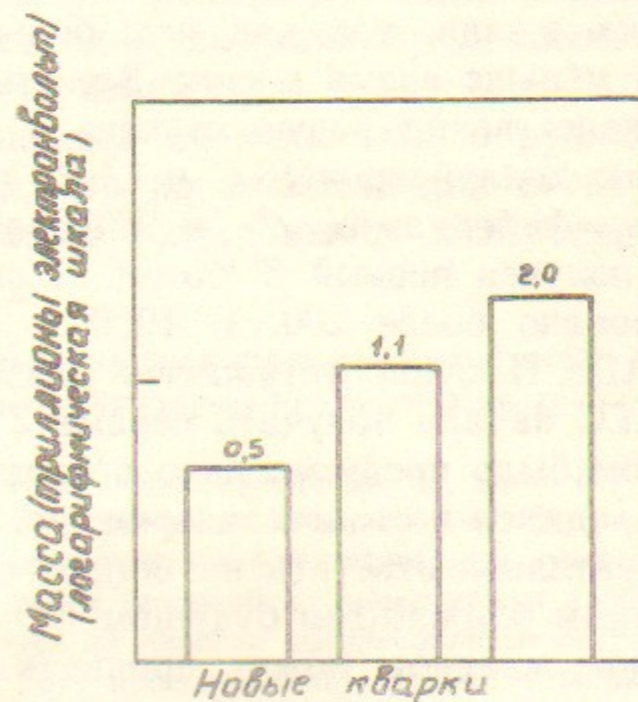


Рис. 3.5.

причем масса электронного нейтрино равна отношению квадрата массы электрона к этой еще неизвестной массе.

Масса ν_e , по данным взрыва Сверхновой 1987 А, не превышает 16 эВ, масса электрона фиксирована. Это дает для неизвестной массы оценку в $5 \cdot 10^7$ ГэВ, что вряд ли будет достигнуто на коллайдерах.

Несмотря на умозрительность аргументов в пользу существования четвертого поколения фермионов, некоторые прямые эксперименты все же ведутся [45].

Изучаются распады Z^0 -бозонов. Этот бозон электрически нейтрален и может распадаться на нейтрино и антинейтрино, принадлежащие к разным поколениям. Изучение распадов Z^0 приводит к следующему заключению: если бы нейтринных поколений было бесконечно много, то распад Z^0 на электрон-позитронные пары никогда бы не наблюдался, высокая вероятность этого процесса свидетельствует о том, что существует не более пяти нейтринных поколений.

Кроме распадов Z^0 , изучаются распады W с целью открытия четвертого заряженного лептона. Его масса оценивается в 41 ГэВ. Это находится в пределах области, границы которой на 1-2 порядка больше массы τ -лептона. Именно такова иерархия масс, наблюдаемая в предыдущих поколениях [22].

Фактически, эксперименты с Z^0 - и W -бозонами сводятся к измерению времени их жизни, так как чем больше существует каналов распада, тем меньше время жизни. Все эти эксперименты будут выведены на качественно новую ступень с окончательным вводом в эксплуатацию коллайдеров SLC и LEP, основное назначение которых — быть «фабриками» Z^0 - и W -бозонов. В апреле 1989 г. на SLC был получен первый Z^0 -бозон. К октябрю 1989 г. их было зарегистрировано более 200. В 1990 г. на коллайдере вместо детектора MARK-II будет установлен новый 4000-тонный детектор. Когда на SLC начали получать первые Z^0 -частицы, коллайдер LEP, в котором было предусмотрено несколько новых технических решений, находился в стадии завершения, так что имеется возможность окончательно ответить на вопрос о числе фермионных поколений в самом ближайшем будущем.

Четвертое поколение кварков может проявить себя также в величине CP-нарушения, которое может быть обнаружено в системе нейтральных B^0 -мезонов.

□ CP-нарушение в системе B^0 -мезонов пока не наблюдалось.

Как упоминалось, смешивание является необходимым, но не достаточным условием CP-нарушения. Полученная величина смешивания позволяет надеяться на благоприятный результат.

Экспериментально процесс $B^0\bar{B}^0$ -осцилляций (смешивания) наиболее ярко проявляется в эволюции $B^0\bar{B}^0$ -системы во времени [21, 22]. Для B^0 -мезона вероятность остаться в состоянии B^0 или перейти в состояние \bar{B}^0 определяются следующими выражениями:

$$\omega(t) = (1/4) (e^{-\Gamma_1 t} + e^{-\Gamma_2 t} + 2e^{-\Gamma t} \cos \Delta M t),$$

$$\bar{\omega}(t) = (1/4) (e^{-\Gamma_1 t} + e^{-\Gamma_2 t} - 2e^{-\Gamma t} \cos \Delta M t),$$

где $M_1, M_2, \Gamma_1, \Gamma_2$ — массы и ширины возникших в результате смешивания собственных состояний B_1 и B_2 (аналогично K_S^0 и K_L^0)* с противоположными CP-четностями; $\Gamma = (\Gamma_1 + \Gamma_2)/2$; $M = M_2 - M_1$.

К сожалению, из-за малого времени жизни B^0 -мезона измерение поведения вероятности во времени невозможно, но есть надежда, что это с улучшением качества ускорителей и детекторов станет возможно в ближайшем будущем. Принцип наблюдения нарушения CP следующий. Во встречных столкновениях протонов и антипротонов или электронов и позитронов будут рождаться пары B^0 и \bar{B}^0 , они, в свою очередь, будут распадаться на частицы, среди которых должны оказаться два заряженных лептона. Если CP-симметрия сохраняется, то частота появления двух электронов (мюонов) или двух позитронов (антимюонов) будет одинаковой. Если же происходит нарушение CP-симметрии, то частота их появления будет разной.

Важность понимания механизма нарушения CP-симметрии настолько велика, что на повестке дня стоит вопрос о разработке проектов электрон-позитронных коллайдеров с энергиями в

* Как и в случае с нейтральными каонами $B_1 = B^0 - \bar{B}^0$, $B_2 = B^0 + \bar{B}^0$, и обратно, B^0 и \bar{B}^0 являются соответствующими линейными комбинациями волновых функций частиц B_1 и B_2 .

Соотношение между представлениями B_1, B_2 и B^0, \bar{B}^0 совершенно аналогично рассматриваемому в оптике соотношению между различными представлениями поляризованного света: линейно поляризованный луч можно представить как сумму лучей с правой и левой круговой поляризацией, и наоборот, свет, поляризованный по кругу, разлагается на линейно поляризованные составляющие. При этом нельзя сказать, какое из двух представлений — линейно поляризованное или поляризованное по кругу — более фундаментально: встречаются среды, пропускающие линейно поляризованный свет, и среды, пропускающие свет, поляризованный по кругу. В данном случае «средой» является вакуум, свойства которого по отношению к различным видам фундаментальных взаимодействий различны.

10—15 ГэВ, но большими светимостями, с тем, чтобы обеспечить получение около 10^8 пар $B^0\bar{B}^0$ в год. Их называют B -мезонными «фабриками». Проекты этих коллайдеров подразделяют следующим образом:

- Симметричные e^+e^- -кольца с очень высокой светимостью: $5 \cdot 10^{32} - 10^{33} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.
- Линейные коллайдеры со светимостью около $10^{33} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.
- Асимметричные e^+e^- -накопительные кольца. В этом случае при столкновениях образуются движущиеся системы, так что можно зарегистрировать вершины распадов B^0 -мезонов. Последнее существенно повышает эффективность восстановления полной картины события и позволяет исследовать осцилляции B^0 -мезонов во времени. Если одно из колец заменить линейным коллайдером, то можно надеяться увеличить светимость до $10^{34} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ и даже более.

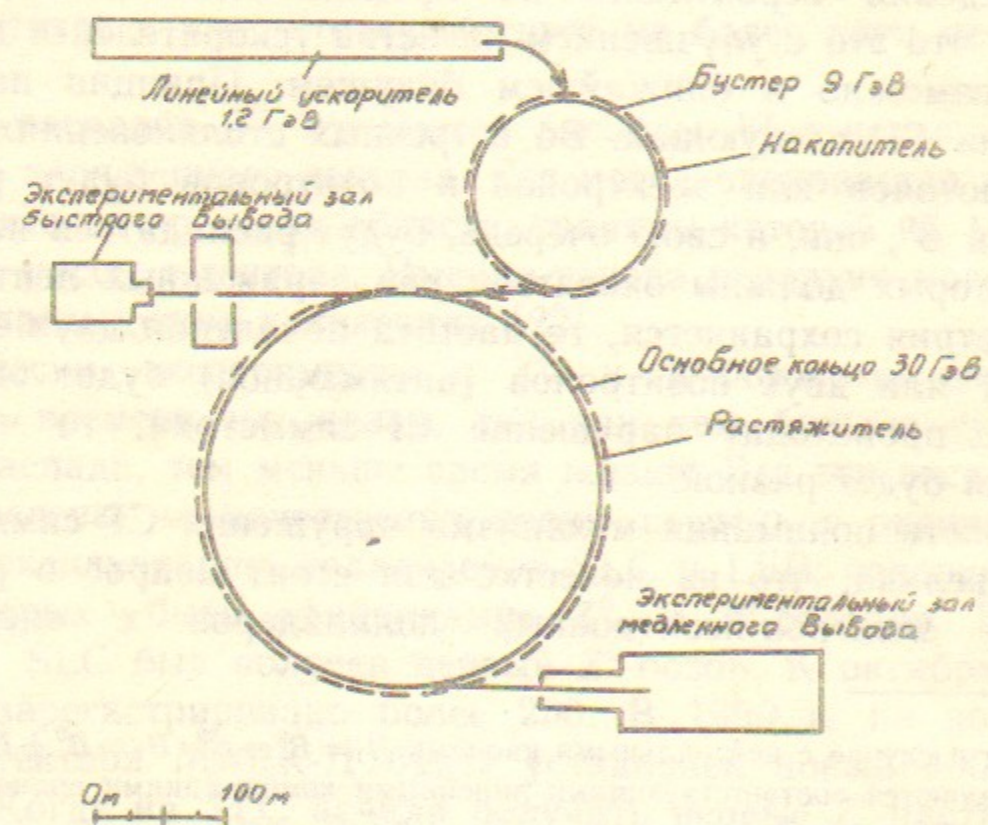


Рис. 3.6.

Оценки ожидаемого числа $B^0\bar{B}^0$ -пар, рожденных на таких « B -фабриках», дают возможность ожидать, что CP-нарушение в системе B^0 -мезонов будет обнаружено и, возможно, удастся понять его природу.

Кроме B -мезонных фабрик, проекты которых обсуждаются, строятся каон-антипротонные фабрики. В СССР это «Триумф».

План размещения европейской каон-антипротонной фабрики приведен на рис. 3.6. [7].

□ Успехи КХД в описании малых расстояний настолько велики, что сделали ее в определенной степени «прикладной» частью стандартной модели. В основе теоретического рассмотрения расстояний порядка размеров адрона лежала идея о существовании в вакууме КХД непертурбативных квантовых флуктуаций, которые приводят к появлению в вакууме конденсатов кварковых и глюонных полей. Благодаря такому представлению, успехи КХД в объяснении адронной физики весьма впечатляющи. Эксплуатация новых коллайдеров TEVATRON и TRISTAN подтвердила этот факт.

Тем не менее, важнейшие проблемы КХД все еще не решены [33]. Самая важная из них—это проблема конфайнмента—удержания кварков, т. е. математическое доказательство того, что свободные кварки в природе не существуют, не могут рождаться и наблюдаться. Но решить эту проблему мало, для объяснения адронной физики необходимо знать механизм адронизации кварков и глюонов.

Второй по важности вопрос, нерешенный в КХД,—это проблема киральной симметрии. Для ответа на него необходимы опыты с поляризованными пучками, поляризованными мишенями, или с тем и другим. Пучки SLC поляризованы, что значительно расширяет возможности экспериментаторов, хотя для КХД суперколлайдеры не обязательны. В рамках КХД только начинается изучение физики легких адронных резонансов и реакций с малыми передачами импульса, поэтому могут быть использованы фактически все действующие ускорители. Но одних ускорителей мало [32, 34], важны компьютерные эксперименты, которые вышли в последние годы на новый уровень точности, в КХД-расчетах пространственно-временной континуум заменяется четырехмерной решеткой. Один из результатов этих исследований—указание на то, что при температуре 200 МэВ ядерное вещество должно перейти в состояние кварк-глюонной плазмы. Нужные значения плотности и температуры достигаются при соударении релятивистских ядер. Поиски ведутся в Брукхейвенской национальной лаборатории (США) и в CERN, где на пучках ядер кислорода и серы, ускоренных до 200 ГэВ на нуклон, работают пять больших установок.

□ Ускорители заряженных частиц—своеобразные «микроскопы», позволяющие по мере уменьшения длины волны де Бройля заряженных частиц «рассматривать» все меньшие и меньшие масштабы.

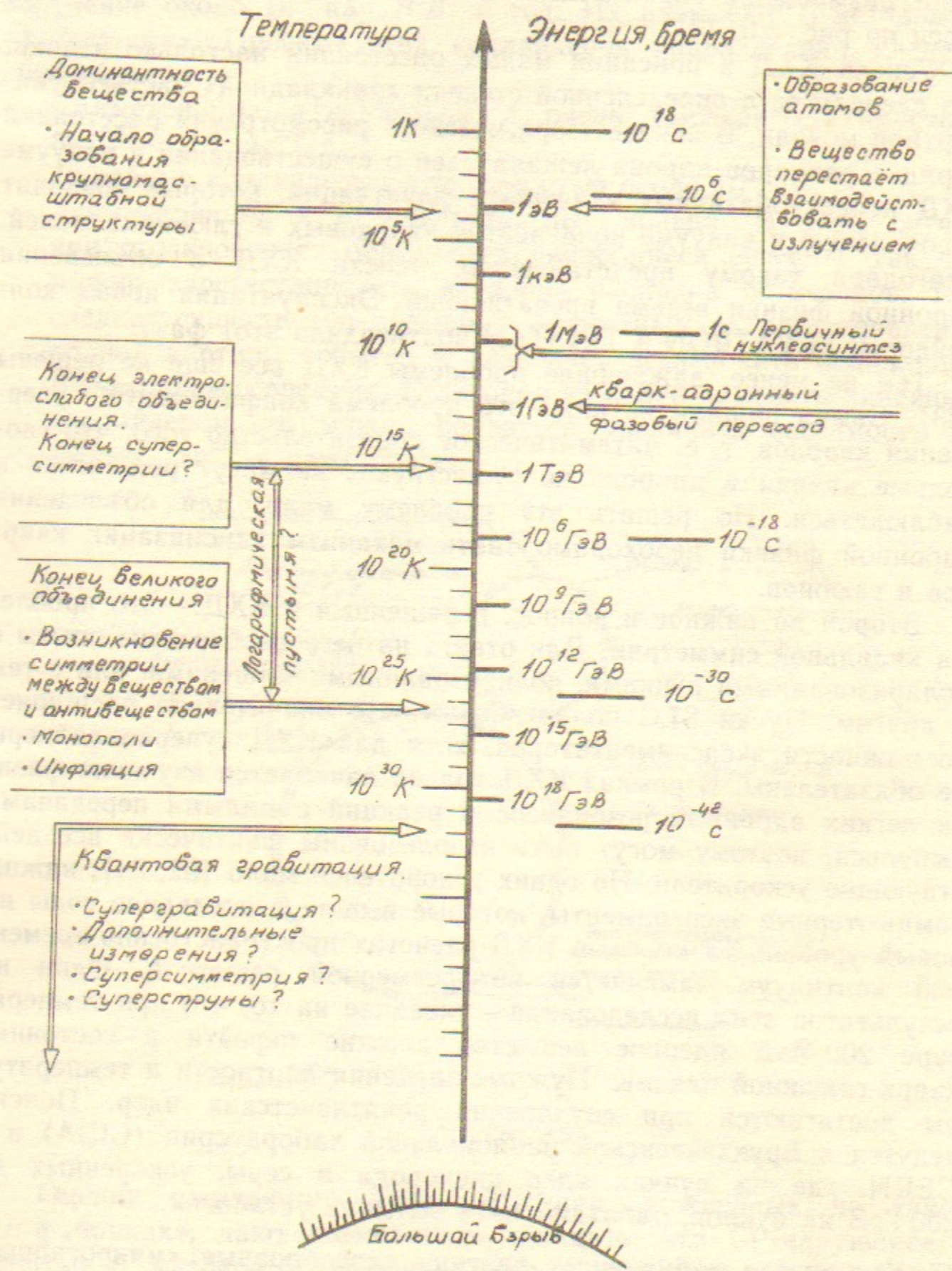


Рис. 3.7.

Удивительным является тот факт, что микромир «знает и помнит» историю Вселенной после Большого взрыва. Эта история иллюстрируется рис. 3.7. Аргументом является время после Большого взрыва, функцией — энергия (температура). Видно, что с помощью пучка частиц из TEVATRONa можно «увидеть» мир через 10^{-12} с после его рождения.

То, что очень хотелось бы «рассмотреть», соответствует планковским масштабам (10^{-33} см) и вряд ли будет когда-либо доступным для будущих ускорителей. Но кое-какие «следы» все же могут быть обнаружены, если существующие теории квантовой гравитации описывают реальный мир.

Парадоксально, но Эйнштейн, сыгравший важную роль в развитии квантовой теории, никогда не мог принять присущее ей качество неопределенности или случайности. Его ощущения были выражены в утверждении «Бог не играет в кости». Тем не менее, это не остановило других в попытке проквантовать ОТО. Гравитационная сила возникает от обмена безмассовыми частицами со спином 2, и эти частицы описываются квантовой теорией поля. Все частицы подтягиваются друг к другу виртуальными гравитонами так, что они следуют по искривленным траекториям, управляемым уравнениями Эйнштейна.

Трудность квантования гравитации состоит в том, что методы теории возмущений, имевшие успех при квантовании электродинамики и теории Янга — Миллса, по-видимому, не работают в гравитации. Одна из возможностей состоит во введении дополнительных полей и симметрий, которые могли бы обеспечить сокращение бесконечностей, появляющихся в теории возмущений. Многообещающим продвижением в этом направлении является супергравитация, метрические теории и суперструны, в основе которых лежит суперсимметрия: симметрия между двумя классами частиц с различными спинами — бозонами и фермионами. Супергравитация — это локальная суперсимметрия, в которой взаимодействие частиц осуществляется с помощью калибровочных суперполей. Например, электромагнитное — обменом фотонным суперполем, состоящим из калибровочного бозона со спином 1 (фотона) и его калибровочного суперпартнера со спином 1/2 (фотино). Гравитационное взаимодействие осуществляется обменом калибровочным суперполем, состоящим из гравитона (спин 2) и гравитино (спин 3/2) и т. д. При низких энергиях симметрия спонтанно нарушена и калибровочные поля могут приобретать массы. Теорий супергравитации несколько [46, 47].

Теории супергравитации, в которых применяются четыре или более «суперсимметричных» преобразования гравитона, дают следующий набор новых частиц: гравитино (спин $3/2$), гравифотон (спин 1), голдстино (спин $1/2$) и гравискаляр (спин 0) (рис. 3.8), являющиеся бозонами, должны быть переносчиками новых сил [48].

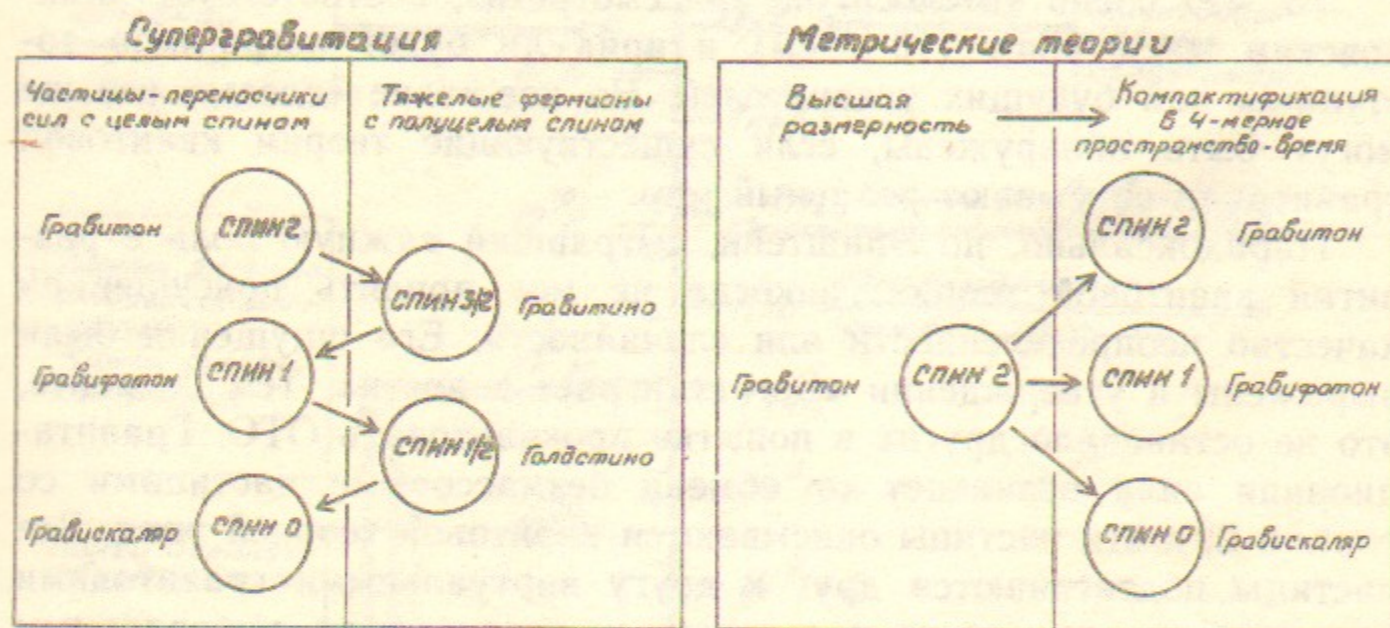


Рис. 3.8.

В метрических теориях силы описываются с точки зрения кривизны пространства-времени. Они дают аналогичные результаты: гравитон (спин 2) высших размерностей в обычном пространстве «распадается» на гравитон (спин 2), один или несколько гравифотонов (спин 1) и гравискаляр (спин 0) (рис. 3.8) [48, 49].

Спин поля связан с природой сил: поля с нечетным спином могут вызывать как притяжение, так и отталкивание; поля с четным спином — скалярные (спин 0) и тензорные (спин 2) — обуславливают только притяжение. Новые поля должны приводить к появлению новых сил.

В ускорительном эксперименте CERN предполагается исследовать падение протонов и антипротонов в гравитационном поле (рис. 3.9). Гравитон и гравискаляр должны вызывать притяжение как в случае протона, так и в случае антипротона. Гравифотон ослабляет силы притяжения, обусловленные гравитоном и гравискаляром, в случае протона и усиливает их в случае антипротона. Разница в силах притяжения должна составлять более чем 14% . Схема эксперимента следующая. Антипротоны, полученные на ускорителе LEAR с энергией $10-20$ МэВ, будут замедляться до

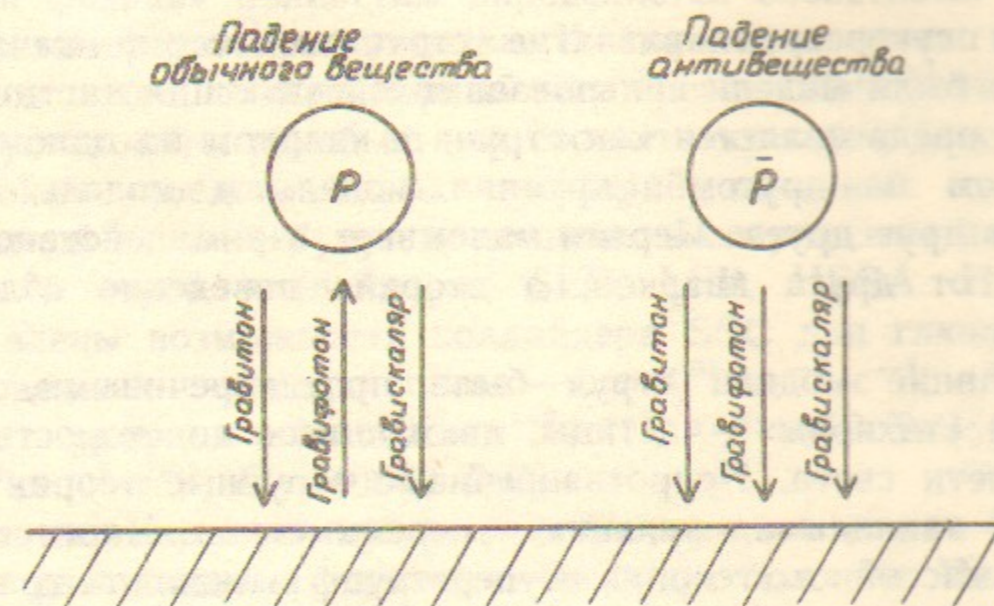


Рис. 3.9.

энергий в $10-20$ кэВ и захватываться ловушкой и накопителем, где они будут охлаждаться до 10 К. Затем небольшие сгустки (≈ 100 частиц) будут «впрыскиваться» в стоящую вертикально дрейфовую трубку. Для осуществления эксперимента начальная скорость антипротонов в среднем должна составлять около 4 м/с. Поднимаясь вверх, они будут замедляться под действием гравитационного поля. Частицы, обладающие большей энергией, достигнут детектора первыми, частицы с меньшей энергией попадут на него позже. Самые медленные частицы, не обладая достаточной скоростью, не смогут попасть в область ускоряющей сетки, поскольку их движение вверх будет подавлено гравитацией. После определенного порогового времени ни одна частица не достигнет детектора. В эксперименте будут измеряться отдельно и сравниваться между собой пороговые времена для антипротонов и отрицательно заряженных ионов водорода, имеющих тот же заряд и практически ту же массу, что и антипротоны. Если антивещество притягивается к Земле сильнее, чем обычное вещество, то соответствующее им пороговое время будет более коротким [48].

Планируемый эксперимент представляет интерес в связи с тем, что другие эксперименты по поиску «пятой» силы не дали однозначных результатов. (Условно их можно разделить на две группы. К одной относятся опыты, в которых проверяется зависимость от $1/r^2$, т. е. закон Всемирного тяготения Ньютона, к другой —

эксперименты, проверяющие влияние состава тяготеющих масс на силу тяготения, т. е. принцип эквивалентности.)

□ Теория суперструн — развитие струнных теорий начала 70-х годов. Это были модели сильновзаимодействующих частиц. Мезон, например, представляется как струна с кварком на одном конце и антикварком на другом. Струнная модель и модель партонов дополняют друг друга. Первая описывает взаимодействие удаленных друг от друга кварков, а вторая — поведение сближенных кварков.

Все ранние модели струн были противоречивыми, так как содержали «тахiony» — частицы, движущиеся со скоростью, большей скорости света. Непротиворечивые струнные теории удалось построить, накладывая условия суперсимметрии. Частицы с наименьшей массой в теориях суперструн включают гравитон и калибровочные частицы, связанные с сильным, слабым и электромагнитным взаимодействиями. Имеется также бесконечное число массивных частиц, которые могут быть представлены как высшие гармоники колеблющейся струны. Средняя длина струн 10^{-33} см, натяжение 10^{39} тонн. Теории струн для большинства приложений не отличаются от теории точечных частиц, но струнная природа фундаментальных частиц существенна для отсутствия в теории бесконечных и отрицательных вероятностей [50, 51, 52, 53, 32, 34].

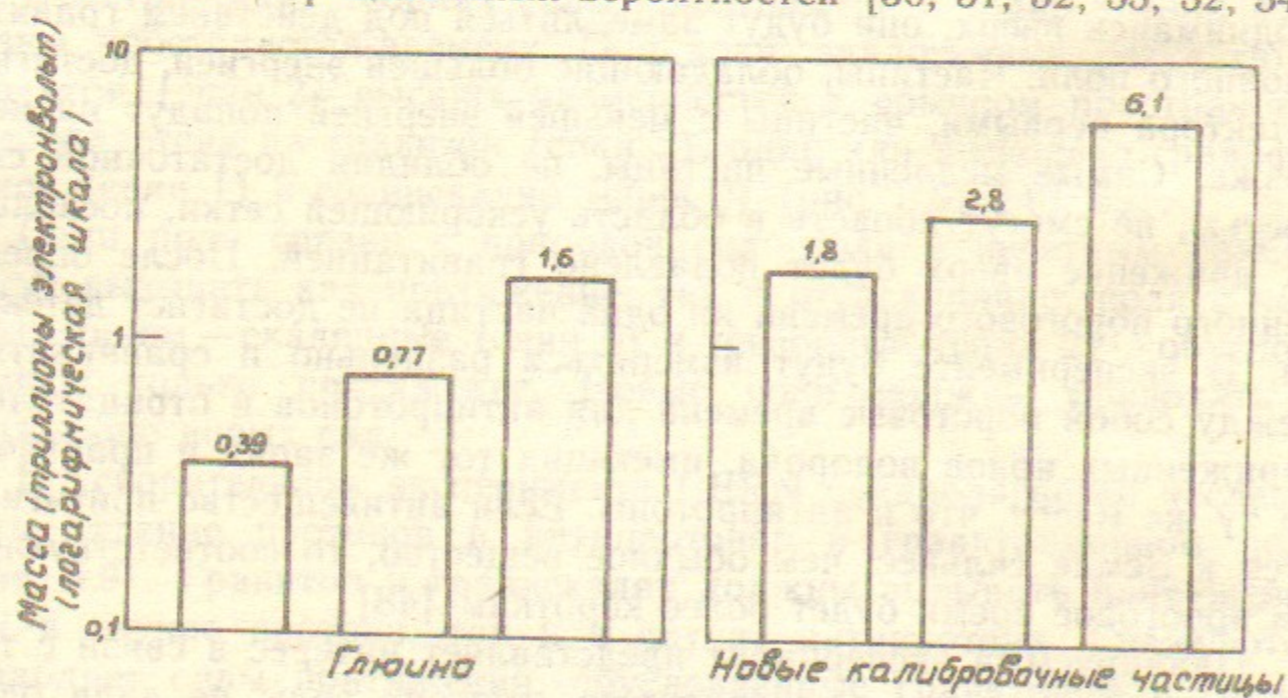


Рис. 3.10.

Теория суперструн последовательно формируется в 10-мерном пространстве-времени. Из девяти пространственных измерений

шесть компактифицированы (свернуты в очень малом объеме, в результате, мы не замечаем их существования). Вся «низкоэнергетическая физика» полностью определяется свойствами искривленного шестимерного пространства. К сожалению, число возможных переходов в наш четырехмерный мир чрезвычайно велико, и очень трудно установить, какой из них соответствует реальности.

Поискам «следов» новых симметрий, отличных от симметрии стандартной модели, будут посвящены эксперименты на всех вступающих в строй коллайдерах SLC, LEP, HERA. На рис. 3.10 представлены возможности коллайдера SSC для глюино и новых калибровочных частиц (слева — $L=10^{31}$ см⁻²·с⁻¹, $E'=12$ ТэВ; средние рисунки — $L=10^{33}$ см⁻²·с⁻¹, $E'=12$ ТэВ; справа — $L=10^{33}$ см⁻²·с⁻¹, $E'=40000$ ТэВ).

Если мир окажется суперсимметричным, то можно будет найти двойник для каждого фермиона. Он будет бозоном. Наоборот, для каждого бозона можно будет найти суперсимметричный фермион.

Во всяком случае, трудно предположить, что никаких крупных открытий не будет сделано. Они либо подтвердят существование суперсимметрии, либо приведут к совершенно новой физике.

Рекомендуемая (цитируемая) литература (продолжение)

41. Вайнберг С. Проблема космологической постоянной // УФН.—1989, т.158.—С.639.
42. Аббот Л. Тайна космологической постоянной // В мире науки.—1988, № 8.—С.28.
43. Зельдович Я.Б. Теория вакуума, может быть, решает загадку космологии? // УФН.—1980, т.130.—С.55.
44. М.Дж.Г. Вельтман. Бозон Хиггса // В мире науки.—1987, № 1.—С.38.
45. Шрамм Д.Н., Стейгман Г. Проверка космологических теорий на ускорителях элементарных частиц // В мире науки.—1988, № 8.—С.28.
46. Фридман Д.З., П. ван Ньюенхойзен. Супергравитация и унификация законов физики // УФН.—1979, т.128.—С.130.
47. Березинский В.С. Объединенные калибровочные теории и нестабильный протон // Природа.—1984, № 11.—С.24.
48. Гоулдман Т., Хьюз Р.Д., Нието М.М. Гравитация и антивещество // В мире науки.—1988, № 5.—С.29.
49. Фридман Д.З., П. ван Ньюенхойзен. Скрытые измерения пространства-времени // В мире науки.—1985, № 5.—С.26.
50. Грин М. Теории суперструн в реальном мире // УФН.—1986, т.150.—С.577.
51. Грин М.Б. Суперструны // В мире науки.—1987, № 1.—С.38.
52. Энтони С. Суперструны: всеобъемлющая теория? // УФН.—1982, т.136.—С.287.
53. Барбашов Б.М., Нестеренко В.В. Суперструны — новый подход к единой теории фундаментальных взаимодействий // УФН.—1986, т.150.—С.489.

4. УСКОРИТЕЛИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ СССР. НОВЫЕ МЕТОДЫ УСКОРЕНИЯ

К ускорителям высоких энергий обычно относят те, у которых энергия пучка равна или превышает 10 ГэВ. В СССР три таких машины:

- синхрофазотрон (10 ГэВ) Объединенного института ядерных исследований, Дубна, год запуска 1957; в дальнейшем был модернизирован для ускорения легких ядер;
- У-10 (10 ГэВ) Института теоретической и экспериментальной физики, Москва, 1961 г.;
- протонный синхротрон на энергию 70 ГэВ Института физики высоких энергий, Серпухов, Протвино, 1967 г.

В настоящее время в Протвино под Серпуховым начато строительство двух ускорительно-накопительных комплексов: УНК и ВЛЭПП, проект последнего был предложен в ИЯФ СО АН СССР в конце шестидесятых годов.

Комплекс УНК (рис. 4.1) предназначен для ускорения протонов до энергии 3000 ГэВ и для создания встречных пучков прото-

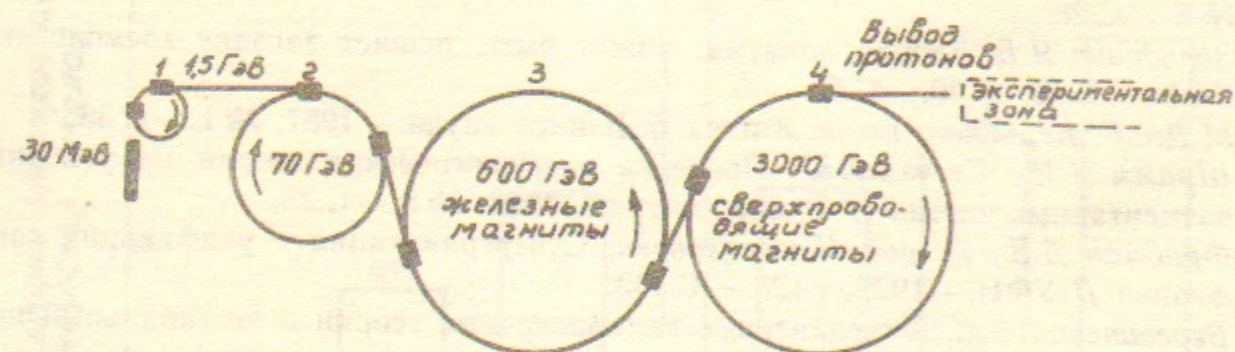


Рис. 4.1.

нов с энергией столкновения 6000 ГэВ. В комплекс входят: уже имеющийся инжектор—протонный линейный ускоритель на 30 МэВ, бустер на энергию 1,5 ГэВ, синхротрон на 70 ГэВ, вновь сооружаемые синхротрон на 600 ГэВ и синхротрон на 3000 ГэВ со сверхпроводящими магнитами. Оба синхротрона в первоначальном варианте будут работать в режиме с фиксированной мишенью. Для машины на 600 ГэВ это будет струйная протонная поляризо-

ванная мишень. На ускорителе 3000 ГэВ будут созданы пучки адронов, мюонов и нейтрино. Предполагается получать также V^0 -мезоны. Длина кольца УНК 21 км, диаметр туннеля 4,5 м. В том же туннеле будет построен еще один ускоритель, где протоны также будут разгоняться до энергии 3000 ГэВ (3 ТэВ), но в противоположном направлении, так что, сталкивая пучки обеих машин, можно будет изучать процессы при энергии 6 ТэВ. Предполагается также построить комплекс источника антипротонов, что позволит осуществить встречные протон-антипротонные пучки [5, 7, 28]. В СССР коллайдер с максимальной энергией пучка электронов (7 ГэВ) работает в ИЯФ СО АН СССР (Новосибирск), так что речь идет об увеличении энергии сталкивающихся пучков больше, чем в 400 раз; по сравнению с энергией Серпуховского ускорителя (70 ГэВ) — почти в 40 раз. Это огромный рывок вперед, если комплекс будет построен в намеченные сроки. Оба кольца по 3000 ГэВ будут размещаться друг под другом.

ВЛЭПП (встречные линейные позитронные пучки) позволит сталкивать пучки электронов и позитронов с энергией 500 ГэВ, впоследствии 1000 ГэВ. Длина каждого линейного ускорителя на первом этапе будет достигать 5 км. Для повышения энергии до 1000 ГэВ надо будет просто достроить, удлинить ускорители. Но возможности в этом направлении не безграничны: как и всегда увеличение энергии столкновения ведет к уменьшению сечения рождения частиц в процессе столкновения и требует соответствующего увеличения светимости [28].

Важнейшие проблемы при проектировании линейных встречных пучков следующие:

- Для сокращения длины ускорителя и, следовательно, снижения его стоимости, необходимо обеспечить максимально возможный темп ускорения на единицу длины ускорителя. На ВЛЭПП предполагается достичь 100 МэВ/м. Нигде в мире такой темп ускорения не достигнут. В ИЯФ СО АН СССР к 1986 г. он составлял 90 МэВ/м на одной секции ускоряющей структуры ВЛЭПП.

- Создание мощных СВЧ-генераторов в диапазоне частот несколько ГГц для питания ускоряющей структуры. (Импульсные мощности — несколько тысяч ГВт.)

- Получение поперечных размеров пучков электронов и позитронов в точках встречи с площадью порядка нескольких квадратных микрон для обеспечения светимости коллайдера в диапазоне $10^{32} - 10^{33} \text{ с}^{-1}$.

Конечно, в проекте будет использована информация, полученная при эксплуатации первого линейного коллайдера SLC.

Как показывает таблица 3.1, оба комплекса будут вполне конкурентоспособными [7].

Один из первоначальных проектов ВЛЭПП [4] ($E' = 200$ ГэВ) представляет собой следующее (рис. 4.2). Два линейных ускорителя с энергией несколько сот ГэВ, питаемые мощными источниками

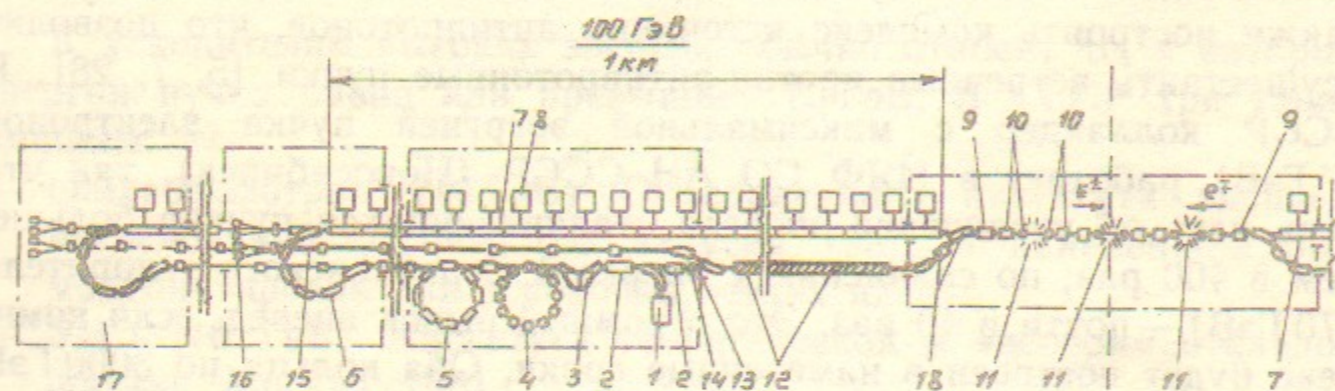


Рис. 4.2.

СВЧ, установленными на расстоянии десятка метров друг от друга, «стреляют» навстречу друг другу сгустками электронов и позитронов длиной около 10 см и числом по 10^{12} в каждом. Желательно, чтобы они были поляризованы. Частота повторения «выстрелов» десятки герц. После столкновения в месте встречи сгустки отклоняются импульсным полем в анализирующую систему, которая позволяет измерять энергетический разброс сталкивающихся частиц (11—место встречи, 10—фокусирующие линзы, 9—импульсный дефлектор, 18—спектрометр). После спектрометра-анализатора сгусток поступает в конверсионную систему, представляющую собой длинный спиральный ондулятор, проходя через который частицы излучают около 1% своей энергии в виде поляризованных по кругу фотонов с энергией в несколько десятков МэВ (12—спиральный ондулятор). Затем оставшийся поляризованный пучок слегка отклоняется и направляется в специальные залы для проведения экспериментов со стационарными поляризованными мишенями (15—остаточный поляризованный пучок, 16—эксперимент с электронными (позитронными) пучками со стационарной мишенью). Фотоны попадают на конвертор (14—конвертор). Рожденные в мишени продольно-поляризованные частицы нулевого знака (берется верхняя часть спектра) собираются и ускоряются до энергии около 1 ГэВ. Затем поляризация частиц преобразуется в поперечную, длина сгустка увеличивается на порядок (3—дебанчер-монохроматизатор), и частицы после пред-

варительного радиационного охлаждения в накопителе с большим акцептансом (4—накопительное кольцо) переводятся в специальный циклический охладитель (5—охладитель-инжектор), где эмиттанс пучка «затухает» до необходимой, очень малой, величины. После полного охлаждения пучок транспортируется без аббераций к инжекторному кольцу суперлиака, причем перед инжекцией пучок укорачивается до 1 см (6—банчер), а поляризация частиц преобразуется желаемым образом. Затем они ускоряются с предельно высоким темпом и принятием специальных мер для предотвращения возрастания эмиттанса пучка.

Опыт работы крупнейших ускорительных центров (SLAC, FERMI LAB, DESY, CERN) показал рациональность размещения крупных ускорителей и накопителей недалеко друг от друга.

Строительство в одном месте протонного (УНК) и электрон-позитронного (ВЛЭПП) комплексов позволит в будущем осуществить столкновения электронов с энергией 1—2 ТэВ с протонами с энергией 3 ТэВ. Такие столкновения позволят детально «рассматривать» внутреннюю структуру протона.

Самым большим из проектируемых коллайдеров является SSC. Чтобы сверхпроводящий суперколлайдер мог ускорять частицы до энергии 20 ТэВ, понадобится кольцо с периметром 87 км. Огромные размеры SSC обусловлены, в частности, тем, что принцип его работы остается таким же, который господствовал все 50 лет, с момента создания ускорителей (несмотря на использование сверхпроводимости) [1].

Чтобы уменьшить размеры машин, нужно увеличить напряженности электрических и магнитных полей. Но существует принципиальный предел для такого увеличения:

— Магнитные силы становятся настолько большими, что материалы устройств, создающих магнитные поля, разрушаются.

— Пробой и разрушение материалов не позволяют создать в вакууме электрические поля с большим градиентом. В этом плане ускоряющий градиент ВЛЭПП явится, по-видимому, рекордным.

Проблему создания сильных электрических полей можно решить с помощью плазменных ускорителей частиц.

Необходимые для этого свойства плазмы заключаются в следующем. Плазма электрически нейтральна, но в ней можно развести в пространстве электроны и положительные ионы, создавая тем самым сильные электрические поля. Если это каким-либо образом выполнить, то из-за наличия возвращающей кулоновской силы в плазме возникнут колебания электронной концентрации с

частотой $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 N/m}$ (N — концентрация электронов, m — их масса), сопровождающиеся появлением и исчезновением электрических полей. Эти поля могут достигать огромных напряженностей — до 10^{10} В/м. При всем при том плазма является той самой средой, которую разрушить уже нельзя.

Современные лазеры создают электромагнитные волны с напряженностью электрического поля до 10^{12} В/м, но использовать эти поля непосредственно для ускорения частиц нельзя, так как это поперечные поля. Нужно найти способ преобразования их в продольные. Роль такого «преобразователя» и выполняет плазма. Существует несколько способов преобразования. Пока испытаны лишь два из них: метод кильватерного поля и метод волны биений.

Пусть через плазму в одном направлении проходит два разных пучка с различными частотами ω_1 и ω_2 . Если ω_1 и ω_2 различаются мало, то возникает волна биений. В плазме групповая скорость волны биений равна $v_g = c \sqrt{1 - \omega_p^2/\bar{\omega}^2}$, где ω_p — плазменная частота, $\bar{\omega} = (\omega_1 + \omega_2)/2$ — средняя частота лазерных волн.

Давление электромагнитного поля пропорционально квадрату напряженности, т. е. оно максимально там, где амплитуда биений максимальна. Пондеромоторная сила выталкивает электроны в область более слабого поля. В результате возникает коллективное поле разделения зарядов, оно сопровождает волну биений и движется также со скоростью v_g . Направлено это поле либо по ходу волны, либо против него. Эффект значительно усиливается, если частота биений $\Delta\omega = \omega_2 - \omega_1$ совпадает с ленгмюровской частотой ω_p , т. е. имеет место явление резонанса. При резонансе амплитуда плазменных волн нарастает со временем и может стать весьма большой. Частица, инжектированная со скоростью волны биений и попавшая в ускоряющую фазу, должна набирать энергию. Если при инжекции электрон попал не на самую верхушку, то прирост энергии будет меньше.

Для плазмы с концентрацией $N = 1,6 \cdot 10^{16}$ см при использовании лазера на неодимовом стекле ($\bar{\omega} = 1,78 \cdot 10^{15}$ с⁻¹) нужны электроны с начальной энергией 125 МэВ. На длине 5 м их можно ускорить до энергии 25 ТэВ, что соответствует темпу ускорения 25 ГэВ/м. Такая оценка может служить стимулом для дальнейших исследований.

По мере ускорения электрон смещается относительно волны и в конце концов выходит из ускоряющей фазы, попадая в фазу

торможения. Поэтому длина ускорителя ограничена и не может быть увеличена.

С проблемой можно справиться за счет использования постоянного однородного магнитного поля, перпендикулярного к направлению распространения плазменной волны. Возникает сила Лоренца, под действием которой электрон начинает смещаться вдоль фронта волны. Такое смещение в свою очередь вызывает появление силы Лоренца, направленной навстречу силе, действующей на электрон со стороны электрического поля плазменной волны. Эта сила стабилизирует положение электрона относительно волны (его фазу). Работу над электроном совершает электрическое поле волны, но направление ускорения определяется магнитным полем. Так как движение электрона подобно скольжению спортсмена на доске вдоль фронта океанской волны (серфингу), то ускоритель с использованием магнитного поля, перпендикулярного направлению распространения волны, был назван серфатроном.

В серфатроне частицы не выходят из ускоряющей фазы волны, и в этом его преимущество перед ускорителем на биениях. Однако смещение частиц поперек направления распространения волны — недостаток, за который нужно расплачиваться: плазменную волну нужно возбуждать в значительно большем объеме плазмы, что сопряжено с большими затратами энергии. Способы уменьшения области возбуждения плазменной волны существуют. Параметры серфатрона на энергию 1 ТэВ для лазера на неодимовом стекле в плазме с концентрацией $N = 4,5 \cdot 10^{18}$ см⁻³, магнитным полем 30 Тл темп ускорения составляет около 140 ГэВ/м. Нужной энергии можно достичь на длине около 7 м, при этом частица сместится вдоль фронта волны приблизительно на 45 см.

В методе кильватерного поля для создания волны в плазме используется «сгусток» из большого числа электронов с тем, чтобы ускорять другой сгусток из меньшего числа электронов, но до более высоких энергий. Когда электронный сгусток входит в какую-либо область плазмы, ее электроны вытесняются с его пути так, чтобы плазма и сгусток в целом остались электрически нейтральными. Когда сгусток выходит из этой области, создавая за собой дефицит электронов, электроны плазмы устремляются назад, чтобы восстановить равновесие. Такое движение электронов плазмы приводит к возникновению плазменной волны, скорость которой равна скорости движения электронного сгустка. Эта волна создает электрическое поле, называемое кильватерным полем.

Сгусток из малого числа электронов, подходящим образом помещенный в это поле, может быть ускорен до энергий, превышающих энергию электронов «ведущего» сгустка.

При экспериментальном осуществлении метода кильватерного поля, пока удалось достигнуть только напряженностей $50000 \text{ В/см} = 5 \cdot 10^6 \text{ В/м}$. С помощью ускорителей на биениях удалось ускорить частицы от 0,5 до 2 МэВ и генерировать электрические поля, которые пока лишь в 10 раз сильнее полей, получаемых на самых современных традиционных ускорителях. Таким образом, градиенты, полученные в ИЯФ СО АН СССР, близки к максимальным, полученным плазменными методами, а так как степень отработки методов ИЯФ существенно выше, то они и определили конструкцию ВЛЭПП. Плазменным ускорителям предстоит еще пройти большой путь от первых плодотворных идей до воплощения «в железе» [54, 55].

В какой-то степени методу кильватерного поля созвучен метод «протонного клистрона». Запасенная в протонных пучках энергия огромна, уже в SPS она составила 3 МДж, проектируется же значительно большие энергии и интенсивности. Этой запасенной энергии достаточно для возбуждения ускоряющей структуры диафрагмированного волновода, что может дать возможность ускорять до высоких энергий широкий набор заряженных частиц ($p^\pm, e^\pm, \mu^\pm, \tau^\pm$), при этом энергия базового ускорителя может быть гораздо ниже, чем энергия «вторичных» частиц. Мощность высокочастотной накачки даже без продольного сжатия пучка может достигать сотен гигаватт, если же пучок продольно сжать, то эта величина резко возрастает [4].

Могут быть использованы пучки электронов. Схема такого ускорителя представлена на рис. 4.3. Это тоже один из новых методов ускорения [7].

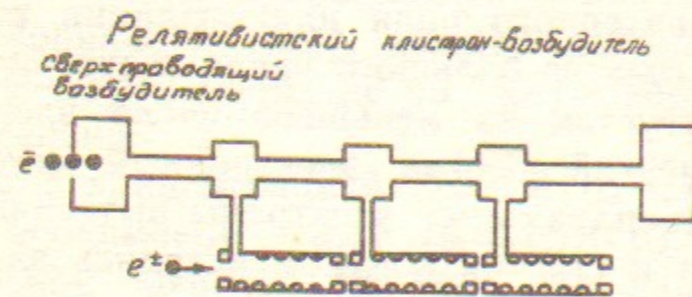


Рис. 4.3.

Надо полагать, развитие этих новых методов определит развитие ускорительной техники конца XX—начала XXI века и позволит продвинуться «вглубь времен» еще дальше.

Изложение методов ускорения частиц, отличное от традиционного, предложено в работе [56].

В заключение следует остановиться на работе [57]. Согласно приведенным в ней результатам, вопрос о числе фермионных поколений с большой вероятностью перейдет из рубрики нерешенных проблем в рубрику важнейших открытий на коллайдерах. Эти результаты приведены в табл. 4.1. и получены четырьмя группами на коллайдере LEP (CERN) и одной группой в SLAC на коллайдере SLC.

Таблица 4.1

Группа	Число зарегистрированных событий	Масса, ГэВ	Ширина, ГэВ	Число разновидностей нейтрино
ALERN	3320	$91,174 \pm 0,054$	$2,68 \pm 0,15$	$3,27 \pm 0,30$
DELPHI	1038	$91,10 \pm 0,1$	$2,24 \pm 0,23$	$2,91 \pm 0,70$
L3	2538	$91,132 \pm 0,075$	$2,59 \pm 0,14$	$3,42 \pm 0,45$
OPAL	4359	$91,010 \pm 0,051$	$2,60 \pm 0,13$	$3,12 \pm 0,42$
SLAC	480	$91,14 \pm 0,12$	$2,40^{+0,46}_{-0,38}$	$2,8 \pm 0,6$

В рамках стандартной модели предсказывается, что трем поколениям частиц отвечает ширина резонанса Z^0 , равная 2,5 ГэВ. Из четвертого столбца таблицы следует, что число фермионных поколений ограничивается тремя. К этому же выводу приводит изучение пятого столбца таблицы (при определении числа разновидностей нейтрино по данным эксперимента предполагалось, что число массивных лептонов и кварков отвечает трем поколениям стандартной модели). Таким образом, четвертое нейтрино, видимо, придется исключить из претендентов на «темное» вещество Вселенной и искать его среди других, более экзотических частиц.

Рекомендуемая (цитируемая) литература (продолжение)

- Ахокито Э. Как построить ускоритель частиц на энергию Планка в Солнечной системе? // В мире науки. — 1989, № 6. — С.72.
- Балакин В.Е., Будкер Г.И., Скринский А.Н. // В кн.: Проблемы физики высоких энергий и управляемого термоядерного синтеза // М.: Наука. — 1981. VI Всесоюзная конференция по ускорителям. — Дубна. — 1978.
- Дж.Д. Лоусон. Механизмы ускорения частиц: возможности и ограничения // УФН. — 1989, т.158. — С.303.
- Preprint L3-001. 1 Oktober, 1989 (Швейцария) // Первые новости с e^+e^- -коллайдеров. — Природа. — 1990, № 3. — С.107.

Т.П. Стародубцева

**Ускорители со встречными пучками
и их задачи**

Ответственный за выпуск С.Г. Попов

Работа поступила 28 апреля 1990 г.

Подписано в печать 30.05 1990 г. МН 02307

Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 4,7 печ.л., 3,0 уч.-изд.л.

Тираж 200 экз. Бесплатно. Заказ № 65

*Набрано в автоматизированной системе на базе фото-
наборного автомата ФА1000 и ЭВМ «Электроника» и
отпечатано на ротапинтере Института ядерной физики
СО АН СССР,*

Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.