

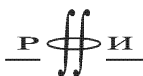
ВВЕДЕНИЕ В ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНУЮ ФИЗИКУ ЧАСТИЦ

А. Любимов, Д. Киш

2-е издание, переработанное и дополненное

28 ноября 2001

УДК 539.12
Л93
ББК 22.382



*Издание осуществлено при поддержке
Российского фонда фундаментальных
исследований по проекту 01-02-30037*

Любимов А., Киш Д. **Введение в экспериментальную физику частиц.** — 2-е изд., перераб. и доп. — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2001. — 272 с. — ISBN 5-9221-0209-5.

В книге физика частиц представлена с точки зрения экспериментатора: основное внимание уделено экспериментальным основам этой науки. Прослеживается развитие физики частиц начиная с открытия электрона и кончая планируемыми экспериментами начала XXI века. Необходимые теоретические представления и идеи приведены качественно, без математического аппарата.

Книга ориентирована на физиков (в том числе преподавателей и студентов), на нефизиков (инженеров, программистов и т. д.), связанных с физикой частиц по работе в соответствующих институтах, на тех, кого серьезно интересует эта наука.

ОГЛАВЛЕНИЕ

ПРЕДИСЛОВИЕ КО ВТОРОМУ ИЗДАНИЮ	6
ПРЕДИСЛОВИЕ К ПЕРВОМУ ИЗДАНИЮ	7
ВВЕДЕНИЕ	8
Глава 1. НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ В ФИЗИКЕ ЧАСТИЦ	10
Глава 2. ИСТОРИЧЕСКИЙ ОБЗОР	14
2.1. Из наследия классической атомной и ядерной физики	14
2.1.1. Открытие электрона, протона и нейтрона (14). 2.1.2. Откры- тие фотона. Корпускулярно-волновой дуализм (18). 2.1.3. Откры- тие спина (20).	
2.2. Космические лучи и физика частиц	21
2.2.1. Открытие космического излучения (21). 2.2.2. Счетчики Гейгера–Мюллера, камера Вильсона, ядерные фотоэмульсии (23). 2.2.3. Первые исследования частиц в космических лучах (25). 2.2.4. Открытие позитрона (27). 2.2.5. Рождение пар и тормозное излу- чение. Каскадные ливни (29). 2.2.6. Открытие мюона (32). 2.2.7. Измерение времени жизни мюона (36). 2.2.8. Открытие пиона (38). 2.2.9. Открытие V^0 -частиц (41). 2.2.10. Первичная компонента и барионная асимметрия Вселенной (42). 2.2.11. Ядерные процессы высоких энергий в космических лучах (43).	
2.3. Начало эры ускорителей высоких энергий	48
2.3.1. Ускорители (48). 2.3.2. Детекторы (53). 2.3.3. Открытие π^0 -мезона (64). 2.3.4. Открытие антипротона. Антивещество (65). 2.3.5. Открытие нейтрино (69).	
Глава 3. ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ И КЛАССИФИКАЦИЯ ЧАСТИЦ	74
3.1. Типы взаимодействий. Адроны и лептоны	74
3.2. Фермионы и бозоны	76
3.3. Кварки	78
3.4. Калибровочные бозоны	79
3.5. Квантовые поля и виртуальные частицы	80
Глава 4. НУКЛОНЫ И ПИОНЫ	83
4.1. Изоспин	83
4.2. Время жизни	85
4.3. Нуклон-нуклонные столкновения	88
4.4. Пион-нуклонные столкновения. Резонансы	92
4.5. Рождение частиц при высоких энергиях	96

Глава 5. СТРАННЫЕ ЧАСТИЦЫ	99
5.1. K -мезоны и гипероны. Странность	99
5.2. «Загадка тау–тета». Несохранение четности	103
5.3. Нейтральные каоны. Открытие CP -несохранения	107
Глава 6. ЗАКОНЫ СОХРАНЕНИЯ И СИММЕТРИИ	115
6.1. CPT -теорема	115
6.2. Законы сохранения	116
6.3. CP -неинвариантность и Вселенная	117
6.4. Симметрии	119
Глава 7. КВАРКИ И ГЛЮОНЫ	121
7.1. Конфайнмент	121
7.2. Цвет	122
7.3. Глюоны и кварк-глюонные взаимодействия	125
7.4. Струи	127
7.5. Структура нуклонов	129
7.6. Существуют ли другие формы адронов?	137
7.7. Кварк-глюонная плазма	138
Глава 8. ТЯЖЕЛЫЕ КВАРКИ	141
8.1. Открытие J/ψ	141
8.2. Очарованные частицы	145
8.3. Пятый кварк	148
8.4. Три поколения	152
Глава 9. ЛЕПТОНЫ	156
9.1. Нейтрино и антинейтрино	157
9.2. Электронное и мюонное нейтрино	158
9.3. Тау-лептон	162
9.4. Есть ли у нейтрино масса?	165
Глава 10. ОБЪЕДИНЕНИЕ СЛАБОГО И ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ	170
10.1. От фермиевой теории β -распада к теории электрослабых взаимодействий	171
10.2. Открытие нейтральных токов	175
10.3. Нейтральные токи и массы $W^\pm$ и Z^0	178
10.4. Открытие промежуточных бозонов $W^\pm$ и Z^0	179
10.4.1. Создание $p\bar{p}$ -коллайдера $Spp\bar{S}$. «Охлаждение» пучков (180).	
10.4.2. Экспериментальные установки (184). 10.4.3. Первые W и Z^0 (186).	
10.4.4. Миллионы Z^0 и W (190).	
Глава 11. СТАНДАРТНАЯ МОДЕЛЬ	193
11.1. Основные положения и идеи	193
11.2. Как было измерено число поколений	197
11.3. Как был найден последний кварк	199
11.4. Бозоны Хиггса	205
Глава 12. ЗА ПРЕДЕЛАМИ СТАНДАРТНОЙ МОДЕЛИ	208

12.1. Великое объединение. Поиск распада протона	208
12.2. Суперсимметрия	214
Глава 13. ФИЗИКА ЧАСТИЦ И ВСЕЛЕННАЯ	216
13.1. Ранняя Вселенная	216
13.2. Темное вещество	227
13.3. Космические нейтрино	231
Глава 14. ФИЗИКА ЧАСТИЦ В НАЧАЛЕ XXI ВЕКА	235
14.1. К «новой физике»	235
14.1.1. Поиск бозона Хиггса стандартной модели (H^0) (236).	
14.1.2. Поиск хиггсовских частиц других моделей (237). 14.1.3.	
Поиск суперсимметричных частиц (237). 14.1.4. Поиск других ги-	
потетических частиц (238).	
14.2. Большой адронный коллайдер LHC	239
ДОПОЛНЕНИЕ	245
О значении фундаментальной науки, в частности физики частиц	245
ПРИЛОЖЕНИЕ I	256
Используемые единицы физических величин	256
ПРИЛОЖЕНИЕ II	257
Словарь терминов	257
ПРИЛОЖЕНИЕ III	261
Свойства частиц	261
ПРИЛОЖЕНИЕ IV	265
Действующие и сооружаемые ускорители высоких энергий	265
ПРИЛОЖЕНИЕ V	267
Некоторые даты из истории экспериментальной физики частиц	267
РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА	269
ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ	270

ПРЕДИСЛОВИЕ КО ВТОРОМУ ИЗДАНИЮ

Первое издание этой книги (Дубна, 1999 г.) быстро разошлось (в основном в той же Дубне), и многие заявки на нее не были удовлетворены. Поэтому предполагалось книгу просто переиздать. Однако в экспериментальной физике частиц (а также в существенных для этой науки разделах космологии) за истекшее небольшое время произошли события, которые было необходимо отразить в новом издании. К тому же это издание готовилось на рубеже нового столетия, что обязывало подвести некоторые итоги прошедшего века и более четко представить задачи и перспективы начала XXI в. В книгу были внесены также некоторые другие изменения и дополнения.

К сожалению, в период между первым и вторым изданием этой книги скончался один из ее авторов — венгерский ученый Д. Киш, бывший директор Объединенного института ядерных исследований.

ПРЕДИСЛОВИЕ К ПЕРВОМУ ИЗДАНИЮ

Термин «физика частиц» постепенно вытесняет более привычное наименование «физика элементарных частиц», поскольку исследуемые этой наукой частицы оказались в большинстве своем заведомо не элементарными.

В предлагаемой читателю книге физика частиц представлена в основном такой, какой она видится экспериментаторам: главное внимание уделено экспериментальным основам этой науки. Развитие физики частиц прослеживается начиная с открытия электрона и кончая планируемыми экспериментами начала XXI в. Приведены необходимые теоретические представления и идеи (качественно, без использования математического аппарата).

По методу изложения материала это издание находится на следующем уровне после специальной литературы для физиков, работающих в данной области, и ориентировано на более широкую читательскую аудиторию. Но мы надеемся, что книга сможет быть полезной и специалистам-физикам, как экспериментаторам, так и теоретикам.

Читателям, менее знакомым с излагаемым предметом, можно рекомендовать начать чтение с Приложений I («Используемые единицы физических величин») и II («Словарь терминов»).

В Дополнении обсуждается выходящий за традиционные рамки физической литературы вопрос о значении фундаментальной науки, в частности физики частиц.

«Предтечей» данной книги является написанная одним из авторов (Д. К.) и изданная в 1990 г. в Будапеште на венгерском языке книга со сходным названием. По предложению Д. К. и в сотрудничестве с ним другой автор (А. Л.) написал новую книгу, построенную по иному плану, более современную и большую по объему, в которой были использованы некоторые материалы указанного труда Д. К. Также по предложению Д. К. была написана статья А. Л., приведенная в Дополнении.

Авторы признательны П. Исаеву за участие в начальном этапе работы. Один из авторов (А. Л.) благодарен С. Шиманскому за активный интерес к работе и оказанную им разнообразную помощь, Г. Варденге, Э. Перельштейну, В. Пешехонову, Ю. Потребеникову, Г. Смирнову и особенно В. Любошицу за критические замечания, Н. Черненко, а также И. Мигулиной и Л. Рачковой за большой и квалифицированный труд, без которого это издание не увидело бы свет.

ВВЕДЕНИЕ

Физика частиц — это физика микромира, наука о строении и свойствах материи на субъядерном уровне, о процессах, происходящих в областях с характерными размерами не более 10^{-13} см.

В то же время это и наука о самых общих принципах и законах нашего мира.

Эти два аспекта физики частиц — обращенный в микромир и глобальный — связаны естественным образом, ибо чем проще исследуемые объекты и явления, тем четче проявляются в них наиболее общие законы, поскольку закономерности более сложных систем на них не действуют. На уровне элементарных частиц остается действие лишь самых основных законов, более того — свойства этих частиц (в том числе сам факт их существования) являются проявлением таких законов.

Здесь уместно привести высказывание нобелевского лауреата С. Вайнберга о задаче исследования элементарных частиц: «Наша цель — понять основополагающие принципы, которые определяют, почему природа... такова, какова она есть... Изучение элементарных частиц представляет на сегодня самый верный — а возможно, и единственный — путь к пониманию фундаментальных законов природы».

К предметам исследования физики частиц относятся как непосредственно сами частицы, так и природа взаимодействий, различные законы сохранения, симметрии, происхождение масс и т. д.

Физика частиц — наиболее фундаментальный раздел современной физики. Она ищет ответ на поставленный еще древними мыслителями вопрос «о природе вещей». Ее девизом могут служить замечательные строки Б. Пастернака: «Во всем мне хочется дойти до самой сути... до оснований, до корней, до сердцевины...».

Физика частиц тесно связана с ядерной физикой высоких энергий, а также с астрофизикой и космологией и оказывает глубокое и постоянно возрастающее влияние на многие другие науки.

За короткое время своего существования физика частиц добилась поразительных успехов. Не случайно за последние полвека треть Нобелевских премий по физике была присуждена за выдающиеся открытия в этой области исследований. В настоящее время физика частиц — строгая и четкая в своем построении наука, сделавшая множество подтвердившихся

предсказаний. И в теории, и в эксперименте она интенсивно продвигается в выявлении и понимании наиболее глубоких и всеохватывающих законов природы.

Как сказал в одной из своих книг академик Л.Б.Окунь, «уровень этой науки определяет уровень понимания всего окружающего нас мира, определяет уровень интеллектуальной зрелости человечества».

Глава 1

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ В ФИЗИКЕ ЧАСТИЦ

Физика частиц занимает в современной физике особое место. Это, с одной стороны, определяется самим предметом исследований: физика частиц, как мы уже говорили выше, — наиболее фундаментальный раздел современной физики, целью которого является установление самых общих физических законов. С другой стороны, это связано с характерными особенностями ее экспериментальных исследований, по масштабам и сложности установок не имеющих равных в других областях науки. Укажем эти особенности.

а) Большинство экспериментов по физике частиц выполняется на ускорителях высоких энергий (до их появления исследования проводились преимущественно в космических лучах — естественном источнике высокоэнергичных частиц)¹. Ускорители высоких энергий — это гигантские и весьма дорогостоящие устройства. Их сооружение доступно лишь богатым и технически развитым странам или же требует совместных усилий многих стран.

Для проведения экспериментов на больших ускорителях создаются сложнейшие установки. Они достигают промышленных масштабов: размеров в десятки метров и веса в тысячи тонн. Огромными могут быть и установки для экспериментов по физике частиц, не использующие ускорители.

Эксперименты по физике частиц осуществляются большими коллективами, достигающими сотен, а в отдельных случаях и более тысячи человек.

б) Широкое международное сотрудничество, характерное для современной фундаментальной науки, в экспериментальной физике частиц особенно необходимо, более того — оно является формой существования

¹ Физiku частиц нередко называют физикой высоких энергий. Однако эти два понятия близки, но не тождественны. Во-первых, некоторые исследования по физике частиц не требуют высоких энергий (например, поиск распада протона или определение массы нейтрино по форме спектра электронов в β -распаде трития); во-вторых, на ускорителях высоких энергий проводятся исследования не только непосредственно по физике частиц, но и по неразрывно с ней связанной ядерной физике высоких энергий (релятивистской ядерной физике).

этой науки. Такое сотрудничество делает возможным решение многих проблем, с которыми отдельные страны, даже большие и высокоразвитые, не могли бы справиться (необходимость значительных финансовых и материальных вложений, привлечение большого числа специалистов и т. д.).

Не случайно именно для этих исследований были созданы крупнейшие международные научные центры: Европейский центр ядерных исследований (ЦЕРН) в Женеве и Объединенный институт ядерных исследований (ОИЯИ) в Дубне¹.

Драматическим подтверждением необходимости международного сотрудничества при осуществлении крупных проектов в области экспериментальной физики частиц служит история сооружения крупнейших современных ускорителей.

В США в конце 80-х годов началось осуществление амбициозного проекта создания в рамках национальной программы ускорителя рекордных энергий SSC стоимостью около 10 миллиардов долларов. Но осенью 1993 г. оно было прекращено по решению Конгресса США. К этому времени на сооружение SSC было уже затрачено около двух миллиардов долларов, проложено 23 км туннеля (из 87) и т. д. На прекращение работ пришлось выделить 640 миллионов долларов.

Потерпел неудачу и другой национальный проект — сооружение в Институте физики высоких энергий в Протвино ускорителя УНК, который должен был быть третьим в мире по энергии ускоренных частиц. Из-за переживаемых Россией финансовых трудностей и резкого сокращения ассигнований на науку работы были прекращены. А уже был сооружен кольцевой туннель длиной 22 км, построен и оборудован ряд предусмотренных проектом зданий, проведен большой объем других подготовительных работ.

На фоне печальной судьбы SSC и УНК приобретает особое значение успешная работа по сооружению LHC (Large Hadron Collider) в ЦЕРНе, в которой, помимо стран-участниц этой организации, участвует целый ряд других стран, в том числе США и Россия. И прорыв в новую область энергий осуществит LHC!

С вводом в действие этого ускорителя ЦЕРН станет по существу всемирным центром исследований в области физики высоких энергий, а LHC — символом лидерства этой науки в организации международного научного сотрудничества.

в) Для физики частиц характерна очень высокая степень компьютеризации и передовая культура применения компьютеринга на всех этапах исследований. Совершенная компьютерная техника и соответству-

¹В ОИЯИ впоследствии были созданы также лаборатории других ядерно-физических направлений.

ющее программное обеспечение являются неотъемлемой составной частью любого современного эксперимента. Компьютеры и микропроцессоры являются также важнейшими составными элементами современных экспериментальных установок, осуществляющими управление процессами отбора необходимой информации, контроля ее качества, запоминания на внешних накопителях данных и первичную обработку этой информации в реальном масштабе времени (в так называемом режиме on line). Последующая обработка и анализ результатов эксперимента в режиме off line проводятся с использованием мощных вычислительных комплексов. Современная методика экспериментов по физике частиц и огромные объемы и скорость поступления в них информации требуют использования наиболее высокоскоростных глобальных вычислительных сетей, позволяющих осуществлять доступ к данным с любой рабочей точки.

Развитие и совершенствование компьютерных сетей породило качественно новый способ обмена информацией в научном сообществе, разработанный сотрудниками ЦЕРНа для организации и эффективной работы крупных международных коллабораций, известный как «всемирная паутина» (World Wide Web, или WWW). В этой системе, функционирующей в компьютерной сети Интернет, информация хранится в том месте, где она получена. Как известно, система WWW, охватывающая множество стран, со временем нашла широкое применение и вне науки.

С началом работы LHC объем подлежащей обработке информации в области физики высоких энергий существенно возрастет. Поэтому разрабатывается глобальная сеть нового поколения Grid. Со временем и она будет широко использоваться в разных областях человеческой деятельности.

г) Создаваемые ускорители, экспериментальные установки и системы обработки полученной информации находятся на грани, а часто за гранью возможностей современной техники. Это вызывает необходимость развития многих прикладных исследований, разработки новых технических устройств и тончайших технологий. Поэтому физика частиц, почти не имеющая в настоящее время непосредственных практических применений, является существенным стимулом технического прогресса¹.

д) Осуществление экспериментальных исследований большими коллективами, включающими специалистов не только из разных институтов, университетов и лабораторий, но и из разных стран и даже континентов, требует очень четкой организации.

е) Широкое личное общение ученых, семинары, конференции, рабочие совещания, школы и т. д., характерные для современной науки, в

¹ Это наглядно демонстрируют, в частности, международные конференции по теме «Передовые технологии и физика частиц», собирающие вместе физиков и представителей фирм, развивающих наукоемкие технологии.

экспериментальной физике частиц особенно необходимы¹. Это вызвано рядом причин, из которых отметим следующие:

- интенсивное поступление новой информации;
- крупные масштабы экспериментальных установок, а соответственно их высокая стоимость и длительные, до нескольких лет, сроки создания требуют высокой конкурентоспособности каждой установки, каждого осуществляемого на ней эксперимента. Поэтому необходимо постоянно и наиболее полно учитывать мировой опыт, тенденции и перспективы развития как методики эксперимента, так и физики частиц;
- для экспериментов, проводимых коллаборациями специалистов из многих научных учреждений и разных стран, жизненно необходимы хорошая координация и тесные контакты между группами, участвующими в коллаборации.

ж) Физика частиц развивается в тесном взаимодействии эксперимента и теории. Современные теоретические представления в основном соответствуют совокупности имеющихся экспериментальных данных и позволяют наметить достаточно четкую программу дальнейших экспериментальных исследований, определить их главные задачи на ближайшее десятилетие. Но возможно, что самыми интересными и важными окажутся неожиданные результаты будущих экспериментов, которые современная теория предсказать не может.

¹В этой связи нельзя не отметить, что любые препятствия, чинимые международному общению и сотрудничеству ученых по политическим, бюрократическим и иным мотивам, тормозят развитие науки. В частности, существовавшие в бывшем Советском Союзе ограничения международных контактов ученых нанесли значительный вред развитию в стране физики частиц.

Глава 2

ИСТОРИЧЕСКИЙ ОБЗОР

Физика частиц возникла как наука в XX в. Но ее возникновению предшествовало длительное развитие представлений о строении вещества.

Еще в V в до н.э. греческие философы Левкипп и Демокрит высказали мысль, что вещество состоит из неделимых частей — атомов (от греческого «атомос» — неделимый) и пустого пространства. Однако лишь к концу XIX в., после перехода от умозрительных заключений о строении вещества к его физическому и химическому исследованию, атомистические представления прочно утвердились в науке. Словом «атом» была обозначена наименьшая, по тогдашним представлениям неделимая, часть химического элемента, сохраняющая его свойства.

XX век ознаменовался стремительным проникновением в глубь микромира, последовательными этапами которого были открытие сложного строения атома и атомная физика, физика атомного ядра и, наконец, субъядерная физика, физика частиц.

Существование первых четырех фундаментальных частиц: электрона, протона и нейтрона, из которых «построены» атомы, и «частицы» света фотона — было установлено в классических экспериментах по атомной и ядерной физике. Их открытие, завершившееся в 1932 г. обнаружением нейтрона, можно считать началом физики частиц. Дальнейшее ее развитие в течение приблизительно двух десятилетий неразрывно связано с исследованием космических лучей, позволившим сделать ряд открытий принципиального значения. Новый период в физике частиц начался с 50-х годов, когда экспериментальные исследования стали проводиться преимущественно с использованием ускорителей высокой энергии.

2.1. Из наследия классической атомной и ядерной физики

2.1.1. Открытие электрона, протона и нейтрона

Первой экспериментально обнаруженной элементарной частицей был электрон. Его открытие связано с исследованием излучения, исходящего из катода вакуумной трубки и названного катодными лучами. Решающие эксперименты для выяснения природы этого излучения были поста-

влены Дж. Дж. Томсоном в Кавендишской лаборатории (Кембридж, Англия) в 1897 г. К тому времени уже были получены свидетельства того, что катодные лучи — поток отрицательно заряженных частиц. Томсон определил величину отношения электрического заряда этих частиц к их массе (e/m). Для этого он использовал два метода: в первом измерялось отклонение катодных лучей под действием перпендикулярных им электрического и магнитного полей, во втором тепловая энергия и электрический заряд, получаемые металлическим коллектором от пучка катодных лучей, сопоставлялись с отклонением этих лучей магнитным полем. Измерения проводились с различными разреженными газами в трубке и материалами катода, при разных значениях электрического и магнитного полей и разных скоростях частиц катодных лучей. Полученные значения отношения e/m оказались практически одинаковыми (с учетом возможных погрешностей эксперимента). Это означало, что катодные лучи, независимо от материала катода и газа в трубке, а также от других условий их получения, состоят из частиц одного и того же типа.

Сходные значения величины e/m были получены П. Зеemannом по расщеплению спектральных линий в магнитном поле («эффект Зеемана») для носителей электрического тока в атомах, ответственных за излучение и поглощение света. Томсон, на основании своих опытов и учитывая результаты Зеemана, сделал смелый вывод, что частицы катодных лучей являются фундаментальными составными частями обычного вещества, могущими существовать и вне атома, и внутри него.

Вскоре было установлено, что ту же величину e/m , что и частицы катодных лучей, имеют β -частицы радиоактивного распада и отрицательно заряженные частицы, вылетающие при фотоэффекте, а также испускаемые раскаленными металлическими поверхностями. Впоследствии обнаруженные Томсоном фундаментальные частицы были названы электронами.

После открытия электрона было естественно предположить, что электролитическая единица электричества — минимальное количество электричества, переносимого в процессе электролиза, — равна заряду электрона. Исходя из такого предположения и сравнивая полученное при изучении процесса электролиза отношение электролитической единицы электрического заряда к массе атомов с измеренным значением e/m для электрона, Томсон пришел к заключению, что электроны в тысячи раз легче атомов.

В 1906 г. Томсону была присуждена Нобелевская премия «за исследование электропроводности в газах». Однако истинное значение его работ оказалось значительнее, чем это представлялось его современникам: он открыл электрон и показал, что атом не является самой малой неделимой частицей, как считали со времен древних греков и до начала XX в. Таким

образом, Томсон сделал первый шаг в новую область исследований — физику элементарных частиц.

Первую прямую оценку величины заряда электрона e получили также Томсон и его коллеги Дж. Таунсенд и Х. Э. Вильсон, использовавшие обнаруженное Ч. Вильсоном явление конденсации капель воды на ионах. Измерив разными способами отношение заряд/масса для этих капель и их массы, можно было определить заряд электрона в предположении, что каждая заряженная капелька несет один электрон и нет незаряженных капелек. Масса микроскопических капелек определялась по их размерам, а размеры — по скорости их падения.

Точное измерение заряда электрона было осуществлено в 1906–1914 гг. Р. Милликеном, работавшим в то время в Чикагском университете. Милликен использовал капельки масла, перемещавшиеся под действием силы тяжести и вертикально направленного электрического поля. Измеренные им заряды капелек оказались кратными одному и тому же электрическому заряду — заряду электрона¹.

В 1923 г. Милликену была присуждена Нобелевская премия за «определение элементарного электрического заряда» и исследование фотоэффекта.

«Открытие» протона как фундаментальной частицы связано с рядом важнейших событий в развитии атомной физики. Еще в 1815 г. английский химик У. Праут высказал гипотезу, что атомы всех химических элементов состоят из целого числа одних и тех же фундаментальных атомов, которыми являются атомы водорода.

После открытия Э. Резерфордом атомного ядра и появления планетарной модели атома (1911 г.) было естественным предположить, что ядра всех атомов построены из ядер атомов водорода. Дополнительным аргументом в пользу такого предположения явилось открытие Г. Мозли, обнаружившего в 1913 г., что электрические заряды атомных ядер, выраженные в числе элементарных зарядов, в точности равны порядковым номерам соответствующих атомов в Периодической системе элементов Д. И. Менделеева².

Однако представление о том, что все ядра построены из ядер водорода, наталкивалось на одну трудность: атомные массы A некоторых элементов не были даже приближенно целыми кратными массы водорода (например, для хлора $A = 35,5$). Эта трудность была снята открытием изотопов и

¹Полвека спустя усовершенствованный метод Милликена использовался для поиска свободных кварков, электрические заряды которых в долях элементарного заряда составляют $-1/3$ и $+2/3$. Однако кварки в свободном состоянии не были обнаружены, о чем будет подробнее рассказано в 7.1

²Мозли измерял заряды ядер по спектрам рентгеновского излучения атомов. Зависимость частоты рентгеновского излучения от величины заряда ядер была выведена Н. Бором на основе его модели атома.

измерением их атомных масс (Ф. Содди, Дж. Дж. Томсон, Ф. Астон, 1906–1919 гг.).

В 1919 г. Резерфорд впервые наблюдал выбивание ядер водорода из ядер азота, бомбардируемых α -частицами. Он же в 1920 г. назвал ядра водорода протонами (от греческого «протос» — первый).

В период, когда из фундаментальных частиц, входящих в состав атомов, были известны только электрон и протон, было естественно полагать, что атомные ядра составлены из этих двух частиц.

Однако в 1932 г. Дж. Чедвик открыл нейтрон, также в Кавендишской лаборатории¹.

За несколько лет до этого В. Боте и Г. Бекер обнаружили, что бериллий и другие легкие элементы при бомбардировке их α -частицами полония испускают проникающее излучение. Высокая проникающая способность «бериллиевых лучей» свидетельствовала, что они электрически нейтральны. Сначала предполагали, что эти лучи имеют электромагнитную природу, подобно рентгеновским или гамма-лучам. Ирен и Фредерик Жолио-Кюри заметили, что это излучение выбивает протоны из вещества, богатого водородом (парафина). Скорость этих протонов оказалась существенно больше, чем должна была быть по законам сохранения энергии, если бы они выбивались электромагнитным излучением, возникающим в результате бомбардировки ядер бериллия α -частицами полония. Чедвик облучал «бериллиевыми лучами» помимо парафина и иные материалы и обнаружил, что под действием этого излучения вылетают не только ядра водорода, но и другие ядра, двигавшиеся, однако, с заметно меньшей скоростью. Сопоставляя скорости ядер отдачи водорода и азота, Чедвик показал, что при расщеплении ядер бериллия вылетают частицы, имеющие массу, и что она близка к массе протона. Чедвик назвал эти частицы нейтронами. Однако первоначально он, как и другие физики, предполагал, что нейтрон не элементарная частица, а некое связанное состояние протона и электрона. «Самостоятельность» нейтрона и его фундаментальная роль в строении атомных ядер была понята несколько позже.

Близкими оказались не только массы нейтронов и протонов, но и ряд других свойств. Позднее для этих двух частиц, из которых построены ядра, было введено обобщающее понятие — нуклоны.

За открытие нейтрона Чедвик в 1935 г. был удостоен Нобелевской премии.

¹Кавендишская лаборатория, которой с 1884 по 1919 г. руководил Дж. Дж. Томсон, а с 1919 по 1937 г. Э. Резерфорд, внесла наибольший вклад в развитие атомной и ядерной физики. Позднее, когда ее руководителем стал У. Л. Брэгг, в этой лаборатории был сделан ряд крупнейших открытий в самых разных областях науки, от молекулярной биологии до радиоастрономии и астрофизики. Роль Кавендишской лаборатории в истории науки уникальна.

2.1.2. Открытие фотона. Корпускулярно-волновой дуализм

Фотон был первой элементарной частицей, существование которой было предсказано теоретически.

В 1900 г. М. Планк, проводя теоретический анализ спектров излучения абсолютно черного тела, пришел к заключению, что этот процесс носит дискретный характер, т.е. что обмен энергией между веществом и излучением происходит определенными порциями и существует некоторое минимальное количество обмениваемой энергии, которое было названо квантом. Однако Планк связывал эту дискретность со свойствами вещества, которое он представил в виде ансамбля элементарных осцилляторов, энергия которых может принимать лишь ряд значений, кратных минимальной величине — кванту $h\nu$, где ν — собственная частота осциллятора, а h — постоянная Планка.

В 1905 г. А. Эйнштейн развил идею Планка, высказав гипотезу световых квантов, согласно которой дискретность изменения энергии при испускании и поглощении электромагнитного излучения определяется дискретностью самого излучения, состоящего из неделимых «квантов энергии, поглощаемых или испускаемых только целиком».

Эйнштейн первым понял двойственную природу электромагнитного излучения, обладающего одновременно и волновыми и корпускулярными свойствами. Он писал: «Мы должны предположить, что однородный свет состоит из зерен энергии... «световых квантов», ... несущихся в пустом пространстве со скоростью света».

Эйнштейн показал необходимость приписать кванту света помимо энергии $E = h\nu$ также и импульс $p = E/c$, направление которого совпадает с направлением распространения света. Исходя из гипотезы световых квантов он объяснил ряд закономерностей фотоэффекта (испускание электронов твердыми телами под действием электромагнитного излучения), люминесценции, фотохимических реакций¹.

Справедливость гипотезы Эйнштейна была экспериментально подтверждена исследованием фотоэффекта Р. Милликеном (1914–1916 гг.) и особенно осуществленными А. Комптоном (1922–1923 гг.) исследованиями рассеяния рентгеновских лучей электронами, показавшими, что этот процесс происходит как упругое рассеяние кванта света на электроне².

Таким образом, стало возможным рассматривать световой квант как элементарную частицу, подчиняющуюся тем же кинематическим законам,

¹Эйнштейну в 1921 г. была присуждена Нобелевская премия «за заслуги перед теоретической физикой, в особенности за открытие закона фотоэлектрического эффекта». Заметим, что к тому времени уже были получены первые экспериментальные подтверждения общей теории относительности (в 1919 г. во время полного солнечного затмения было обнаружено предсказанное этой теорией искривление лучей света, проходивших вблизи Солнца, под действием его гравитационного поля).

²Нобелевская премия (1927 г.).

что и частицы вещества, хотя и отличную от них по природе. «Частица» электромагнитного излучения была названа фотоном. Согласно современным понятиям фотон вполне «полноправная» элементарная частица.

Открытие фотона неожиданным образом решило давний спор о природе света. От Ньютона пошло представление о нем как о потоке корпускул, к его современнику Х. Гюйгенсу восходит волновая интерпретация света, одержавшая, казалось, окончательную победу после обнаружения его интерференции и дифракции. Однако выяснилось, что справедливы оба, казавшиеся взаимоисключающими, представления: свет — это одновременно и электромагнитная волна, и поток частиц (что мы не можем представить себе наглядно и откуда следует, что свет не является ни волной, ни частицей в классическом понимании).

Однако открытие фотона имело более общее значение: это было первым шагом к выявлению свойственного микромиру дуализма волн и частиц.

Второй, еще более смелый шаг в этом направлении сделал Луи де Бройль, высказавший в 1924 г. «сумасшедшую» идею о волновых свойствах материи. Справедливость гипотезы о волнах материи была экспериментально доказана в 1927 г. наблюдениями дифракции электронов (К. Дэвиссон и Л. Джермер, Нобелевская премия 1937 г.).

Таким образом, корпускулярно-волновой дуализм имеет в микромире универсальный характер: всем его объектам присущи одновременно и корпускулярные, и волновые свойства, для каждого справедливы соотношения

$$E = \hbar\omega = h\nu, \quad (2.1)$$

$$\vec{p} = \hbar\vec{k}, \quad (2.2)$$

где E — энергия; $\vec{p}$ — вектор импульса; $\hbar = h/2\pi$ — постоянная Планка; ν — частота; $\omega = 2\pi\nu$ — круговая частота; λ — длина волны; $\vec{k}$ — волновой вектор ($\vec{k} = 2\pi/\lambda \cdot \vec{n}$); $\vec{n}$ — единичный вектор в направлении импульса.

Из (2.2) непосредственно следует:

$$p = h/\lambda. \quad (2.3)$$

Представление о корпускулярно-волновом дуализме легло в основу квантовой механики, а затем и квантовой теории поля, являющейся теоретическим аппаратом физики частиц. Все процессы в микромире соответствуют квантовым закономерностям. Отметим, однако, что для свободных частиц больших энергий проявление их волновых свойств практически незаметно, поскольку длина волны уменьшается с увеличением энергии и импульса.

2.1.3. Открытие спина

Спин — собственный момент количества движения частиц — одно из фундаментальных понятий физики микромира. В истории открытия спина сочетаются смелая теоретическая идея и четкий — по замыслу и результатам — эксперимент.

В 1922 г. О.Штерн и В.Герлах, пропуская узкий пучок атомов водорода через неоднородное магнитное поле, обнаружили, что пучок расщепился на два, отклонившихся в противоположные стороны. Отсюда следовало, что эти атомы обладали магнитным моментом μ , имевшим две проекции на направление магнитного поля: $+\mu$ и $-\mu$. Величина этого магнитного момента оказалась равной магнетону Бора: $\mu = \mu_B = e\hbar/2m_e c$, где m_e — масса электрона, c — скорость света. В то же время орбитальный магнитный момент атомов пучка, обусловленный движением электронов относительно ядра, должен был быть равен нулю, поскольку эти атомы находились в сферически-симметричном S -состоянии. Откуда же появился наблюдаемый магнитный момент? Голландские физики Дж.Уленбек и С.Гаудсмит в 1925 г. высказали гипотезу, что электрон обладает собственным моментом количества движения s , имеющим две проекции ($+s$ и $-s$) и создающим соответствующий магнитный момент. Этот собственный механический момент и был назван спином¹.

Орбитальные моменты количества движения (угловые моменты) составляют целые числа l постоянных Планка $\hbar$ и имеют $2l + 1$ проекций $(l, (l - 1), \dots, (-l + 1), -l)$, соответствующие возможным ориентациям момента относительно любого выделенного направления в пространстве («пространственное квантование», открытое также Штерном и Герлахом). Поскольку спин электрона имел всего две проекции, Уленбек и Гаудсмит предположили, что величина спина $s = \hbar/2$, т.е. что он полуцелый (в единицах $\hbar$). Отношение собственного магнитного момента электрона к его спину:

$$\frac{\mu}{s} = \frac{e}{m_e c} . \quad (2.4)$$

Это вдвое больше соответствующего отношения для орбитальных моментов.

Помимо указанных экспериментальных фактов предположение Уленбека и Гаудсмита исходило также из особенностей некоторых оптических спектров, в частности из существования дублетов линий. Гипотезу Уленбека и Гаудсмита нельзя не признать смелой, потому что по классическим представлениям точечная частица, какой является электрон, не может иметь собственного момента количества движения (поэтому весьма

¹От английского «spin» — вращаться.

условна аналогия частицы, обладающей спином, с маленьким вращающимся волчком). Поначалу даже В. Паули не принял эту гипотезу. Однако в дальнейшем он же показал, что в квантовой механике спином могут обладать и точечные частицы. Из разработанного П. Дираком в 1928 г. релятивистского волнового уравнения электрона следовало существование его спина. В дальнейшем было установлено, что спином обладают и другие частицы.

Интересно отметить, что отношение магнитного и механических моментов, соответствующее (2.4), было получено еще в 1915 г. в опыте А. Эйнштейна и В. де Гааза, которые наблюдали закручивание свободно подвешенного ферромагнитного стержня при его намагничивании. После открытия спина электрона результат этого опыта стал понятным: при намагничивании ферромагнетика в соответствии с внешним магнитным полем ориентируются не орбитальные, а спиновые магнитные моменты — а значит, и спины. При этом возникает макроскопический вращательный момент всей совокупности спинов ферромагнетика. Поскольку общий момент количества движения системы должен сохраниться, стержень закручивается так, чтобы компенсировать вращательный момент, созданный поворотом спинов.

2.2. Космические лучи и физика частиц

Исследование космических лучей не только определило существенный этап в развитии физики частиц, но и до настоящего времени представляет интерес с точки зрения этой науки, поскольку позволяет получать некоторые сведения о процессах, происходящих при энергиях, пока недостижимых для ускорителей. В то же время физики, работающие на ускорителях, обычно бывают недостаточно осведомлены об исследованиях в области космических лучей. Поэтому мы сочли целесообразным рассказать о них несколько подробнее, чем это принято в книгах по физике частиц.

2.2.1. Открытие космического излучения

Неоднократно наблюдалось, что даже наилучшим образом изолированные электроскопы (приборы для обнаружения и измерения электрических зарядов) со временем теряют свой заряд. Возник вопрос: чем это вызвано? Напрашивалось предположение, что причина разрядки электроскопов кроется в радиоактивности земной коры, вызывающей ионизацию прилегающего слоя атмосферы. В таком случае следовало ожидать, что скорость разрядки электроскопа будет убывать при удалении от поверхности Земли (например, на вершине Эйфелевой башни). Этого, однако, не происходило, поэтому естественным становилось предположение, что

разрядку электроскопа вызывает также другое излучение, источник которого находится вне Земли.

Решающими для проверки этой гипотезы были измерения на большой высоте над поверхностью Земли. Их осуществили В. Гесс, впервые поднявший электроскоп с помощью воздушных шаров до высоты 5 км (1910–1913 гг.), а затем, с лучшей точностью, В. Кольхерстер на высоте 9 км. Оказалось, что интенсивность регистрируемого излучения значительно растет с высотой (например, на высоте 9 км она в 10 раз больше, чем у поверхности Земли).

Так было доказано существование нового, «высотного» излучения, приходящего на Землю откуда-то сверху.

Перед исследователями возникло множество вопросов. Прежде всего, откуда идет высотное излучение: возникает ли оно в верхних слоях атмосферы или приходит в земную атмосферу извне? Если верно последнее, то не исходит ли оно от Солнца?

Выяснилось, однако, что между интенсивностью этого излучения в дневное и ночное время нет существенного различия, и, следовательно, его основной источник не Солнце.

Дальнейшие опыты показали, что высотное излучение приходит из космоса (почему оно и было впоследствии названо космическим).

За открытие космических лучей Гесс в 1936 г. был удостоен Нобелевской премии.

Среди опытов, доказавших их внеземное происхождение, отметим проведенное позднее с помощью ионизационных камер исследование зависимости интенсивности космических лучей от широты места наблюдения. Оказалось, что вблизи экватора интенсивность космического излучения меньше, чем в полярной области. Различие составляет около 10 % на уровне моря и возрастает при измерениях на высоте. Это явление, названное широтным эффектом, свидетельствует об отклонении первичного космического излучения магнитным полем Земли за пределами земной атмосферы и, следовательно, о том, что это излучение приходит из мирового пространства и содержит значительную долю заряженных частиц.

В заданном месте земной поверхности интенсивность космических лучей подвержена небольшим колебаниям, выявленным их непрерывной регистрацией. Наибольшие из этих колебаний связаны с изменением атмосферного давления и температуры (барометрический эффект) и составляют не более нескольких процентов. Однако и после точного учета указанных эффектов остаются незначительные вариации интенсивности (не более десятых долей процента), как периодические (суточные, годовые), так и нерегулярные. Установлено, что усиление активности Солнца ведет к некоторому повышению интенсивности этого излучения.

Дальнейшее исследование космических лучей, имевшее целью выяснить их природу, состав и характер происходящих в них процессов, по-

требовало создания принципиально новых приборов и экспериментальных методов.

2.2.2. Счетчики Гейгера–Мюллера, камера Вильсона, ядерные фотоэмульсии

Счетчик Гейгера–Мюллера — газоразрядная трубка цилиндрической формы, которая при прохождении через нее ионизирующей частицы дает короткий (порядка 1 мкс) электрический сигнал. Счетчики Гейгера–Мюллера начали широко использоваться в исследованиях космических лучей после изобретения метода совпадений, позволяющего регистрировать одновременное (с точностью до разрешающей способности установки) прохождение частиц через разные счетчики. Простейшим прибором, использующим счетчики Гейгера–Мюллера, включенные на совпадение, является так называемый телескоп, изображенный на рис. 2.1.

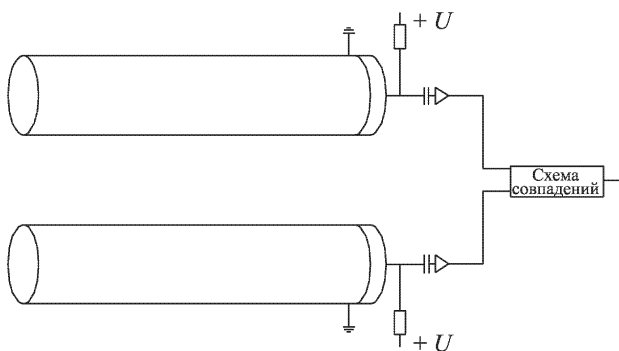


Рис. 2.1. Телескоп из двух счетчиков Гейгера–Мюллера

Дальше будут приведены схемы некоторых более сложных установок со счетчиками Гейгера–Мюллера.

Отметим сразу, что метод совпадений оказался чрезвычайно эффективным и явился основой сложнейших современных установок для экспериментов по физике частиц, использующих различные детекторы.

Вместе со схемами совпадений возможно также использовать схемы антисовпадений, дающие сигнал на выходе установки только при отсутствии сигнала в определенных счетчиках при наличии его в других, и схемы запаздывающих совпадений, регистрирующие заданный сдвиг во времени сигналов в одних счетчиках по отношению к другим.

Камера Вильсона позволяет фотографировать следы ионизирующих частиц в газе камеры. Эти следы возникают вследствие конденсации перенасыщенных паров на образованных частицами ионах и обозначают

траектории частиц в виде цепочки капелек жидкости¹. Перенасыщение паров в камере создается быстрым уменьшением давления. Время чувствительности камеры, когда она может регистрировать следы проходящих через нее частиц, составляет доли секунды. «Мертвое» время, в течение которого восстанавливается необходимое начальное состояние, — порядка минуты.

Камера Вильсона стала важнейшим прибором для исследования космических лучей после двух принципиальных усовершенствований. Первое из них — помещение камеры Вильсона в магнитное поле (Д. В. Скобельцын). В магнитном поле траектории заряженных частиц искривляются, что позволяет определять знак их электрического заряда и импульс. Последний определяется из соотношения $p = kH\rho$, где p — импульс частицы, H — напряженность магнитного поля, ρ — радиус кривизны траектории в плоскости, перпендикулярной магнитному полю, k — численный множитель, зависящий от системы единиц. Если импульс измерять в эВ/с, H — в гауссах, а ρ — в сантиметрах, то $k = 300$.

Вторым принципиальным усовершенствованием было создание камеры Вильсона, управляемой счетчиками (П. Блэкett и Дж. Оккалини). Отбор счетчиками событий, подлежащих регистрации в камере Вильсона, неизмеримо повысил эффективность камер².

Снимок, полученный с помощью камеры Вильсона в магнитном поле, позволяет непосредственно видеть картину зарегистрированного события и содержит большой объем информации о нем. Поэтому, как будет сказано ниже, иногда один удачный снимок позволял сделать важнейшее открытие.

Непосредственно (визуально) видеть следы заряженных частиц позволяют также толстослойные ядерные фотоэмульсии. Их действие основано на разложении содержащегося в эмульсии галоидного серебра вдоль траектории частиц под действием производимой ими ионизации. После проявления следы частиц видны в микроскоп как цепочки непрозрачных (черных) зерен. Наблюдаемые в камерах Вильсона, в толстослойных ядерных эмульсиях и другими методами следы ионизирующих частиц называют треками.

Создание толстослойных ядерных фотоэмульсий, способных регистрировать частицы минимальной ионизации, и их использование для исследования космических лучей относится уже к 50-м годам. Ядерные эмульсии обладают наилучшим, по сравнению со всеми остальными детекторами, пространственным разрешением (до 1 мк), позволяют восстановить картину исследуемого процесса. Однако эмульсии неуправляемы, они

¹«За создание метода визуального обнаружения траекторий электрически заряженных частиц» Вильсону в 1927 г. была присуждена Нобелевская премия.

²«За усовершенствование метода камеры Вильсона» и сделанные открытия Блэккетту в 1948 г. была присуждена Нобелевская премия.

имеют постоянную чувствительность, благодаря чему неизбежно фиксируют большое количество фоновых событий. Это делает просмотр фотоэмульсий весьма трудоемким.

Возможность проводить экспозиции в отсутствие экспериментаторов, незначительные размеры и вес фотоэмульсий позволили поднимать их с помощью шаров-зондов в верхние слои атмосферы.

С появлением искусственных спутников Земли за пределы земной атмосферы для изучения первичных космических лучей начали поднимать и существенно более сложные установки.

Ядерные фотоэмульсии находят некоторое применение также в ускорительных экспериментах по физике частиц.

Отсутствие возможности управления фотоэмульсией при этом частично компенсируется так называемой системой целеуказания: точные координатные детекторы указывают место в эмульсии, где должна находиться вершина события, зарегистрированного системой детекторов. Это существенно снижает объем подлежащей просмотру фотоэмульсии, а также дополняет информацию о наблюдаемом в эмульсии событии.

2.2.3. Первые исследования частиц в космических лучах

В 1927 г. Д. В. Скобельцын, изучая комптон-эффект с помощью камеры Вильсона в магнитном поле, обнаружил на некоторых фотографиях совершенно не искривленные следы частиц с ионизацией, как у однозарядных частиц больших энергий. Полагая, что это электроны, он оценил, что их энергия больше $2 \cdot 10^7$ эВ, т. е. значительно превосходит энергию частиц, испускаемых при радиоактивном распаде. Отсюда он сделал совершенно правильный вывод, что это частицы космических лучей. Эта работа Скобельцына была началом исследования частиц космических лучей, более того — она явилась началом физики высоких энергий.

Систематическое исследование космических лучей велось на разных высотах над уровнем моря (чаще всего в горах), а также под землей и под водой.

Важную информацию о составе космических лучей дало измерение их поглощения в атмосфере и в плотных веществах. На рис. 2.2 показана кривая поглощения частиц космических лучей в свинце, снятая с помо-

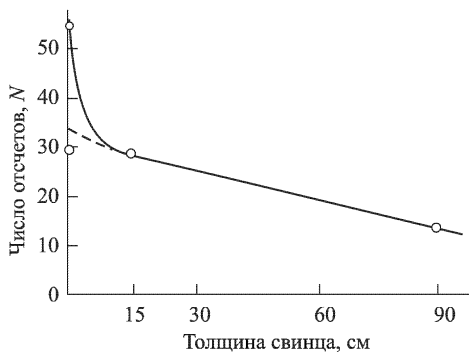


Рис. 2.2. Поглощение частиц космических лучей в свинце

щью телескопа, между счетчиками которого помещался поглотитель переменной толщины. Кривая разделяется на две четко различимые части: круто спадающий начальный участок (до толщины 8–10 см) и последующий пологий, который свидетельствует о наличии заряженных частиц большой проникающей способности. Два участка кривой поглощения соответствуют двум основным компонентам космических лучей, мягкой и жесткой. Интенсивности этих компонент по-разному зависят от высоты, поэтому соотношение между ними с высотой меняется. Дальнейшие исследования, о которых мы расскажем в 2.2.4, 2.2.5 и 2.2.6, позволили установить природу частиц, составляющих мягкую и жесткую компоненты.

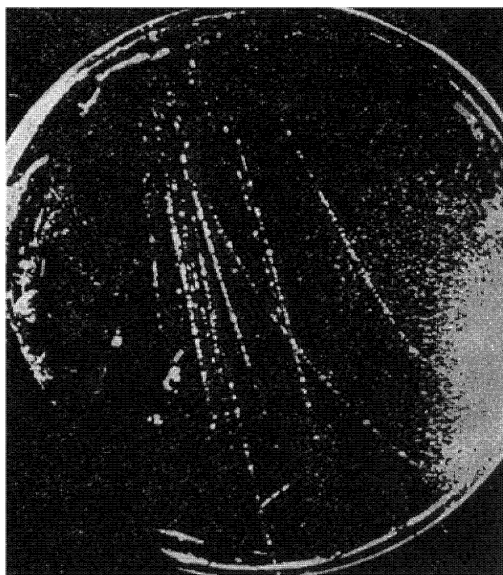


Рис. 2.3. Один из первых снимков ливня частиц космических лучей, полученный в камере Вильсона, помещенной в магнитное поле и управляемой счетчиками Гейгера–Мюллера. На оригинале снимка можно было обнаружить следы шестнадцати частиц (Блэкетт, 1933 г.)

В 1929 г. Скобельцын, продолжая исследования комптон-эффекта с помощью камеры Вильсона в магнитном поле, обратил внимание на то, что сравнительно часто на одной фотографии видны два или три следа частиц космических лучей. Оценив по формуле Пуассона¹ вероятность

¹Формула Пуассона применительно к данному случаю определяет вероятное число $N(n)$ фотографий, содержащих по n независимых частиц, при среднем числе таких частиц на одну фотографию $\bar{n}$ и полном числе фотографий N : $N(n) = N\bar{n}^n e^{-\bar{n}}/n!$

того, что это статистические флуктуации (т.е. случайные отклонения от среднего) числа независимых одиночных частиц, Скобельцын показал, что пары и тройки наблюдаются значительно чаще, т.е. что это не случайные совпадения, а значит, частицы в них не независимы. Таким образом было установлено существование ливней — групп одновременных частиц, «генетически» связанных между собой. В 1933 г. Блэккетт и Оккиалини (а затем и многие другие авторы) получили с помощью камеры Вильсона, управляемой несколькими счетчиками, фотографии ливней, состоящих из большого числа частиц. Пример такой фотографии приведен на рис. 2.3. Исследование ливней космических лучей проводилось и с помощью счетчиков. Б. Росси в 1933 г. обнаружил образование ливней в свинце с помощью установки, схема которой показана на рис. 2.4. Исследовалась зависимость числа совпадений разрядов в счетчиках от толщины размещенного над ними свинца. Полученная кривая («кривая Росси») приведена на том же рисунке. Число регистрируемых установкой ливней возрастает с увеличением толщины свинца до 1,5–2 см, а затем спадает. О механизме образования ливней будет рассказано в 2.2.5. Открытие ливней показало, что в космических лучах происходят процессы, не имеющие аналогов в области меньших энергий.

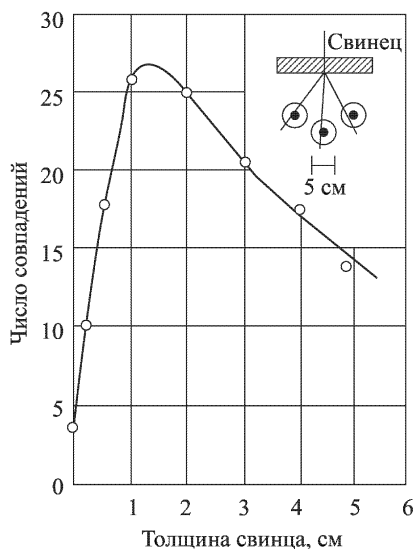


Рис. 2.4. «Кривая Росси» и схема установки для исследования ливней, образованных в свинце

2.2.4. Открытие позитрона

В 1932 г. К. Андерсон (Калифорнийский технологический институт), исследуя космические лучи с помощью камеры Вильсона в магнитном поле, обнаружил следы частиц с положительным зарядом и массой, существенно меньшей массы протона — единственной известной в то время положительной частицы. Таких следов на 1300 снимках он нашел 15. Решающая фотография, позволившая сделать вполне определенный вывод о природе этих частиц, приведена на рис. 2.5.

Эта фотография была бы вполне обычной, если бы ее перевернуть «вверх ногами». Тогда ее следовало бы интерпретировать как след отри-

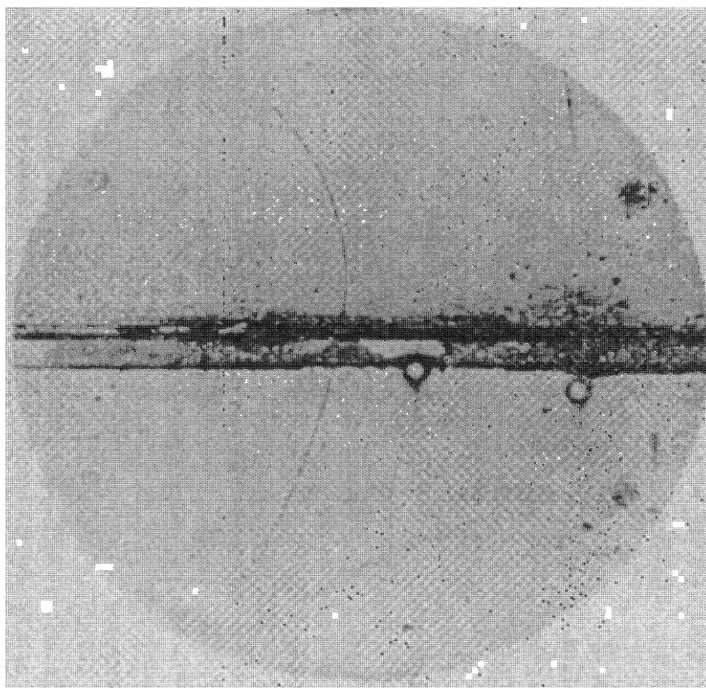


Рис. 2.5. Первый снимок следа позитрона в камере Вильсона (Андерсон, 1932 г.)

цательной легкой частицы (т.е. электрона) с импульсом 63 МэВ/с , двигавшейся сверху вниз и прошедшей через помещенную в камере свинцовую пластину толщиной 6 мм , после чего ее импульс уменьшился до 23 МэВ/с . Однако если снимок не переворачивать, то следует признать, что частица двигалась снизу вверх (что в космических лучах наблюдается весьма редко), а тогда знак ее электрического заряда, следующий из знака кривизны траектории, положительный. При этом длина пробега частицы в верхней половине камеры превышает пробег протона с той же кривизной траектории в заданном магнитном поле по крайней мере в 10 раз, откуда непосредственно следует, что масса частицы значительно меньше массы протона. Альтернативные интерпретации (например, что наблюдаемый след принадлежит двум электронам, случайно создавшим видимость одной частицы, прошедшей через пластину) были отвергнуты как невероятные.

Верхний предел возможной величины заряда частицы, определенный по потерям энергии при прохождении свинцовой пластины, а также по визуальной оцененной ионизации, соответствует заряду электрона. Если положительный заряд частицы равен заряду электрона, то величина по-

тери энергии при прохождении пластины ограничивает возможное значение ее массы двадцатью массами электрона. После тщательного анализа полученных данных Андерсон пришел к заключению, что обнаруженные им частицы — «положительно заряженные электроны», названные позитронами¹.

Теоретически существование положительно заряженного партнера электрона следовало из разработанного П. Дираком релятивистского волнового уравнения электрона (1928 г.), оказавшегося симметричным относительно знака электрического заряда. Первоначально Дирак предполагал, что партнером электрона является протон: другие частицы с положительным зарядом в то время были неизвестны. Однако затем, еще до открытия Андерсона, стало ясно, что этот партнер должен иметь ту же массу, что и электрон, и является антиэлектроном, который при столкновении с электроном должен аннигилировать, превращаясь в два или более фотона².

Так было введено понятие античастицы (Дирак, 1931 г.). Открытие позитрона имело фундаментальное значение: оно блестяще подтвердило теорию Дирака, став первым наблюдением античастицы. В 1933 г. аннигиляция электрона и позитрона в два фотона впервые наблюдалась экспериментально. Подробнее об античастицах будет рассказано в 8.2.

За открытие позитрона Андерсону в 1936 г. была присуждена Нобелевская премия.

2.2.5. Рождение пар и тормозное излучение.

Каскадные ливни

Из теории Дирака следовало, что наряду с аннигиляцией электрона и позитрона с образованием фотонов должен существовать и обратный процесс — рождение фотонами пары электрон–позитрон.

Впервые этот процесс наблюдали И. и Ф. Жолио-Кюри в 1933 г. с помощью камеры Вильсона в магнитном поле. Рождение пар e^+e^- фотонами с энергией $\hbar\nu \geq 2m_e = 1,02$ МэВ происходит в основном в кулоновском поле атомных ядер³.

При достаточно больших энергиях (≥ 100 МэВ в легком веществе и ≥ 10 МэВ — в тяжелом) рождение пар является основным процессом

¹ Следует отметить, что до Андерсона следы легких положительных частиц космических лучей, принадлежавшие, как можно было заключить впоследствии, позитронам, видели на снимках в камере Вильсона Блэккетт и Оккалини, а еще раньше Скобелевы. Однако они не решились опубликовать окончательный вывод.

² Образование одного фотона при аннигиляции свободных электрона и позитрона запрещено законом сохранения импульса; трехфотонная аннигиляция происходит существенно реже, чем двухфотонная.

³ Согласно законам сохранения энергии и импульса одиночный фотон не может сам превратиться в пару частица–античастица.

взаимодействия фотонов с веществом, определяющим их поглощение¹.

Вероятность рождения фотоном пары e^+e^- в веществе с атомным номером Z пропорциональна Z^2 . Она одинакова для разных веществ, если толщину определять в радиационных единицах длины X_0 . Для фотонов большой энергии вероятность пройти без поглощения в веществе путь $l = X_0$ составляет $\approx e^{-1}$.

Величины X_0 для некоторых веществ приведены в табл. 2.1.

Таблица 2.1

Величины X_0 для некоторых веществ

Вещество	X_0	
	г·см ⁻²	см
Воздух	36,66	30420 (20 °С, 1 атм)
Al	24,01	8,9
Fe	12,84	1,76
Pb	6,37	0,56

Фотон передает рождаемой паре почти всю свою энергию (ядро, в поле которого все это произошло, вследствие своей большой массы получает ничтожную долю энергии фотона) и перестает существовать.

Проследим теперь, что происходит с движущимися в веществе электронами и позитронами. Взаимодействуя с электронами вещества, они ионизируют его вдоль всего пути, затрачивая на это часть своей энергии. Если же их энергия достаточно велика по сравнению с выделяемой на ионизацию, то потери энергии обуславливаются в основном излучением фотонов. Этот процесс происходит при рассеянии или торможении частиц в электрических полях атомных ядер и называется тормозным излучением (так же называется и само это излучение). Квантовая теория процесса была разработана Х. Бете и В. Гайтлером (1934 г.). Интенсивность этого излучения пропорциональна квадрату ускорения частиц, а ускорение обратно пропорционально массе m , таким образом, интенсивность обратно пропорциональна m^2 . Поэтому тормозное излучение — процесс, характерный для самых легких заряженных частиц — электронов и позитронов. В веществе с атомным номером Z его интенсивность пропорциональна Z^2 . Велика вероятность образования в акте тормозного излучения фотонов, уносящих значительную долю энергии излучивших их электронов или позитронов. В среднем из-за тормозного излучения энергия этих частиц уменьшается в e раз на длине $l = X_0$, однако величина эта

¹При меньших энергиях доминирующим становится комптоновское рассеяние фотонов электронами, а при еще меньших — фотоэффект.

сильно флуктуирует. При уменьшении энергии до величины E_0 , называемой критической, радиационные потери сравниваются с ионизационными.

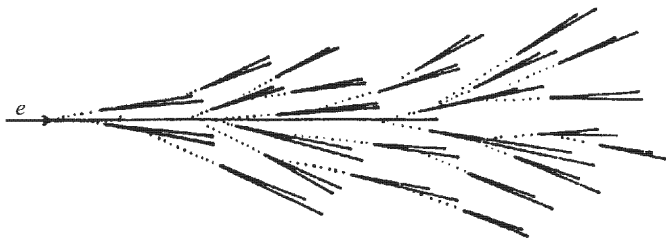


Рис. 2.6. Схема развития каскадного ливня из электронов, позитронов и фотонов

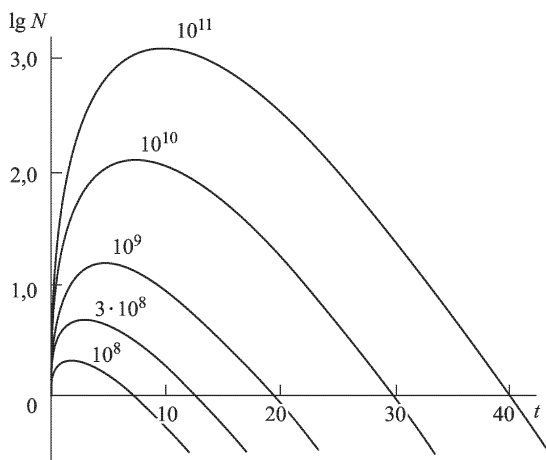


Рис. 2.7. Каскадные кривые для свинца: N — число заряженных частиц в ливне, $t = l/X_0$ — толщина слоя в радиационных единицах. Начальные энергии электронов указаны в электронвольтах

Испускание электронами и позитронами фотонов и рождение фотонами пар e^+e^- ведет к возникновению лавинного процесса — нарастания числа частиц за счет уменьшения их энергии в чередующихся последовательных актах тормозного излучения и рождения пар. Таким образом возникают каскадные ливни, обусловленные электромагнитными процессами и состоящие из электронов, позитронов и фотонов. Эти частицы составляют мягкую компоненту космических лучей. Приблизительно можно считать, что в среднем образование электроном или позитроном фотона,

уносящего значительную долю их энергии, и рождение e^+e^- -пары фотоном происходят на пути $l \approx X_0$. Когда энергия заряженных частиц в ливне станет меньше критической, они теряют энергию уже только на ионизацию среды, пока не остановятся. Позитроны при этом аннигилируют с электронами вещества. Схема развития электромагнитного каскадного ливня представлена на рис. 2.6. На рис. 2.7 приведены рассчитанные для свинца кривые зависимости числа заряженных частиц в ливне N от глубины l/X_0 при различных начальных энергиях электронов.

Теперь легко объяснить «кривую России» (рис. 2.4). Критическая энергия в свинце $E_0^{\text{Pb}} \approx 7$ МэВ, в воздухе $E_0^{\text{Air}} \approx 75$ МэВ. Поэтому частицы с энергией $E_0^{\text{Air}} > E > E_0^{\text{Pb}}$, которые в воздухе уже не могут размножаться, создают в свинце каскадные ливни.

В процессе развития электромагнитного ливня его поперечные размеры растут вследствие многократного (кулоновского) рассеяния электронов в веществе.

Образование e^+e^- -пар и тормозное излучение — чисто квантовые процессы, не имеющие аналогов в классической физике. Электромагнитные процессы на квантовом уровне блестяще описываются квантовой электродинамикой (КЭД), являющейся в настоящее время наиболее завершенным разделом теоретической физики. В КЭД с рекордной точностью рассчитываются численные значения физических величин: для некоторых они совпадают с экспериментально измеренными значениями вплоть до двенадцатого знака!

Дальнейшие исследования показали, что основные процессы в космических лучах не сводятся к электромагнитным взаимодействиям.

2.2.6. Открытие мюона

Большинство методов детектирования заряженных частиц основано на их свойстве ионизировать атомы среды, оставляя на своем пути след в виде цепочки ионов. Ионизация происходит при взаимодействии частицы с атомарными электронами, когда последние получают энергию, большую их энергии связи в атоме. Если электронам передана меньшая энергия, то происходит возбуждение атомов. Отношение долей энергии ионизирующей частицы, затрачиваемых на ионизацию и возбуждение атомов, для каждого вещества практически постоянно. Ионизационными потерями энергии частиц dE/dx принято называть общие затраты энергии как непосредственно на ионизацию, так и на возбуждение атомов¹. Число

¹Потери энергии на эти два неразрывно связанных процесса называют также «потерями энергии на столкновения». Понятием «столкновение» в этом случае обозначают электромагнитное взаимодействие частиц.

MEAN RANGE AND ENERGY LOSS

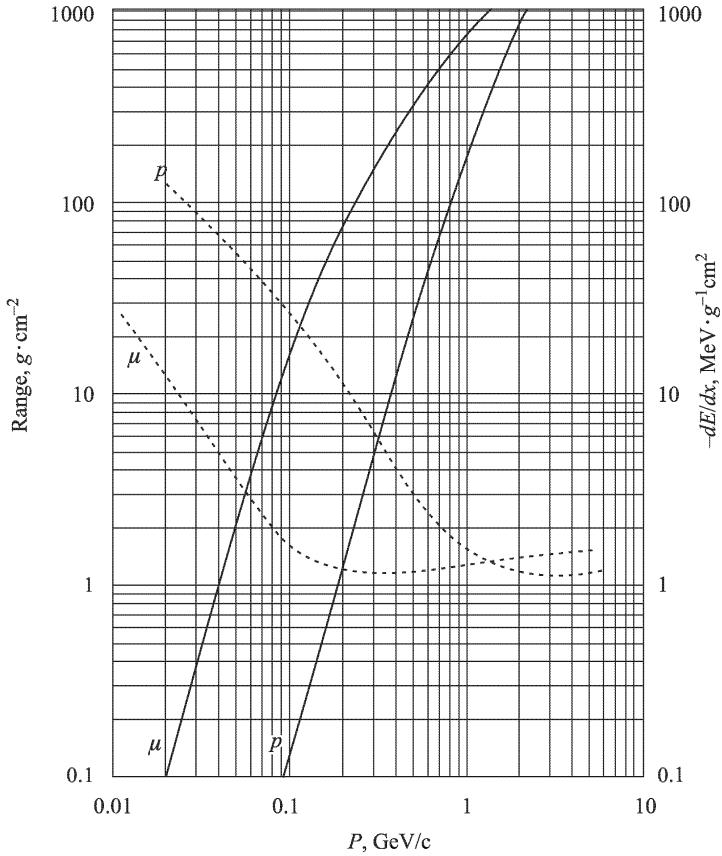


Рис. 2.8. Ионизационные потери энергии dE/dx (штриховые линии) и пробеги в свинце (сплошные линии) для мюонов и протонов (по данным Review of Particle Physics (RPP), Phys. Rev. D. 1996. V. 54. No. 1)

образуемых пар ионов n пропорционально dE/dx :

$$-\frac{dE}{dx}dx = kn dx,$$

где коэффициент k — средняя энергия, затрачиваемая при образовании одной пары ионов в данном веществе; dx — толщина слоя вещества. Величина dE/dx определяется в основном скоростью частицы $\beta = v/c$. Ионизационные потери энергии минимальны при $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2} \approx 3-4$, резко возрастают с уменьшением скорости (в нерелятивистской обла-

сти), а с увеличением γ медленно растут. Поскольку скорости частиц с одинаковыми импульсами, но разными массами различны, то различаются и их ионизационные потери энергии, особенно в нерелятивистской области. На рис. 2.8 показана зависимость от импульса величин dE/dx для мюонов (частиц с массой 106 МэВ, о которых пойдет речь немного дальше) и протонов (масса 938 МэВ). Приведенные кривые рассчитаны для свинца, однако различие ионизационных потерь энергии в разных веществах незначительно. В минимуме кривой эти потери для однозарядных частиц от электрона до протона в большинстве элементов составляют $1\text{--}2 \text{ МэВ}\cdot\text{г}\cdot\text{см}^{-2}$ и только в водороде $4,12 \text{ МэВ}\cdot\text{г}\cdot\text{см}^{-2}$. На рис. 2.8 приведены также пробеги мюона и протона в свинце в зависимости от их импульса. В более легких веществах, где величина dE/dx немного больше, пробег (в $\text{г}\cdot\text{см}^{-2}$) соответственно немного меньше. Рис. 2.8 наглядно показывает, что ионизация и пробег частиц при заданном импульсе существенно зависят от их массы. Эти зависимости используются для определения масс частиц.

В 1937 г. К. Андерсон и С. Неддермейер с помощью управляемой камеры Вильсона в магнитном поле изучали потери энергии частиц космических лучей в платиновой пластине толщиной 1 см, помещенной внутри камеры. Эти потери определялись по изменению кривизны следа частиц при прохождении пластины¹.

По величине потерь энергии частицы разделились на два класса. Одни теряли в пластине почти всю энергию, другие — лишь незначительную ее часть. При этом первые шли в сопровождении других частиц или сами создавали ливни, вторые же были одиночными. Первые по свойствам соответствовали электронам и позитронам, вторые были частицами большей массы, поскольку они при тех же импульсах не излучали тормозных фотонов. В то же время ионизация, вызванная в газе камеры проникающими частицами, была много меньше, чем вызываемая протонами того же импульса, а это означало, что и масса их меньше. К тому же эти частицы были как положительными, так и отрицательными. Таким образом была исключена возможность, что наблюдаемые проникающие частицы — протоны. И авторы пришли к выводу, что существуют частицы с массой, промежуточной между массами электрона и протона, и единичным зарядом обоих знаков. К аналогичным заключениям пришли в том же году Дж. Стрит и И. Стивенсон, изучавшие проникающую компоненту космических лучей также с помощью камеры Вильсона в магнитном поле. Массу частиц они определяли по импульсу и ионизации, а поскольку зависи-

¹Кривизна траектории частицы в магнитном поле непосредственно определяет ее импульс p . Поскольку энергия E частицы массы m связана с импульсом соотношением $E = \sqrt{(pc)^2 + (mc^2)^2}$, в релятивистской области, где $pc \gg mc^2$, $E \approx pc$. В области наблюдавшихся в камере импульсов в сотни МэВ/с это является хорошим приближением для электронов и позитронов.

мость ионизации от массы частиц резко возрастает в конце их пробега, то система управления камерой отбирала события, когда проникающая частица вошла в камеру, но не вышла из нее. Схема установки приведена на рис. 2.9. Счетчики телескопа 1, 2 и 3, выделявшие падающие на камеру частицы, были включены в схему совпадений, а счетчики 4 в схему антисовпадений.

Неддермейер и Андерсон в 1938 г. получили наиболее четкое доказательство существования частицы промежуточной массы и измерили эту массу. В камере Вильсона, внутри которой был размещен один из управляющих счетчиков, они сфотографировали событие, приведенное на рис. 2.10. На снимке виден след частицы, двигавшейся сверху вниз, потерявшей в стенках счетчика почти всю энергию и остановившейся в газе камеры. Фотография позволяла определить массу частицы четырьмя способами: а) по импульсу и ионизации в верхней части камеры, б) то же в нижней части камеры, в) по импульсу и пробегу под счетчиком, г) по начальному импульсу и полному пробегу. Величины массы, полученные разными способами, соответствовали друг другу, но наиболее точным был последний из указанных способов. Масса частицы оказалась равной примерно 200 массам электрона¹. Эта частица первоначально была названа мезотроном, а впоследствии — мюоном (символ μ). О причинах этого переименования мы расскажем в 2.2.7, а пока будем придерживаться первоначального наименования.

Существование частиц с массой, промежуточной между массами электрона и протона, предсказал в 1935 г. Х. Юкава. Его теория основана на представлении, что ядерные силы обусловлены обменом некоторыми частицами (как электромагнитные взаимодействия — обменом фотонами), а тогда для ограничения радиуса действия ядерных сил обмениваемые частицы должны иметь массу. Величину этой массы можно оценить исходя из соотношения неопределенностей $\delta p \cdot \delta q \approx \hbar$, где δp и δq — неопределенности в величинах импульса и координат частицы при их одновременном измерении, а $\hbar$ — постоянная Планка, основная константа квантовой физики. Полагая, что δq соответствует радиусу действия ядерных сил r_0 , а

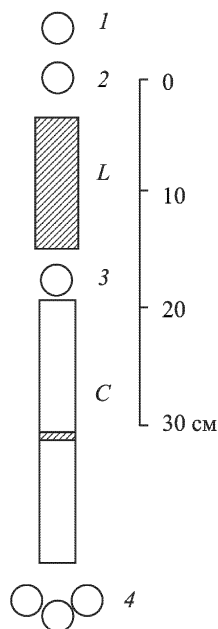


Рис. 2.9. Схема установки Стрита и Стивенсона для исследования проникающих частиц космических лучей (1937 г.): L — свинец; C — камера Вильсона

¹Современные значения масс и других параметров частиц приведены в Приложении III.

$\delta p \approx p = mc$, Юкава получил соотношение

$$r_0 mc \approx \hbar \text{ или } m \approx (\hbar/r_0 c). \quad (2.5)$$

При $r_0 = 10^{-13}$ см $m \approx 300m_e$, где m_e — масса электрона.

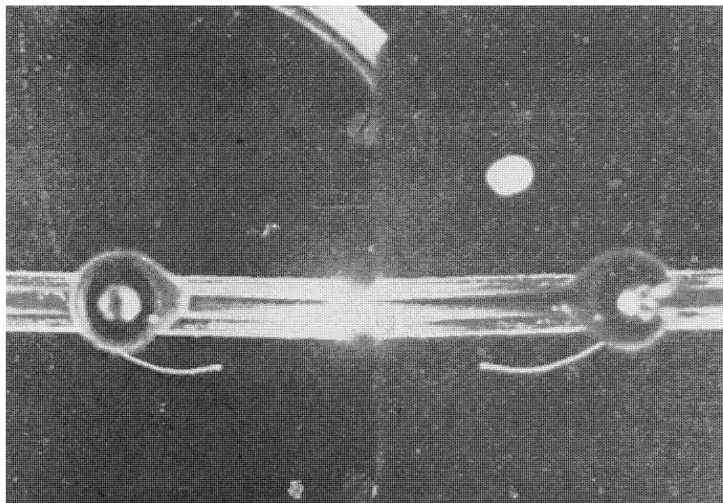


Рис. 2.10. Фотография, доказавшая существование частиц промежуточной массы. (Камера Вильсона в магнитном поле. Андерсон и Неддермейер, 1938 г.)

Естественно, что после открытия мезотронов их отождествили с частицами Юкавы. О том, насколько свойства мезотронов оказались соответствующими такому представлению, будет рассказано в 2.2.8.

Соотношение (2.5), устанавливающее связь между эффективным радиусом обменного взаимодействия и массой обмениваемых в этом взаимодействии частиц, имеет фундаментальное значение (см. 10.1).

2.2.7. Измерение времени жизни мюона

Исследование проникающей компоненты космических лучей показало, что она сильнее поглощается в атмосфере, чем в равных по массе слоях плотного вещества. Аномальное поглощение в атмосфере свидетельствовало о том, что частицы проникающей компоненты нестабильны и могут на лету распадаться. Распадом этих частиц можно было также объяснить большее убывание их интенсивности при увеличении угла с вертикалью, чем ожидаемое в случае, если бы поглощение в атмосфере определялось только массой пройденного слоя воздуха. В экспериментах по аномальному поглощению проникающих частиц (при одновременном измерении их энергии по пробегу в свинце) Росси в 1942 г.

получил для среднего времени их жизни значение $\tau_\mu = (2,5 \pm 0,2) \times 10^{-6}$ с. (Распад нестабильных частиц происходит по экспоненциальному закону: $N_t = N_0 e^{-t/\tau}$, где N_0 — начальное число частиц; N_t — число частиц в момент времени t ; τ — среднее время жизни.) Непосредственно распады мезотронов наблюдались в камерах Вильсона. На некоторых фотографиях было видно, что из конца следа мезотрона, остановившегося в газе камеры, исходит след другой, более легкой частицы (позитрона или электрона). Первое прямое измерение времени жизни мезотронов осуществил в 1941 г. Ф. Разетти. Схема его установки показана на рис. 2.11. Счетчики A , B , C и D были включены в схему совпадений, а счетчики F — в схему антисовпадений. Таким образом, эта система счетчиков преимущественно регистрировала проникающие частицы, остановившиеся в поглотителе. Счетчики G , включенные также на антисовпадения, служили для уменьшения влияния боковых ливней. Счетчики E , окружавшие поглотитель, предназначались для регистрации частиц, возникающих при распаде остановившихся мезотронов. Эти счетчики были включены с системой счетчиков ($ABCD-F-G$) в три схемы совпадений, имевшие разные разрешающие времена (1, 2 и 15 мкс). С увеличением разрешающего времени число отсчетов, с поправкой на случайные совпадения, увеличивалось, что доказывало существование запаздывающих срабатываний счетчиков E . Из соотношения числа отсчетов в трех временных интервалах Разетти определил величину τ_μ : $\tau_\mu = 1,5 \cdot 10^{-6}$ с.

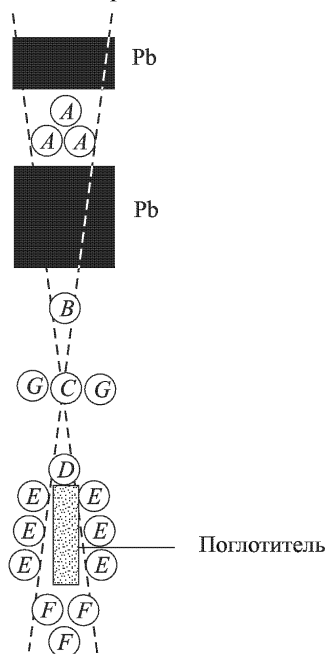


Рис. 2.11. Схема установки Разетти для измерения времени жизни мюонов

В последующем эксперименте Росси и Нересона запаздывание срабатываний счетчиков, регистрирующих распадные частицы, измерялось непосредственно электронной схемой. Результат этого эксперимента: $\tau_\mu = (2,15 \pm 0,1) \cdot 10^{-6}$ с.

Распад мюона, как и β -распад ядер, — процесс, вызванный слабым взаимодействием и определяемый универсальной константой этого взаимодействия G_F («константой Ферми»)¹. Точность измерения времени

¹Об общих характеристиках слабого взаимодействия будет рассказано в 3.1, о его природе — в 10.1.

жизни мюона τ_μ связана с точностью определения величины этой константы. Поэтому измерения τ_μ продолжались с возрастающей точностью в экспериментах на ускорителях.

2.2.8. Открытие пиона

Если бы мезотроны были частицами Юкавы, они должны были бы сильно взаимодействовать с атомными ядрами. При этом поведение остановившихся в веществе положительных и отрицательных мезотронов было бы различным. Положительные в конце своего пробега распадались бы, так как вследствие электрического отталкивания они бы не захватывались ядрами. Отрицательные же мезотроны, потеряв при торможении в веществе свою скорость, сначала захватывались бы атомами на орбиты, подобные орбитам электронов, но с радиусом, меньшим в отношении масс m_e/m_μ , а затем поглощались бы ядром. Время пребывания отрицательного мезотрона на орбите до захвата его ядром увеличивается при уменьшении атомного номера ядра Z , однако даже для самых легких ядер это время должно быть меньше времени жизни мезотрона $\tau_\mu = 2 \cdot 10^{-6}$ с. Таким образом, остановившиеся отрицательные мезотроны, будь они частицами Юкавы, в большинстве случаев захватывались бы ядрами, даже легкими, и не распадались.

М. Конверси, Э. Панчини и О. Пиччиони в 1946 г. исследовали распады остановившихся проникающих частиц, определяя одновременно знак их заряда. В использовавшейся ими установке с помощью магнитов отбирались либо положительные, либо отрицательные частицы, распад которых после остановки в поглотителе регистрировался по запаздывающим совпадениям. Сначала в качестве поглотителя использовалось железо — и результат соответствовал ожидаемому: положительные частицы распадались, отрицательные — нет. Но когда вместо железа поставили углерод, то обнаружилось, что отрицательные частицы тоже распадаются, что явно противоречило представлению о мезотронах как о частицах Юкавы. Этот результат был подтвержден в ряде последующих экспериментов. Возникла парадоксальная ситуация: единственные известные частицы, которые, казалось, было возможным отождествить с частицами Юкавы, не обладали их основным свойством¹.

Парадокс был разрешен в 1947 г. исследованиями С. Пауэлла и его коллег («бристольская группа»), использовавших ядерные фотоэмульсии. В экспонированных в горах на высотах до 5 500 м эмульсиях они обнаружили 40 событий, в которых частицы промежуточной массы, остановив-

¹ На слабость ядерного взаимодействия проникающих частиц космических лучей указывала и их большая проникающая способность, однако это обстоятельство первоначально недостаточно учитывалось. Возможно, что причиной этого была убежденность в том, что мезотрон — частица Юкавы.

шись, распадались, образуя вторичные частицы с массой приблизительно в полтора раза меньшей.

Эти два типа частиц авторы называли соответственно π -мезоном и μ -мезоном. В 11 случаях распадов π -мезонов μ -мезоны также останавливались в эмульсии и их пробег был всегда одинаковым (≈ 600 мк). Это показывало, что все μ -мезоны, образовавшиеся при распаде остановившихся π -мезонов, имеют одинаковую энергию, а отсюда следовало, что π -мезоны распадаются всего на две частицы: μ -мезон и нейтральную частицу, невидимую в эмульсии¹.

В дальнейших исследованиях, выполненных с высокочувствительными фотоэмульсиями, которые позволяли регистрировать частицы минимальной ионизации, Пауэлл и другие наблюдали распады как π -мезона, так и рожденного им μ -мезона, который, распадаясь, образовывал электрон². Пример обнаруженной в фотоэмульсии цепочки распадов $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ представлен на рис. 2.12. Распад μ -мезона с образованием электрона позволил отождествить его с проникающими частицами космических лучей,

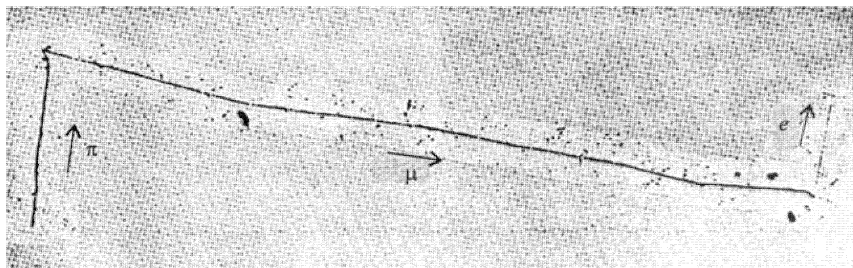


Рис. 2.12. Распад $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$, зарегистрированный в фотоэмульсии

распадающимися за время $\approx 2 \cdot 10^{-6}$ с и не испытывающими ядерных взаимодействий.

Последнее свойство показывает, что они не относятся к мезонам³ и обладают, несмотря на значительное различие масс, сходством с электронами. В дальнейшем их стали называть мюонами. Как было установлено впоследствии, мюон распадается на три частицы, образуя помимо

¹ Позднее было установлено, что этой невидимой частицей является нейтрино. Сумма импульсов двух частиц, возникших при распаде остановившегося π -мезона (импульс $p_\pi = 0$), равна нулю, т. е. импульсы этих частиц равны по величине и направлены в противоположные стороны.

² Слово «электрон» употребляется как в узком смысле, означая частицу с отрицательным зарядом (e^-), так и в обобщенном — для обозначения не только собственно электрона (e^-), но и позитрона (e^+). В данном случае это собирательное понятие.

³ Для мезонов это взаимодействие является необходимым признаком (о понятии «мезон» см. 3.1).

электрона два нейтрино. Подробнее об этом см. 9.2. «Частицами Юкавы» оказались π -мезоны (часто называемые также пионами) — их масса $m_\pi \approx 270m_e$ и они активно взаимодействуют с ядрами: остановившиеся отрицательно заряженные π -мезоны захватываются даже легкими ядрами и передают им свою энергию, вызывая «взрыв» этих ядер. Такие взрывы, видимые в ядерной фотоэмульсии, называют «звездами» (рис. 2.13). А π^+ -мезоны, остановившись, распадаются.

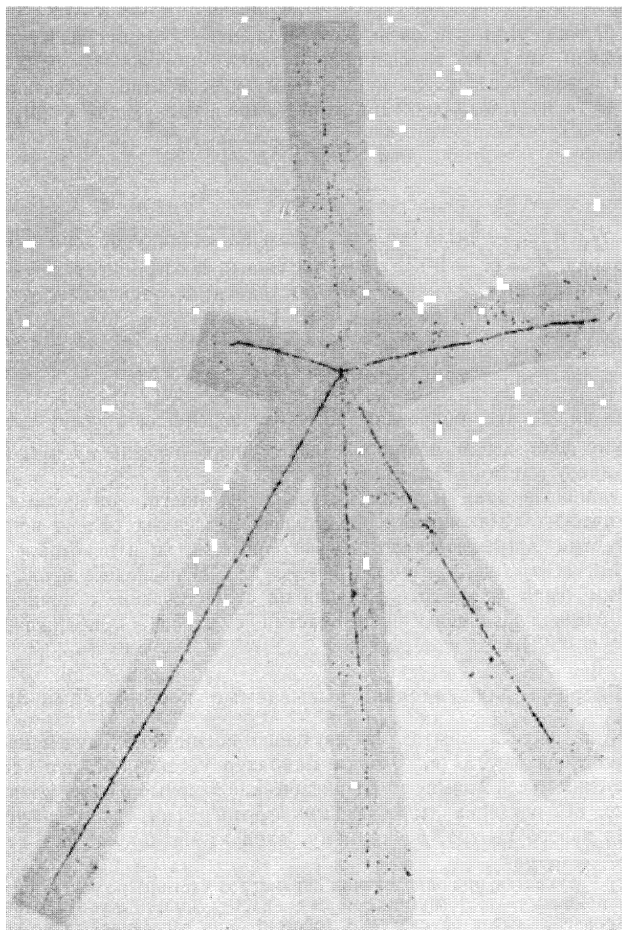


Рис. 2.13. Захват π^- -мезона ядром с образованием «звезды», зарегистрированный в фотоэмульсии (микрофотография)

За развитие метода ядерных фотоэмульсий и открытие π -мезона Пауэллу в 1950 г. была присуждена Нобелевская премия.

По современным измерениям, среднее время жизни заряженных пионов $\tau_{\pi^{\pm}} = (2,6033 \pm 0,0005) \cdot 10^{-8}$ с, а масса $m_{\pi^{\pm}} = (139,56995 \pm 0,00035)$ МэВ.

2.2.9. Открытие V^0 -частиц

После окончания второй мировой войны начался стремительный взлет научных исследований, особенно заметный в странах Европы. Интенсивно велись и эксперименты по изучению космических лучей. В большом по тем временам потоке получаемой в этих экспериментах информации был ряд наблюдений ранее неизвестных, а часто и необычных, частиц и процессов.

Вскоре после открытия π -мезонов, которое, как тогда многим казалось, решило вопрос о составе космических лучей, в том же 1947 г. английские физики Дж. Рочестер и К. Батлер обнаружили с помощью камеры Вильсона частицы нового типа. На одной из полученных ими фотографий (рис. 2.14) видны две заряженные частицы, исходящие из одной

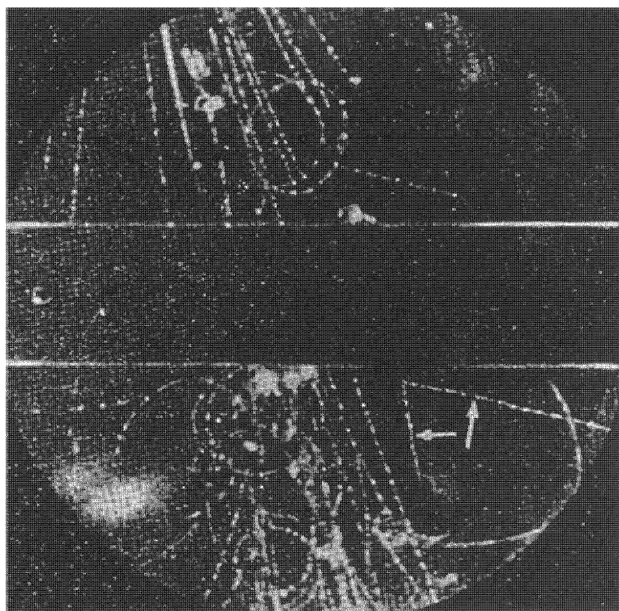


Рис. 2.14. Первый снимок V^0 -частицы (Рочестер и Батлер, 1947 г.)

точки в газе камеры. Тщательный анализ показал, что это событие не может быть результатом ядерного взаимодействия в газе, а является распадом неизвестной нейтральной частицы с массой в пределах 770–1600 МэВ на

положительную и отрицательную. Следы этих частиц образуют как бы перевернутую букву V , поэтому события с такой топологией, которых потом наблюдали множество, стали называть V^0 .

Впоследствии установили, что существуют два типа V^0 -частиц (современные обозначения Λ и K^0). Их распады на две заряженные частицы происходят по каналам $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$ и $K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ ¹.

Свойства вновь открытых частиц оказались столь необычными, что их назвали «странными».

Существуют не только нейтральные странные частицы, но и заряженные. Они также были впервые наблюдаемы Рочестером и Батлером.

Характерный признак, по которому их обнаружили, — распады, видимые в камере Вильсона в виде излома следа.

Интенсивные поиски новых нестабильных частиц, нейтральных и заряженных, обнаружили широкое разнообразие их распадов. Среди образованных в этих распадах заряженных вторичных частиц находили протоны, пионы, мюоны; в распадах заряженных частиц с одной видимой заряженной вторичной, очевидно, образуются также невидимые нейтральные. Был обнаружен распад заряженной частицы на три.

Систематизировать эти события, разобраться, принадлежат различные распады одним и тем же первичным частицам или разным, было очень непросто. Поэтому первоначально было введено много различных обозначений для этих частиц, зачастую относящихся, как было установлено впоследствии, к различным распадам одной и той же первичной.

Самым трудным случаем, который был назван «загадкой $\tau-\theta$ », оказалось выяснение идентичности первичных частиц, распадающихся в конечные состояния, которые, по тогдашним представлениям, не могли быть результатом распада одной и той же первичной. Об этом, как и вообще о странных частицах, будет рассказано в 5.2.

Странные частицы, как и π -мезоны, были открыты в космических лучах, но их систематическое исследование осуществлялось уже с помощью ускорителей высоких энергий.

2.2.10. Первичная компонента и барионная асимметрия Вселенной

В исследовании состава первичных космических лучей важную роль сыграли ядерные фотоэмульсии, поднятые на шарах-зондах до высоты около 30 км. С созданием искусственных спутников Земли первичную компоненту стали изучать уже за пределами земной атмосферы, используя довольно сложные установки.

¹ В записи процессов распада обычно опускают знак $+$ и указанные распады представляют в виде $\Lambda \rightarrow p\pi^-$, $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$.

Более 90 % частиц первичной компоненты составляют протоны, примерно 7 % — α -частицы, около 1 % — более тяжелые ядра (наблюдались даже ядра урана).

По сравнению со средней распространенностью химических элементов во Вселенной в первичной компоненте немного больше ядер с $Z \geq 10$ (это связано с механизмом ускорения частиц космических лучей) и немного меньше ядер Li, Be, B (что объясняется их выгоранием в результате термоядерных реакций в звездах).

В первичных космических лучах содержится также около 1 % электронов и позитронов и незначительное количество фотонов. Из космоса приходят и нейтрино высоких энергий (см. 13.3).

Важнейшее значение имело определение знака электрического заряда первичных космических лучей. Анализатором служило магнитное поле Земли, которое отклоняет вертикально падающие положительные частицы к востоку, а отрицательные — к западу. Первоначальный эксперимент не обнаружил различия в величине потока частиц с востока и с запада, что могло интерпретироваться как приблизительное равенство количества положительных и отрицательных первичных частиц.

В 1949 г. советские физики С. Н. Вернов, Н. Л. Григоров и др. исследовали восточно-западную асимметрию потока первичных частиц на больших высотах в районе геомагнитного экватора, где этот эффект должен быть максимальным. Измерения проводились с помощью поднятого на шарах-зондах телескопа из счетчиков, наклоненного на угол 60° . Телескоп сохранял определенную азимутальную ориентацию (по Солнцу, с поправкой на изменение его азимута), периодически меняя ее на противоположную. В этом эксперименте было установлено существование значительной восточно-западной асимметрии, показывающей, что положительных первичных частиц существенно больше, чем отрицательных. Этот результат имеет принципиальное значение: практическое отсутствие в составе первичной компоненты антипротонов и антиядер свидетельствует о так называемой барионной асимметрии Вселенной, т. е. о том, что в доступной для исследования части Вселенной количество вещества неизмеримо больше, чем антивещества (если последнее вообще имеется). Вопросы, связанные с барионной асимметрией, мы обсудим в 6.3 и 13.1.

2.2.11. Ядерные процессы высоких энергий в космических лучах

Вернемся по времени немного назад. В 1938 г. В. Гейзенберг и Л. Эйлер в обзорной работе «К теории космического излучения» изложили господствовавшую тогда концепцию, согласно которой картину явлений в космических лучах определяют электромагнитные процессы (в то время

предполагали, что первичная компонента состоит из электронов и позитронов). Было известно, что в космических лучах происходят и ядерные реакции, но роль их представлялась несущественной.

Ливни частиц космических лучей рассматривались как электронно-фотонные каскады, образованные либо непосредственно частицами мягкой компоненты, либо частицами жесткой компоненты, выбившими из атомов электроны, которые далее образовывали каскадные ливни. Экспериментальные данные, полученные на высотах, близких к уровню моря, не противоречили такому представлению.

Однако постепенно накапливались указания на существование ливней иной природы. На некоторых снимках в камере Вильсона были видны ливни из сравнительно большого числа частиц, возникших в тонких пластинках. Вероятность, что в таких пластинках мог развиваться каскадный электронно-фотонный ливень, была мала, поэтому эти события были восприняты как указание на то, что существуют ливни взрывного типа, образующиеся в одном акте.

Было также установлено, прежде всего в цикле работ венгерского физика Л. Яноши, образование «проникающих ливней», т. е. групп частиц, проникающих через значительные толщи свинца, которые, следовательно, не могли быть электронами.

Необычные ливни были обнаружены в 1945–1946 гг. на высотах гор (до 4800 м) в памирских экспедициях Физического института им. П. Н. Лебедева АН СССР. В экспериментах, осуществленных под руководством В. И. Векслера одним из авторов этой книги (А. Л.) с участием других сотрудников экспедиции, наблюдались ливни под толстым слоем свинца, которые не могли быть генерированы ни мягкой компонентой, полностью поглощавшейся в этом свинце, ни частицами жесткой компоненты, поскольку число таких ливней росло с высотой существенно быстрее этой компоненты (приблизительно так же, как растет число ядерных процессов небольших энергий). Последнее обстоятельство, а также некоторые другие данные, полученные при исследовании этих ливней, привели к заключению, что они образуются в ядерных взаимодействиях при высоких энергиях.

Было также установлено, что частицы, генерирующие указанные ливни, поглощаются в атмосфере сильнее, чем в эквивалентных слоях плотного вещества. Это свидетельствовало о наличии среди них неизвестных в то время нестабильных частиц, участвующих в ядерных процессах (в следующем году С. Пауэлл и его коллеги открыли π -мезон).

Было показано, что в состав обнаруженных ливней входят частицы, способные создавать как вторичные ливни такого же рода, так и электронно-фотонную компоненту (поэтому они были названы электронно-

ядерными ливнями)¹. После открытия заряженных π -мезонов, а затем и π^0 -мезонов, распадающихся на два фотона (см. 2.3.3), стало возможным интерпретировать электронно-ядерные ливни как взаимодействия с ядрами частиц высоких энергий, при которых происходит множественное рождение частиц, в основном π -мезонов (а также развал ядра).

Этот процесс наблюдается при энергиях генерирующих частиц выше нескольких ГэВ. С помощью ускорителей такие энергии были достигнуты лишь спустя ряд лет после открытия и исследования электронно-ядерных ливней и создания теоретических моделей процессов множественного рождения.

Открытие электронно-ядерных ливней позволило понять общую схему процессов, происходящих в космических лучах, и определяющую роль в них ядерных взаимодействий высоких энергий. Первичные частицы образуют в верхних слоях атмосферы электронно-ядерные ливни (при этом они теряют в одном акте взаимодействия лишь часть своей энергии, сохраняя способность создавать последовательно еще некоторое количество таких ливней). Заряженные π -мезоны, рожденные в этих процессах, либо создают вторичные электронно-ядерные ливни, участвуя в образовании каскада ядерных взаимодействий высоких энергий, либо распадаются, создавая мюоны, т. е. частицы жесткой компоненты, а также нейтрино. π^0 -мезоны, распадаясь, дают начало электронно-фотонным каскадам, образующим мягкую компоненту. Вблизи уровня моря ядерные каскады практически иссякают, а энергия и интенсивность электронно-фотонной компоненты значительно ослабевают. В то же время мюоны проникают в глубь земли (или воды) на много метров, а нейтрино проходят сквозь всю толщу земного шара, почти не поглощаясь.

Наглядное представление о том, как выглядят электронно-ядерные ливни, дают фотографии, полученные с помощью управляемых камер Вильсона с помещенными внутри металлическими пластинами (рис. 2.15). В этих пластинах электроны и фотоны образуют каскадные ливни, а ядерно-взаимодействующие частицы могут создать вторичные электронно-ядерные ливни.

Вершины таких ливней лучше видны в ядерной фотоэмульсии (рис. 2.16). На приведенной микрофотографии видно, как в направлении движения первичной частицы вылетает пучок быстрых вторичных частиц, а из ядра в разные стороны вылетают частицы меньших энергий и осколки.

Как показал Г. Т. Зацепин, ядерно-каскадный процесс объясняет также основные черты широких атмосферных ливней (которые ранее представляли себе как огромный электроно-фотонный каскад). Эти ливни заро-

¹ В более поздних публикациях западных авторов их называли смешанными (mixed) ливнями.

ждаются в верхних слоях атмосферы в ядерных взаимодействиях частиц сверхвысоких энергий и в результате многих последовательных поколений ядерно-каскадного процесса (порядка 10) и сопутствующих им электромагнитных каскадов создают многие миллионы заряженных частиц,

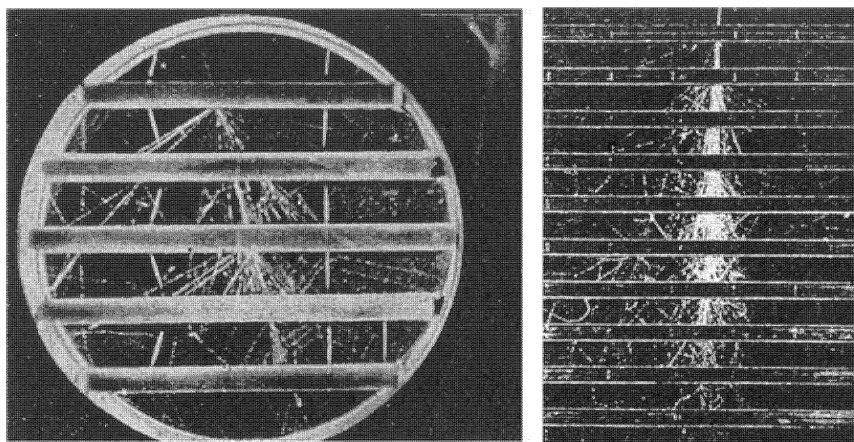


Рис. 2.15. Снимки электронно-ядерных ливней в камерах Вильсона

покрывающих площади радиусом в сотни метров. Таким образом, ядерно-каскадные процессы образуют как бы скелет широких атмосферных ливней, а фотонно-электронные каскады создают большинство частиц этих ливней.

Определив общее число частиц широкого атмосферного ливня (по покрываемой площади и по числу частиц на ее единицу) и среднюю энергию частиц (обычно несколько ГэВ), можно оценить энергию вызвавшей его первичной частицы. Она достигает в отдельных случаях величины 10^{20} эВ. Для сравнения укажем, что наибольшая энергия, которая будет достигнута в начале XXI в. с помощью сверхускорителя LHC, составит $1,4 \cdot 10^{13}$ эВ. Таким образом, исследование ядерных процессов при сверхвысоких энергиях ($\geq 10^{13}$ эВ) остается задачей физики космических лучей, ее ядерно-физического направления¹.

Представления о ядерных взаимодействиях частиц высокой энергии, сложившиеся в результате исследования космических лучей, мы изложили в терминах того времени, когда эти исследования проводились (конец 40-х годов).

¹ Другое направление исследований космических лучей — космофизическое — изучает преимущественно процессы ускорения частиц космических лучей и их распространение, начиная с межзвездного пространства и кончая магнитосферой Земли.

Позднее появились новые понятия и новые термины. Применительно к частицам вместо «ядерные взаимодействия» говорят «сильные взаимо-

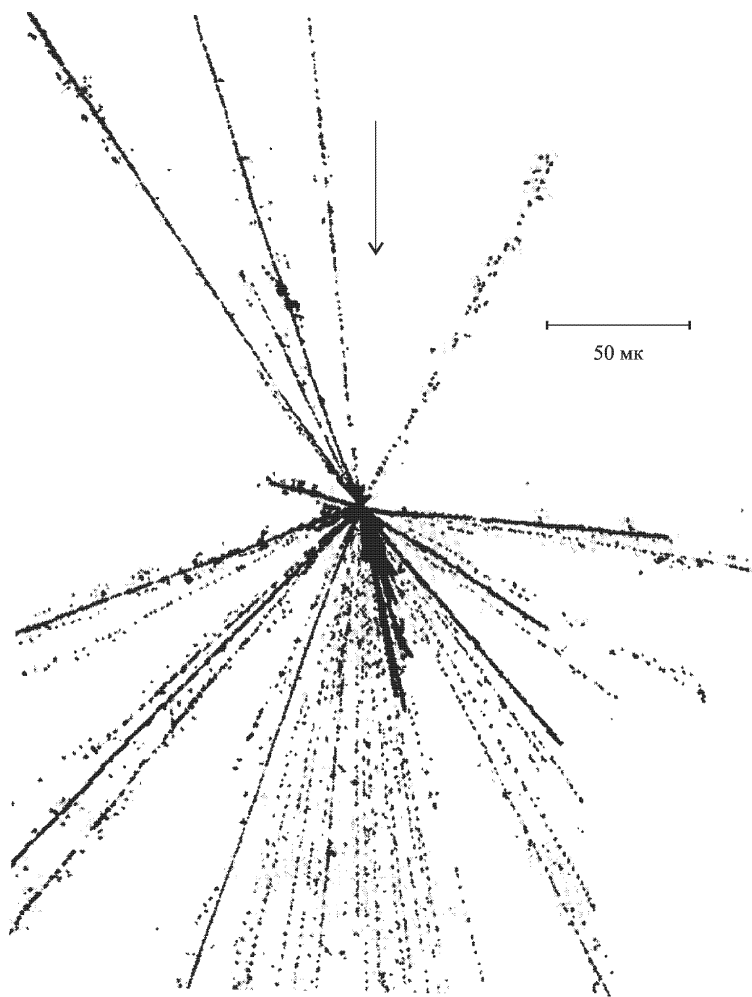


Рис. 2.16. Образование ливня частиц высокой энергии на ядре в фотоэмульсии (микрофотография). Стрелкой указано направление движения нейтральной первичной частицы

действия», а все частицы, участвующие в этих взаимодействиях, называют адронами.

В заключение мы хотим подчеркнуть, как много открытий в области физики частиц сделано и как много понятий и представлений этой науки

выработано при исследовании космических лучей с помощью простых (по современным меркам) установок. Физикам, проводящим исследования частиц на ускорителях, была передана хорошая эстафета.

2.3. Начало эры ускорителей высоких энергий

Начиная с 50-х годов основным источником экспериментальной информации о частицах стали опыты на ускорителях высоких энергий. Физика частиц отделилась от физики космических лучей и стала самостоятельным разделом науки. С тех пор и на все предвидимое будущее успехи экспериментальной физики частиц определяются прежде всего развитием ускорителей и соответствующих им детекторов, хотя некоторые из важнейших экспериментов были осуществлены (и осуществляются) без использования ускорителей.

2.3.1. Ускорители

До второй мировой войны для исследований по ядерной физике было создано несколько типов ускорителей частиц и ионов. Среди них изобретенный Э.Лоуренсом циклотрон.

В нем были впервые воплощены принципы, которые затем использовались (и будут использоваться) во всех циклических ускорителях высоких энергий: 1) ускоряемые частицы движутся в магнитном поле по орбитам, близким к круговым, совершая множество оборотов, 2) ускорение осуществляется высокочастотным электромагнитным полем, которое работает «в такт» с движением частиц и на каждом обороте как бы подгоняет их, сообщая дополнительную энергию¹.

В циклотроне используется постоянное магнитное поле и ускоряющее поле постоянной частоты. Поскольку радиус орбит в постоянном магнитном поле по мере ускорения частиц увеличивается, их траектория в циклотроне имеет вид раскручивающейся спирали. Достижимая в циклотроне энергия частиц принципиально ограничена релятивистским увеличением их массы с ростом энергии: $m = \gamma m_0 = m_0 / \sqrt{1 - \beta^2}$. Вследствие этого время обращения частиц в магнитном поле увеличивается, нарушается соответствие частоты их обращения и частоты ускоряющего поля и ускорение прекращается. Максимальная кинетическая энергия протонов в циклотроне ~ 25 МэВ.

Это ограничение было преодолено благодаря открытию принципа автофазировки, на котором основано большинство созданных, создаваемых и проектируемых ускорителей высоких энергий. Это фундаментальное

¹ «За изобретение и создание циклотрона» Лоуренсу в 1939 г. была присуждена Нобелевская премия.

открытие было сделано В. И. Векслером в 1944 г. и независимо Э. Мак-Милланом в 1945 г.¹ Они показали, что в циклических резонансных ускорителях происходит так называемая автофазировка: при соответствующем, достаточно медленном, изменении во времени частоты ускоряющего поля ω_y или/и магнитного поля B энергии частиц автоматически принимают значения, близкие к резонансному. При этом частицы, движущиеся со скоростью меньшей, чем резонансная для значений ω_y и B в данный момент, ускоряются, а более быстрые, чем нужно для резонанса, — замедляются.

В соответствии с принципом автофазировки были созданы резонансные циклические ускорители разных типов: синхроциклотроны (B — постоянно, ω_y — переменно) и синхротроны (B — переменно). При этом в электронных синхротронах ω_y — постоянно, в протонных — переменн². Во всех этих ускорителях частицы группируются в сгустки и их пучки имеют дискретную временную структуру.

Первыми ускорителями, основанными на принципе автофазировки, были электронные синхротроны, заработавшие в 1947 г. в Москве (создан в ФИАНе под руководством Векслера³) и в США. Они ускоряли электроны до нескольких десятков МэВ.

Первый протонный синхроциклотрон начал работать в 1948 г. в Беркли. Он ускорял протоны до 350 МэВ, и вскоре в его пучках были наблюдаемы заряженные пионы. Второй протонный синхроциклотрон, на 450 МэВ, заработал в Дубне (вблизи Москвы) в 1949 г.⁴

Максимальные энергии пучков создаваемых ускорителей систематически возрастают. В 50-е годы это было несколько ГэВ, в настоящее время — до тысячи ГэВ, а сооружается ускоритель ЛНС на еще большие энергии (см. таблицу основных ускорителей, Приложение IV). Важнейшим параметром ускорителей является и интенсивность их пучков, также постоянно увеличиваемая.

Ускорители высоких энергий бывают циклические и линейные. Протонные и большинство электронных ускорителей с энергиями больше 1 ГэВ — циклического типа. Частицы совершают в них обороты внутри

¹Открытие принципа автофазировки не было отмечено Нобелевской премией. Мак-Миллан в 1951 г. получил Нобелевскую премию по химии (совместно с Г. Сибгоргом) за открытие трансураниевых элементов.

²В советской литературе встречаются также другие названия типов ускорителей: фазотрон (B — постоянно, ω_y — переменн), синхротрон (B — переменн, ω_y — постоянно) и синхрофазотрон (переменны B и ω_y).

³В. И. Векслер в дальнейшем руководил созданием еще нескольких ускорителей, в том числе синхрофазотрона в Дубне, ускорявшего протоны до 10 ГэВ.

⁴К сожалению, в то время в Советском Союзе все исследования, имевшие хоть малейшее отношение к ядерной физике, были засекречены, и о первых научных результатах, полученных на дубненском синхроциклотроне, мировая научная общественность узнала спустя годы.

тороидальных вакуумных камер в кольце электромагнитов, создающих перпендикулярное плоскости орбиты поле, а также фокусирующих пучок (обычно эти функции разделяются между двумя чередующимися типами магнитов: дипольные создают поле, а квадрупольные фокусируют пучок). Число оборотов, проделываемых протонами в таких ускорителях, $\approx 10^5$. В то же время предварительное ускорение частиц на этапе от их выхода из источника до инжекции в основное кольцо осуществляют линейные ускорители.

Предельные энергии электронов в циклических ускорителях ограничиваются так называемым синхротронным излучением, возникающим при движении ультрарелятивистских электронов по искривленным траекториям и приводящим к потерям энергии на каждом обороте (для релятивистских протонов того же импульса эти потери меньше в отношении $(m_p/m_e)^4$, т. е. приблизительно в 10^{13} раз). Поэтому для создания пучков электронов очень больших энергий (десятки ГэВ) строят также линейные ускорители. Электронные сгустки в них ускоряются, двигаясь через последовательность связанных резонаторов как бы на гребне электромагнитной волны, бегущей со скоростью света.

Самый большой линейный ускоритель электронов на энергию 25 ГэВ, длиной две мили, построен в Стэнфорде (США). Нарращивая длину ускорителя, можно увеличивать получаемую на нем энергию частиц.

Среди достоинств линейных ускорителей отметим высокую достижимую интенсивность пучка и простоту вывода этого пучка из ускорителя.

В циклических ускорителях использование пучка ускоренных частиц для физических исследований может быть осуществлено несколькими путями. Простейший из них: ускоренный пучок не выводится из вакуумной камеры, но из рожденных им вторичных частиц создаются внешние пучки, на которых и размещаются экспериментальные установки. Для этого внутренний пучок наводится на помещенные внутри вакуумной камеры мишени, и возникающие вторичные частицы (имеющие, очевидно, меньшие импульсы) под действием магнитного поля ускорителя отклоняются и выходят наружу. Из этих частиц с помощью систем магнитных линз, отклоняющих дипольных магнитов и коллиматоров формируются пучки частиц определенного знака заряда и импульса¹.

Изящный способ непосредственного использования в эксперименте внутреннего пучка был предложен В. А. Свиридовым и В. А. Никитиным (Дубна). Внутри вакуумной камеры в ее свободном от магнитов прямолинейном участке помещается очень тонкая мишень, через которую пучок может проходить многократно. При одном обороте лишь малая его часть сталкивается с ядрами атомов мишени, однако пучок может цир-

¹Пучки нейтральных частиц, не поддающихся магнитному анализу, содержат целый спектр импульсов.

кулировать, пока с мишенью не провзаимодействует бо́льшая его часть. Результаты этих взаимодействий регистрируют расположенные снаружи детекторы. В качестве мишеней используется либо пленка, либо газовая струйная мишень, разработанная впервые Ю. К. Пилипенко (Дубна). Последняя должна удовлетворять двум, казалось бы взаимоисключающим, требованиям: создавать достаточно плотную струю газа и в то же время не нарушать вакуума в камере ускорителя.

Другой путь использования ускоренного пучка — вывод его наружу, где он дает начало системе вторичных пучков. В конце цикла ускорения пучок выводится с помощью сильного импульсного магнитного поля. В последние годы для вывода наружу части внутреннего пучка начали применять также изогнутые монокристаллы. Этот метод, предложенный Э. Н. Цыгановым (Дубна), использует каналирование частиц, падающих на монокристалл под малыми углами к его оси, т. е. их коллимирование электростатическим полем решетки кристалла. Если кристалл изогнут, то каналированный внутри него пучок поворачивается в соответствии с изгибом кристалла.

При столкновении релятивистской частицы энергии E с неподвижной частицей массы $m \ll E$ их полная энергия в системе центра масс (с. ц. м.)

$$W \approx \sqrt{2mE} < E, \quad (2.6)$$

где W — максимальная энергия, которая в этом столкновении может пойти на рождение новых частиц. Вся оставшаяся после их рождения доля энергии первичной частицы ($\geq E - W$) переходит в кинетическую энергию совокупности частиц после столкновения.

Это позволяет создавать высокоэнергетические пучки вторичных частиц, в том числе нестабильных ($\pi^\pm, K^\pm, \mu^\pm$ и т. д.) и нейтральных (n, K^0, γ, ν), которые не могут быть непосредственно ускорены.

Согласно преобразованиям Лоренца импульс частиц в лабораторной системе координат (л. с.) p связан с их импульсом p' и энергией E' в с. ц. м. соотношениями

$$\begin{aligned} p_L &= \gamma_c(p'_L + \beta_c E'), \\ p_T &= p'_T, \end{aligned} \quad (2.7)$$

где индексы L и T обозначают соответственно продольные и поперечные составляющие импульса, β_c — скорость движения центра масс ($\beta_c = v_c/c$), $\gamma_c = 1/\sqrt{1 - \beta_c^2}$.

В соответствии с (2.7) у вторичных частиц, рожденных на неподвижной мишени и вылетающих в с. ц. м. вперед, в направлении движения первичной ($p'_L > 0$), продольные импульсы в л. с. много больше поперечных ($p_L \gg p_T$). Поэтому эти частицы летят внутри узких конусов, что позволяет создавать из них интенсивные пучки.

Вернемся к соотношению (2.6). Из него видно, что при неподвижной мишени доля энергии W/E , используемая для рождения новых частиц, при увеличении E уменьшается (как $E^{-1/2}$). Другими словами, с увеличением энергии ускорителей их КПД для рождения новых частиц падает. При столкновении с неподвижной протонной мишенью пучка с энергией $E = 7000$ ГэВ, которая будет достигнута на крупнейшем из строящихся сверхускорителей ЛНС, $W = 115$ ГэВ, а чтобы получить таким способом $W = 7000$ ГэВ (энергии такого порядка необходимы для следующего этапа развития физики частиц), потребовался бы ускоритель на энергии $\simeq 26\,000\,000$ ГэВ. Длина кольца ЛНС составляет $\simeq 27$ км, а кольцо такого ускорителя имело бы длину $\simeq 100\,000$ км, т.е. в 2,5 раза больше окружности земного шара. И все-таки уже в ближайшие годы физики получают ускоритель, в котором будет достигнута энергия в с.ц.м. $W = 14\,000$ ГэВ! (Пусть читатель нас простит, что в этом месте мы используем для обозначения таких энергий единицы ГэВ, а не ТэВ, но нам кажется, что такая запись помогает лучше почувствовать огромность этих энергий.) И этим ускорителем будет... ЛНС.

Слово «коллайдер» обозначает ускоритель, в котором ускоренный пучок сталкивается не с неподвижной мишенью, а с другим, встречным ускоренным пучком.

Если энергии сталкивающихся пучков E_1 и E_2 , то $W = 2\sqrt{E_1 E_2}$. При $E_1 = E_2 = E$ (а в большинстве ускорителей со встречными пучками это условие выполняется) $W = 2E$, т.е. энергии пучков просто складываются. Именно таким путем будет достигнута на ЛНС колоссальная энергия 14 ТэВ.

Большинство создаваемых в настоящее время крупных ускорителей высокой энергии — коллайдеры. В них осуществляются столкновения pp , $p\bar{p}$, e^+e^- и $e\bar{p}$, т.е. стабильных частиц (а также ядер), которые могут быть ускорены¹. При этом в одном и том же кольце синхротрона могут быть одновременно ускорены p и $\bar{p}$ или e^+ и e^- : частицы разных знаков двигаются одновременно в противоположных направлениях. Для столкновений pp требуются два ускорительных кольца. Разрабатываются также проекты создания линейных e^+e^- -коллайдеров высоких энергий.

Полное число столкновений частиц встречных пучков в секунду N_{coll} составляет

$$N_{\text{coll}} = \sigma L, \quad (2.8)$$

где σ — полное сечение взаимодействия сталкивающихся частиц, а L — светимость коллайдера, пропорциональная числу частиц в пучках и обратно пропорциональная площади области, в которой они сталкиваются. По

¹Разрабатываются проекты ускорителей, в которых будут осуществлены столкновения $\gamma\gamma$ и $e\gamma$, а также $\mu^+\mu^-$.

величине светимости коллайдеры существенно, на несколько порядков, уступают ускорителям с неподвижной мишенью.

Особую проблему представляет получение интенсивных и плотных пучков ускоренных антипротонов. Их рождают, бомбардируя мишень интенсивным протонным пучком, затем в течение длительного времени (до суток) собирают в накопителе, после чего вводят в ускорительное кольцо. В накопителе антипротоны вращаются, не ускоряясь, в перпендикулярном магнитном поле. В накопителе их также «охлаждают», уменьшая поперечные импульсы (т.е. поперечное сечение пучка) и разброс по скоростям. О методах «охлаждения» пучков будет рассказано в 10.4.1.

Если энергии сталкивающихся пучков одинаковы, то система центра масс совпадает с лабораторной системой координат. В этом случае рожденные частицы разлетаются в разные стороны (преимущественно в направлениях, близких к направлениям сталкивающихся пучков) с относительно небольшими энергиями, полученными ими в акте рождения. Поэтому экспериментальные установки для таких коллайдеров должны перекрывать по возможности полный телесный угол (иметь « 4π -геометрию»).

Возможно использование коллайдеров также и для экспериментов с неподвижными мишенями.

В ускорительных центрах, где последовательно строились разные ускорители, их обычно связывают в комплексы. Лучшим примером в этом отношении (как, кстати, и во многих других) является ЦЕРН.

Протонный синхротрон PS на 28 ГэВ (бывший в 60-е годы одним из крупнейших ускорителей в мире), помимо использования для «своей» научной программы, впоследствии «поставлял» ускоренные протоны в ISR — накопитель с пересекающимися пучками протонов и в SPS — протонный синхротрон на 400 ГэВ, а также «вырабатывал» антипротоны для $p\bar{p}$ -коллайдера $Sp\bar{p}S$, созданного на основе SPS. И после всего этого он будет работать на LHC!

2.3.2. Детекторы¹

Развитие ускорителей — необходимое, но недостаточное условие прогресса экспериментальной физики частиц. Другим необходимым условием является развитие методики эксперимента, создание все более совершенных детекторов и соответствующей электроники, а также компьютеров и других современных технических средств. Быстрое возрастание возможностей и усложнение экспериментальных установок для физики частиц отражает стремительный ход научно-технической революции. Современные установки для больших коллайдеров отличаются от тех, на которых

¹Словом «детектор» обозначают прибор, регистрирующий частицы. Однако возможно называть детекторами также большие комплексные установки для коллайдеров, как это принято в терминологии на английском языке.

менее полувека назад были выполнены первые эксперименты на первых ускорителях высоких энергий, не меньше, чем, скажем, современный океанский лайнер от парусных кораблей наших далеких предков.

Экспериментальная физика частиц располагает сейчас обширным арсеналом средств, но подробный рассказ о них выходит за рамки этой книги. Мы ограничимся кратким описанием наиболее распространенных типов детекторов.

Действие детекторов основано на использовании ионизации или возбуждения атомов вещества движущимися заряженными частицами или испускаемого ими в определенных условиях излучения. В соответствии с этим все детекторы непосредственно регистрируют только заряженные частицы, нейтральные же регистрируются по их взаимодействиям, в которых возникают частицы заряженные.

Многообразие детекторов частиц можно условно разделить на две группы. Одна — это детекторы, подающие сигналы о частицах в виде кратковременных электрических импульсов. Их можно в свою очередь разделить на детекторы отдельных частиц (А) и детекторы электромагнитных и ядерных каскадов (Б). Другая группа — трековые детекторы (В), в которых непосредственно получается изображение треков частиц.

А. Детекторы отдельных частиц.

Сцинтилляционные счетчики. Действие этих счетчиков основано на кратковременной люминесценции (сцинтилляции) некоторых веществ при возбуждении их атомов ионизирующими частицами. Вспышки света в сцинтилляторах регистрируются фотоумножителями (ФЭУ): фотоны за счет фотоэффекта выбивают из катода ФЭУ электроны, которые размножаются в системе находящихся под напряжением электродов вторичной эмиссии (динодов) и создают электрический импульс, поступающий на вход электронной схемы.

В качестве сцинтилляторов используют либо неорганические монокристаллы, активированные добавками (например NaJ(Tl) , CsJ(Tl)), либо органические материалы — кристаллы некоторых углеводов или сцинтиллирующие вещества, растворенные в соответствующих пластических материалах или жидкостях. Время высвечивания неорганических сцинтилляторов 100–1000 нс, органических — несколько наносекунд.

Сцинтилляционные детекторы дают информацию о времени и месте прохождения частиц, а также могут быть использованы для определения их ионизационных потерь энергии (dE/dx), поскольку амплитуда импульса в этих детекторах пропорциональна ионизации, вызванной частицей. Наиболее употребительны пластические сцинтилляторы, обычно имеющие вид пластин толщиной 0,1–1 см.

Небольшие сцинтилляторы могут непосредственно крепиться на фотоумножителе; большие, ширина которых больше диаметра фотокатода,

соединяются с ФЭУ прозрачными пластиковыми световодами. Поскольку фотоумножители очень чувствительны к влиянию магнитных полей (поэтому их всегда помещают в защитные экраны), в некоторых случаях световоды служат для того, чтобы расположить ФЭУ вне области, где защитных экранов недостаточно, чтобы исключить воздействие на них магнитного поля¹.

Сцинтилляционные счетчики, в первую очередь пластиковые, широко используются в экспериментальных установках для физики высоких энергий, от самых простых до сложнейших.

Многопроволочные пропорциональные камеры (МПК). Предком этих детекторов являются пропорциональные счетчики — газоразрядные приборы, по конструкции сходные со счетчиками Гейгера–Мюллера. Создаваемые в них ионизирующими частицами импульсы пропорциональны первичной ионизации. В пропорциональных камерах первичные электроны создают в неоднородном электрическом поле вблизи проволоки-анода электронные лавины, благодаря чему происходит усиление сигнала, приблизительно одинаковое для всех первичных электронов.

Современные МПК состоят из многих параллельных анодных проволок малого диаметра (≈ 20 мкм), натянутых между двумя плоскими катодами, сплошными или тоже проволочными, но из более толстых

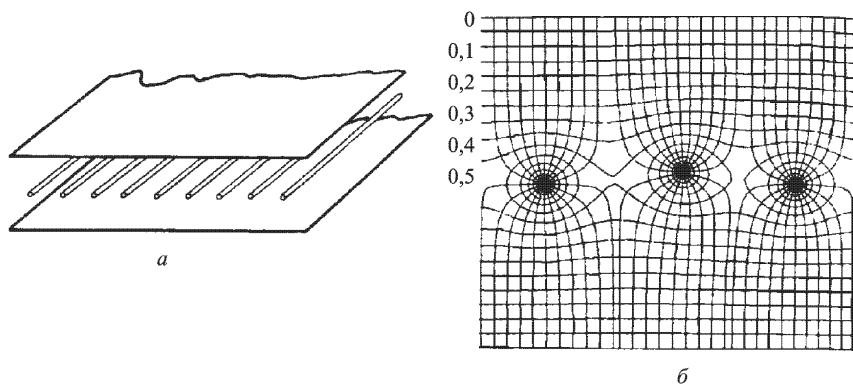


Рис. 2.17. а) Схема устройства многопроволочной пропорциональной камеры. б) Силовые линии и потенциалы электрического поля в МПК

проволок (рис. 2.17). Каждая из анодных проволок действует как независимый детектор. Типичный шаг намотки этих проволок 2 мм, простран-

¹В последнее время появились и магнитостойкие ФЭУ, способные работать в магнитных полях до 1 Тл.

ственное разрешение МПК $\geq 0,7$ мм, длительность импульса ≥ 30 нс. МПК — один из наиболее употребляемых координатных детекторов.

МПК были разработаны в 1968 г. в ЦЕРНе Г. Шарпаком, который за эти и другие разработки детекторов частиц получил в 1992 г. Нобелевскую премию.

Дрейфовые камеры. Это газоразрядные приборы с проволочными электродами, в которых координаты частиц определяются по времени дрейфа электронов в однородном и постоянном электрическом поле от места их образования до анодных проволок (рис. 2.18).

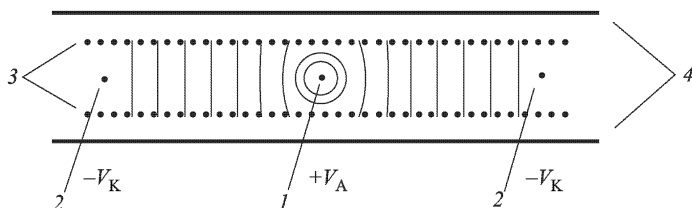


Рис. 2.18. Устройство дрейфовой камеры: 1 — анодные (сигнальные) проволочки; 2 — катодные потенциальные проволочки; 3 — катодные проволочки; 4 — экран. На схеме обозначены потенциалы электрического поля

Вблизи анода поле неоднородно, электроны, ускоряясь, образуют лавины, и происходит газовое усиление сигнала. Пространственное разрешение дрейфовых камер ≈ 100 мк. Из-за значительного времени дрейфа (до нескольких микросекунд) эти камеры не могут работать в условиях большой загрузки. Дрейфовые камеры используются как координатные детекторы.

Времяпроекционная камера (ВПК, или ТРС — time projection chamber) основана на том же принципе действия, что и дрейфовая камера: пространственные координаты определяются по времени дрейфа электронов. Однако ВПК — объемный прибор, с более сложной, чем у обычных дрейфовых камер системой электродов, способный восстанавливать траектории регистрируемых частиц, а также измерять их ионизацию.

Во многих экспериментах, особенно на ускорителях со встречными пучками, используют цилиндрические дрейфовые камеры и ВПК.

Годоскопические камеры. Это простые и дешевые газоразрядные детекторы, состоящие из множества трубок, наполненных благородными газами (обычно смесью неона и гелия) и размещенных между плоскими электродами, на которые подаются высоковольтные импульсы. В трубках, где проходящими частицами создана ионизация, возникает тлеющий разряд, который и регистрируется. Пространственное разрешение, определяемое диаметром трубок, составляет обычно несколько миллиметров.

Высокоточные координатные детекторы. Эти детекторы служат для восстановления координат и треков частиц в вершине исследуемого события или вблизи нее («вершинные» или «микровершинные» детекторы). Типичная задача для таких детекторов — поиск «второй вершины», образованной распадом рожденной в первой вершине короткоживущей частицы с временами жизни 10^{-12} – 10^{-13} с.

По точности определения координат эти детекторы уступают только ядерным фотоэмульсиям.

Наибольшее распространение среди них получили полупроводниковые микростриповые детекторы, в которых на одну поверхность пластины монокристалла кремния наносятся полоски проводящего материала (стрипы), служащие электродами, а противоположная — металлизуется. На электроды подается напряжение в несколько вольт. Проходящая через кристалл ионизирующая частица образует (дополнительные) электрон-дырочные пары, которые перемещаются к электродам и создают на них импульсы тока. Пространственное разрешение микростриповых детекторов определяется шириной стрипов и зазоров между ними и составляет обычно несколько десятков микрон (в лучших образцах — до 10 мк). Временное разрешение таких детекторов $\approx 10^{-8}$ с. Считывающие информацию со стрипов электронные модули желательно размещать на той же кремниевой пластине.

Сходная технология используется также для создания двухкоординатных кремниевых детекторов, в которых вместо стрипов наносится система прямоугольных площадок, с которых считывается информация¹.

Созданы также координатные детекторы, представляющие собой мозаику приборов с зарядовой связью (ПЗС). В отличие от микростриповых детекторов, где каждый определяет лишь одну координату, детекторы на ПЗС измеряют сразу две координаты.

В последнее время созданы также точные детекторы на основе сцинтилляционных волокон — пластиковых или с жидким сцинтиллятором в капиллярах.

Черенковские счетчики. Черенковское излучение было открыто в середине 30-х годов в Физическом институте АН СССР С. И. Вавиловым и П. А. Черенковым (поэтому в литературе на русском языке его обычно называют излучением Вавилова–Черенкова). Физическая интерпретация обнаруженного излучения была дана в 1936–1937 гг. сотрудниками ФИАН И. Е. Таммом и И. М. Франком. В 1958 г. Черенкову, Тамму и Франку была присуждена Нобелевская премия «за открытие и истолкование эффекта Черенкова» (Вавилов умер в 1951 г.).

Излучение Вавилова–Черенкова возникает при движении заряженных частиц в прозрачной среде с показателем преломления n со скоростью

¹ Английское наименование детектора «pixel».

βc , превышающей скорость света в данной среде c/n , т. е. если

$$\beta > \frac{1}{n} . \quad (2.9)$$

При этом условии излучение множества возбужденных атомов вдоль траектории частицы становится когерентным для угла θ , определяемого скоростью частицы и показателем преломления:

$$\cos \theta = \frac{1}{\beta n} . \quad (2.10)$$

Поэтому излучение Вавилова–Черенкова имеет вид конуса с полууглом раствора θ , ось которого совпадает с траекторией частицы.

Число фотонов этого излучения в видимой области, испускаемых на 1 см,

$$N = K \sin^2 \theta, \quad (2.11)$$

где K — численный коэффициент.

В твердых и жидких средах при $\beta \approx 1$ $N = 200$ – 300 , а в газовых (при атмосферном давлении) — не более десяти. Энергия, затрачиваемая заряженными частицами на это излучение, мала по сравнению с ионизационными потерями.

Свойства излучения Вавилова–Черенкова, определяемые соотношениями (2.9) и (2.10), позволяют использовать его для измерения скорости частиц.

На соотношении (2.9) основано действие пороговых (или интегральных) черенковских счетчиков, регистрирующих все частицы, скорость которых выше пороговой $\beta > \beta_t = 1/n$ (собирается излучение во всем интервале углов от 0 до $\theta_{\max} = \arccos(1/n)$).

На соотношении (2.10) основаны угловые (дифференциальные) черенковские счетчики, регистрирующие частицы в интервале скоростей от β_0 до $\beta_0 + \Delta\beta$ ($\beta > \beta_t$): излучение частиц, идущих параллельно оптической оси счетчика, собирается только в узком интервале углов от θ_0 до $\theta_0 + \Delta\theta$.

Измерение скорости частиц известного импульса (определяемого обычно по отклонению в магнитном поле) позволяет определить их массу, т. е. идентифицировать их.

Черенковские счетчики состоят из радиатора (среды, в которой излучение возникает), оптической системы, собирающей это излучение и направляющей на фотокатод фотоумножителей, самих ФЭУ и регистрирующей аппаратуры.

В зависимости от интервала скоростей регистрируемых частиц употребляются твердые (или жидкие) и газообразные радиаторы. «Промежуток» между величинами n для этих сред «заполняется» специальными аэрогелями.

В последние годы создан новый тип газовых черенковских детекторов — RICH (Ring Image Cherenkov detector). Этот детектор воспроизводит и регистрирует «изображение» частиц по их черенковскому свечению. В фокальной поверхности оптической системы детектора каждой частице соответствует кольцевое изображение, радиус которого определяется углом θ , т.е. скоростью частицы, а положение центра — направлением ее движения. RICH — большой и сложный, но безусловно перспективный детектор.

Область энергий, в которой черенковские детекторы могут разделять частицы по массам, ограничена сверху, поскольку различие скоростей частиц разной массы с ростом их энергии уменьшается. Например, разделение по скоростям пионов и K -мезонов пороговыми газовыми черенковскими счетчиками возможно до энергий в несколько десятков ГэВ, а дифференциальными газовыми счетчиками с компенсацией дисперсии излучения — до нескольких сот ГэВ.

Детекторы переходного излучения. Их часто обозначают TRD (от английского «Transition Radiation Detector»). Как известно, движущаяся заряженная частица создает электромагнитное поле. Если эта частица переходит из среды с диэлектрической проницаемостью ε_1 в среду с ε_2 , создаваемое ею электромагнитное поле перестраивается. Этот процесс сопровождается испусканием переходного излучения. Его особенность состоит в том, что его основные характеристики определяются величиной релятивистского фактора излучающей частицы $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$: его интенсивность пропорциональна энергии частицы $E = m\gamma$ и излучение сосредоточено внутри конуса с углом раствора $\theta = 1/\gamma$.

В слоистых структурах, при многократном пересечении частицей границ двух сред, возможно резонансное усиление интенсивности переходного излучения, что позволяет использовать его для детектирования и идентификации ультрарелятивистских частиц ($\gamma > 10^3$).

При фиксированной энергии E лоренц-фактор $\gamma \sim 1/m$ и интенсивность переходного излучения больше у частиц меньшей массы. Это позволяет разделять частицы по массам, притом в области энергий, начинающейся там, где газовым черенковским счетчикам выполнять это уже трудно. TRD применяют не только для разделения электронов и тяжелых частиц (протонов, пионов), но и для разделения пионов и протонов и даже пионов и K -мезонов. Эти детекторы используют рентгеновское переходное излучение (РПИ).

TRD состоит из слоистой среды, обычно из множества натянутых перпендикулярно направлению движения частиц фольг из легкого материала (Li, Al), и детектора излучения. В некоторых детекторах радиатором служат просто пористые материалы типа пенопласта. Детектирование РПИ чаще всего осуществляется многопроволочными пропорцио-

нальными камерами, наполненными тяжелыми газами. В создании первых TRD-детекторов, а также в развитии теории РПИ особая заслуга принадлежит физикам Армении.

С увеличением энергии создаваемых ускорителей значение TRD-детекторов возрастает, и в дальнейшем они будут находить все большее применение.

Б. Детекторы электромагнитных и адронных каскадов

Детекторы этой группы основаны на полном поглощении каскадов, создаваемых регистрируемыми частицами в веществе детектора (их можно назвать детекторами полного поглощения). Они регистрируют либо суммарное черенковское излучение всех частиц электронно-фотонного ливня (черенковские счетчики полного поглощения), либо суммарную энергию, затраченную всеми частицами каскада на ионизацию (калориметры). В электромагнитных каскадах эта энергия практически равна энергии первичного электрона или фотона, в адронных каскадах на ионизацию расходуется основная часть энергии первичной частицы, но некоторая ее доля (до 20–30 %) идет на развал ядер и уносится образуемыми в распадах частиц нейтрино, а следовательно, калориметрами не регистрируется (как и выходящие за их пределы мюоны достаточно большой энергии).

В адронных каскадах на разных глубинах возникают электромагнитные ливни, образуемые фотонами от распада π^0 -мезонов (см. 2.2.11).

Черенковские счетчики полного поглощения. Эти детекторы служат для регистрации фотонов и электронов и определения их энергии¹. Радиаторами в них служат блоки свинцового стекла. Их размеры должны быть достаточны для поглощения основной части ливня, вызванного первичной частицей. Черенковское излучение регистрируется фотоумножителями. Обычно множество блоков черенковских счетчиков полного поглощения, каждый со своим фотоумножителем, монтируются вплотную друг к другу так, что их передние торцы образуют сплошную поверхность.

Калориметры. Простейшей конструкцией являются калориметры типа «сэндвич», состоящие из чередующихся слоев тяжелого вещества и детекторов ионизации.

В электромагнитных калориметрах этот «сэндвич» состоит из тонких слоев свинца и сцинтиллятора и имеет общую толщину порядка десятков сантиметров.

Адронные каскады в большинстве веществ (кроме самых легких) развиваются медленнее и проникают глубже, чем электромагнитные. Поэтому адронные калориметры имеют существенно большую толщину (до нескольких метров) и состоят из более толстых слоев вещества (обычно

¹Если измерения энергии не требуется, электроны и фотоны регистрируются по начальной части образуемых ими электромагнитных каскадов обычными черенковскими счетчиками с твердым или жидким радиатором.

железа) и сцинтиллятора (вместо последнего используют и другие детекторы, измеряющие ионизацию: МПК, дрейфовые камеры, ионизационные камеры на жидком аргоне и т.д.).

Калориметры имеют ячеистую структуру и позволяют определять место образования ливня и его пространственное развитие.

В последнее время для точного измерения энергии все чаще используются однородные калориметры на основе жидкого аргона или криптона. Это, по существу, большие жидкостные ионизационные камеры со сложной системой электродов.

В. Трековые детекторы

Пузырьковые камеры. Действие этих камер основано на вскипании перегретой жидкости вдоль следа ионизирующей частицы. В известном смысле это «камера Вильсона наоборот»: в последней вдоль следа частицы образуются капельки от конденсации переохлажденных паров.

Пузырьковые камеры наполняются сжиженными газами под давлением, и в них поддерживается температура чуть ниже точки кипения. Быстрым движением диафрагмы резко уменьшают давление, точка кипения опускается ниже температуры жидкости, и вдоль следов частиц образуются цепочки пузырьков. Камеры освещаются лампами-вспышками и фотографируются несколькими фотоаппаратами для восстановления пространственной картины. Обычно пузырьковые камеры помещают в сильное магнитное поле, что позволяет по кривизне треков измерять импульсы частиц. Полученные фотографии просматривают и затем обрабатывают с помощью автоматических систем. Пространственное разрешение пузырьковых камер $\approx 0,1$ мм. В качестве рабочего вещества в них используется водород (для непосредственного наблюдения взаимодействий частиц с протонами), дейтерий (для исследования взаимодействий с нейтронами, а также протонами), водородосодержащие вещества (пропан, неон-водородная смесь) и тяжелые жидкости, чаще всего фреоны, более эффективные для наблюдения нейтральных частиц (фотонов, нейтронов, даже нейтрино) по их взаимодействиям.

Основное достоинство пузырьковых камер, определившее их широкое распространение в экспериментах по физике высоких энергий и большое количество полученных с их помощью научных результатов, состоит в том, что рабочее вещество камеры является одновременно и мишенью, и детектором, позволяющим с хорошей точностью восстанавливать картину происходящих в ней процессов. Наиболее четко это достоинство проявляется при исследовании сложных процессов, в которых участвует большое число частиц (рис. 2.19).

Основной недостаток пузырьковых камер — их «неуправляемость», т.е. невозможность (в отличие от камеры Вильсона) срабатывать по сигналу системы быстрых детекторов, предварительно отбирающих нужные

события. Срабатывание пузырьковых камер, происходящее с периодом ≈ 1 с, синхронизируется с моментами быстрого вывода пучка частиц из ускорителя.

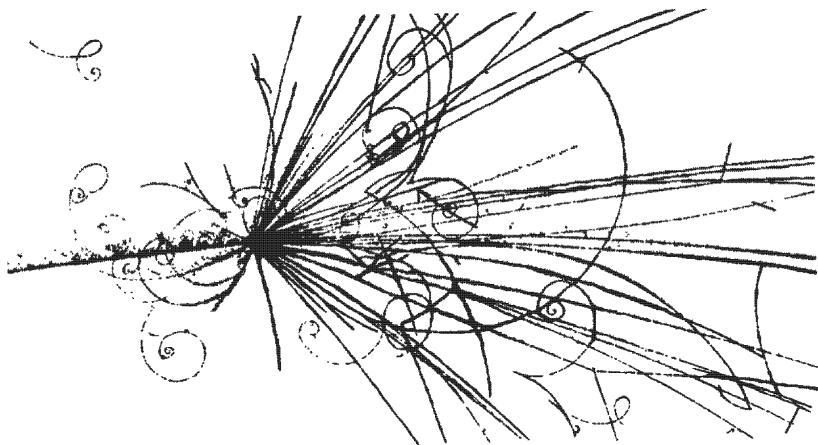


Рис. 2.19. Пример снимка, полученного с помощью пузырьковой камеры

В настоящее время пузырьковые камеры используются редко, преимущественно в качестве «вершинных детекторов» в гибридных установках, содержащих также другие детекторы.

Пузырьковая камера была изобретена Д.Глезером в 1953 г., за что в 1969 г. ему была присуждена Нобелевская премия. Важным этапом в развитии этой методики явилось создание под руководством Л. Альвареса жидководородной, а затем дейтериевой камеры большого размера (2 м), а также первых компьютерных программ для обработки и анализа получаемых данных¹.

Ядерные фотозмюльсии используют, когда требуется особенно хорошее пространственное разрешение, а фоновая загрузка невелика.

Искровые камеры — газоразрядные управляемые детекторы, состоящие из ряда параллельных металлических пластин, помещенных в объем с инертным газом. Пластины через одну присоединены соответственно либо к источнику высокого напряжения, либо к земле.

Если ионизирующая частица пересекает рабочий объем камеры, на пластины по команде с управляющих счетчиков подается кратковременный импульс высокого напряжения (10–20 кВ/см). В местах, где прошли частицы, возникают параллельные электрическому полю искровые раз-

¹За эти методические разработки и за открытие с их помощью большого числа частиц Альваресу в 1968 г. была присуждена Нобелевская премия.

ряды, которые или фотографируются, или их положение определяется магнитострикционным способом (в этом случае вместо пластин используют проволоочные электроды).

В настоящее время эти детекторы употребляются редко.

Стримерные камеры — управляемые счетчиками газоразрядные детекторы, в которых разряды формируются только вдоль следов частиц. Эти камеры содержат два параллельных плоских электрода, удаленных друг от друга на десятки сантиметров. На электроды подается очень короткий (≤ 10 нс) импульс высокого напряжения (10–50 кВ/см). В этих условиях начавшиеся от следа ионизирующей частицы разряды обрываются и имеют вид коротких (до нескольких миллиметров) светящихся каналов (стримеров), направленных по полю. Их фотографируют и получают изображения треков частиц, лишь немногим уступающие получаемым в пузырьковых камерах.

В отличие от искровых камер, стримерные изотропны, т. е. воспроизводят треки любой пространственной ориентации и позволяют измерять ионизацию частиц.

Стримерные камеры были изобретены одновременно Б. Долгошеиным (Москва) и Г. Чиковани (Тбилиси).

Характеристики основных типов детекторов приведены в табл. 2.2.

Таблица 2.2

Типичные характеристики детекторов

Тип детектора	Координатная точность, мк	Разрешающее время	«Мертвое» время
Пузырьковая камера	От 10 до 150	1 мс	50 мс ^{а)}
Стримерная камера	300	2 мкс	100 мс
Многопроволочная пропорциональная камера	≥ 300 ^{б)}	50 нс	200 нс
Дрейфовая камера	От 50 до 300	2 нс	100 нс
Сцинтиллятор	—	150 пс	10 нс
Эмульсия	1	—	—
Кремниевый микростриповый детектор	Шаг от 3 до 7	в)	в)
Кремниевый ячеистый детектор (pixel)	2	в)	в)

а) Для быстроциклирующей камеры.

б) Для шага намотки 1 мм.

в) Ограничивается в настоящее время электроникой считывания.

Детекторы частиц непрерывно совершенствуются, создаются новые их разновидности. Важным стимулом для этого развития является создание

установок для экспериментов на ускорителях следующего поколения (например, для систем регистрации мюонов установок ATLAS и CMS, сооружаемых для LHC (см. 14.2) создаются координатные детекторы общей площадью в тысячи квадратных метров, обладающие пространственным разрешением 30–50 мк).

Все (или почти все) эксперименты, которые можно выполнить простыми средствами, к настоящему времени уже осуществлены. Сейчас для получения новых результатов необходимы сложные установки, включающие различные детекторы и определяющие с высокой точностью одновременно разные параметры исследуемых событий.

2.3.3. Открытие π^0 -мезона

Предположение о существовании наряду с заряженными также нейтральных π -мезонов было высказано несколькими физиками-теоретиками, в том числе Р. Оппенгеймером. Последний пришел к заключению, что нейтральные пионы должны распадаться на два фотона, и предположил, что рождению и распаду этих пионов обязана своим происхождением мягкая компонента космических лучей.

Нейтральный π -мезон (π^0), распадающийся на два фотона, был открыт в 1950 г. Вначале на синхротроне в Беркли было обнаружено образование фотонов при бомбардировке мишеней протонами с энергией свыше 175 МэВ. Спектр энергий этих фотонов имел максимум около 70 МэВ, т.е. около половины массы заряженных π -мезонов. Объяснить этот результат было наиболее естественно как рождение нейтральных мезонов, по массе близких к заряженным и распадающимся на два фотона.

Решающий эксперимент осуществили Штейнбергер, Пановский и Стеллер на электронном синхротроне в Беркли. Схема их установки приведена на рис. 2.20. Пучок фотонов с энергией до 330 МэВ, образованный электронным пучком из ускорителя, падал на бериллиевую мишень. Пары рожденных в мишени фотонов регистрировались двумя одинаковыми телескопами, включенными на совпадения. Телескопы состояли из трех сцинтилляционных счетчиков и тонкого (6,3 мм) свинцового конвертора между счетчиками 1 и 2. Регистрировалось совпадение сигналов в счетчиках 2 и 3 при отсутствии сигнала в счетчиках 1, т.е. телескопы фиксировали две выходящие из мишени нейтральные частицы, образующие в тонком слое свинца частицы заряженные.

Меняя угол между телескопами β , угол наклона плоскости телескопов к направлению пучка α , толщину и вещество конвертора, а также вещество мишени и проделав ряд других контрольных опытов, авторы убедительно показали, что регистрируемые нейтральные частицы — фотоны (рождающие в конверторе электроны) и что эти фотоны образуются

в результате распада нейтральных частиц с массой и сечением рождения, близкими к массе и сечению рождения заряженных π -мезонов.

Таким образом было установлено, что эти частицы — нейтральные пионы и что они распадаются по схеме $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$.

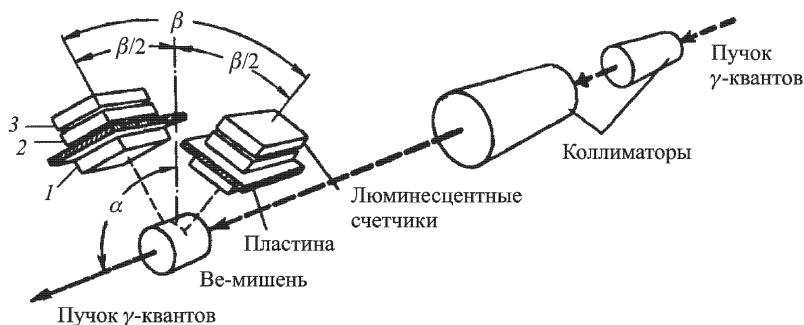


Рис. 2.20. Схема установки, с помощью которой был открыт π^0

Чтобы пояснить еще одно следствие этого эксперимента, напомним о спине, собственном моменте количества движения частиц. Спин имеет квантовую природу, измеряется в единицах постоянной Планка $\hbar$ и может принимать только целые или полуцелые значения. Спин является важнейшей характеристикой частицы, одинаковой для всех частиц данного типа. Подробнее об этом см. 3.2.

Спин фотона равен 1. Поэтому спин π^0 , распадающегося на два фотона, должен быть целым. Поскольку для частиц со спином 1 распад на два фотона запрещен, а более высокие значения спина частиц маловероятны, было предположено, что спин π^0 равен 0. Дальнейшие прямые опыты это подтвердили.

2.3.4. Открытие антипротона. Антивещество

После открытия позитрона, подтвердившего теорию Дирака, возник вопрос, применима ли эта теория к барионам, а значит, существуют ли антибарионы¹. Теория отвечала на этот вопрос положительно, однако поиски антипротонов в космических лучах не привели к успеху, более того, была установлена барионная асимметрия Вселенной. Так существуют ли антипротоны и другие антибарионы? Это был вопрос принципиальный.

¹Барионы — частицы с полуцелыми спинами, обладающие сильным взаимодействием. К барионам принадлежат нуклоны, спин которых $J = 1/2$, и множество других, более тяжелых частиц. Принадлежность к барионам определяет квантовое число B — так называемое барионное число или барионный заряд. Для барионов $B = 1$, для антибарионов $B = -1$.

И решить его стало возможным только в результате целенаправленных усилий, после создания ускорителей достаточной энергии, для которых это была задача номер один.

Антипротоны должны рождаться вместе с протонами (или нейтронами), и для их рождения в системе центра масс сталкивающихся частиц должна быть выделена энергия, превышающая удвоенную массу протона ($m_p = 938$ МэВ). Для этого протон, сталкивающийся с неподвижным протоном-мишенью, должен иметь энергию (в лабораторной системе координат) не меньше 6,5 ГэВ. Если же протон-мишень движется навстречу летящему к нему протону, то энергия последнего может быть меньше. Нуклоны внутри ядер двигаются в разных направлениях («ферми-движение») со средним импульсом около 200 МэВ/с. Возможность для налетающего протона столкнуться с нуклоном ядра, двигающимся ему навстречу, снижает порог энергии для рождения антипротона почти до 4 ГэВ.

В то же время вероятность рождения антипротона увеличивается с ростом энергии протонного пучка, и это было аргументом в пользу выбора для поиска этого процесса энергии, заметно превышающей пороговую.

В первой половине 50-х годов строились почти одновременно два крупнейших в то время протонных ускорителей, энергии которых позволили бы произвести поиск антипротонов. Это были «Бэватрон» на 6,3 ГэВ в Беркли и синхрофазотрон на 10 ГэВ в Дубне. «Бэватрон» был построен раньше (в 1954 г.), и антипротоны (а затем антинейтроны и некоторые другие антибарионы) открыли в его пучках.

Основополагающий эксперимент провели О. Чемберлен, Э. Сегре и их коллеги в 1955 г. Схема их установки приведена на рис. 2.21.

Пучок протонов падал на медную мишень T . Среди множества родившихся в мишени отрицательных частиц, подавляющее большинство которых заведомо составляли π^- -мезоны, искали частицы с массой протонов. Массу определяли по импульсу и скорости частиц.

Магниты $M1$ и $M2$ (а также фокусирующие магнитные линзы $Q1$ и $Q2$) отбирали частицы с импульсом 1,19 ГэВ. Скорость каждой частицы измеряли двумя способами: по времени пролета и с помощью черенковских счетчиков.

При импульсе 1,19 ГэВ скорость π -мезонов $\beta_\pi = 0,99$, а частиц с массой протона $\beta_p = 0,78$. Время пролета между сцинтилляционными счетчиками $S1$ и $S2$ (расстояние 40 футов, или 12,2 м) для пионов 40 нс, для антипротонов оно должно составлять 51 нс. Частицы с такой разностью времен пролета установка позволяла разделять достаточно надежно.

Дифференциальный черенковский счетчик $C2$ регистрировал частицы в узком интервале скоростей $0,75 < \beta < 0,78$ (из-за ионизационных потерь энергии в веществе счетчиков $S2$, $C1$ и $C2$ средняя скорость β -частиц протонной массы снижалась с 0,78 до $\approx 0,765$). Пороговый черенковский счетчик $C1$, регистрировавший все частицы со скоростью

$\beta > 0,79$, был включен на антисовпадение и служил для подавления фона π -мезонов. Сцинтилляционный счетчик $S3$ должен был свидетельствовать, что частица прошла через кварцевый радиатор счетчика $C2$ и не

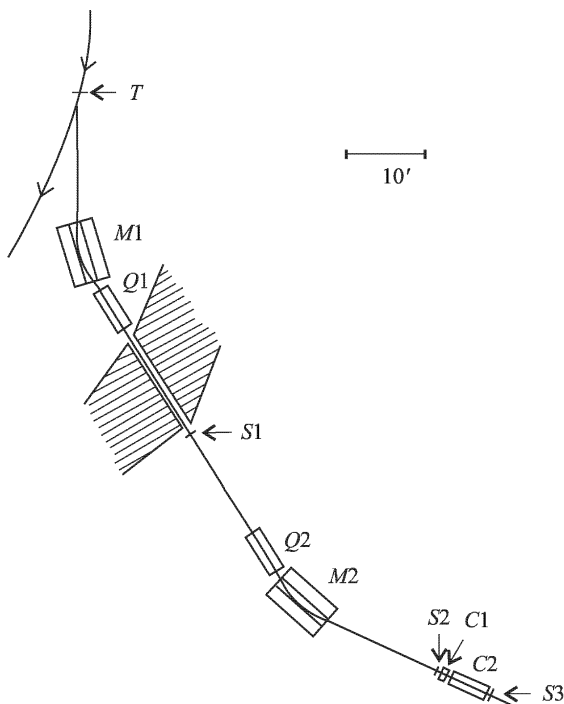


Рис. 2.21. Схема установки, на которой был открыт антипротон

претерпела рассеяния на большой угол. Вся установка была тщательно проверена и прокалибрована по регистрации протонов.

Всем вышеуказанным условиям могли удовлетворять только отрицательные частицы с массой протона. Точность измерения масс этих частиц (а также протонов) определяли, меняя их импульс, что при тех же условиях отбора по скорости означало выделение другой массы. Было показано, что масса обнаруженных отрицательных частиц совпадает с массой протона с точностью до 5 %, а следовательно, это антипротоны. Всего в этом эксперименте их было зарегистрировано около 60, а на каждый антипротон приходилось по 44 000 π^- -мезонов!

Как ни убедителен был этот эксперимент, в нем не было проверено важнейшее свойство антипротона — его способность аннигилировать в веществе с одним из протонов. При аннигиляции остановившегося антипротона должна выделяться энергия, вдвое превышающая его массу (в

этом процессе могут рождаться нейтральные частицы, которые не регистрируются использовавшимися экспериментальными методами. Поэтому практическим критерием для установления актов аннигиляции могло служить выделение при остановке антипротона энергии, большей его массы).

Для поиска таких актов аннигиляции антипротонов поставили несколько опытов. В наиболее успешном из них, использовавшем фотоэмульсии, обнаружили 35 случаев аннигиляции антипротонов, в более чем половине которых выделялась энергия выше 940 МэВ (до 1350 ± 50 МэВ).

Антинейтроны были обнаружены по перезарядке антипротонов в антинейтроны и аннигиляции последних. Эти процессы регистрировались с помощью сцинтилляционных счетчиков, фиксировавших перезарядку, и черенковского счетчика из свинцового стекла, детектировавшего акты аннигиляции.

За открытие антипротонов Чемберлен и Сегре получили в 1959 г. Нобелевскую премию.

Затем в эмульсиях и пузырьковых камерах наблюдалось рождение $\bar{\Lambda}$ (антилямбда). Впоследствии были наблюдаемы и антибарионы других типов.

Существование античастиц было предсказано теоретически (как говорят, «они были сначала открыты на кончике пера»), а затем надежно установлено экспериментально.

Античастицы имеют одинаковые с частицами массу, величину спина, полное время жизни до распада, ту же абсолютную величину, но противоположные знаки магнитного момента и всех зарядов — электрического, барионного и других, о которых будет рассказано в дальнейшем.

Античастицы обозначают черточкой или тильдой над символом частицы (например, антипротон обозначают $\bar{p}$ или $\tilde{p}$).

При столкновении частиц и античастиц возможна их аннигиляция, т. е. исчезновение с образованием новых частиц, полная энергия которых равна энергии, выделившейся при аннигиляции. При небольших энергиях в акте аннигиляции e^+e^- рождаются фотоны, при аннигиляции $p\bar{p}$ образуется несколько пионов (для сохранения энергии и импульса число рождаемых частиц должно быть не менее двух). С увеличением энергии столкновения возрастает общая масса рождаемых при аннигиляции частиц и появляется возможность появления частиц все большей массы. Вероятность процесса аннигиляции обратно пропорциональна относительной скорости частиц и при уменьшении этой скорости до нуля растет до 100 %. Поэтому античастицы могут существовать только при отсутствии контакта с веществом. В частности, позитроны, стабильные частицы, которые в вакууме могут существовать бесконечно долго, в твердых телах «живут» меньше одной миллионной доли секунды.

В настоящее время обнаружены античастицы почти всех известных частиц. Было также установлено рождение на ускорителях легких ан-

тиядер (антидейтрона, антитрития, антигелия). Из антипротонов и позитронов удалось создать некоторое количество атомов антиводорода (или антиатомов водорода). Таким образом, антивещество может быть образовано искусственно. Однако в природе, по крайней мере в известной нам части Вселенной, антивещества либо очень мало, либо нет вовсе. Об асимметрии вещества и антивещества и о возможных космологических следствиях этой асимметрии см. 5.3 и 6.3, а также 13.1.

При аннигиляции вещества и антивещества выделяется их полная энергия $E = mc^2$. Поэтому антивещество можно рассматривать как идеальное «горючее», с коэффициентом полезного действия 200 %, более чем на два порядка превышающим предельный КПД реакций термоядерного синтеза.

Однако возможность практического использования энергии аннигиляции антивещества в настоящее время не очевидна: создание антивещества требует затраты энергии большей, чем выделяемая при его аннигиляции (энергия сталкивающихся первичных частиц расходуется не только на рождение пар частица–античастица).

В то же время следует отметить, что если со временем будут найдены способы получения энергии с КПД, заметно превышающим достижимый при термоядерном синтезе, то это сможет быть достигнуто только в результате прогресса физики частиц: возможности получения энергии за счет ядерных реакций ограничены и выход на следующий уровень КПД источников энергии требует более глубокого проникновения в строение вещества.

2.3.5. Открытие нейтрино

Гипотезу о существовании нейтрино выдвинул в 1930 г. швейцарский физик В. Паули в поисках ответа на загадку β -распада.

В этом процессе наблюдался вылет всего одной частицы — электрона, и следовало ожидать, что энергии этих электронов будут равны разности энергетических уровней исходного и конечного ядерных состояний (разности масс соответствующих ядер) и поэтому одинаковы для всех β -частиц в данной реакции β -распада, как энергии α -частиц и γ -квантов в α - и γ -распадах.

В противоположность этому энергетический спектр электронов β -распада оказался не монохроматическим, а непрерывным. Более того, калориметрические измерения показали «утечку» части энергии при β -распаде. Проблема была столь серьезной, что Н. Бор высказал даже предположение о нарушении в β -распаде закона сохранения энергии.

Тогда-то Паули в письме участникам семинара в Тюбингене предложил гипотезу о существовании новой частицы с зарядом 0 и спином $1/2$, очень легкой и сильно проникающей, которая испускается при

β -распаде вместе с электроном. Распределение энергии между этими двумя частицами приводит к непрерывности энергетических спектров каждой из них.

Сам Паули по поводу своего выступления с этой гипотезой сказал: «Сегодня я совершил страшный поступок, который никак не следовало бы совершать физику-теоретика: я предложил нечто такое, что никогда не сможет быть экспериментально подтверждено».

Ферми предложил назвать предсказанную Паули частицу нейтрино.

Как выяснилось позже, гипотеза Паули «спасла» не только закон сохранения энергии, но и законы сохранения импульса и момента количества движения, а также основные принципы статистики частиц в квантовой механике.

В 1934 г. Э. Ферми создал теорию β -распада, естественным образом включившую гипотезу Паули и вводящую наряду с нейтрино (символ ν) также антинейтрино ($\bar{\nu}$)¹. Эта теория объясняла все основные черты β -распада, и ее успех был также успехом гипотезы Паули. Сравнение теоретической формы β -спектров с экспериментальной показало, что масса нейтрино должна быть много меньше массы электрона.

Несмотря на успех теории Ферми и возрастающую веру физиков в реальность нейтрино, были необходимы прямые экспериментальные доказательства его существования.

Нейтрино в β -распаде должно уносить не только энергию, но и импульс, поэтому ядро должно при этом испытывать отдачу. Первые опыты, основанные на этом соображении, поставил советский физик А. И. Лейпунский в 1936 г., однако они дали лишь слабые указания на существование нейтрино. Успешными оказались эксперименты Дж. Аллена (1942 г.), которому удалось наблюдать отдачу ионов лития при испускании нейтрино в реакции K -захвата ${}^7\text{Be}(e^-, \nu){}^7\text{Li}^2$, а также венгерских физиков Г. Чикаи и Ш. Салаи. Последние с помощью камеры Вильсона получили приведенный на рис. 2.22 снимок процесса β -распада ядра ${}^6_2\text{He}$, в котором трек образующегося ядра ${}^6_3\text{Li}$ вследствие отдачи, вызванной испусканием нейтрино³, составляет с треком электрона угол, близкий к прямому (если бы в этом процессе не участвовало нейтрино, треки электрона и ядра ${}^6_3\text{Li}$ вследствие сохранения импульса были бы направлены в строго противоположные стороны).

¹ Антинейтрино называют частицу, сопровождающую β -распад с испусканием e^- : $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$. Соответственно, нейтрино сопровождает образование e^+ : $p \rightarrow n + e^+ + \nu$. О различии ν и $\bar{\nu}$, частицы и античастицы, не имеющих электрического заряда, будет рассказано в 9.1.

² Это запись реакции ${}^7\text{Be} + e^- \rightarrow {}^7\text{Li} + \nu$ в обозначениях, принятых в ядерной физике.

³ Слово «нейтрино» употреблено здесь в часто используемом смысле, охватывающем также антинейтрино, поскольку речь идет о существовании частиц такого типа. Следует, однако, иметь в виду, что частицы, испускаемые совместно с электронами при β -распаде, — антинейтрино.

После создания атомной бомбы появился проект использования для поиска нейтрино ядерного взрыва: возникающий при этом поток нейтрино несравненно превосходит образуемый в распаде любого мыслимого

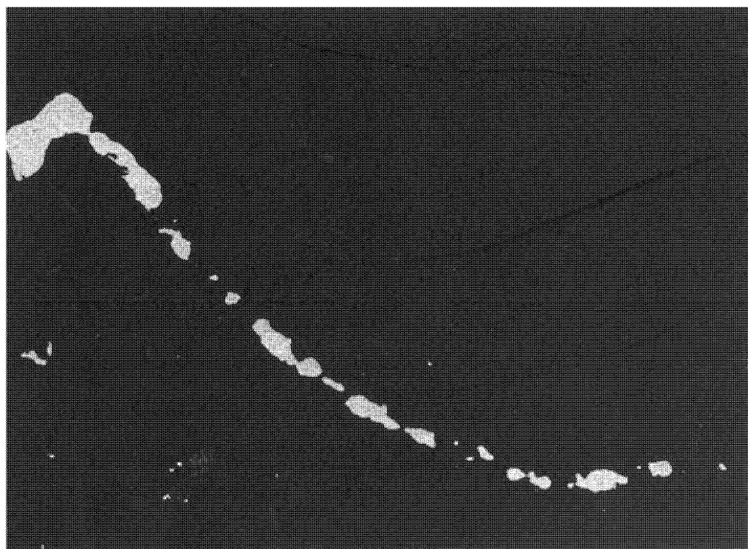


Рис. 2.22. Снимок в камере Вильсона, указывающий на образование нейтрино в процессе β -распада (Г. Чикаи и Ш. Салаи)

количества естественного радиоактивного вещества. Предлагалось поместить детектор нейтрино в шахте недалеко от эпицентра взрыва. Однако этот проект не был осуществлен.

В 1953 г., почти через четверть века после появления гипотезы Паули, у двух американских физиков Ф. Райнеса и К. Коуэна возникла идея произвести поиск антинейтрино, образующихся в реакторах, используя для детектирования реакцию так называемого обратного β -распада

$$\bar{\nu} + p \rightarrow e^+ + n. \quad (2.12)$$

Источником антинейтрино в их экспериментах служили мощные реакторы сначала в Ханфорде, а затем в Саванна-Ривер, вблизи которых поток $\bar{\nu}$ составляет $\sim 10^{13}$ частиц/(см²·с) (антинейтрино образуются при β -распаде осколков деления урана, в среднем шесть частиц на один акт деления).

Продукты реакции (2.12), позитрон и нейтрон, регистрировались сцинтилляционным детектором объемом 1400 литров, наполненным жидким

водородосодержащим сцинтилятором с добавкой соли кадмия, сильно поглощающего нейтроны.

Сцинтилятор «просматривали» около 90 фотоумножителей. Для подавления фона, вызванного шумами ФЭУ, они были разделены на две группы, включенные на совпадение «через один».

Для уменьшения фона от космических лучей над этим детектором был помещен еще один жидкостный сцинтиляционный детектор (но без кадмия), включенный с нижним на антисовпадение. Установка была тщательно защищена экранами из толстого свинца, воды и органических материалов.

Антинейтрино из реактора, взаимодействуя с протонами сцинтиляционной жидкости, должны образовывать позитрон и нейтрон (рис. 2.23). Позитрон быстро ($\approx 10^{-7}$ с) аннигилирует с одним из электронов и образует два γ -кванта с энергиями по 0,5 МэВ.

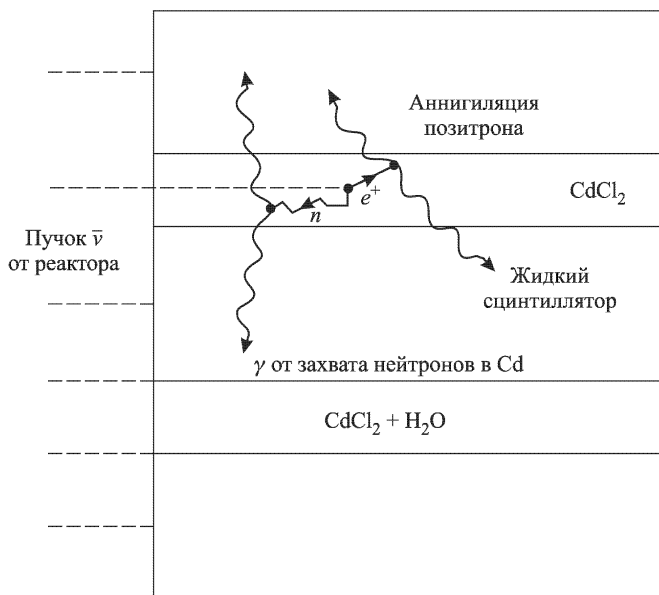


Рис. 2.23. Схема эксперимента по обнаружению антинейтрино

Эти γ -кванты в процессах комптоновского рассеяния выбивают из атомов электроны, вызывающие в сцинтиляторе регистрируемую вспышку. Нейтрон же, многократно соударяясь с протонами сцинтилятора, постепенно теряет свою энергию и наконец захватывается одним из ядер кадмия. При этом возникает несколько γ -квантов, которые тоже детектируются сцинтилятором. Однако замедление нейтрона требует некото-

рого времени, и второй сигнал в детекторе возникает после первого с задержкой в несколько микросекунд, которая измерялась. Измерялись также величины импульсов. Число запаздывающих совпадений регистрировалось как при работающем реакторе, так и при выключенном, когда оно заметно уменьшалось.

Было показано, что после вычета всех фоновых отсчетов искомые события наблюдаются и число их составляет 36 ± 4 в час.

Продолжавшийся около шести лет и прошедший ряд последовательных этапов совершенствования эксперимент успешно завершился. Существование нейтрино было доказано.

В этом эксперименте измерялась также их важная характеристика — вероятность захвата свободных антинейтрино протонами. Оказалось, что одно «реакторное» антинейтрино в среднем поглощается в слое вещества толщиной $\approx 10^{13}$ т·см⁻², что приблизительно в миллиард раз больше количества вещества по диаметру Земли! И существование такого сверхредкого процесса было однозначно установлено!

Столь высокая по сравнению со всеми другими частицами проникающая способность нейтрино (или, что то же самое, столь малая вероятность их взаимодействия с веществом) определяется их уникальной особенностью: они испытывают только слабые взаимодействия, уступающие много порядков по силе электромагнитному и тем более сильному взаимодействиям.

Все процессы с участием нейтрино (или антинейтрино), в частности β -распад ядер, обусловлены слабыми взаимодействиями. Подробнее об этом будет рассказано дальше.

За открытие нейтрино Райнесу в 1995 г. была наконец присуждена Нобелевская премия. Его коллега Коуэн до этого дня не дожил.

Глава 3

ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ И КЛАССИФИКАЦИЯ ЧАСТИЦ

В предыдущих главах мы рассказывали, придерживаясь по возможности исторической последовательности, о важнейших экспериментальных открытиях в физике частиц в период до конца 50-х годов. При этом мы стремились подготовить читателя к восприятию современных понятий, выработанных этой наукой. Дальнейшее изложение мы начнем с ряда основополагающих представлений современной физики частиц, с тем чтобы затем рассмотреть их более подробно и, в частности, показать, в какой мере они экспериментально обоснованы. Другими словами, сначала мы набросаем некую общую картину, а затем рассмотрим ее отдельные детали. Сейчас же мы обрушим на читателя множество терминов и понятий, надеясь, что у него хватит сил (и терпения) с ними справиться.

3.1. Типы взаимодействий. Адроны и лептоны

В природе существует лишь небольшое число фундаментальных взаимодействий. До недавнего времени считали, что их четыре, однако теперь установлено «родство» между двумя из них (об этом будет рассказано в гл. 10) и, таким образом, количество фундаментальных взаимодействий, позволяющих описать всю совокупность наблюдаемых явлений, сократилось до трех. Однако, поскольку проявления двух «родственных» взаимодействий в доступной для нас области энергий заметно различаются, особенно с точки зрения эксперимента, мы будем говорить пока о четырех взаимодействиях: это уже упоминавшиеся сильное, электромагнитное и слабое, а также гравитационное.

Сильное взаимодействие связывает нуклоны в ядрах, приводит к различным ядерным реакциям при столкновении ядер и нуклонов (в частности, к расщеплению ядер и термоядерному синтезу), а при достаточно больших энергиях — к рождению новых сильновзаимодействующих частиц-адронов: пионов, K -мезонов, барион-антибарионных пар и т.д. Это взаимодействие короткодействующее, его радиус порядка 10^{-13} см. Характерные времена процессов, обусловленных сильным взаимодействием, $10^{-22} - 10^{-24}$ с.

Электромагнитное взаимодействие определяет существование атомов и молекул, электрические, магнитные и оптические явления, химические

процессы, а также многие силы, наблюдаемые в макроскопических явлениях: силы упругости, трения и т.д. В микромире процессами, вызванными электромагнитными взаимодействиями, являются ионизация, испускание и поглощение фотонов, рождение и аннигиляция пар e^+e^- , расщепление ядер фотонами, фоторождение мезонов, распады частиц с испусканием фотонов (радиационные распады), рассеяние электронов и мюонов и мн. др. Электромагнитное взаимодействие является дальнедействующим. Характерные времена электромагнитных распадов частиц $10^{-12} - 10^{-21}$ с.

Слабое взаимодействие ответственно за β -распад ядер и за распады всех нестабильных частиц, которые не могут распадаться за счет сильного или электромагнитного взаимодействия, а также за все процессы с участием нейтрино. Это взаимодействие играет также заметную роль в ряде важнейших макроскопических явлений природы, например в эволюции звезд, особенно на ее заключительных этапах. Характерной особенностью слабого взаимодействия является то, что оно нарушает ряд законов сохранения, выполняющихся в сильном и электромагнитном взаимодействиях. Слабое взаимодействие — короткодействующее, его радиус $\approx 2 \cdot 10^{-16}$ см. Средние времена распадов частиц за счет слабого взаимодействия $10^{-6} - 10^{-13}$ секунд¹.

Гравитационное взаимодействие — самое слабое из всех четырех. Оно пропорционально произведению масс взаимодействующих тел и в мире частиц, вследствие малости их масс, не ведет к экспериментально наблюдаемым явлениям, хотя в гравитационном взаимодействии участвуют все частицы. Это взаимодействие является дальнедействующим, как и электромагнитное. Однако электрические заряды, определяющие электромагнитное взаимодействие, имеют два знака (+ и -), между зарядами могут действовать как силы притяжения, так и силы отталкивания, и в макромире они в среднем уравниваются. Массы частиц (или тел), в отличие от электрических зарядов, имеют лишь один знак, действие всех частиц макроскопического тела в гравитационном взаимодействии суммируется, и в макромире, как мы знаем, тяготение играет очень важную роль.

«Силу» различных типов взаимодействия частиц можно приближенно охарактеризовать безразмерными параметрами, связанными с квадратами соответствующих констант взаимодействия. Отношение этих параметров для сильного, электромагнитного, слабого и гравитационного взаимодействий составляет приблизительно $1 : 10^{-2} : 10^{-10} : 10^{-38}$ при энергии ≈ 1 ГэВ (для слабого взаимодействия параметр растет с энергией)².

¹Исключение составляют нейтроны, их среднее время жизни $\tau(n) \approx 15$ мин.

²Для иллюстрации этого соотношения воспользуемся примером из книги К. Н. Мухина «Занимательная ядерная физика» (М., 1985): если силу взаимодействия сопоставлять с весом, то гравитационному взаимодействию соответствует вес девичьей ресницы, слабому — вес свинцового куба со сторонами 100 км, электромагнитному — вес всех планет Солнечной системы и сильному — вес Солнца.

Экспериментально измеряемой величиной, характеризующей «силу» взаимодействия, является эффективное сечение¹ σ .

Для нуклон-нуклонных взаимодействий при энергии несколько ГэВ полное сечение $\sigma_t \approx 40$ мб ($4 \cdot 10^{-26}$ см²), что близко к геометрическим размерам нуклона. В той же области энергий полное сечение электромагнитного процесса поглощения фотона протоном, приводящее к рождению адронов $\sigma(\gamma p) \approx 120$ мкб ($12 \cdot 10^{-29}$ см²). Реакция реакторных антинейтрино с протонами $\bar{\nu} p \rightarrow n e^+$, в которой было впервые обнаружено антинейтрино, имеет сечение $\sigma \approx 10^{-43}$ см² (энергия реакторных антинейтрино 1–10 МэВ). С увеличением энергии нейтрино сечение их взаимодействия с веществом линейно растет (до определенного предела, после чего этот рост замедляется).

Для частиц и античастиц сильные и электромагнитные взаимодействия одинаковы, слабые же несколько различаются (об этом см. 5.3).

На присущих частицам взаимодействиях основана их классификация. Как мы уже говорили, сильновзаимодействующие частицы называются адронами (от греческого «hadros» — «тяжелый»). Они подразделяются на барионы и мезоны. Адроны обладают также слабым и электромагнитным взаимодействиями, которые заметно проявляются лишь в тех случаях, когда процессы сильного взаимодействия почему-либо не могут происходить. Например, пионы, самые легкие из адронов, не могут распадаться, образуя другие, более легкие адроны, т. е. за счет сильного взаимодействия. Их распады $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ — электромагнитный и $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu(\bar{\nu})$ — слабый. Частицы, не участвующие в сильных взаимодействиях, но обладающие слабым, называются лептонами (от греческого «leptos» — «легкий»).

Лептоны, не имеющие электрического заряда, — это нейтрино, причастные только к слабым взаимодействиям. Заряженные лептоны (мы пока говорили о двух из них — электронах и мюонах, но есть еще третий тип, называемый тау-лептонами, о которых будет рассказано в 9.3), очевидно, обладают также электромагнитным взаимодействием.

Фотоны не являются ни адронами, ни лептонами. Они входят в еще один класс частиц, о котором мы расскажем несколько дальше.

Все частицы одного типа (например, все электроны или все протоны) тождественны. Принцип тождественности лежит в основе квантовой статистики, рассматривающей свойства систем частиц.

3.2. Фермионы и бозоны

Одним из основных свойств частиц является их спин, характеризуемый соответствующим квантовым числом. Это число выражает величину спина

¹В литературе его называют также эффективным поперечным сечением, поперечным сечением и просто сечением. Дальше мы будем использовать последний термин.

в единицах постоянной Планка $\hbar$ и может быть либо целым (включая нулевое), либо полуцелым. Частицы с целым и полуцелым спином существенно различаются. Проявлением этого различия является то, что они подчиняются различным законам квантовой статистики. Системам частиц с целым спином соответствует статистика Бозе–Эйнштейна и поэтому их называют бозонами. Частицы с полуцелым спином называют фермионами, так как они подчиняются статистике Ферми–Дирака.

Последняя включает принцип Паули — важнейший принцип квантовой теории, согласно которому две тождественные частицы с полуцелым спином не могут одновременно находиться в одном и том же состоянии (одно из проявлений принципа Паули — образование электронных оболочек атомов, каждая из которых заполняется до тех пор, пока не будут исчерпаны все комбинации квантовых чисел электронов для данной оболочки: энергия, орбитальный момент и его проекция, ориентация спинов). Все фермионы имеют античастицы. Теоретически это следовало еще из уравнений Дирака. В пределах достигнутой до настоящего времени экспериментальной точности фермионы могут рождаться или уничтожаться только в паре с антифермионами. Это означает, что сохраняется разность числа фермионов N_F и числа антифермионов $N_{\bar{F}}$:

$$N_F - N_{\bar{F}} = \text{const.}$$

Этот закон сохранения относится не только к общему числу фермионов, но и по отдельности к барионам (сохранение барионного заряда¹ B) и лептонам (сохранение лептонного заряда)² L . Однако эти весьма точные законы сохранения, по-видимому, все же не являются абсолютными (об этом см. 4.2, 6.2, 9.4 и 12.1).

Для бозонов закона сохранения их числа не существует. Бозонам, обладающим каким-либо зарядом, соответствуют античастицы с противоположными знаками всех зарядов. Однако есть и «абсолютно нейтральные» бозоны, для которых все заряды равны нулю (например π^0 , фотон): они сами являются и своими античастицами.

Все лептоны имеют спин $1/2$ и являются фермионами. Фермионами являются также все барионы, но их спины могут быть и больше $1/2$ ($3/2$, $5/2$ и т. д.).

Все мезоны принадлежат к бозонам. Фотон, имеющий спин 1 , конечно, бозон.

¹Барионный заряд B называют также барионным числом. Для барионов $B = +1$, для антибарионов $B = -1$. Для совокупности барионов и антибарионов барионный заряд равен разности числа барионов и антибарионов.

²Лептонный заряд (лептонное число) для лептонов $L = +1$, для антилептонов $L = -1$. Для совокупности лептонов (l) и антилептонов ($\bar{l}$) лептонный заряд $L = N_l - N_{\bar{l}}$.

«Функции» фермионов и бозонов в природе различны.

Фермионы — источники полей, бозоны — кванты этих полей, из фермионов «построено» вещество, бозоны осуществляют взаимодействия.

3.3. Кварки

Физика XX в., проникая все глубже в строение материи, вышла сначала на уровень атома, затем — атомного ядра и, наконец, на уровень элементарных частиц. Однако понятие «элементарный» относительно. Как сказал Ферми, «возможно, что оно отражает уровень нашего понимания».

С развитием физики частиц число обнаруженных адронов быстро росло, к началу 60-х годов их было уже известно больше, чем имеется элементов в таблице Менделеева, и стало ясно, что все они не могут быть элементарными. И тогда в 1964 г. М. Гелл-Манн и независимо Дж. Цвейг выдвинули смелую гипотезу, впоследствии блестяще подтвердившуюся, что все адроны состоят из более элементарных структурных элементов, названных кварками¹. Оказалось возможным «построить» все известные в то время адроны всего из трех видов кварков, обозначаемых соответственно u , d , s — начальными буквами английских слов «up» (вверх), «down» (вниз) и «strange» (странный). Барионы состоят из трех кварков², мезоны — из кварка и антикварка. Кварки — фермионы, их спин равен $1/2$. Поэтому барионы тоже фермионы, а мезоны являются бозонами.

Наиболее необычное в свойствах кварков то, что у них дробные электрические заряды $-1/3(e)$ и $+2/3(e)$, где e — элементарный электрический заряд³. В то же время электрические заряды адронов, равные сумме зарядов составляющих их кварков, всегда целые.

Первоначально кварки представляли себе довольно простыми образованиями, чем-то вроде «кубиков», из которых сложены адроны. При этом, для того чтобы объяснить прочную связь кварков в адронах, был придуман еще один вид гипотетических частиц, которые как бы склеивают кварки между собой. Эти частицы были названы глюонами (от английского «glue» — «клей»).

¹Название «кварк» ввел Гелл-Манн. Слово взято из романа Дж. Джойса «Поминки по Финнигану», где его значение неопределенно. (Между прочим, «quark» по-немецки означает «творог»).

²Соответственно, барионный заряд кварков составляет $1/3$.

³Следует заметить, что существование дробных электрических зарядов, хотя и представляется нам удивительным, не нарушает ни одного известного закона природы.

В дальнейшем существование кварков и глюонов было доказано экспериментально¹.

В результате последующих исследований представления о кварках и глюонах развивались, становясь более сложными (и менее наглядными). Были установлены многие их свойства, в том числе совершенно специфические, только им присущие, и связанные с принципиально новыми понятиями.

Кварковая модель, имевшая вначале статический характер, в дальнейшем охватила и динамику. Теория взаимодействия кварков и глюонов выросла в целую науку — квантовую хромодинамику (КХД). Роль кварков в природе фундаментальна. Поэтому им будет уделено значительное место в этой книге.

3.4. Калибровочные бозоны

Электромагнитное взаимодействие на квантовом уровне состоит в обмене фотонами. О том, как следует понимать такой обмен, будет кратко рассказано в 3.5.

Сильное взаимодействие — это в своей основе взаимодействие между кварками, осуществляемое путем обмена глюонами.

Глюоны — безмассовые частицы со спином 1, играющие в сильном взаимодействии роль, сходную (но не тождественную!) с ролью фотонов в электромагнитном взаимодействии. О глюонах и кварк-глюонных взаимодействиях будет рассказано в 7.3.

Слабое взаимодействие считалось сначала непосредственным, контактным взаимодействием фермионов. Однако дальнейшие исследования, теоретические и экспериментальные, показали, что и оно обменного типа и осуществляется путем обмена бозонами со спином 1. Эти бозоны обозначают $W^{\pm}$ (заряженные) и Z^0 или Z (нейтральные). В отличие от фо-

¹С открытием кварков последовательность уровней строения материи приобрела вид: кварки, адроны, атомные ядра, атомы. Это поразительным образом совпадает с предвидением Ньютона, который три века назад, в 1704 г., написал: «Мельчайшие частицы материи могут сцепляться посредством сильнейших притяжений, составляя большие частицы, но более слабые; многие из них могут также сцепляться и составлять еще большие частицы с еще более слабой силой — и так в ряде последовательностей, пока прогрессия не закончится самыми большими частицами, от которых зависят химические действия и цвета природных тел; при сцеплении таких частиц составляются тела заметной величины... Таким образом, в природе существуют агенты, способные сжимать вместе частицы тел весьма сильными притяжениями. Обязанность экспериментальной философии их разыскать» (И. Ньютон. Оптика. М.: ГИТТЛ, 1954. С.299). Особенно удивляет в этом предвидении, что завершающие последовательность частицы определяют химические и оптические свойства тел и «составляют тела заметной величины». Недостает только слова «атом» для обозначения этих «частиц». Актуально звучит в XX в. и поставленная Ньютоном экспериментальная задача, которая, в переводе на современный язык, означает, что нужно исследовать взаимодействия частиц и найти их носителей.

тонов и глюонов они тяжелые, их массы $M_{W^\pm} \approx 80$ ГэВ и $M_{Z^0} \approx 91$ ГэВ. О них будет рассказано в гл. 10.

Фотоны, глюоны, $W^\pm$ и Z — «переносчики» взаимодействий — относятся к классу так называемых калибровочных бозонов¹.

Таким образом, на сегодняшнем уровне понимания элементарными частицами являются кварки, лептоны и калибровочные бозоны. Существуют ли еще более элементарные сущности, составляющие материю? По этому поводу имеется ряд гипотез (см. 14.1), и выяснить этот вопрос предстоит исследователям XXI в.

Гравитационное взаимодействие, по-видимому, тоже обменного характера, но его гипотетические переносчики, гравитоны, должны иметь спин 2.

Квантовая теория гравитации еще не создана, а экспериментальный поиск гравитонов — дело далекого будущего.

3.5. Квантовые поля и виртуальные частицы

Создание квантовой теории — величайшее достижение науки XX в.

Сначала, в первой четверти века, была создана квантовая механика, которая ввела принципиально новые представления, понятия и методы. Это была, безусловно, революция в науке. На основе квантовой механики построена модель атома и объяснено множество самых различных явлений, начиная от процессов в атомах и атомных ядрах и кончая макроскопическими эффектами в твердых телах (ферромагнетизм, сверхпроводимость и т. д.). Однако квантовая механика рассматривала только системы с неизменным числом частиц и не охватывала даже простейшие электромагнитные процессы, например, излучение и поглощение атомами света.

В конце 20-х годов начала разрабатываться квантовая теория излучения, выросшая затем в квантовую электродинамику (КЭД) — последовательную теорию электромагнитных процессов, взаимодействия электрических зарядов и электромагнитного поля.

Однако развитие физики частиц показало, что наряду с электромагнитными существуют также другие взаимодействия и поля. Для их общего описания была создана квантовая теория поля, использующая и обобщающая методы, впервые разработанные в КЭД.

Квантовая теория поля — релятивистская теория (в отличие от квантовой механики, рассматривавшей только движение частиц со скоростями, много меньшими скорости света).

¹ Термин, возникший в квантовой теории поля и обозначающий кванты соответствующих полей (электромагнитного и сходных с ним), имеющие спин 1 и обеспечивающие одну из симметрий — так называемую калибровочную инвариантность этих полей.

После появления кварковой модели стала необходимой квантовая теория кварк-глюонных взаимодействий. В конце 70-х годов возникла такая теория, названная квантовой хромодинамикой (КХД). КХД — важнейший раздел квантовой теории поля.

Здесь мы кратко расскажем о двух важнейших понятиях квантовой теории поля. (Наглядно представить себе эти понятия, как и многие квантовые явления, не имеющие классического аналога, невозможно.)

Хорошо известно выработанное в классической физике понятие поля (например электромагнитного). В квантовой теории все поля, осуществляющие взаимодействия частиц, квантованны и взаимодействие состоит в обмене квантами поля. В частности, квантами электромагнитного поля являются фотоны, обмен которыми между заряженными частицами обуславливает это поле. С классической точки зрения такой процесс должен нарушать закон сохранения энергии или импульса и потому невозможен (свободная частица, на которую не действуют внешние силы, не может ни испустить, ни поглотить другую частицу). Однако с точки зрения квантовых представлений никакого «криминала» в таком процессе нет и он не только возможен, но занимает центральное место в квантовой теории поля.

Дело в том, что в квантовых процессах действует принцип неопределенности, согласно которому неопределенность в величине энергии частицы ΔE связана с интервалом времени Δt , в течение которого эта частица «живет», соотношением

$$\Delta E \geq \frac{\hbar}{\Delta t} . \quad (3.1)$$

Другими словами, у частицы, живущей очень малый интервал времени, энергия не фиксированна. Поэтому в промежуточных состояниях возможно существование частиц (их называют виртуальными), живущих столь короткое время, что для них как бы не выполняется закон сохранения энергии. В то же время виртуальные частицы сохраняют основные квантовые числа реальных частиц: спин, электрический заряд и т.д.

Таким образом, квантовая теория поля рассматривает процессы взаимодействия между физическими частицами как обмен частицами виртуальными (квантами соответствующего поля).

Например, взаимодействие между двумя электронами описывается как испускание виртуального фотона одним электроном и поглощение его другим.

В то же время при определенных условиях в результате взаимодействия испускаются уже не виртуальные, а реальные частицы того же типа (например, движущийся в электромагнитном поле электрон может испустить фотон тормозного излучения).

Процессы взаимодействия частиц могут быть представлены графически с помощью диаграмм Фейнмана, которые не только дают наглядный образ этих процессов и позволяют проводить их качественное обсуждение, но и определяют алгоритм вычисления амплитуд этих процессов.

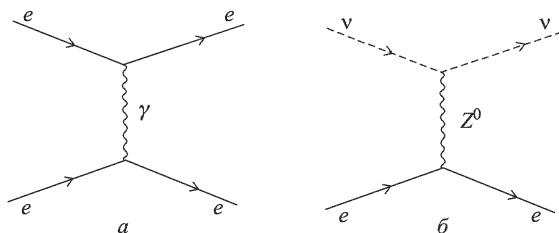


Рис. 3.1. Диаграммы Фейнмана: а) рассеяние электрона на электроном; б) рассеяние нейтрино на электроном

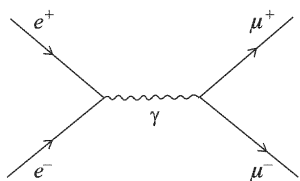


Рис. 3.2. Диаграмма Фейнмана. Электромагнитный процесс рождения $\mu^+\mu^-$ в e^+e^- -соударениях

Примеры диаграмм Фейнмана приведены на рис. 3.1 и 3.2. На рис. 3.1, а представлено рассеяние электрона на электроном. Прямые линии изображают движение электронов (стрела времени направлена слева направо), волнистая — виртуальный фотон. Точки, соответствующие испусканию и поглощению фотона, называются вершинами. Линии на диаграммах, один из концов которых свободен (внешние линии), соответствуют свободным частицам, сталкивающимся или вылетающим. Линии, соединяющие две вершины (внутренние линии), соответствуют виртуальным частицам, осуществляющим взаимодействие.

На рис. 3.1, б приведена диаграмма рассеяния нейтрино на электроном. Это процесс слабого взаимодействия, и обмениваемой виртуальной частицей является промежуточный векторный бозон Z^0 .

Диаграмма на рис. 3.2 изображает электромагнитный процесс рождения пары $\mu^+\mu^-$ при столкновении электрона и позитрона. Левая вершина соответствует аннигиляции e^+e^- с образованием (виртуального) фотона, правая вершина — рождение фотоном $\mu^+\mu^-$ -пары¹.

В дальнейшем мы рассмотрим диаграммы Фейнмана для некоторых других процессов.

¹При больших энергиях возможно рождение пары $\mu^+\mu^-$ в e^+e^- -столкновениях, обусловленное обменом виртуальным векторным бозоном Z^0 . Об этом будет рассказано в 10.2.

Глава 4

НУКЛОНЫ И ПИОНЫ

Нуклоны — протоны и нейтроны — составляют основную массу окружающего нас вещества¹. Пионы составляют большую часть всех мезонов, рождаемых при столкновениях частиц высокой энергии. Природа выделила нуклонам и пионам особое место среди всех адронов, а их исследование сыграло важную роль в становлении и развитии физики частиц, определив многие ее понятия, которые затем, с открытием новых частиц, постепенно расширялись и обобщались. Поэтому изложение физики адронов мы начинаем с нуклонов и пионов.

В этой главе рассказывается лишь о некоторых их свойствах (и соответствующих понятиях), отражающих в основном прежние этапы их исследования. Более новые (и более интересные) вопросы будут рассмотрены дальше. Эту главу можно сравнить с одной из первых ступенек высокой лестницы, на которую надо подняться, чтобы стала видна общая панорама современной экспериментальной физики частиц.

4.1. Изоспин

Протон и нейтрон обладают не только близкими массами, но и одинаковыми спинами² ($J = 1/2$) и сходными ядерными взаимодействиями (последнее проявляется, например, в симметрии не связанных с электрическим зарядом свойств зеркальных ядер, таких как ^3H и ^3He или ^{14}C и ^{14}O , в которых нейтроны и протоны «поменялись местами»). Поэтому протон и нейтрон можно рассматривать как два состояния одной и той же частицы — нуклона, различающихся электрическим зарядом.

Пионы имеют спин $J = 0$ и заряды $+1$ (π^+), 0 (π^0) и -1 (π^-). Масса нейтрального пиона лишь немного меньше массы заряженных (приблизительно на 3 %). π^+ , π^0 и π^- являются разными зарядовыми состояниями одной и той же частицы — пиона.

Состояния с различными электрическими зарядами имеет большинство адронов. Совокупность таких состояний одного адрона называется зарядовым мультиплетом.

¹Как будет рассказано в 13.2, в масштабах Вселенной значительная доля общей массы принадлежит «темной материи», состоящей из каких-то других частиц.

²В таблицах свойств частиц их спин обозначают буквой J .

У членов одного зарядового мультиплета сильные взаимодействия сходны, а различия в их свойствах (в том числе незначительное различие масс) связаны в основном с электромагнитными взаимодействиями.

Для описания зарядовых состояний частиц, входящих в один зарядовый мультиплет, введено понятие изотопического спина (изоспина)¹. Частицы одного мультиплета характеризуются изоспином I , величина которого определяет число компонент мультиплета n :

$$I = \frac{n-1}{2} . \quad (4.1)$$

Для изосинглета $I = 0$, для дублета $I = 1/2$, для триплета $I = 1$ и т. д. В частности, для нуклонов — протона и нейтрона — изоспин $I = 1/2$, для пионов $I = 1$.

Изоспин — квантованная величина, определенная в некотором 3-мерном «изотопическом пространстве», в котором она математически описывается аналогично спину или угловому моменту в обычном 3-мерном пространстве (отсюда и название). Различным членам зарядового мультиплета, называемого также изотопическим мультиплетом, соответствуют разные проекции вектора I на одну из осей координат изотопического пространства, обозначаемые I_z или I_3 . I_3 может принимать значения $+I, (+I-1)\dots(-I+1), -I$. У протона $I_3 = +1/2$, у нейтрона $I_3 = -1/2$. В триплете пионов положительному соответствует $I_3 = +1$, нейтральному $I_3 = 0$ и отрицательному $I_3 = -1$. Электрический заряд Q (в единицах элементарного заряда) для нуклонов и пионов связан с I_3 соотношением

$$Q = \frac{B}{2} + I_3, \quad (4.2)$$

где B — барионное число.

Квантовое число I — одна из основных характеристик адронов. Процессы сильного взаимодействия зависят от величины I , но при фиксировании этой величины не зависят от I_3 , т. е. от ориентации изоспина. Последнее свойство, называемое изотопической инвариантностью, отражает некоторую внутреннюю симметрию, присущую адронам.

Изоспины частиц и античастиц одинаковы.

Величина изоспина I , а также его проекция I_3 сохраняются в сильных взаимодействиях. Реакции, противоречащие этому закону сохранения, запрещены. Например, запрещена реакция $d + d \rightarrow d + d + \pi^0$ (d — дейтрон), в которой сохраняется барионное число, электрический заряд и

¹Это понятие ввел В. Гейзенберг в 1932 г., вскоре после открытия нейтрона, для совместного описания протона и нейтрона как двух состояний одной и той же частицы — нуклона. Отметим, что слово «изотопический» в термине «изотопический спин» не согласуется с понятием «изотопы» в ядерной физике, обозначающим ядра одного и того же заряда, но разных масс.

величина I_3 , но поскольку у дейтрона $I = 0$, величина I в левой и правой частях разная (0 и 1).

В электромагнитных взаимодействиях изоспин не сохраняется.

Изотопические свойства адронов (как и ряд других свойств) определяются их кварковым составом. «Носителями» изоспина являются кварки u и d . Их основные свойства представлены в табл. 4.1.

Таблица 4.1

Тип кварка	Электрический заряд	Изоспин	Проекция изоспина
u	$+2/3$	$1/2$	$+1/2$
d	$-1/3$	$1/2$	$-1/2$

У кварков всех остальных типов (о них будет рассказано дальше — в 5.1, 8.1, 8.3, 11.3) изоспин равен нулю.

Нуклоны составлены из u - и d -кварков:

$$p = uud; \quad n = udd.$$

Изоспин одной пары кварков ud в нуклонах равен нулю (изоспины этих кварков в изотопическом пространстве направлены в противоположные стороны), поэтому изоспин нуклона ($I = 1/2$) и его проекции определяются «третьим» кварком.

Если это u -кварк, то нуклон является протоном ($I_3 = +1/2$), если d -кварк — то нейтроном ($I_3 = -1/2$).

Пионы также составлены из u - и d -кварков:

$$\pi^+ = u\bar{d}, \quad \pi^- = d\bar{u},$$

π^0 — линейная комбинация $u\bar{u}$ и $d\bar{d}$.

Среди множества барионов и мезонов есть имеющие такой же кварковый состав и изоспины, как нуклоны или пионы, но отличающиеся от них массой, временем жизни, величиной спина и некоторыми другими характеристиками.

Среди адронов, содержащих другие кварки, имеются также барионы с $I = 1$ и $I = 0$ и мезоны с $I = 1/2$.

4.2. Время жизни

Все имеющиеся в настоящее время данные свидетельствуют о том, что в природе с высокой степенью точности соблюдается закон сохранения барионного заряда B :

$$B = N(B) - N(\bar{B}) = \text{const}, \tag{4.3}$$

где $N(B)$ и $N(\bar{B})$ — числа соответственно барионов и антибарионов. Это означает, что барионы могут рождаться или исчезать только в паре с антибарионами. Поодиночке же они ни того, ни другого не могут, им дано лишь превращаться в другие барионы. В свободном состоянии все они, кроме протона, распадаются, образуя более легкие барионы, а также сопровождающие их другие частицы: мезоны, фотоны или лептоны. Очевидно, что суммарная масса частиц конечного состояния должна быть меньше массы исходного бариона.

Протон легче всех остальных барионов, в том числе и нейтрона. Ему распадаться «не на что», и поэтому он предельно устойчив: согласно измерениям его время жизни $\tau(p) > 10^{32}$ лет. Эта величина определяет точность выполнения соотношения (4.3). Напомним для сравнения, что наша Вселенная, по современным оценкам, существует «всего» $\approx 1,5 \cdot 10^{10}$ лет. Однако достигнутая точность в определении $\tau(p)$ оказалась недостаточной: имеются серьезные аргументы в пользу возможности распада протона (т. е. несохранения барионного заряда), и вопрос о его стабильности является одним из ключевых для дальнейшего развития наших представлений о фундаментальных принципах, на которых основана Вселенная. Поэтому поиск распада протонов продолжается. Об этом будет рассказано в 12.1.

Нейтрон тяжелее протона всего на 0,14 %, но этого достаточно, чтобы он в свободном состоянии спонтанно распадался с образованием протона:

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}. \quad (4.4)$$

Среднее время жизни нейтрона $\tau(n)$ около 15 минут, т. е. по крайней мере в 10^{36} раз меньше времени жизни протона (если последний вообще распадается).

Величину $\tau(n)$ обычно измеряют на нейтронных пучках от реакторов, детектируя образующиеся при распаде нейтронов протоны и электроны.

Оригинальный способ измерения $\tau(n)$ с использованием ультрахолодных нейтронов осуществила группа физиков из Дубны и Гатчины (вблизи С.-Петербурга). Ультрахолодные нейтроны, впервые обнаруженные в Дубне группой под руководством Ф.Л. Шапиро, имеют кинетическую энергию порядка 10^{-7} эВ, а их скорость меньше 50 мс^{-1} . Они обладают уникальными свойствами, в частности, их возможно накапливать и «хранить» в течение десятков секунд. Уменьшение со временем числа накопленных ультрахолодных нейтронов и было использовано для определения их времени жизни.

Внутри ядер действует ряд факторов, препятствующих распаду нейтронов. Это уменьшение массы нуклонов за счет их энергии связи в ядре; действие запрета Паули (протонные состояния на нижних энергетических уровнях, которые мог бы занять протон, образующийся при распаде ней-

трона, уже заняты); необходимость изменения состояния всего ядра (и соответственно его массы) при превращении одного из нейтронов в протон. Сложное взаимодействие этих факторов приводит к тому, что существуют ядра как стабильные, так и β^- -радиоактивные.

Пионы, самые легкие из адронов, не могут распадаться, образуя другие адроны. Но для бозонов, в отличие от фермионов, нет закона сохранения общего их числа, и пионы в свободном состоянии распадаются, создавая лептоны или фотоны:

$$\pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} \nu, \quad \pi^0 \rightarrow 2\gamma,$$

$$\tau(\pi^{\pm}) = 2,6 \cdot 10^{-8} \text{ с}, \quad \tau(\pi^0) = 8,4 \cdot 10^{-17} \text{ с}.$$

В настоящее время известно несколько сотен разных адронов. Время жизни всех барионов, кроме протона и нейтрона, $\tau(B) < 10^{-10}$ с, всех мезонов — $\tau(M) < 10^{-7}$ с. Быстрее всего (за 10^{-22} – 10^{-24} с) происходят распады, обусловленные сильным взаимодействием (сильные распады), медленнее всего ($\tau > 10^{-13}$ с) — слабые распады.

С точки зрения наших обычных представлений время, в течение которого «живет» большинство частиц, невероятно мало. Тем не менее удалось не только обнаружить их существование, но и изучить их свойства.

В Приложении III приведены таблицы основных свойств частиц, которые не испытывают сильных распадов. Они либо стабильны, либо распадаются за время, значительно большее «ядерного». Все эти частицы иногда условно называют «стабильными».

Время жизни частиц τ в интервале 10^{-8} – 10^{-16} с не может быть измерено методом запаздывающих совпадений (как было измерено время жизни мюона $\tau(\mu)$). Его определяют, измеряя импульс частиц p и длину пробега l от точки рождения до распада:

$$l = vt = c\beta t' \gamma, \quad (4.5)$$

$$p = m\beta \gamma, \quad (4.6)$$

где $v = c\beta$ — скорость частицы (в л.с.), t — время ее пролета (в л.с.), t' — время пролета в ее системе покоя¹, $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ — лоренц-фактор, определяющий преобразование времени от л.с. к с.ц.м., m — масса частицы (должна быть измерена независимо).

Отсюда определяется время t'_i для каждой из ряда частиц, и из распределения величин t'_i определяют среднее время жизни τ . Так было, в частности, измерено время жизни π^0 (что было пределом для этого метода).

¹В данном случае, когда рассматривается одна частица, система ее покоя совпадает с системой центра масс.

Для частиц, распадающихся за времена менее 10^{-17} с, величина τ не может быть непосредственно измерена, и их характеризуют другой величиной — шириной состояния $\Gamma = \Delta m$, пропорциональной вероятности распада (т.е. обратно пропорциональной времени жизни). Об этом будет рассказано в 4.4.

4.3. Нуклон-нуклонные столкновения

Столкновение частиц — один из основных процессов, в которых проявляются их свойства. Эти столкновения могут быть упругими, когда конечное состояние содержит те же частицы, что и начальное, и неупругими, когда рождаются новые частицы. На рис.4.1 представлены величины полного σ_{tot} и упругого σ_{el} сечений pp -столкновений в зависимости от импульса налетающих протонов в лабораторной системе координат.

Cross section, mb

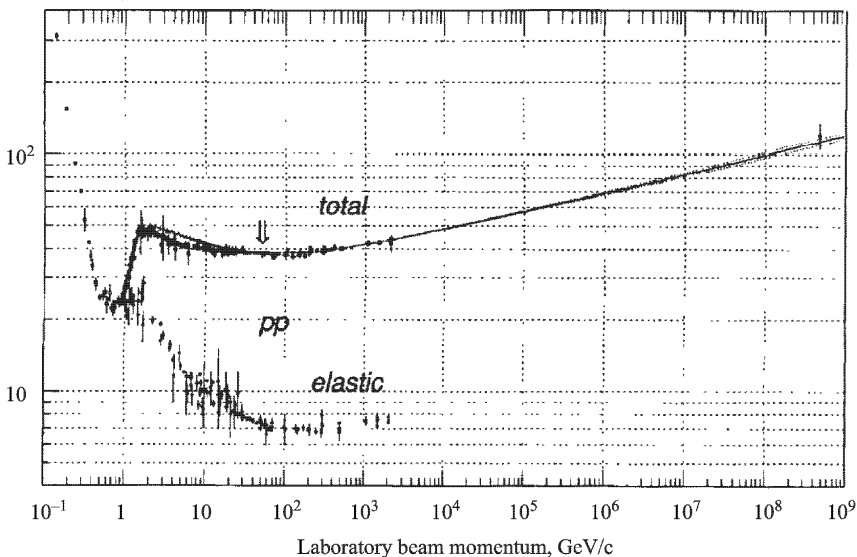


Рис. 4.1. Сечения pp -столкновений (RPP, Phys. Rev. D. 1996. V. 54. No. 1)

Сечение неупругого взаимодействия σ_{inel} , очевидно, равно разности $\sigma_{\text{tot}} - \sigma_{\text{el}}$. Неупругие взаимодействия возможны при энергиях выше порога рождения пионов, которому соответствует энергия в с.ц.м.

$$E' = 2m_p + m_\pi = 2,01 \text{ ГэВ.}$$

Выше этого порога сечение $\sigma_{\text{tot}}(pp)$ резко возрастает за счет появления неупругих процессов, затем в широком интервале энергий остается при-

близительно постоянным, составляя ≈ 40 мб, после чего начинает очень медленно расти¹.

Сечения σ_{tot} и σ_{el} измеряются в экспериментах, в которых пучок частиц падает на неподвижную мишень. Принципиальная схема экспериментов по измерению σ_{tot} приведена на рис.4.2. В пучке частиц известного импульса (определенного по углу их поворота в магнитном поле)

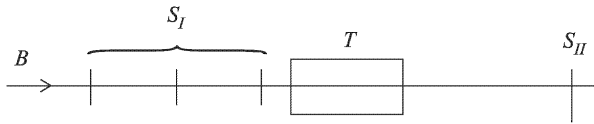


Рис. 4.2. Принципиальная схема экспериментов по измерению σ_{tot} методом выбывания из пучка

размещаются телескоп из счетчиков S_I , мишень T и расположенный за мишенью на продолжении траектории частиц пучка счетчик S_{II} . Регистрируется число совпадений $S_I S_{II}$ при мишени, расположенной в пучке и вне его (при исследовании взаимодействия частиц с протонами обычно используется жидководородная мишень и измерения проводятся поочередно с мишенью, наполненной водородом, и с пустой). Взаимодействия налетающих частиц в мишени выбивают их из пучка, и они не регистрируются счетчиками S_{II} . Отношение числа совпадений $S_I S_{II}$ с мишенью (N_T) и без нее (N_0) равно доле частиц пучка, прошедших через мишень без взаимодействия. Отсюда

$$\frac{N_T}{N_0} = e^{-\sigma_{\text{tot}} N_M}, \quad (4.7)$$

где N_M — число атомов в мишени (на 1 см^2):

$$N_M = \frac{N_A}{A} \rho l,$$

$N_A = 6,022 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}$ — число Авогадро; A — атомный вес вещества мишени; ρ — его плотность, $\text{г}\cdot\text{см}^{-3}$; l — толщина мишени, см.

Таким образом,

$$\sigma_{\text{tot}} = \frac{-\ln(N_T/N_0) A}{N_A \rho l} \text{ (см}^2\text{)}. \quad (4.8)$$

¹Это медленное возрастание полных сечений, очевидное при рассмотрении современных данных, охватывающих область энергий до многих сотен ГэВ, было впервые установлено на 70 ГэВ-ном протонном ускорителе Института физики высоких энергий в Протвино (вблизи Серпухова) и названо серпуховским эффектом.

Сечения взаимодействия частиц с нейтронами определяются из сравнения данных, полученных с дейтерием и водородом:

$$\sigma(n) = \sigma(d) - \sigma(p) + G,$$

где G — поправка, учитывающая взаимное экранирование протонов и нейтронов в дейтерии.

При столкновении антипротонов с нуклонами помимо процессов, происходящих в нуклон-нуклонных столкновениях, возможна также аннигиляция, вероятность которой возрастает при уменьшении энергии. Поэтому $\sigma_{\text{tot}}(\bar{N}N) > \sigma_{\text{tot}}(NN)$, однако с ростом энергии разность этих величин уменьшается и должна стремиться к нулю согласно теореме Померанчука, по которой сечения взаимодействия частиц и античастиц с одной и той же мишенью в асимптотике (т. е. при бесконечно больших энергиях) одинаковы.

Упругое рассеяние характеризуется не только величиной полного упругого сечения σ_{el} , но и дифференциальными сечениями, описывающими распределение частиц по углам ($d\sigma/d\Omega$) или по величине поперечного импульса p_T ($d\sigma/dp_T$), а также по используемому при теоретическом анализе параметру t ($d\sigma/dt$). (Параметр $t = (E_1 - E_2)^2 - (\vec{p}_1 - \vec{p}_2)^2$, где $(E_1 - E_2)$ и $(\vec{p}_1 - \vec{p}_2)$ — соответственно переданные при рассеянии энергия и импульс.)

Законы сохранения энергии и импульса жестко определяют кинематику упругого рассеяния. В рассматриваемом случае столкновения частицы с импульсом p и неподвижной частицы достаточно зафиксировать одну из кинематических переменных для одной частицы после рассеяния, чтобы определить этим все переменные для обеих частиц.

Наиболее наглядное представление о кинематике упругого рассеяния дает рассмотрение этого процесса в с. ц. м. — системе координат, в которой суммарный импульс равен нулю (рис. 4.3). Импульсы сталкивающихся частиц равны по величине, но направлены в противоположные стороны как до столкновения, так и после него. Величины импульса и энергии каждой частицы в с. ц. м. при упругом столкновении сохраняются. Поэтому возможные положения конца вектора импульса p' с началом в точке столкновения C составляют круг.

На рис. 4.3 также показана кинематика упругого pp -рассеяния в лабораторной системе координат.

В лабораторной системе координат, в соответствии с преобразованиями Лоренца (см. формулу (2.4)), концы векторов импульса рассеявшихся частиц p_1 и p_2 образуют эллипс с полуосями $a = \gamma p'$ и $b = p'$.

Преобразование кинематики из л. с. в с. ц. м. и обратно на основе соотношений Лоренца в практике экспериментальной физики частиц проводится весьма часто, к тому же на ускорителях высоких энергий эксперименты ставятся как в л. с. (при неподвижной мишени), так и в с. ц. м.

(встречные пучки одинакового импульса). Поэтому желательно, чтобы у читателя сложилось достаточно четкое представление о соотношении «картин» процессов взаимодействия в этих двух системах координат.

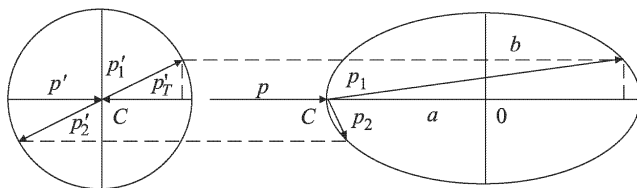


Рис. 4.3. Кинематика упругого pp -столкновения в с. ц. м (слева) и в л. с. (справа)

Упругое рассеяние частиц — наиболее простой процесс их взаимодействия. Оно прямо связано с динамикой этого взаимодействия и структурой центра рассеяния, прежде всего — с его размерами (вспомним знаменитые опыты Э. Резерфорда по рассеянию атомами α -частиц, в которых было обнаружено существование атомных ядер).

Поэтому исследованию упругого рассеяния частиц при разных энергиях и переданных импульсах (а также спиновых состояниях, об этом будет рассказано немного дальше) посвящено множество экспериментов. Особенно тщательно изучалось упругое рассеяние при малых переданных импульсах («далекие столкновения»), поскольку оно наиболее прямым образом связано с важнейшими постулатами квантовой теории поля и может служить для их проверки.

В этой кинематической области рассеяние имеет преимущественно дифракционный характер (аналогично дифракции света на поглощающих экранах).

Дифракционное рассеяние — квантово-механический процесс, возникающий при поглощении в частице-мишени плоской волны, связанной с налетающей частицей, и описываемый мнимой амплитудой (подобно тому, как в оптике поглощение света описывается комплексным показателем преломления). В процессах столкновения частиц действует оптическая теорема, связывающая мнимую часть амплитуды упругого рассеяния на угол 0° $f(0)$ с полным сечением взаимодействия σ_{tot} :

$$\text{Im } f(0) = \frac{p}{4\pi} \sigma_{\text{tot}}, \quad (4.9)$$

где p — импульс налетающей частицы.

Оригинальный метод исследования упругого pp - и pd -рассеяния в области очень малых углов предложили в 1963 г. и осуществили затем на ускорителях Дубны, Серпухова и FNAL В. А. Никитин и В. А. Свиридов и их коллеги (Дубна).

Упругое pp - и pd -рассеяние происходило внутри вакуумной камеры ускорителя при столкновении протонов внутреннего пучка с протонами (или дейтронами) тонкой мишени (сначала это была полиэтиленовая пленка толщиной в несколько микрон, затем газовая струйная мишень, см. 2.3.1). Многократное прохождение пучка через мишень обеспечивало хорошую статистическую точность эксперимента (при малой толщине мишени!), а время столкновения относительно начала цикла ускорения определяло энергию налетающих протонов.

Детектировались только протоны (дейтроны) отдачи, испускаемые под большими углами (вблизи 90°) и обладающие небольшими импульсами, а соответственно и пробегами.

В этих экспериментах было, в частности, обнаружено, что с ростом энергии столкновения увеличивается эффективный размер области взаимодействия.

Упругое рассеяние зависит от взаимной ориентации спинов взаимодействующих частиц. Спин — и только он — может задавать выделенную ориентацию в частице, даже точечной. Исследование процессов, зависящих от ориентации спина, помогает понять природу спина, еще не до конца ясную. Для этих исследований создаются поляризованные мишени и пучки поляризованных частиц — протонов, дейтронов и электронов, а также мюонов (поляризация — преимущественная ориентация спинов в выделенном направлении). В поляризованных мишенях (содержащих водород или некоторые более тяжелые элементы) используется эффект, о котором мы рассказывали в 2.1.2 в связи с опытом Эйнштейна и де Гааза: ориентация спиновых магнитных моментов — а соответственно и спинов, т. е. поляризация во внешнем магнитном поле. Но если в ферромагнетиках такая поляризация может происходить при любой температуре, при которой сохраняются ферромагнитные свойства, то для подавления деполяризационного влияния теплового движения в других веществах требуются сверхнизкие температуры.

Однако и на неполяризованной мишени проявляются поляризационные эффекты: при упругом рассеянии на ней поперечно-поляризованного пучка (спин перпендикулярен импульсу) возникает лево-правая асимметрия рассеявшихся частиц; при рассеянии на той же мишени неполяризованного пучка рассеявшиеся частицы оказываются частично поляризованными вдоль нормали к плоскости поляризации.

4.4. Пион-нуклонные столкновения. Резонансы

На рис. 4.4 приведены величины полных и упругих сечений π^+p - и π^-p -столкновений (эти сечения равны соответственно сечениям зарядово-сопряженных π^-n - и π^+n -столкновений).

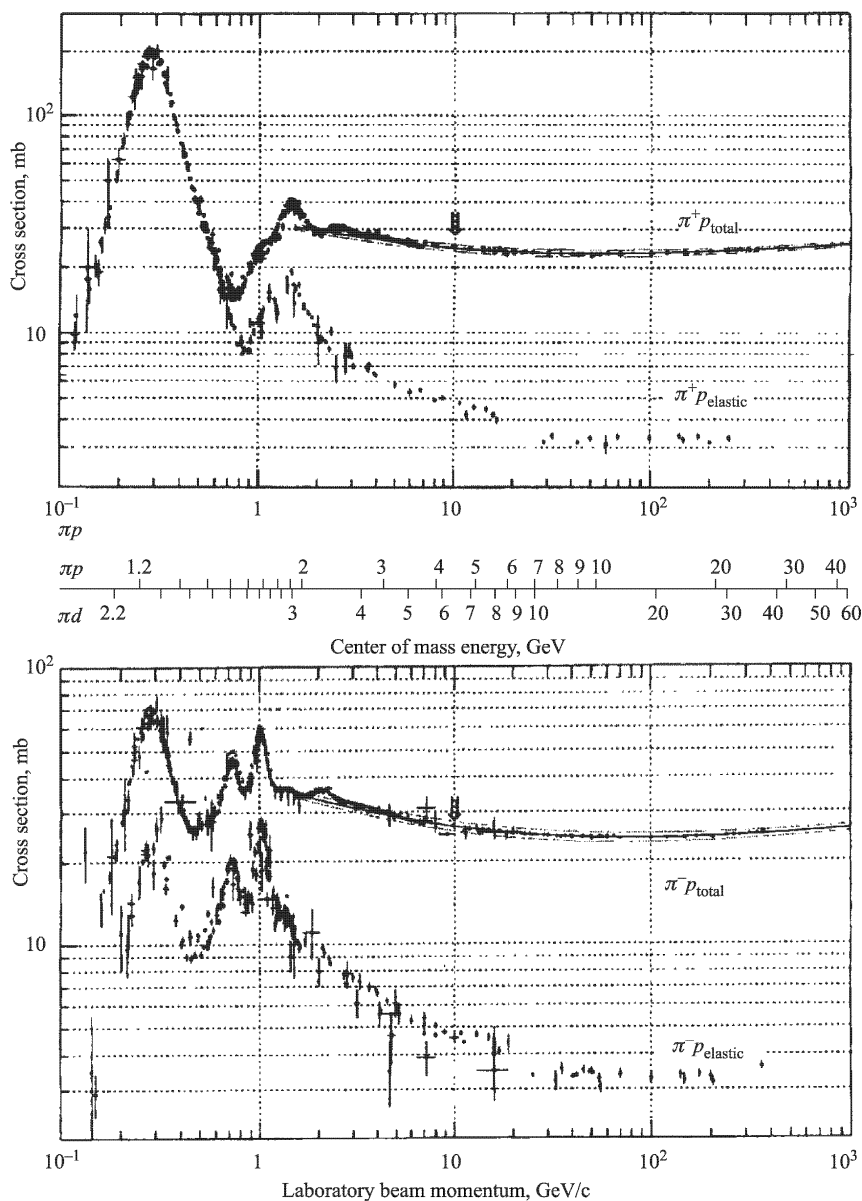


Рис. 4.4. Сечения πp -рассеяния (RPP, Phys. Rev. D. 1996. V. 54. No. 1)

При небольших энергиях налетающих пионов видны несколько максимумов, о которых будет рассказано дальше. Видно также, что там, где энергия недостаточна для рождения еще одного пиона и все $\pi^+ p$ -

столкновения упругие, т. е. $\sigma_{\text{tot}}(\pi^+p) = \sigma_{\text{el}}(\pi^+p)$, в π^-p -взаимодействиях $\sigma_{\text{tot}}(\pi^-p) > \sigma_{\text{el}}(\pi^-p)$, потому что здесь помимо упругого рассеяния происходит также перезарядка $\pi^-p \rightarrow \pi^0n$.

В области энергий больше нескольких ГэВ полные сечения меняются незначительно. При этом $\sigma_{\text{tot}}(\pi^+p) \approx \sigma_{\text{tot}}(\pi^-p) \approx \sigma_{\text{tot}}(\pi N) \approx 25$ мб. Отношение полных сечений πN - и NN -взаимодействий

$$\frac{\sigma_{\text{tot}}(\pi N)}{\sigma_{\text{tot}}(NN)} \approx 2/3. \quad (4.10)$$

При создании кварковой модели адронов соотношение (4.10) послужило одним из аргументов в ее пользу.

Действительно, согласно этой модели барионы состоят из трех кварков каждый, а мезоны — из кварка и антикварка. При высоких энергиях сечения взаимодействия кварка и антикварка с другими кварками должны быть приблизительно одинаковы, и для величин σ_{tot} в адрон-адронных взаимодействиях антикварк практически эквивалентен кварку. Если при столкновении двух адронов каждый кварк одного из них взаимодействует независимо с каждым кварком другого, то полные сечения должны быть приблизительно пропорциональны числу кварков в адронах, что и наблюдается на опыте.

При упругом рассеянии пионов на протонах, как и в pp -рассеянии, преобладают процессы с малой передачей импульса. С ростом передаваемого импульса (увеличением угла вылета рассеявшейся частицы) вероятность упругого рассеяния резко уменьшается. Однако в πp -рассеянии, в области наибольших возможных передач импульса $\Delta p' = 2p'$ (рассеяние «назад», на угол $\approx 180^\circ$) величина упругого дифференциального сечения $d\sigma/d\Omega(\pi p)_{180^\circ}$ вновь заметно возрастает (хотя и уступает существенно сечениям в области дифракционного пика). При этом, хотя полные упругие сечения $\sigma_{\text{el}}(\pi^+p)$ и $\sigma_{\text{el}}(\pi^-p)$ при импульсах начиная с нескольких ГэВ/с и больше приблизительно равны, дифференциальные сечения π^+p -рассеяния вблизи 180° в этой области энергий в несколько раз больше соответствующих π^-p -сечений.

Пик в πp -рассеянии назад может быть объяснен взаимным обменом кварками между пионами и протонами. Их кварковый состав $p = uud$, $\pi^+ = u\bar{d}$, $\pi^- = d\bar{u}$, и протон имеет два одинаковых кварка с π^+ -мезоном и один — с π^- -мезоном. Поэтому протон имеет возможность обмениваться кварком с каждым из этих пионов, но вероятность такого обмена с положительным пионом больше.

Видимые на рис. 4.4 максимумы в кривых зависимости сечений от энергии обусловлены резонансами в πp -системе.

Первый и самый значительный максимум наблюдается при $E_{\text{сум}} = 1232$ МэВ. Это означает, что образуется резонанс с такой массой

(его обозначают $\Delta(1232)$). Резонансная кривая, т.е. кривая зависимости сечения образования резонанса от $E_{\text{сум}}$, описывается соотношением Брейта–Вигнера

$$\sigma(E_{\text{сум}}) = \sigma(M) \frac{(\Gamma/2)^2}{(E_{\text{сум}} - M)^2 + (\Gamma/2)^2}, \quad (4.11)$$

где M — масса резонанса, а Γ — его ширина. Для резонанса $\Delta(1232)$ $\Gamma \approx 120$ МэВ.

Ширина Γ связана с временем жизни τ соотношением (3.1): $\Delta E \Delta t \geq \hbar$. В данном случае $\Delta E = \Gamma$, $\Delta t = \tau$ и $\tau \approx \hbar/\Gamma$ и в системе единиц $\hbar = 1$, $c = 1$, принятой в физике частиц, $\tau = 1/\Gamma$.

Изоспин этого резонанса $I = 3/2$. Соответственно величина I_3 может принимать значения $3/2, 1/2, -1/2$ и $-3/2$, и согласно соотношению (4.2) его возможными зарядовыми состояниями, поскольку барионное число $B = 1$, являются $Q = +2, +1, 0, -1$. Резонанс $\Delta(1232)$ распадается на нуклон и пион. Их угловые распределения в с.ц.м. позволяют определить спин резонанса. Если бы он равнялся сумме спинов нуклона ($J = 1/2$) и пиона ($J = 0$), то угловое распределение было бы изотропным. Оказалось, однако, что это распределение имеет вид $1 + 3\cos^2 \theta$, откуда следует, что спин резонанса $J = 3/2$ (для $J = 5/2$ в этом распределении должны были бы быть члены с $\cos^4 \theta$, для $J = 7/2$ с $\cos^6 \theta$ и т.д. — увеличение спина на 1 увеличивает на 2 максимальную степень $\cos \theta$ в угловом распределении распадных частиц).

При больших массах существует еще целый ряд барионных резонансов с $I = 3/2$ и возрастающими с ростом массы величинами спина. Их обозначают также символом Δ и указывают в скобках их массу (например, резонанс с $I = 3/2$, $J = 11/2$ и массой 2420 МэВ обозначается $\Delta(2420)$).

Δ -резонансы¹ разных масс имеют одинаковый кварковый состав: $\Delta^{++} = uuu$, $\Delta^+ = uud$, $\Delta^0 = udd$, $\Delta^- = ddd$.

Барионные резонансы с $I = 1/2$ наблюдаются в π^-p -системе. Эти резонансы обозначают символом N , также указывая их массу. Например, видимые на рис. 4.4 резонансы при $E_{\text{сум}} = 1520$ и 1650 МэВ обозначают соответственно $N(1520)$ и $N(1650)$. Кварковый состав N -резонансов такой же, как у нуклонов. Для них возможны только состояния с зарядами $Q = 1$ и $Q = 0$.

Резонансы, существующие во многих барионных состояниях, — это адроны, для которых возможен сильный распад (для многих адронов по тем или иным причинам возможен только слабый или электромагнитный

¹ Их называют также изобарами.

распад). Поэтому резонансы обладают «ядерными» временами жизни. Их типичные ширины¹ составляют от десятков до сотен МэВ.

Первое время после открытия резонансов велись споры, считать ли их частицами. Сейчас утвердительный ответ на этот вопрос не вызывает сомнений.

4.5. Рождение частиц при высоких энергиях

Как видно из рис. 4.1 и 4.4, при импульсах налетающих частиц ≥ 1 ГэВ/с в адрон-адронных столкновениях доминируют неупругие процессы, т. е. процессы с рождением вторичных адронов. С ростом энергии столкновения число рождаемых частиц увеличивается. Это иллюстрирует рис. 4.5, на котором представлена зависимость среднего числа частиц, рождаемых в pp - и $p\bar{p}$ -столкновениях, от энергии в с. ц. м. Эта зависимость может быть приближенно выражена соотношением

$$n_{\text{ср}} = a + b \ln S + c (\ln S)^2, \quad (4.12)$$

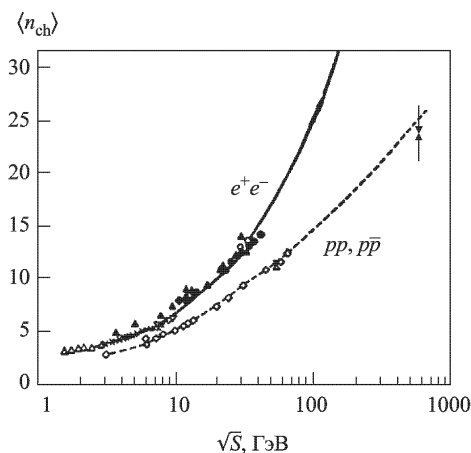


Рис. 4.5. Зависимость среднего числа заряженных частиц n_{ch} , рождаемых в pp -, $p\bar{p}$ - и e^+e^- -столкновениях, от энергии в с. ц. м. ($\sqrt{S}$)

неупругом лептон-нуклонном рассеянии, о котором будет рассказано в 7.5.

где $S = E'^2$, $E' = E_{\text{сцм}}$, a, b, c — постоянные величины, определяемые экспериментально. Например, при $E' = 5$ ГэВ среднее число заряженных частиц $n_{\text{ch}} = 5$, при $E' = 540$ ГэВ $n_{\text{ch}} = 27$. При этом разброс числа частиц вокруг среднего весьма значителен (например, при $E' = 540$ ГэВ это число меняется в пределах от 2 до 80).

Множественное рождение возможно не только в адронных взаимодействиях, но и, соответственно меньшими сечениями, в e^+e^- -аннигиляции (зависимость этого процесса от энергии показывает верхняя кривая на рис. 4.5) и в глубоко-

¹ Величины Γ приводятся в таблицах свойств частиц. Их диапазон для известных частиц составляет от ~ 1 кэВ до 2,5 ГэВ (последняя величина относится к тяжелому бозону Z — см. 10.1 и 11.2).

Большая множественность частиц, рождаемых в e^+e^- -аннигиляции, чем в pp -взаимодействиях при той же энергии, объясняется тем, что в pp -столкновениях налетающие протоны не уничтожаются (барионное число B сохраняется!), а теряют лишь часть энергии (в среднем около половины), унося с собой оставшуюся ее часть¹.

Как было рассказано в 2.2.11, множественное рождение частиц в ядерных столкновениях высокой энергии впервые наблюдалось и было исследовано в космических лучах. Уже тогда был установлен ряд характерных особенностей этого процесса, в частности ограниченность поперечных импульсов рождаемых частиц p_T , которые, в отличие от продольных импульсов p_L , почти не зависят от энергии столкновения и составляют в среднем 0,3–0,4 ГэВ/с.

Таким образом, в системе центра масс (которая в симметричных коллайдерах совпадает с лабораторной) вторичные частицы образуют два направленных в противоположные стороны пучка, сужающихся с ростом энергии, поскольку продольные импульсы при этом возрастают. В системе, где частица-мишень покоится, пучок частиц, испускаемых в с.ц.м. в направлении первичной, за счет преобразований Лоренца дополнительно сужается, а пучок, испускаемый в с.ц.м. в противоположную сторону, «меняет направление» и расширяется. В результате образуются два вылетающих вперед конуса — «узкий» и «широкий».

В процессах множественного рождения только небольшая доля выделяемой энергии тратится на создание «массы покоя» образуемых частиц, основная же ее часть превращается в кинетическую энергию этих частиц.

Большую часть рождаемых частиц составляют пионы ($\approx 90\%$ при $E' \approx 60$ ГэВ, $\approx 80\%$ при $E' \approx 540$ ГэВ). В числе их и те, которые были образованы при распаде резонансов. С ростом энергии доля пионов уменьшается, поскольку открывается возможность рождения более тяжелых частиц — других мезонов, барион-антибарионных пар и т.д.

В событиях множественного рождения практически очень трудно, а зачастую просто невозможно исследовать одновременно все частицы, поэтому обычно изучают процессы рождения определенных частиц (например π^- или K^+) независимо от их сопровождения (т.е. по существу суммируя и усредняя все реакции, в которых рождаются выделенные частицы). Такие процессы, называемые инклюзивными, могут быть записаны в виде $a+b \rightarrow c+X$ или $a+b \rightarrow c+d+\dots+X$, где X — совокупность всех остальных частиц, сопровождающих рождение изучаемых.

Исследование инклюзивных процессов в адрон-адронных взаимодействиях показало, что при высоких энергиях спектры продольных импульсов p_L подобны, если их выражать в долях импульса первичной частицы

¹Среди множества частиц, вылетающих из вершины взаимодействия, они обычно выделены по энергии («лидирующие частицы»).

p , т.е. в переменных $x = p_L/p$. Это подобие спектров называется масштабной инвариантностью.

Первые указания на масштабную инвариантность были получены еще при исследовании космических лучей, доказано ее существование было в экспериментах на серпуховском ускорителе.

Отметим тонкий интерференционный эффект в процессах множественного рождения. Это корреляции пар тождественных частиц (в основном пионов), имеющих близкие по величине и направлению импульсы. Исследование таких корреляций позволяет установить пространственно-временные размеры области, в которой эта пара рождается¹.

Анализ этого эффекта и разработка соответствующего метода измерения размеров области генерации регистрируемых частиц, нашедшего широкое применение в экспериментальной физике высоких энергий, были осуществлены в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ М. Подгорецким и Г. Копыловым и их коллегами В. Любошицем и Р. Ледницким.

Развитие экспериментальной физики частиц требует проникновения в область все больших энергий. Это необходимо прежде всего (но не только!) для рождения и исследования все более тяжелых частиц. В 50-е годы энергии наибольших создававшихся ускорителей, бэватрона в Беркли и синхрофазотрона в Дубне, были выбраны так, чтобы сделать возможным рождение антипротонов. В 80-х годах в ЦЕРНе под руководством К. Руббиа был создан протон-антипротонный коллайдер с наибольшей в то время энергией 540 ГэВ (2×270 ГэВ), выбранной для осуществления эксперимента по поиску промежуточных бозонов $W^\pm$ и Z^0 , массы которых были довольно точно предсказаны теоретически (об этом блестящем эксперименте см. 10.4). Энергия $2 \times 0,9$ ТэВ крупнейшего в настоящее время адронного коллайдера тэватрон (FNAL, США) позволила открыть самую тяжелую из обнаруженных до настоящего времени частиц — t -кварк с массой ≈ 175 ГэВ (см. 11.3).

Теория предсказывает существование еще более тяжелых частиц, принципиально важных для дальнейшего развития наших представлений о микромире и о проявляющихся в нем глобальных физических законах. Массы этих частиц не могут быть оценены достаточно точно, но, по видимому, они относятся уже к области сотен и даже тысяч ГэВ. Ожидается, что такие частицы позволят наблюдать суперколлайдер LHC с энергией 2×7 ТэВ, который сооружается в ЦЕРНе и войдет в строй в 2005 г.

Задачам исследований на ускорителях следующего поколения и готовящимся для них экспериментальным установкам будет посвящена последняя глава этой книги.

¹ Имеется глубокая физическая аналогия между парными корреляциями тождественных частиц, образуемых в ядерных взаимодействиях, и корреляциями фотонов, испускаемых оптическими источниками (в частности звездами), позволяющими измерить их угловые размеры.

Глава 5

СТРАННЫЕ ЧАСТИЦЫ

Открытие странных частиц, отличавшихся от известных тогда адронов рядом необычных свойств, выявило существование нового квантового числа «странность». Дальнейшие исследования этих частиц привели к открытиям нарушения фундаментальных симметрий, считавшихся абсолютными, и существенно продвинули понимание глобальных законов нашего мира.

5.1. K -мезоны и гипероны. Странность

После того как удалось разобраться в многообразии наблюдавшихся случаев распада частиц, названных «странными», оказалось, что среди них есть частицы с массой около 500 МэВ, заряженные и нейтральные (их теперь называют K -мезонами или каонами и обозначают символом K), и несколько типов частиц с массой, большей массы нуклонов (их называли гиперонами). Из последних самые легкие — обладающие нулевым электрическим зарядом Λ -гипероны¹. Их основной распад $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ (позднее был обнаружен и распад $\Lambda \rightarrow n\pi^0$).

Σ^+ - и Σ^- -гипероны, которые также распадаются на нуклон и пион, немного тяжелее Λ .

Еще тяжелее Ξ^- -гиперон, который распадается каскадно, образуя цепочку $\Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^-$, $\Lambda \rightarrow p\pi^-$.

Средние времена жизни τ всех гиперонов оказались порядка 10^{-10} с. Для $K^\pm$ -мезонов $\tau = 1,24 \cdot 10^{-8}$ с. О распадах K^0 — процессе довольно сложном — будет рассказано в 5.3.

Уже ранние исследования странных частиц выявили в их свойствах парадоксальное противоречие (из-за которого их и называли странными). Эти частицы рождаются с сечениями процессов сильного взаимодействия (проценты от сечения рождения пионов) и должны бы принадлежать к адронам. В этом случае можно было ожидать, что их распады с образованием более легких адронов должны также происходить под действием сильного взаимодействия. Однако времена жизни странных частиц однозначно свидетельствуют, что это не так и что их распады — слабые.

¹Раньше их обозначали Λ^0 .

Разгадку этого парадокса нашел в 1953 г. М.Гелл-Манн¹. Он предположил, что странным частицам присуще новое квантовое число, названное им «странность» (обозначение S , от английского «strangeness»), которое сохраняется в сильных и электромагнитных взаимодействиях и не сохраняется в слабых. Квантовое число S может быть положительным или отрицательным (в частности, знаки странности у частиц и античастиц противоположны). Чтобы странность сохранялась в процессе рождения пионами или нуклонами странных частиц, они должны рождаться парами («ассоциативное рождение»), в которых частицы имеют равные по величине, но противоположные по знаку значения S . Распадаются же странные частицы поодиночке, и если нет более легких адронов с той же странностью, в которые они могли бы распасться, сильный распад для них запрещен.

Таким образом, странные частицы являются действительно адронами. При этом каоны — это мезоны, а гипероны — барионы (их барионное число $B = 1$).

Гелл-Манн не только установил общие закономерности, которым подчиняются странные частицы, но и разработал конкретную схему, в которой определил величину и знак странности, а также изоспины для всех странных частиц. Он пришел к заключению, что K -мезоны должны образовывать не триплет ($K^+ K^0 K^-$), аналогичный триплету пионов, а два дублета ($K^+ K^0$ и $K^- \bar{K}^0$), обладающие противоположными знаками странности; что изоспин Σ -гиперонов должен быть равен 1 и они образуют триплет, содержащий еще Σ^0 , который должен распадаться по каналу $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda \gamma$, что изоспин Ξ^- равен $1/2$ и поэтому должен быть еще Ξ^0 . Все эти частицы были вскоре обнаружены.

В табл. 5.1 приведены значения странности S и изоспина I для странных частиц.

Таблица 5.1

Частицы	I	S
K^+, K^0	$1/2$	$+1$
$K^-, \bar{K}^0$	$1/2$	-1
Λ	0	-1
$\Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-$	1	-1
Ξ^-, Ξ^0	$1/2$	-2
Ω^-	0	-3

В последней строке табл. 5.1 указан Ω^- -гиперон, также предсказанный Гелл-Манном. Это предсказание было сделано на основе установленной

¹Сходные соображения, но в менее законченном виде, были высказаны также некоторыми другими физиками.

им закономерности в свойствах адронов, проявляющейся в их распределениях по двум параметрам — I_3 и S , и соответствующей симметрии, обозначаемой в математической теории групп $SU(3)$. Эта симметрия сильного взаимодействия, более общая, чем изотопическая инвариантность¹, позволяет систематизировать адроны, группируя их в $SU(3)$ -мультиплеты частиц, обладающих различными электрическими зарядами и значениями странности, но одинаковыми другими квантовыми числами (барионным числом, спином и т.д.). Мезоны составляют октеты и синглеты, барионы — также и декуплеты². Гиперон Ω^- был предсказан как недостающий член в декуплете барионов со спином $3/2$. Он должен распадаться на $\Xi\pi$ и ΛK^- . Обнаружение в 1964 г. Ω^- было решающим экспериментальным подтверждением гипотезы Гелл-Манна.

В том же 1964 г. Гелл-Манн и независимо от него Дж.Цвейг работали уже упоминавшуюся нами кварковую модель адронов, которая позволяет, в частности, естественным и наглядным образом объяснить свойства странных частиц, представленные в табл. 5.1.

Как мы уже говорили в 3.3, согласно кварковой модели все многообразие адронов (известных в то время) можно построить всего из трех кварков u, d и s . Квантовые числа s -кварка: $Q = -1/3$, $I = 0$, $S = -1$. Этот кварк — «носитель» странности. У всех других кварков $S = 0$. Величина и знак странности адронов определяются числом s (или $\bar{s}$)-кварков в их составе, нестранные кварки в адронах определяют их изоспин. Гипероны Λ и Σ содержат по одному s -кварку, Ξ — два, а Ω^- состоит из трех s -кварков (в соответствии с этим у него $Q = -1$, $I = 0$).

На рис. 5.1 представлен $SU(3)$ -октет барионов со спином $1/2$. По осям координат отложены проекция изоспина I_3 и странность S . Октет охватывает нуклоны и гипероны (кроме Ω^- , который относится к другому $SU(3)$ -мультиплету). На рис. 5.2 приведен кварковый состав барионов, представленных на рис. 5.1. Как видно из сравнения этих рисунков, величины странности и изоспина и его проекции I_3 однозначно связаны с кварковым составом. Различие в кварковой структуре Σ^0 и Λ заключается в том, что в Σ^0 нестранные кварки (ud) находятся в состоянии $I = 1$, $I_3 = 0$, а в Λ — в состоянии с $I = 0$.

Пионы и каоны составляют также $SU(3)$ -октет, с теми же значениями Y и I_3 , что и барионы, представленные на рис. 5.1.

Рекомендуем читателю самостоятельно построить для октета π - и K -мезонов график, аналогичный рис. 5.1, а также схему кваркового состава мезонов, аналогичную рис. 5.2. Для облегчения задачи приведем кварковый состав одного каона: $K^+ = u\bar{s}$. (Напоминаем, что для пионов $I = 1$, а для каонов $I = 1/2$.)

¹Изотопической инвариантности соответствует симметрия, обозначаемая $SU(2)$.

²Октет состоит из 8 членов, декуплет — из 10.

$SU(3)$ -симметрия — приближенная (она была бы точной при равных массах u -, d - и s -кварков). Степень нарушения этой симметрии демонстрирует различие масс внутри одного $SU(3)$ -мультиплета.

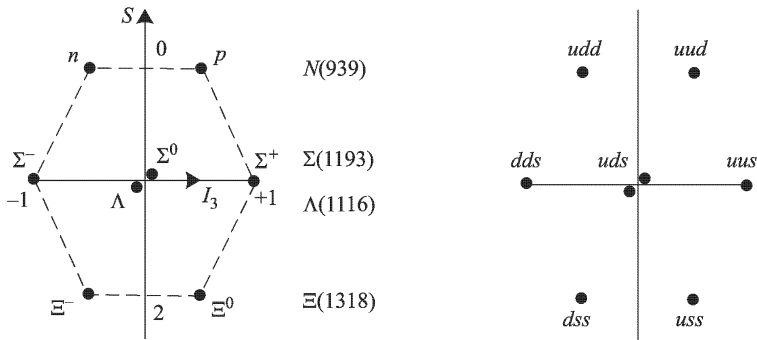


Рис. 5.1. Октет барионов со спином $1/2$

Рис. 5.2. Кварковый состав барионов, представленных на рис. 5.1

K^- - и $\bar{K}^0$ -мезоны и гипероны во взаимодействиях нестранных частиц рождаются преимущественно совместно с K^+ - или K^0 -мезонами — единственными частицами с положительной странностью¹.

При этом рождение Ξ сопровождается двумя K -мезонами, а Ω^- — тремя. Очевидно, что рождение странных частиц адронами той же странности (например, рождение Λ или Σ в пучке K^- -мезонов) — процесс не ассоциативный.

У читателя, возможно, возник вопрос: не существует ли мезон, составленный из странных кварка и антикварка ($s\bar{s}$)? Такой мезон существует (его обозначают буквой φ), но для него $S = 0$, он не принадлежит к странным частицам, и его распад — сильный. Но он «помнит» о своем составе, о своей «скрытой странности» и распадается преимущественно на K^+K^- или $K^0\bar{K}^0$.

Масса s -кварка больше масс кварков u и d . Поэтому каоны тяжелее пионов и даже самый легкий из гиперонов тяжелее нуклона. С большей массой s -кварков связана меньшая вероятность их рождения в сильных взаимодействиях.

Соотношение (4.2), связывающее электрический заряд адронов Q с величинами B и I_3 , с учетом существования странности S должно быть обобщено:

$$Q = \frac{1}{2}(B + S) + I_3 = \frac{1}{2}Y + I_3. \quad (5.1)$$

¹Совместное рождение $\bar{K}$ -мезонов с антигиперонами, также сохраняющее странность, энергетически менее выгодно (требует рождения большей массы) и поэтому имеет меньшее сечение.

Слабые распады странных частиц обусловлены распадом s -кварка, который превращается в нестранный кварк¹.

Поэтому в каждом акте распада странных частиц странность меняется на единицу, т.е. $|\Delta S| = 1$. Этим обусловлены каскады в распадах Ξ и Ω^- : каждый из их s -кварков распадается независимо.

Гипероны, рождающиеся при столкновении частиц с нуклонами в ядре, могут им захватиться. Тогда образуются так называемые гиперядра, в которых один из нуклонов замещен Λ -гипероном (наблюдались также гиперядра, содержащие два Λ). Внутри ядра Λ распадается, что и позволяет идентифицировать гиперядра.

Гиперядра были открыты польскими физиками М.Данышем и Е.Пневским в 1953 г. в ядерной фотоэмульсии, экспонированной в космических лучах. Один из наблюдавшихся случаев образования и распада ядерного гиперфрагмента приведен на рис. 5.3.

При взаимодействии частицы (p) с ядром в точке A образовался гиперфрагмент (f), распавшийся в точке B .

До сих пор мы рассматривали только низшие (по массе) странные частицы, для которых возможны лишь слабые распады².

Однако каждой странной частице соответствует свой ряд резонансов возрастающей массы и возрастающих величин спина, имеющих те же значения S и I . Странные резонансы, как и нестранные, за ядерные времена переходят в состояния с меньшей массой (и спином), пока не дойдут до состояний с наименьшими массами, для которых сильный распад невозможен.

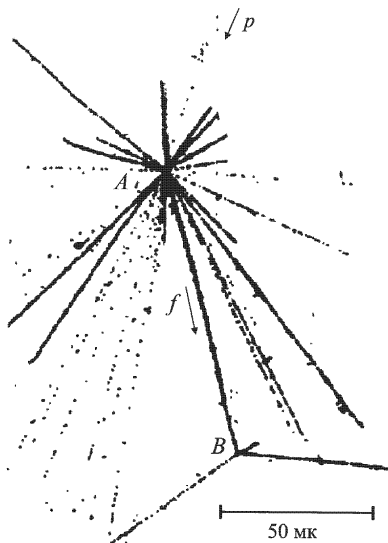


Рис. 5.3. Распад гиперфрагмента ядра, наблюдавшийся в фотоэмульсии

5.2. «Загадка тау–тета». Несохранение четности

Вернемся в нашем изложении немного назад. Еще в ранних наблюдениях случаев образования и распада странных частиц, сначала в космиче-

¹При этом образуется также либо пара кварк–антикварк ($q\bar{q}$), либо пара лептон–антилептон ($l\bar{l}$).

²Электромагнитный распад $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda \gamma$ меняет не странность, а изоспин гиперона.

ских лучах, затем на ускорителях, исследователи обратили внимание на то, что заряженные частицы, распадавшиеся на два π -мезона (их называли θ) и на три π -мезона (их называли τ), обладали одинаковыми массами и временами жизни. Это было удивительно: с одной стороны, τ и θ оказывались как будто одной и той же частицей, а с другой стороны — их свойства были взаимоисключающими: по тогдашним представлениям, одна и та же частица со спином 0 не могла распадаться и на два, и на три π -мезона. Возникла широко обсуждавшаяся в середине 50-х годов «загадка $\tau-\theta$ ».

Чтобы понять ее суть, нам необходимо познакомиться с важным для физики микромира понятием «четность». Это понятие характеризует симметрию физической величины относительно некоторых дискретных преобразований. Обычно (в частности в данном тексте), если не оговорено другое, под этим термином понимают так называемую пространственную четность (P -четность), связанную с симметрией относительно зеркального отражения координат: $x \rightarrow -x$, $y \rightarrow -y$, $z \rightarrow -z$. Величины, сохраняющие при этом преобразовании знак (например, спин J и напряженность магнитного поля H), называют P -четными (квантовое число четность $P = +1$), меняющие знак (например, импульс p и напряженность электрического поля E) называют P -нечетными ($P = -1$). Применительно к частицам четность характеризует симметрию относительно этих преобразований волновой функции частицы или системы частиц.

Четность частиц P приводится в таблицах их свойств вместе со спином J . Частицы с $J^P = 0^+$ называются скалярными, с $J^P = 0^-$ — псевдоскалярными, с $J^P = 1^-$ — векторными, с $J^P = 1^+$ — псевдовекторными.

Для π - и K -мезонов $J^P = 0^-$.

Четность системы равна произведению четностей входящих в нее частиц и орбитальной четности относительного движения этих частиц.

Для двух частиц орбитальная четность $P_L = (-1)^L$, где L — момент их относительного движения.

Для системы из двух π -мезонов, находящихся в состоянии с $L = 0$, четность положительна: $P(2\pi) = (-1) \cdot (-1) \cdot (-1)^0 = +1$. Система из трех π -мезонов с полным орбитальным моментом $L = 0$ имеет отрицательную четность: $P(3\pi) = -1$. (Орбитальная четность системы из трех частиц определяется как произведение четностей относительного движения двух частиц и движения третьей частицы относительно этих двух.) Таким образом, четности систем 2π и 3π при $L = 0$ противоположны.

В то же время согласно закону сохранения четности, сформулированному еще в 1925 г. и с тех пор успешно применявшемуся как в теоретических, так и в экспериментальных исследованиях и считавшемуся одной из фундаментальных симметрий нашего мира, общая четность до и по-

сле взаимодействия должна быть одинаковой. Поэтому «загадка $\tau - \theta$ » — распад, по-видимому, одной и той же частицы в состоянии с разными четностями — привлекла такое внимание. Ее разгадку нашли в 1956 г. Ц.Ли и Ч.Янг¹, выдвинувшие гипотезу о несохранении четности в слабых взаимодействиях, вскоре доказанную экспериментально. (Физики-теоретики Ли и Янг, исследуя проблему $\tau - \theta$, проанализировали экспериментальные данные, подтверждавшие сохранение четности, и обнаружили, что все они относятся к сильному или электромагнитному взаимодействию, в слабых же процессах оно не проверялось.)

Сохранение четности означает зеркальную симметрию процессов: в зеркально-симметричных системах они должны происходить с одинаковой вероятностью. Поясним это на примере $\mu^- \rightarrow e^-$ -распада². Если поместить зеркало перпендикулярно направлению спина мюона, то зеркальным отражением процесса распада мюона с испусканием электрона под углом θ будет распад с вылетом электрона под углом $\pi - \theta$, поскольку при этом отражении направление спина не меняется, а перпендикулярная зеркалу составляющая импульса электрона меняет знак (см. рис. 5.4). Поэтому при сохранении четности вероятность вылета электронов под углами θ и $\pi - \theta$ должна быть одинаковой.

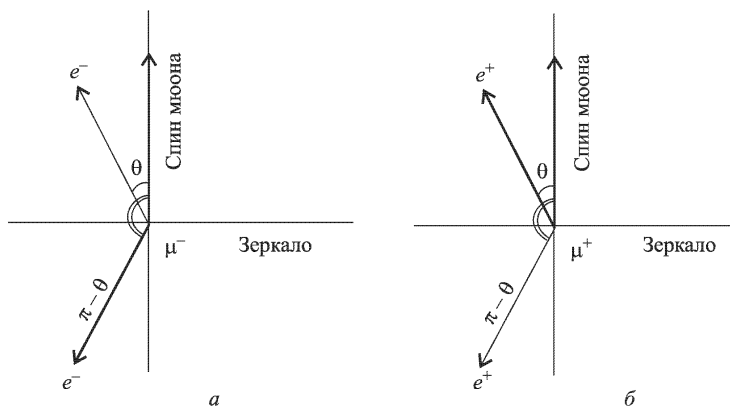


Рис. 5.4. Несохранение P -четности и CP -инвариантность в распаде мюонов (условное изображение: зеркальное отражение всех трех координат представлено как отражение в обычном зеркале, что в данном случае не меняет физических следствий)

В действительности же, как было показано в одном из опытов по обнаружению несохранения четности, электроны вылетают относительно

¹Американские физики китайского происхождения.

²При распаде $\mu \rightarrow e$ образуются еще нейтрино и антинейтрино (см. 9.2). Однако для рассматриваемого примера это несущественно.

направления спина не симметрично, а преимущественно в заднюю полу-сферу (на рис. 5.4, *а* — под углом $\pi - \theta$ чаще, чем под углом θ). Сходные асимметрии наблюдались и в других слабых распадах.

Открытие несохранения четности не только имело большое принципиальное значение (за это открытие Ли и Янг в 1957 г. присуждена Нобелевская премия), но и повлекло за собой множество следствий. Первое из них — решение проблемы $\tau-\theta$: это одна и та же частица (K -мезон), распадающаяся как в четное (2π), так и в нечетное (3π) состояние¹.

После открытия несохранения четности встал вопрос: не означает ли оно, что в микромире нарушена симметрия между левым и правым? Это противоречило бы сложившимся представлениям, и физики вздохнули с облегчением, когда в 1957 г. независимо Ландау и Ли и Янг указали, что зеркальная симметрия микромира может быть сохранена даже при нарушении пространственной четности. Для этого должна соблюдаться инвариантность относительно совокупности двух преобразований — зеркального отражения P^2 и зарядового сопряжения C (перехода от частиц к античастицам).

Если природа CP -инвариантна, то любому процессу в ней соответствует зеркально-симметричный процесс, в котором все частицы заменены на античастицы, вещество — на антивещество. При этом все характеристики обоих процессов должны быть одинаковыми. Поясним это на примере: процесс, зарядово-сопряженный распаду $\mu^- \rightarrow e^-$, — это распад $\mu^+ \rightarrow e^+$. Поэтому при CP -инвариантности вероятность вылета позитрона при распаде μ^+ под углом θ равна вероятности вылета электрона от распада μ^- под углом $\pi - \theta$ (см. рис. 5.4, *б*).

Из CP -инвариантности непосредственно следует, что если не сохраняется пространственная четность, то не сохраняется и зарядовая четность (C -четность).

Представление о CP -инвариантности, казалось, снимало проблемы, вызванные открытием несохранения пространственной четности. К тому же все процессы в сильных взаимодействиях, измеренные с высокой точностью (а также процессы слабого взаимодействия, измеренные с точностью до нескольких процентов) соответствовали CP -инвариантности. Поэтому в нее поверили.

С представлениями о CP -инвариантности, а также о сохранении барионного заряда, как общих законах нашей Вселенной, была связана гипотеза о существовании антимиров.

¹Доля распадов (branching ratio — Br) $\text{Br}(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0) = 21\%$, $\text{Br}(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^- \pi^\pm) = 5,6\%$. Основной канал распада заряженных каонов $K^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu$ (Br = 63,5%).

²Символом P обозначают как квантовое число четность, так и операцию зеркального отражения.

Действительно, если в результате Большого взрыва родилось равное количество барионов и антибарионов¹ и законы, которым они подчиняются, CP -инвариантны, то можно было ожидать, что Вселенная содержит равное количество вещества и антивещества. То обстоятельство, что в доступной для нашего исследования части Вселенной барионной симметрии нет, объяснялось огромной флуктуацией: в «нашей» части Вселенной оказался избыток барионов, и после того, как все антибарионы аннигилировали, остались только «избыточные» барионы. Соответственно в других областях Вселенной мог образоваться избыток антибарионов, которые и должны, после аннигиляции барионов, образовать антимир.

О том, как дальше развивались представления, связанные с CP -инвариантностью, мы расскажем в 5.3.

5.3. Нейтральные каоны.

Открытие CP -несохранения

Распад нейтральных K -мезонов на два заряженных пиона был одним из первых процессов, в которых были обнаружены странные частицы. Этому распаду соответствует время жизни около 10^{-10} с.

Однако теоретический анализ, проведенный М. Гелл-Манном и А. Пайсом, показал, что должна существовать также другая «разновидность» нейтральных каонов, распадающаяся на три пиона и имеющая большее время жизни.

Приведем здесь их рассуждение в несколько упрощенном виде. При этом будем полагать, что CP -четность сохраняется (а P -четность — нет).

В сильных взаимодействиях (в частности, в процессах их рождения в адрон-адронных столкновениях) нейтральные каоны проявляются как K^0 и $\bar{K}^0$, имеющие определенную странность и являющиеся частицей и античастицей. Операция зарядового сопряжения C переводит K^0 в $\bar{K}^0$: $C|K^0\rangle = -|\bar{K}^0\rangle$ ($|K^0\rangle$ и $|\bar{K}^0\rangle$ обозначают соответствующие волновые функции). Поскольку P -четность K -мезонов отрицательна, то $CP|K^0\rangle = |\bar{K}^0\rangle$ и $CP|\bar{K}^0\rangle = |K^0\rangle$.

Процессы слабого взаимодействия, в частности слабые распады, не могут определяться странностью, так как она в этих процессах не сохраняется (K^0 и $\bar{K}^0$ могут, распадаясь, образовывать одни и те же конечные состояния с двумя или тремя пионами).

Если CP сохраняется, то физическими состояниями нейтральных каонов, проявляющимися в слабых взаимодействиях и имеющими свое время жизни, должны быть состояния с определенным значением CP -четности.

¹ Имеется достаточно аргументов для того, чтобы полагать, что в начальном состоянии Вселенной ее барионный заряд был равен нулю (подробнее об этом см. 13.1).

Поэтому определенную и притом одинаковую CP -четность при распадах нейтральных каонов должны иметь как конечное, так и начальное состояние.

Соответствующими начальными состояниями являются линейные комбинации K^0 и $\bar{K}^0$:

$$\begin{aligned} |K_1^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} [|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle], \\ |K_2^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} [|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle]. \end{aligned} \quad (5.2)$$

Легко убедиться, что K_1^0 имеет $CP = 1$, K_2^0 имеет $CP = -1$.

Рассмотрим CP -четности конечных состояний при распадах нейтральных каонов на два π -мезона: $CP(\pi^+\pi^-) = C(\pi^+\pi^-) \cdot P(\pi^+\pi^-) = (-1)^l \cdot (-1)^l = +1$ (l — орбитальный момент системы $\pi^+\pi^-$, в двухчастичных распадах нейтральных каонов $l = 0$), $CP(\pi^0\pi^0) = (CP(\pi^0))^2 = (-1)^2 = +1$. Таким образом, при сохранении CP -четности на 2π может распасться только K_1^0 , а для K_2^0 этот распад запрещен.

В то же время распад $K_2^0 \rightarrow 3\pi$ разрешен, $K_1^0 \rightarrow 3\pi^0$ запрещен и $K_1^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ подавлен (последний может происходить только из состояния с $l = 1$).

Поскольку возможность распада на два пиона, более выгодного энергетически, для K_2^0 закрыта, его время жизни значительно больше, чем у K_1^0 . Массы K_1^0 и K_2^0 вследствие различия их слабых взаимодействий различаются на величину $\approx 10^{-14} m_{K^0}^1$.

Рождающиеся в сильных взаимодействиях K^0 и $\bar{K}^0$ возможно представить как смесь равных долей CP -четного состояния K_1^0 и CP -нечетного — K_2^0 , не имеющих определенной странности:

$$\begin{aligned} |K^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} [|K_1^0\rangle + |K_2^0\rangle], \\ |\bar{K}^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} [|K_1^0\rangle - |K_2^0\rangle]. \end{aligned} \quad (5.3)$$

В слабых взаимодействиях K^0 и $\bar{K}^0$ проявляются в соответствии с (5.3). Поскольку K_1^0 распадается значительно быстрее, чем K_2^0 , начальные состояния K^0 и $\bar{K}^0$, с положительной или отрицательной странностью, распадаются сначала преимущественно как K_1^0 (на 2π), после чего должно остаться только долгоживущее CP -нечетное состояние K_2^0 , не имеющее определенной странности.

¹Для сравнения: относительная разность масс нейтрона и протона, обусловленная различием их электромагнитных взаимодействий, составляет $\approx 1,3 \cdot 10^{-3} m_N$.

Теоретически предсказанные долгоживущие нейтральные K -мезоны вскоре были обнаружены экспериментально. Их время жизни $\tau = 5 \times 10^{-8}$ с. Они распадаются на 3π , а также на $\pi\mu\nu$ и $\pi e\nu$.

K^0 -мезоны обладают способностью спонтанно превращаться в свои античастицы, меняя странность на две единицы. Это происходит благодаря тому, что K^0 и $\bar{K}^0$ могут распадаться в одни и те же конечные состояния (2π или 3π) и через эти общие виртуальные состояния смешиваются и в результате двух последовательных процессов слабого взаимодействия переходят друг в друга: $K^0 \leftrightarrow \frac{2\pi}{3\pi} \leftrightarrow \bar{K}^0$.

Этот процесс можно непосредственно наблюдать, так как в полулептонных распадах K^0 и $\bar{K}^0$ частицы конечного состояния имеют электрические заряды противоположных знаков: $K^0 \rightarrow \pi^- l^+ \nu$, $\bar{K}^0 \rightarrow \pi^+ l^- \nu$, где l — электроны или мюоны. Поэтому в пучке K^0 -мезонов¹, в котором первоначально полулептонные распады были только с образованием l^+ и π^- , в результате смешивания $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$ появляются распады с образованием l^- и π^+ .

Поскольку в сильных и слабых взаимодействиях проявляются разные состояния нейтральных каонов, то в вакууме, где происходят только процессы их распада, и в плотном веществе, где существенны их взаимодействия с ядрами, определяющие состояния этих каонов различны.

Рассмотрим пучок, состоявший первоначально только из K^0 -мезонов. В вакууме, на расстоянии, достаточном для распада практически всех K_1^0 , остается только пучок K_2^0 , интенсивность которого составляет примерно половину интенсивности первичного пучка K^0 . Если на пути этого пучка K_2^0 поставить слой плотного вещества (см. рис. 5.5), то в соответствии с

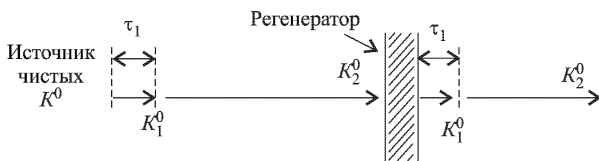


Рис. 5.5. Регенерация K_1^0 -мезонов в пучке K_2^0 -мезонов

(5.2) K_2^0 будет проявляться как смесь K^0 и $\bar{K}^0$. Таким образом в пучке, состоявшем первоначально только из K^0 , появятся $\bar{K}^0$ в количестве, составляющем приблизительно 1/4 от количества первичных K^0 . Поэтому

¹Такие пучки могут быть (и были неоднократно) созданы, так как порог рождения K^0 лежит при меньших энергиях, чем для $\bar{K}^0$. Это объясняется тем, что K -мезоны (K^0 и K^+) могут рождаться в паре с гипероном, а $\bar{K}$ -мезоны ($\bar{K}^0$ и K^-) — только вместе с K -мезонами и нуклонами (например $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda$ и $\pi^- p \rightarrow \bar{K}^0 K N$). Очевидно, что если энергия первичных частиц выше порога рождения K^0 , но ниже порога рождения $\bar{K}^0$, то возникшие нейтральные каоны — это только K^0 .

внутри этого слоя вещества будут происходить как реакции, вызванные K^0 , так и возможные только для $\bar{K}^0$ (например, $\bar{K}^0 + p \rightarrow \Lambda + \pi^+$).

При входе пучка K_2^0 в плотное вещество доли K^0 и $\bar{K}^0$ в нем одинаковы. Однако, поскольку $\sigma_{\text{tot}}(\bar{K}^0 N) > \sigma_{\text{tot}}(K^0 N)$ (это связано с возможностью для $\bar{K}^0$, отсутствующей у K^0 , образовывать гипероны), $\bar{K}^0$ поглощаются сильнее, чем K^0 , и на выходе из слоя вещества последних будет больше. В этом случае, как видно из (5.2), в пучке, состоявшем при входе в вещество из одних K_2^0 , на выходе вновь появятся K_1^0 , распадающиеся на два пиона и движущиеся в направлении пучка K_2^0 . Этот процесс называется регенерацией. (Если бы в слое вещества поглотились все $\bar{K}^0$ и сохранились все K^0 , то на выходе из этого вещества был бы пучок K^0 с интенсивностью в 4 раза меньше, чем у начального пучка K^0 . В вакууме этот пучок вновь проявился бы как смесь равных количеств K_1^0 и K_2^0 .)

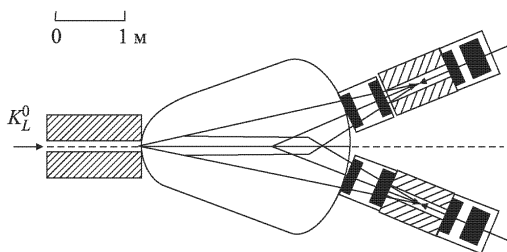


Рис. 5.6. Схема установки Фитча, Кронина и др., на которой было открыто нарушение CP -инвариантности

Представление о CP -инвариантности (сохранении CP -четности) находилось в согласии со всеми известными экспериментальными данными, в частности, о

нейтральных каонах с их необычными свойствами. Тем неожиданнее оказалось открытие несохранения CP -четности — и именно в распадах нейтральных каонов, сделанное в 1964 г.

Дж. Кронином, В. Фитчем и их коллегами. Они обнаружили запрещенный в случае CP -сохранения распад долгоживущих нейтральных каонов на два пиона. Схема их установки представлена на рис. 5.6. Эта установка была размещена в сколлимированном пучке нейтральных частиц, рожденных на внутренней мишени 30 ГэВ-ного ускорителя AGS (Брукхейвен), на расстоянии, достаточном для распада всех K_1^0 (примерно 300 средних распадных пробегов). Поэтому пучок содержал только долгоживущие нейтральные каоны. Двухплечевой спектрометр регистрировал пары заряженных частиц, возникшие в объеме, заполненном газообразным гелием. Для каждой из этих частиц с помощью двух искровых камер и размещенного между ними магнита восстанавливался трек и определялся ее импульс. Сцинтилляционные и водяные черенковские счетчики, размещенные в конце обоих каналов спектрометра, служили для запуска установки, а также для дискриминации электронов по сравнению с пионами. Для каждого из зарегистрированных событий определялись направление суммарного импульса обеих частиц и эффективная масса первичной нейт-

ральной частицы (в предположении, что обе заряженные частицы — пионы).

Основной фон при поиске двухчастичных распадов долгоживущих каонов составляли их трехчастичные распады (конечные состояния $\pi^+\pi^-\pi^0$, $\pi^\pm\mu^\mp\nu$, $\pi^\pm e^\mp\nu$). Однако восстановленная по трекам заряженных частиц трехчастичного распада масса не соответствует массе K^0 , а направление суммарного импульса этих двух частиц не совпадает с направлением движения частиц пучка.

Результаты опыта представлены на рис. 5.7. На рисунке приведены распределения по $\cos\theta$ суммарного импульса двух зарегистрированных частиц относительно направления пучка нейтральных каонов. Верхний и нижний графики относятся к случаям, когда восстановленная эффективная масса меньше или больше массы нейтральных каонов. На среднем же графике представлены события, соответствующие этой эффективной массе. Для частиц с массой K^0 четко выделяются события, в которых направление движения распадающейся частицы совпадает с направлением пучка. Таким образом, в пучке долгоживущих нейтральных каонов были зарегистрированы распады на два пиона частиц с массой K^0 -мезона.

Эти распады не принадлежат K_1^0 , возникшим в результате регенерации в газе: количество последних должно быть меньше в 10^6 раз. Совокупность контрольных опытов в этом тщательно продуманном эксперименте оставляла возможной только одну интерпретацию полученных данных: наблюдался распад долгоживущих нейтральных каонов на два пиона. Эксперимент показал, что эти каоны являются не чистым CP -нечетным состоянием K_2^0 (как это должно было бы быть при сохранении CP -четности), а содержат некоторую примесь (порядка 10^{-3}) CP -четного состояния K_1^0 . В соответствии с этим долгоживущие каоны были обозначены K_L^0 (индекс L — от английского «long» — «длительный»), а короткоживущие — K_S^0 (от английского «short» — «короткий»), так как они тоже не являются чи-

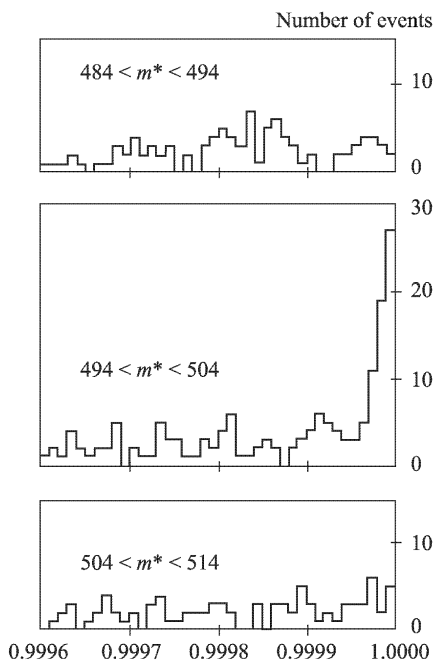


Рис. 5.7. Результаты опыта Фитча, Кроуина и др. (Phys. Rev. Lett. 1964. V. 13. No. 1)

стым CP -четным состоянием K_1^0 , а содержат малую примесь K_2^0 . Таким образом, $K_L^0 = K_2^0 + \epsilon K_1^0$, а $K_S^0 = K_1^0 + \epsilon K_2^0$, где параметр смешивания $\epsilon = 2,27 \cdot 10^{-3}$.

Впоследствии были обнаружены и другие проявления нарушения CP -инвариантности в распадах нейтральных каонов: неравенство вероятностей распадов $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \mu^- \bar{\nu}$ и $K_L^0 \rightarrow \pi^- \mu^+ \nu$, а также $K_L^0 \rightarrow \pi^+ e^- \bar{\nu}$ и $K_L^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu$, которые при CP -сохранении должны были бы быть одинаковыми¹.

В процессах с нейтральными каонами, в которых CP -несохранение непосредственно не проявляется, свойства K_S^0 и K_L^0 очень близки к рассмотренным выше для K_1^0 и K_2^0 .

До настоящего времени CP -несохранение наблюдалось только в распадах нейтральных каонов. Поэтому выдвигалась даже гипотеза, что оно является специфическим процессом, присущим только этим частицам. Однако, хотя природу нарушения CP -инвариантности еще нельзя считать установленной, не вызывает сомнения, что это всеобщий закон природы. Наиболее вероятную трактовку этого явления содержит так называемая стандартная модель, обобщающая все известные экспериментальные факты в области физики частиц и синтезирующая соответствующие теоретические представления (о стандартной модели будет рассказано в 11.1). Но экспериментальная проверка предсказаний этой модели относительно CP -несохранения еще далека от завершения.

Стандартная модель предполагает существование двух механизмов CP -несохранения. Один обусловлен смешиванием CP -четных и CP -нечетных состояний (этот механизм доминирует в распадах K_L^0). Другой, принципиально важный для проверки предсказаний стандартной модели, — это прямое нарушение CP -инвариантности в акте распада. Его следствием должно быть различие относительных вероятностей CP -нарушающих распадов $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ и $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$, которые при отсутствии прямого CP -несохранения были бы одинаковыми. Поэтому поиск прямого CP -несохранения заключался в точном измерении двойного отношения:

$$R = \frac{\text{Br}(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)}{\text{Br}(K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)} : \frac{\text{Br}(K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)}{\text{Br}(K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)}.$$

Величина R связана с параметром прямого CP -нарушения ϵ' соотношением

$$R = 1 - 6 \frac{\epsilon'}{\epsilon},$$

где ϵ — параметр смешивания K_1^0 и K_2^0 .

¹Для CP -нарушающих распадов $K_S^0 \rightarrow 3\pi$, обнаружение которых крайне затруднено неизбежным фоном доминирующих CP -сохраняющих распадов $K_L^0 \rightarrow 3\pi$, определена только верхняя граница их возможной доли.

Поиск производился одновременно в ЦЕРНе и в ФНАЛе. По данным, полученным в ЦЕРНе в 1988 г. (эксперимент NA-31), $\epsilon' \neq 0$ (на уровне трех стандартных отклонений), что являлось указанием на существование прямого CP -несохранения. Однако данные группы ФНАЛа соответствовали $\epsilon' = 0$, и общим результатом двух экспериментов была неопределенность.

Прошло около 10 лет, пока были созданы новые, более совершенные экспериментальные установки и осуществлены эксперименты нового поколения (NA-48 в ЦЕРНе¹ и KTeV во ФНАЛе). На этот раз данные, полученные по обе стороны Атлантического океана, засвидетельствовали: прямое CP -несохранение существует! Результат более точного из экспериментов, NA-48:

$$\frac{\epsilon'}{\epsilon} = (15,3 \pm 2,6) \cdot 10^{-4}$$

(опубликован в 2001 г.). Следующим этапом исследования CP -несохранения, который позволит проверить не только качественные, но и количественные предсказания стандартной модели, является подробное изучение этого процесса в распадах B -мезонов (об этом будет рассказано в 8.4).

CP -несохранение, т. е. нарушение симметрии между веществом и антивеществом, проявляется только в слабых взаимодействиях. Сильное и электромагнитное взаимодействия одинаковы в веществе и антивеществе.

Для пояснения смысла CP -несохранения как нарушения симметрии между веществом и антивеществом, между миром и антимиром приведем научно-фантастический сюжет.

Представим себе, что к Земле приближается космический корабль из другой галактики. Мы еще не расстались с верой в существование антимиров и опасаемся, что этот космический корабль может быть «оттуда» и его соприкосновение с Землей приведет к катастрофе — взрыву несравнимо сильнее взрыва термоядерной бомбы. Мы установили с обитателями корабля контакт по радио, они, конечно, высокоцивилизованны, и все, что знаем о физических процессах мы, им известно. Как выяснить, из вещества или антивещества состоят эти космические пришельцы? Если бы CP сохранялось, то до соприкосновения с ними, т. е. до проверки, будет взрыв или не будет, это было бы принципиально невозможно. Ведь в этом случае, если они из антивещества, у них все должно быть «как у нас», только зеркально-отраженным. А объяснить, где правая, а где левая сторона, в свою очередь, невозможно, не зная, состоят ли они из вещества или антивещества.

Совсем другая ситуация при CP -несохранении. В этом случае возможно решить все сомнения о природе космического корабля еще на рас-

¹ Существенный вклад в создание этой установки и проведение эксперимента внесла Лаборатория физики частиц ОИЯИ.

стоянии, обменявшись с пришельцами информацией о CP -нарушающих процессах. Распады K^0 , очевидно, не зависят от того, где их наблюдают — в мире или антимире, в частности, вероятность распада $K_L^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu$ всегда больше, чем распада $K_L^0 \rightarrow \pi^+ e^- \nu$. Поэтому, выяснив у пришельцев, совпадает у них знак электрического заряда ядер атомов со знаком электрона в более вероятном или менее вероятном канале $K_L^0 \rightarrow \pi e \nu$ -распада, мы будем знать, состоят ли они из вещества (ядра атомов положительно заряжены) или антивещества (ядра атомов отрицательны). А тогда, если это будет нужно, можно объяснить им, что мы называем левым и правым, указав на какой-нибудь эффект, в котором не сохраняется пространственная четность P , например, на β -распад ^{60}Co : ^{60}Co испускает e^- с левой поляризацией (т.е. «направление вращения» спина электрона соответствует левому винту), а $^{60}\bar{\text{Co}}$ должен испускать e^+ с правой поляризацией.

Однако CP -неинвариантность, за открытие которой Кронин и Фитч в 1980 г. были удостоены Нобелевской премии, существенна не только при общении с пришельцами из космоса. В 6.3 мы расскажем о важнейшей, определяющей роли этого явления в становлении нашего мира.

Глава 6

ЗАКОНЫ СОХРАНЕНИЯ И СИММЕТРИИ

Законы сохранения выражают фундаментальные свойства природы — эту истину мы осознали еще в школьные годы, когда узнали о законе сохранения материи и энергии. Физика частиц существенно приумножила число известных законов сохранения, выявив при этом и такие, для которых существует иерархия взаимодействий: в более сильных они выполняются, в более слабых — нет.

Законы сохранения всегда связаны с определенными симметриями. Симметрию мы привыкли воспринимать прежде всего зрительно, как эстетическую категорию, и ассоциируем ее преимущественно с внешней формой (особенно в живой природе и творениях рук человеческих) или структурой (например кристаллов). Но она проявляется также в глубинных свойствах вещества и в закономерностях, управляющих явлениями, как отображение красоты построения физического мира. В физике частиц симметрии относятся к стержневым понятиям.

6.1. *CPT*-теорема

С зеркальным отражением (P) и зарядовым сопряжением (C) тесно связано еще одно дискретное преобразование — обращение времени (T), замена $t \rightarrow -t$: инвариантность относительно этого преобразования означает равенство амплитуд прямого и обратного процессов, т. е. сохранение вероятности процесса, если его начальное и конечное состояния «поменять местами».

Преобразования C , P и T связаны фундаментальной теоремой квантовой теории поля, согласно которой все процессы должны быть инвариантны относительно совместного действия этих трех преобразований. *CPT*-теорема является прямым следствием основополагающих постулатов теории, и если бы эта теорема оказалась несправедливой, пришлось бы радикально «переделывать» всю квантовую теорию поля (в отличие от C -, P - и CP -инвариантности, нарушение которых, хоть и оказалось неожиданным, вполне «вписалось» в общую схему квантовой теории поля).

Из *CPT*-теоремы следует, что массы и времена жизни частиц и античастиц должны быть одинаковы, а их магнитные и электрические моменты отличаются только знаком. Одинаковым должно быть также взаимодей-

ствие частиц и античастиц с гравитационным полем (т. е. для античастиц не должно быть антигравитации).

Наиболее точной экспериментальной проверкой *CPT*-теоремы является равенство масс K^0 - и $\bar{K}^0$ -мезонов: они равны с точностью до 10^{-18} от их величины. Ни одного случая нарушения *CPT*-инвариантности не обнаружено.

Ввиду всего вышесказанного *CPT*-инвариантность считают точной (что отнюдь не исключает необходимость ее дальнейших, еще более точных проверок).

Из *CPT*-теоремы непосредственно следует, что если нарушается *CP*-инвариантность (не сохраняется *CP*-четность), то должна нарушаться и *T*-инвариантность (т. е. стрела времени имеет преимущественное направление и замена t на $-t$ не эквивалентна, что соответствует нашим привычным представлениям).

6.2. Законы сохранения

В табл. 6.1 приведен ряд законов сохранения, как классических, так и обязанных своим появлением физике частиц. Последние можно разделить на количественные законы (сохранение числа барионов, лептонов, странности и т. д.) и на дискретные пространственно-временные симметрии (*P*, *CP*, *CPT*). В таблице указано, в каких из взаимодействий эти законы сохранения выполняются.

Таблица 6.1

Выполнение законов сохранения («+» — выполняется, «-» — не выполняется)

Законы сохранения	Взаимодействие		
	сильное	электромагнитное	слабое
Энергии (E)	+	+	+
Импульса (p)	+	+	+
Моента импульса (M)	+	+	+
Электрического заряда (Q)	+	+	+
Барионного заряда (B)	+	+	+
Лептонного заряда (L)	+	+	+
Изоспина (I)	+	—	—
Проекции изоспина (I_3)	+	+	—
Странности (S)	+	+	—
Четности (P)	+	+	—
Комбинированной четности (CP)	+	+	—
CPT	+	+	+

Приведем некоторые пояснения и комментарии к таблице.

а) Сохранение барионного заряда B (разности числа барионов и числа антибарионов) и лептонного заряда L (разности числа лептонов и антилептонов), по-видимому, не является «абсолютным» (каким представляется сохранение электрического заряда). В моделях великого объединения (объединение сильных, электромагнитных и слабых взаимодействий), о которых будет рассказано в 12.1, возможно несохранение величин B и L . Наиболее чувствительной проверкой точности сохранения барионного заряда B являются эксперименты по поиску распада протонов. К настоящему времени получены следующие ограничения на величину времени жизни протона $\tau(p)$ с учетом вероятности распада по исследуемому каналу $\text{Br}(p \rightarrow X)$:

$$\tau(p)/\text{Br}(p \rightarrow e^+ \pi^0) > 5,5 \cdot 10^{32} \text{ лет},$$

$$\tau(p)/\text{Br}(p \rightarrow \mu^+ \pi^0) > 2,7 \cdot 10^{32} \text{ лет}.$$

Отметим, что обнаружение распада протонов по указанным каналам означало бы несохранение не только барионного заряда B , но и лептонного заряда L .

б) Наиболее точные экспериментальные проверки сохранения электрического заряда Q :

среднее время жизни электрона $\tau(e) > 4 \cdot 10^{23}$ лет,

вероятность несохранения Q в распаде нейтрона $\frac{n \rightarrow p \nu \bar{\nu}}{n \rightarrow p e^- \bar{\nu}} < 9 \cdot 10^{-24}$.

в) Как видно из таблицы, нарушение законов сохранения является «спецификой» слабых взаимодействий. Исключение составляет несохранение изотопического спина, нарушенного также в электромагнитных взаимодействиях.

г) Каждый из законов сохранения проявляется и, соответственно, может быть проверен во многих процессах. Результаты различных проверок законов сохранения приводятся в таблицах свойств частиц, публикуемых каждые два года.

6.3. CP -неинвариантность и Вселенная

Несохранение CP -четности, как уже было сказано выше, наблюдалось только в распадах нейтральных каонов, притом как весьма редкий процесс, доля которого в этих распадах составляет около 10^{-3} . Поэтому у читателя может сложиться впечатление, что это явление второстепенное, не оказывающее заметного влияния на окружающий нас мир, и интересоваться оно может только специалистов в области физики частиц и квантовой теории поля. Однако это совсем не так. Как указал А. Сахаров в 1967 г., CP -неинвариантность, нарушение симметрии между веществом

и антивеществом, является одним из важнейших факторов, определивших развитие всей Вселенной.

В самом деле, представим себе космологическую проблему, стоявшую перед учеными в период абсолютной веры в CP -сохранение. Окружающий нас мир состоит из нуклонов и электронов («вещества»), доля же антинуклонов и позитронов («антивещества») пренебрежимо мала¹. В то же время из экспериментально с высокой точностью подтвержденных уравнений Дирака следовало, что в CP -сохраняющей Вселенной число фермионов и антифермионов должно быть одинаковым. Чтобы избавиться от этого противоречия между ожидаемым и наблюдаемым, придумали, на радость писателям-фантастам, гипотезу о существовании антимиров. Однако вероятность их существования по мере накопления наблюдательных данных становилась все меньше и приблизилась к нулю. Загадка барионной асимметрии Вселенной не находила решения, пока не было открыто нарушение CP -инвариантности и пока Сахаров не показал, что оно является ключом к разгадке этой тайны природы. Согласно Сахарову, именно благодаря CP -неинвариантности в ранней Вселенной возникло незначительное превышение числа кварков над числом антикварков. В последовавшей затем тотальной аннигиляции кварков с антикварками уцелели только «избыточные» кварки, для которых не нашлось партнера-антикварка. Эти оставшиеся кварки и образовали всю совокупность протонов и нейтронов нашего мира.

Возможны разные конкретные механизмы, которые могли бы привести к появлению незначительной асимметрии между числом кварков и антикварков. Все они основаны на CP -неинвариантности. Согласно одной из гипотез в ранний период Вселенная, помимо других частиц, содержала предсказываемые теорией великого объединения (о ней будет рассказано в 12.1) очень тяжелые X - и $\bar{X}$ -частицы, количество которых было одинаковым. X -частицы с вероятностью A_X распадались с образованием кварков, с вероятностью B_X — с образованием других частиц. $\bar{X}$ -частицы с вероятностью $A_{\bar{X}}$ создавали антикварки и с вероятностью $B_{\bar{X}}$ — другие частицы.

В соответствии с CPT -теоремой времена жизни, т. е. полные вероятности распада, для X и $\bar{X}$ одинаковы:

$$A_X + B_X = A_{\bar{X}} + B_{\bar{X}}.$$

¹Это относится не только к нашей Земле, Солнцу и планетам Солнечной системы. В космических лучах доля антипротонов составляет менее 10^{-4} от доли протонов, антиядра же вообще не наблюдались. В нашей Галактике, согласно оценке, основанной на данных гамма-астрономии (поиске излучения от процессов аннигиляции), антивещество составляет менее 10^{-10} от количества вещества. Есть и другие ограничения на долю антивещества во Вселенной.

Однако вследствие CP -несохранения $A_X > A_{\bar{X}}$ (соответственно $B_X < B_{\bar{X}}$) и в результате распадов X и $\bar{X}$ количество рождаемых кварков было больше, чем антикварков.

К вопросу о происхождении барионной асимметрии Вселенной мы вернемся в 13.1. Здесь же отметим, что согласно современным теоретическим представлениям, для ее появления было необходимо именно прямое CP -несохранение.

В CP -несохраняющей Вселенной антиматерии «не нужны» и для их создания нет материала.

Ну а что было бы, если бы CP -симметрия была точной? Количество кварков и антикварков в ранней Вселенной было бы одинаковым, и они, согласно представлениям, возникшим уже после того, как была понята космологическая роль CP -несохранения, взаимно уничтожались бы в актах аннигиляции до тех пор, пока во Вселенной не остались бы только фотоны и нейтрино. Так что мир, в котором мы живем, в том числе и мы с Вами, уважаемый читатель, обязаны своим существованием небольшому нарушению CP -инвариантности. Как сказано в книге Л.Б. Окуня «Физика элементарных частиц»: «И подумать только, что до 1964 года большинство физиков верило, что CP сохраняется!»

6.4. Симметрии

Понятие симметрии означает инвариантность относительно соответствующих преобразований, непрерывных или дискретных (поэтому мы пользовались иногда термином «инвариантность», иногда — «симметрия»). Например, сферическая симметрия — инвариантность относительно вращения вокруг произвольной оси, зеркальная симметрия — инвариантность относительно изменения знака координат и т.д.

Всем непрерывным симметриям соответствуют законы сохранения. Например: инвариантность относительно сдвига во времени приводит к сохранению энергии, инвариантность относительно сдвигов в пространстве — к сохранению импульса, инвариантность относительно вращения — к сохранению углового момента и т.д.

Перечисленные симметрии являются пространственно-временными. К пространственно-временным относятся и дискретные симметрии P , CP и CPT .

В физике частиц первостепенную роль играют внутренние симметрии. Одни из них объединяют в мультиплеты частицы, которые различаются значениями определенных дискретных параметров (изотопического спина, странности и т.д.). Другие имеют фундаментальный характер, объединяя, например, электромагнитное и слабое взаимодействия (об этом будет рассказано в гл. 10 и 11).

Все эти симметрии обозначают в соответствии с математической теорией групп.

Симметрии бывают точными и приближенными. В частности, изотопическая симметрия $SU(2)$, $SU(3)$ -симметрия частиц с разными значениями странности и электрического заряда и т. д. — приближенные. Их точность характеризуется разностью масс частиц, входящих в один мультиплет (при точной симметрии эти массы были бы одинаковыми).

Приближенные симметрии можно рассматривать как точные, нарушенные каким-то взаимодействием. Разность масс частиц одного изотопического мультиплета (например, протона и нейтрона или заряженных и нейтральных пионов и каонов) обусловлена различием их электромагнитных взаимодействий. В $SU(3)$ -мультиплетах разность масс частиц, входящих в разные изотопические мультиплеты (например, пионов и каонов), вызвана различием их сильных взаимодействий, связанных с различием странности.

Вопрос о механизме нарушения симметрий имеет принципиальное значение для понимания процесса возникновения масс частиц.

Симметрии в микромире не только приводят к системе многообразия частиц и процессов — в них проявляются основные принципы построения материи. Выявление и исследование симметрий является в конечном счете важнейшей задачей физики частиц, определяющей стратегию ее развития.

Среди предполагаемых фундаментальных симметрий отметим две, поиск доказательств существования которых интенсивно ведется. Это, во-первых, так называемое великое объединение (объединение сильных, электромагнитных и слабых взаимодействий), теория которого исходит из симметрии кварков и лептонов, слабо нарушенной при сверхвысоких энергиях (более 10^{15} эВ) и значительно нарушенной при энергиях, доступных для эксперимента. Во-вторых, это суперсимметрия — симметрия фермионов и бозонов, которая — если она существует — могла бы быть обнаружена на ускорителях следующего поколения.

Об этих двух симметриях, которые выходят за рамки установленных представлений, будет рассказано соответственно в 12.1 и 12.2.

Глава 7

КВАРКИ И ГЛЮОНЫ

Проникновение на кварковый уровень строения вещества привело к открытию ряда принципиально новых явлений и закономерностей, к коренному пересмотру многих представлений, а следовательно, и к появлению новых понятий, с некоторыми из которых мы Вас познакомим.

В этой главе мы расскажем также о «зримых» и даже «осязаемых» проявлениях существования кварков и глюонов, о проблеме существования экзотических адронов и о возможном образовании кварками и глюонами еще одного состояния вещества.

7.1. Конфайнмент

Кварковая модель, позволившая просто и даже элегантно «построить» все известные адроны и объяснить целый ряд их свойств (в частности распределение по $SU(3)$ -мультиплетам), уже вскоре после своего появления завоевала признание большинства физиков. И пока теоретики развивали и совершенствовали модель, экспериментаторы взялись с азартом за поиск самих кварков, обнаружение которых явилось бы самым прямым и убедительным доказательством основных положений модели и было бы «экспериментом века».

Поиски свободных кварков, т. е. частиц с электрическим зарядом $1/3$ и $2/3$, велись в двух основных направлениях: искали кварки, рожденные при столкновении частиц высокой энергии, и стабильные кварки в обычном веществе.

Однако, вопреки всем ожиданиям и надеждам, свободные кварки не обнаруживались, несмотря на увеличивавшуюся точность проводимых экспериментов.

Полученные ограничения доли рождаемых кварков в адронных взаимодействиях составили меньше 10^{-11} от числа пионов, в лептон-нуклонных столкновениях — менее 10^{-4} кварка на взаимодействие, в e^+e^- -соударениях события с рождением кварков могут составить лишь менее 1 % от событий с рождением $\mu^+\mu^-$ -пар (а ожидалось отношение ≈ 1).

Анализ состава частиц космических лучей давал менее четкие, но тоже отрицательные результаты.

Для поиска стабильных частиц с дробным зарядом использовали различные методы и разные вещества, включая метеориты, породы, доставленные с Луны, глубоководные океанские отложения и т.д. В некоторых экспериментах предпринимались попытки обогащения исследуемых образцов кварками с помощью электрических полей. В результате этих усилий были получены жесткие верхние ограничения на возможную долю свободных кварков в веществе (например, в морской воде менее 10^{-24} кварка на нуклон).

Лишь в одном эксперименте, аналогичном по методу известному опыту Милликена по измерению заряда электрона, но с рядом усовершенствований и использованием шариков из ниобия вместо капелек масла, был получен результат, который авторы интерпретировали как наблюдение дробных зарядов, концентрация которых соответствует 10^{-20} кварков на нуклон ниобия, т.е. сопоставима с верхним пределом, полученным в других экспериментах. Подтверждения этого результата не было, и отношение к нему большинства физиков скептическое. Таким образом, количество свободных кварков в земных условиях по крайней мере на 20 порядков меньше числа кварков, связанных в адроны.

На основании отрицательных результатов поиска свободных кварков был сделан вывод, что кварки постоянно заключены внутри адронов и не могут быть оттуда извлечены по отдельности. Это явление — заключение кварков в адронах — обозначают словом «конфайнмент» (от английского «confinement» — «тюремное заключение»). Представление о конфайнменте является одной из основ современной теории кварков, хотя его механизм до настоящего времени не вполне ясен.

Одним из удивительных достижений физики частиц является то, что несмотря на невозможность непосредственного наблюдения кварков их существование внутри адронов экспериментально доказано, а их свойства подробно изучены.

7.2. Цвет

В нуклонах и других низших по массе состояниях адронов кварки должны находиться в s -состоянии, т.е. орбитальный момент их относительного движения должен быть равен нулю. Это условие для кварковой модели необходимо, чтобы спины и четности адронов соответствовали экспериментально наблюдаемым.

Однако поскольку кварки имеют спин $1/2$ и являются фермионами, это вполне естественное предположение, казалось, противоречило принципу Паули, согласно которому два тождественных фермиона не могут одновременно находиться в одинаковых состояниях. Например, изобара $\Delta(1232)$, имеющая электрический заряд $Q = 2$ и спин $J = 3/2$, состоит

из трех u -кварков, спины которых ориентированы в одном направлении и которые, таким образом, находятся в одном и том же состоянии. Как тут быть с принципом Паули?

Это противоречие было устранено предположением, что кварки обладают некоторым внутренним свойством, по которому одинаковые по остальным характеристикам кварки могут различаться.

Это свойство, названное цветом, проявляется в трех различных состояниях (условно их называют красным, синим и желтым). Таким образом, три u -кварка в $\Delta(1232)$ не идентичны, а различаются друг от друга цветом.

Некоторая аналогия свойства «цвет», относящегося к миру кварков, с привычным нам понятием заключается в том, что, смешивая определенным образом цвета кварков, возможно получить состояния, не имеющие цвета (их называют бесцветными или белыми). Все адроны бесцветны. Конфайнмент — постоянное заключение кварков внутри адронов и отсутствие их в свободном состоянии — интерпретируется как принципиальная невозможность непосредственно наблюдать цветные микрообъекты: все физически наблюдаемые объекты бесцветны¹.

Антикварки «окрашены» в «антицвета», которые в паре с соответствующим цветом создают бесцветную комбинацию (подобно двум дополнительным цветам, создающим при наложении белый).

В мезонах цвету кварка соответствует антицвет антикварка. В барионах каждый из трех кварков имеет другой цвет и все вместе они образуют бесцветную комбинацию (аналогия с «обычным» цветом: смешивание трех основных цветов — красного, синего и желтого — дает белый).

Физики любят называть свойства кварков понятиями, заимствованными из нашей повседневной жизни. Так, разные типы кварков обозначают как разные их ароматы (слово «аромат» в данном случае синоним слов «тип» или «сорт»). Кварки u , d и s , о которых мы говорили, представляют три аромата кварков. В следующей главе мы расскажем о кварках других ароматов (c , b , t).

Все свойства кварков одного и того же аромата, различающихся только цветом, совершенно одинаковы: цветовая симметрия кварков является точной.

Существование цвета кварков, притом принимающего именно три значения, было доказано экспериментально.

Одним из этих экспериментов было измерение отношения сечений процессов $e^+e^- \rightarrow$ адроны и $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$.

¹Это означает также невозможность наблюдения дробных электрических зарядов кварков: все их бесцветные комбинации имеют целочисленные заряды.

Это электромагнитные процессы, и их сечения пропорциональны сумме квадратов электрических зарядов Q рождаемых частиц:

$$R = \sigma(e^+e^- \rightarrow \text{адроны})/\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-) = \sum_i Q_i^2, \quad (7.1)$$

где суммирование должно производиться по всем ароматам кварков, рождаемых при данной энергии, а также по всем цветам.

Заряды d -, s - и b -кварков равны $-1/3$, u - и c -кварков $+2/3$. Поэтому, как легко убедиться, при энергии в с. ц. м. более 10 ГэВ, достаточной для рождения пар кварк–антикварк всех этих пяти ароматов, величина R равнялась бы 11/9, если бы все кварки одного аромата были тождественны, и должна быть в три раза больше, если кварки каждого аромата рождаются трех различных цветов.

На рис. 7.1 представлены экспериментальные результаты измерений отношения R в зависимости от $E_{\text{сум}}$. При $E_{\text{сум}} > 10$ ГэВ $R = 11/3$,

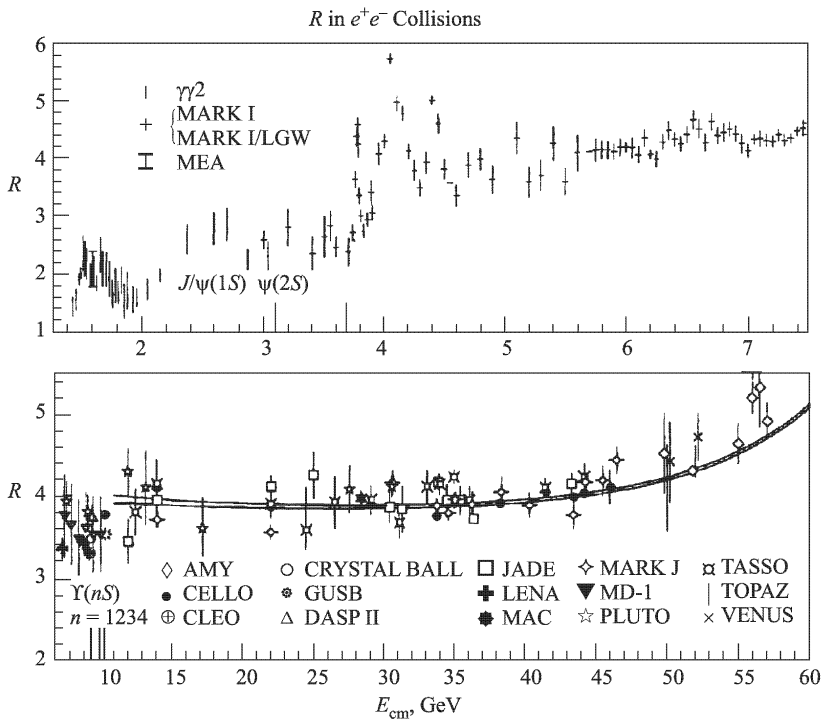


Рис. 7.1. Экспериментальные данные по измерению величины $R = \sigma(e^+e^- \rightarrow \text{адроны})/\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$ (RPP'96)

что является наглядным свидетельством наличия трех цветовых состояний.

Другим процессом, демонстрирующим существование кварков трех цветов, является распад $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$, скорость которого пропорциональна квадрату числа цветов N_c . Сравнение экспериментальных данных с расчетом дает $N_c = 2,98 \pm 0,11$.

И все эти прямые экспериментальные данные о существовании и числе цветов кварков получены, хотя цветные микрообъекты принципиально не наблюдаемы и кварки постоянно заключены внутри бесцветных адронов!

7.3. Глюоны и кварк-глюонные взаимодействия

Мы уже говорили, что все фундаментальные взаимодействия имеют обменный характер: есть источники поля и есть кванты этого поля, обмен которыми и обуславливает взаимодействие. Цветовые заряды кварков являются источниками поля, кванты которого — глюоны, безмассовые электрически нейтральные частицы, также обладающие цветом. Диаграмма Фейнмана для рассеяния кварка на кварке приведена на рис. 7.2.

Эта диаграмма по форме сходна с приведенной на рис. 3.1 диаграммой электромагнитного процесса рассеяния электрона на электроне. Как видно из сопоставления рис. 7.2 и 3.1, функции цветовых зарядов кварков и глюонов в сильных взаимодействиях сходны с функциями электрических зарядов и фотонов во взаимодействиях электромагнитных.

Однако между процессами, представленными на рис. 7.2 и 3.1, есть существенные различия: электрические заряды имеются двух видов («+» и «-»), а цветовых зарядов кварков шесть (три цвета и три антицвета); фотон — «единственный в своем роде», а глюонов восемь; глюоны сильно взаимодействуют не только с кварками, но и друг с другом.

Глюоны — «двухцветные»: каждый из них характеризуется комбинацией цвета и антицвета. При взаимодействии глюонов с кварками цвет кварков меняется (например, синий кварк при взаимодействии с красно-антисиним глюоном становится красным: глюон как бы гасит своим антицветом цвет кварка и передает ему свой цвет). В то же время аромат кварков, их электрический и барионный заряды при взаимодействии с глюонами не меняются.

Глюоны являются «клеем», связывающим кварки и удерживающим их внутри адронов. При этом, когда кварки находятся близко друг от друга, силы, их связывающие, малы, но по мере увеличения расстояния между

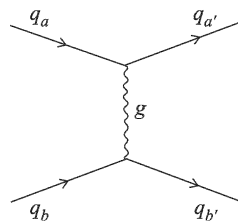


Рис. 7.2. Диаграмма рассеяния кварка на кварке

кварками эти силы растут (в отличие от электромагнитного взаимодействия, ослабевающего с увеличением расстояния между электрическими зарядами). В соответствии с этим кварки внутри адронов почти свободны (это называется асимптотической свободой), но при «попытке» кварка вырваться из адрона, преодолеть конфайнмент, силы его взаимодействия с остальными кварками адрона становятся столь большими, что бегство одиночного кварка невозможно. За счет этого сильного взаимодействия возникают новые кварк-антикварковые пары, каждый вылетающий кварк «обрастает» ими и в конечном счете из адрона могут вылетать только адроны.

Процесс превращения рожденных кварков в адроны называется адронизацией.

Как уже было сказано в 3.5, теория взаимодействия кварков и глюонов называется квантовой хромодинамикой. Это название отражает сходство в построении КХД и квантовой электродинамики (КЭД), а также подчеркивает значение фундаментального свойства «цвет» для рассматриваемых явлений. В КХД цветовые заряды играют роль, сходную с ролью электрических зарядов в КЭД. Согласно КХД сильное взаимодействие обладает цветовой симметрией, т.е. оно одинаково для кварков и глюонов разного цвета. Цветовой симметрии сильного взаимодействия в теории групп соответствует симметрия, обозначаемая $SU(3)$.

Квантовая хромодинамика хорошо описывает процессы, в которых расстояние между кварками мало и они вследствие асимптотической свободы слабо связаны друг с другом (например, КХД смогла восстановить вид потенциала взаимодействия между кварками внутри адрона). Но для процессов, в которых кварки находятся друг от друга на расстояниях порядка радиуса адронов ($\approx 10^{-13}$ см), где они сильно связаны друг с другом (например, конфайнмент или адронизация кварков и глюонов), количественное описание сопряжено с огромными трудностями, до настоящего времени не преодоленными.

КХД, рассматривающая кварк-глюонные процессы в их динамике, рисует более сложную картину, чем первоначальная, нерелятивистская модель кварков.

В частности, каждый из трех кварков, составляющих барионы, или кварк и антикварк в мезоне (их называют структурными или валентными кварками) согласно КХД является сложной системой. Каждый такой кварк состоит из некоторой «сердцевины» — собственно кварка, носителя всех квантовых чисел (их называют токовыми кварками), и окружающего его облака глюонов и виртуальных кварк-антикварковых пар (последние называются морскими кварками).

Процесс рождения кварков и антикварков — это переход соответствующих пар из виртуального состояния в реальное (другими словами, кварки рождаются из «моря»). Массы структурных и токовых кварков

различны. Первые можно определить, полагая массу барионов приближенно равной сумме масс составляющих их трех структурных кварков. Массы токовых кварков рассчитываются на основе КХД. Разность масс структурных и токовых кварков соответствует массе облака глюонов и морских кварков.

Квантовая хромодинамика лежит в основе теории сильного взаимодействия между адронами. Однако получить исходя из КХД количественные характеристики адронных процессов удается лишь в некоторых случаях, о которых будет рассказано дальше (см. 8.1 и 8.3).

7.4. Струи

Кварки и глюоны — частицы цветные, а значит, непосредственно не наблюдаемые. Однако как сам факт их существования, так и их свойства прямо или косвенно проявляются во множестве явлений.

Наиболее наглядно кварки и глюоны «видны» в так называемых струях — узких пучках адронов, образованных при адронизации отдельных кварков или глюонов высокой энергии.

Одним из процессов, ведущих к образованию струй, является аннигиляция $e^+e^- \rightarrow$ адроны при большой энергии. Этот процесс осуществляется в два этапа: сначала рождается пара кварк–антикварк, а затем происходит адронизация этих кварков. Соответствующая диаграмма приведена на рис. 7.3. Рожденные адроны «помнят», что своим происхождением обязаны паре первичных кварков, и хранят информацию о них. Траектории этих адронов сгруппированы внутри узких конусов вдоль направления движения первичных кварков, а суммарные энергии каждой струи равны энергии этих кварков. В с. ц. м. импульсы рождаемых кварка и антикварка направлены в противоположные стороны, а соответственно, и образуемые ими струи образуют угол $\approx 180^\circ$.

Случай рождения двух струй в e^+e^- -аннигиляции при энергии в с. ц. м. 30 ГэВ показан на рис. 7.4. Экспериментальная установка, с помощью которой регистрировались события, как и все другие установки на ускорителях со встречными пучками, имела вид цилиндра, ось которого совпадает с осью сталкивающихся пучков. На рис. 7.4 представлена реконструированная компьютером проекция события на плоскость, перпендикулярную этой оси. Треки заряженных частиц, зарегистрированные дрейфовыми

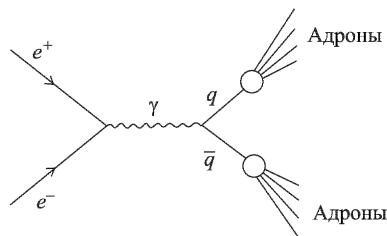


Рис. 7.3. Диаграмма процесса аннигиляции e^+e^- в адроны

камерами, показаны последовательными отрезками линий. Эти треки искривлены магнитным полем. Штриховыми линиями обозначены γ -кванты от распада нейтральных пионов, зарегистрированные счетчиками из свинцового стекла.

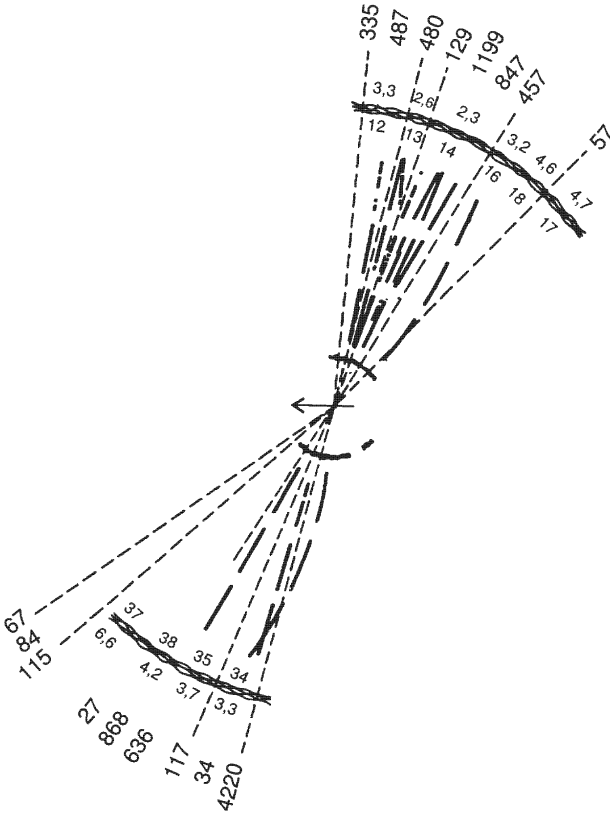


Рис. 7.4. Аннигиляция e^+e^- в адроны при $E_{\text{с.м.}} = 30$ ГэВ. Видны две струи (коллайдер PETRA, проекция, перпендикулярная оси пучков)

Оси струй образуют с осью пучка угол θ (см. рис. 7.5). Распределение струй по этому углу зависит от спина начальных кварков. Измерения показали, что это распределение имеет вид

$$\frac{d\sigma}{d\theta} \sim 1 + \cos^2 \theta,$$

который свидетельствует, что спин кварков равен $1/2$. (Аналогичное распределение, но с лучшей точностью было получено и для мюонов (спин

1/2), рождаемых в процессе $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$. Это своего рода контрольный опыт для измерения спина кварков.)

При очень больших энергиях «первичный» кварк может испустить жесткий глюон, уносящий значительную долю его энергии и способный породить свою струю. Пример образованного в e^+e^- -аннигиляции трехструйного события, в котором две струи созданы первичными кварками, а одна — глюоном, показан на рис. 7.6.

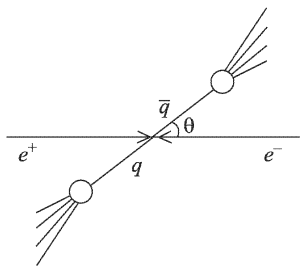


Рис. 7.5. Образование двух струй в e^+e^- -аннигиляции

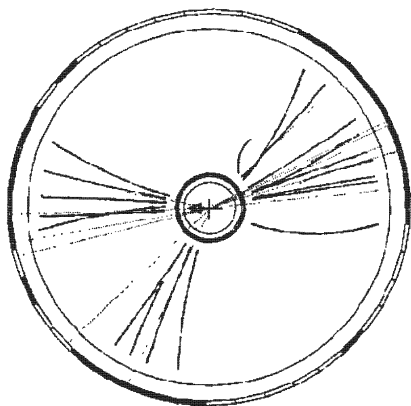


Рис. 7.6. Трехструйное событие в процессе e^+e^- -аннигиляции (установка JADE)

Из взаимного углового распределения струй в трехструйных событиях можно определить спин глюона. Он, как и ожидалось, оказался равным 1.

Образование высокоэнергичных струй наблюдается также при глубоко-конечупругом рассеянии лептонов на нуклонах, о котором будет рассказано в следующем параграфе, и в адрон-адронных взаимодействиях. В частности, пары струй, вылетающих под углом к оси первичных пучков, были зарегистрированы в $p\bar{p}$ -столкновениях. Эти события интерпретируются как упругое рассеяние кварка (или глюона) из протона на антикварке (или глюоне) из антипротона.

7.5. Структура нуклонов

На современном уровне развития физики частиц лептоны можно с достаточной точностью рассматривать как точечные объекты. Такое представление не противоречит ни одному из известных экспериментальных фактов и справедливо по крайней мере до расстояний 10^{-15} см. Адроны

же обладают конечными размерами и структурой, экспериментально измеряемыми и исследуемыми.

Представление о размерах нуклонов дают полные сечения адрон-нуклонных взаимодействий. Как видно на рис. 4.1, в pp -столкновениях при импульсах налетающих протонов ≥ 10 ГэВ/с, где уже не проявляется образование отдельных резонансов, $\sigma_{\text{tot}}(pp) \approx 4 \cdot 10^{-26}$ см². Отсюда эффективный радиус протона для действия ядерных сил составляет около 10^{-13} см.

Размер области, в которой сосредоточен электрический заряд протона, может быть измерен по упругому рассеянию на протоне электронов высокой энергии — процессу, обусловленному электромагнитным взаимодействием. Такой метод определения размеров заряженных микрообъектов восходит к знаменитому опыту Резерфорда, в котором было открыто атомное ядро. Этот метод основан на зависимости углового распределения заряженных частиц, рассеявшихся на заряженной мишени, от размеров этой мишени: чем она меньше, тем больше относительная вероятность рассеяния на большие углы.

Угловое распределение электронов большой энергии при рассеянии на неподвижном точечном заряде в пренебрежении спином электрона согласно квантовой механике определяется соотношением

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4E^2 \sin^4(\theta/2)}, \quad (7.2)$$

где $\alpha = e^2/\hbar c \approx 1/137$, e — электрический заряд электрона, E — энергия рассеиваемого электрона ($E \gg m_e$, где m_e — масса электрона), θ — угол рассеяния в л.с.

Учет спинов сталкивающихся частиц и отдачи, испытываемой частицей-мишенью, приводит к более сложной формуле, включающей зависимость от массы мишени и от потери энергии рассеиваемой частицы (или передаваемого ею импульса). Если же электрический заряд частицы-мишени распределен в некоторой области пространства, то угловое распределение упругого рассеяния меняется, а сечение оказывается меньше сечения рассеяния на точечном заряде. Множитель, определяемый отношением сечений рассеяния на мишени конечных размеров и на точечной, называют формфактором.

Формфакторы — функции распределения внутри рассеивающей частицы электрического заряда (электрический формфактор) или магнитного момента (магнитный формфактор). Последний является существенным при рассеянии на нуклонах частиц, обладающих спином. У нейтронов он основной, поскольку их электрический формфактор близок к нулю¹.

¹Электрический формфактор нейтрона связан с внутренними токами, определяющими его магнитный момент.

Помимо формфакторов, проявляющихся при упругом рассеянии («упругие формфакторы»), есть и неупругие формфакторы, о которых будет рассказано немного дальше¹.

Рассеяние частиц, как и многие другие процессы, происходящие в микромире, может быть понято только на основе представлений квантовой теории. Согласно квантовой механике (которую раньше называли также волновой механикой) частице с импульсом p соответствует длина волны $\lambda = \hbar/p$ (см. 2.2).

Величина λ , называемая «длиной волны де Бройля», определяет точность, с которой частица может быть локализована в пространстве. Зависимость λ от импульса частицы приведена на рис. 7.7.

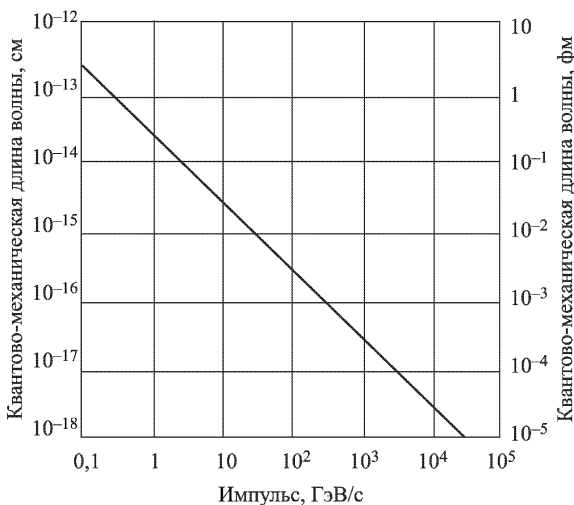


Рис. 7.7. Зависимость длины волны де Бройля от импульса частицы

Чем меньше величина λ налетающих электронов, т.е. чем больше их импульсы p , тем лучше их разрешающая способность как зондов для исследования структуры нуклонов. Однако для того, чтобы рассеиваемые электроны детально «прошупывали» структуру нуклона, необходимо, чтобы они не только обладали сами большими импульсами, но и передавали нуклону при рассеянии значительный импульс. Это прямое следствие одного из фундаментальных положений квантовой механики — соотношения неопределенности, устанавливающего взаимозависимость точностей одновременного измерения координат x и импульса p : $\Delta x \Delta p \geq \hbar$.

¹ Понятие формфактора применяется также к атомным ядрам и атомам.

В соответствии с этим соотношением точность Δx , с которой могут быть определены координаты области протона, где произошел акт рассеяния, а значит, и детали его структуры, определяется величиной переданного при рассеянии импульса $q = \Delta p$: $\Delta x = h/q$. Например, чтобы достичь при исследовании структуры нуклонов пространственное разрешение 10^{-14} см (0,1 фм), необходима передача импульса ≈ 2 ГэВ/с.

Величина переданного импульса q — основной параметр, определяющий в квантовой механике процессы рассеяния.

В частности, при упругом рассеянии электронов на ядрах при наименьших переданных импульсах процесс происходит на ядре как целом, при больших — на отдельных нуклонах в ядре.

Первые эксперименты по упругому рассеянию электронов высокой энергии (188 МэВ) на протонах были выполнены Р. Хофстедтером и его сотрудниками в конце 50-х — начале 60-х годов¹. В этих экспериментах было установлено отличие измеренного углового распределения от ожидаемого для точечной мишени и таким образом измерен формфактор протона. В дальнейшем эксперименты по упругому ep -рассеянию были осуществлены в диапазоне энергий электронов до 20 ГэВ. Во всех этих экспериментах пучок электронов падал на жидководородную мишень, а углы вылета и импульсы рассеявшихся электронов измеряли магнитными спектрометрами.

Определенным в этих экспериментах формфакторам соответствовал радиус области распределения электрического заряда протона $r_{эф}(p) = 0,86 \cdot 10^{-13}$ см.

Упругое рассеяние электронов на нейтронах измерялось по разности распределений, полученных с дейтериевой и водородной мишенями. Однако эта процедура требует учета поправок, связанных с ядерной структурой дейтрона (взаимной экранировкой протона и нейтрона), поэтому данные для рассеяния электронов на нейтронах менее точны, чем на протонах. Тем не менее был определен магнитный формфактор нейтрона.

По упругому рассеянию электронов были также измерены формфакторы, а соответственно, и среднеквадратичные радиусы заряженных π -и K -мезонов. Однако в этом случае постановку эксперимента пришлось «обратить»: поскольку пионы и каоны не могут быть использованы в качестве мишеней, их пучки рассеивали на электронах в атоме, которые в данном случае можно считать свободными. Установки регистрировали как рассеявшиеся π (или K)-мезоны, так и выбитые из атома электроны. Отбирались события, соответствующие кинематике упругого рассеяния пионов (или каонов) заданной энергии на электронах. Эти эксперименты были впервые осуществлены на серпуховском ускорителе под руковод-

¹ В 1961 г. Хофстедтеру была присуждена Нобелевская премия за исследования структуры нуклонов и ядер методом рассеяния электронов.

ством Э. Цыганова. Были получены значения

$$r_{\text{эф}}(\pi) \approx 0,65 \cdot 10^{-13} \text{ см}, \quad r_{\text{эф}}(K) \approx 0,5 \cdot 10^{-13} \text{ см}.$$

Подчеркнем, что речь здесь идет о частицах микромира, подчиняющихся квантовым закономерностям. Поэтому адроны не имеют резко очерченных границ (хотя для некоторых процессов при высоких энергиях, $E \gg m$, такое приближение может приводить к достаточно верным результатам). Их можно скорее уподобить некоему облаку (виртуальных частиц), плотность которого плавно спадает к краям. Приведенные выше величины радиусов протона, пиона и каона следует рассматривать как их эффективные значения.

В конце 60-х годов в ускорительном центре SLAC (Стэнфорд) под руководством В. Пановского был построен линейный ускоритель электронов длиной две мили. Этот ускоритель открыл для исследований новую область энергий электронов, ускоряя их вплоть до 21 ГэВ.

При таких энергиях большая доля ep -столкновений является неупругой, т. е. ведет к рождению новых адронов, в основном пионов (например, $ep \rightarrow ep\pi$ и т.д.). Диаграмма такого процесса приведена на рис. 7.8.

Электрон с энергией E в неупругом столкновении с протоном передает ему (через виртуальный фотон γ^*) импульс q . При этом электрон, энергия которого становится равной E' , отклоняется на угол θ , а на протоне, получившем дополнительную энергию, рождаются адроны.

Как уже было сказано выше, чем больше импульсы q , передаваемые электронами нуклонам, тем детальнее зондируется их структура. При достаточно больших переданных импульсах происходит множественное рождение адронов, причем с увеличением q растет полная энергия этих адронов. Если она значительно больше массы нуклона (≈ 1 ГэВ), то такой процесс электрон-нуклонного (вообще лептон-нуклонного) рассеяния называют глубоконеупругим. Он является основным способом исследования структуры нуклонов. Измеряемые при этом глубоконеупругие формфакторы называют структурными функциями.

В эксперименте на двухмильном ускорителе по исследованию электрон-нуклонного рассеяния с высокой точностью измерялись начальная и конечная энергии рассеявшихся электронов (E и E') и угол рассеяния θ . Нуклон-мишень, испытывавший при столкновении отдачу, и рожденные при неупругом столкновении адроны не регистрировались. Исследовавшийся

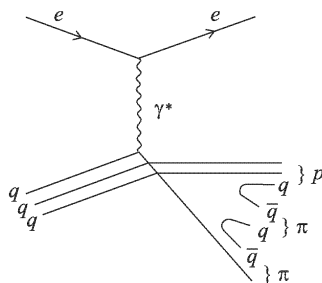


Рис. 7.8. Диаграмма неупругого ep -рассеяния

в этом эксперименте процесс можно записать в виде $e^- + p \rightarrow e^- + X$, где X — все остальные частицы¹.

Для того чтобы в такой постановке эксперимента различать упругое и неупругое рассеяние, разрешение установки по энергии электрона должно быть значительно лучше 140 МэВ — минимальной энергии, необходимой для рождения одного пиона.

Типичный спектр энергий электронов, рассеявшихся при столкновении с протонами, показан на рис. 7.9 (приведенный спектр получен для

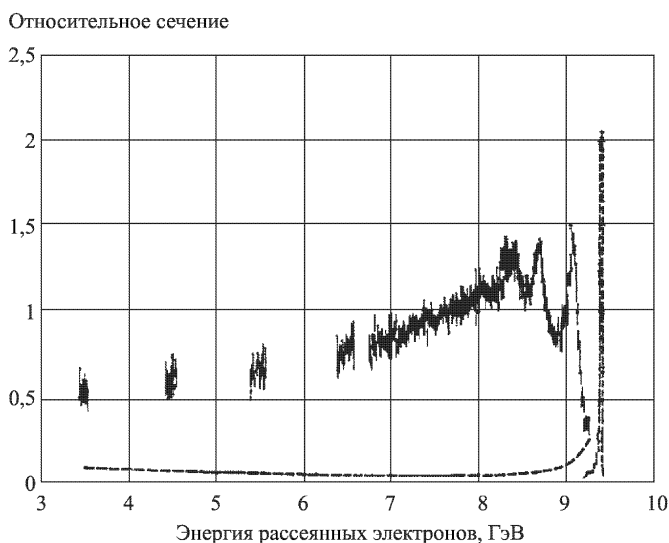


Рис. 7.9. Спектр энергий электронов, рассеявшихся на протонах (энергия первичного пучка электронов 10 ГэВ)

пучка электронов с энергией 10 ГэВ). Справа виден узкий пик упругого рассеяния (он уменьшен в пять раз). Далее видны несколько небольших пиков, соответствующих образованию резонансов — возбужденных состояний протона, массы которых известны. Затем идет непрерывный спектр, включающий область глубоконеупругого рассеяния.

С ростом передаваемых импульсов сечение упругого рассеяния, а также образования резонансов быстро уменьшается. Этого следовало ожидать, поскольку при больших переданных импульсах рассеиваемый электрон взаимодействует только с малой частью протона, тогда как при ма-

¹Напомним, что процессы неупругого взаимодействия, в которых исследуется только одна (или несколько) из рожденных частиц, называются инклюзивными (в отличие от эксклюзивных процессов, где фиксируются все частицы конечного состояния). Неупругое *ep*-рассеяние — один из примеров инклюзивных процессов.

лых переданных импульсах упругое рассеяние (и образование резонансов) происходит на протоне как целом.

Совершенно неожиданным оказалось — и в этом главный результат эксперимента — поведение сечения глубоконеупругого рассеяния с увеличением переданного импульса: оно, в отличие от сечения упругого рассеяния, не уменьшалось. Это свидетельствовало о том, что глубоконеупругое рассеяние происходит на каких-то элементах внутренней структуры нуклона, имеющих значительно меньшие размеры, чем размер нуклона, т.е. что нуклоны не однородны, а имеют зернистую структуру, причем эти «зерна» в пределах достигнутой точности можно считать точно-подобными.

Р. Фейнман назвал эти составляющие нуклонов партонами (от английского слова «part» — «часть»). Каждый партон несет некоторую долю x от импульса нуклона ($0 < x < 1$). Партонная модель позволила объяснить ряд свойств глубоконеупругого рассеяния и некоторых других инклюзивных процессов¹.

Дальнейшие исследования показали, что партоны следует отождествить с кварками (как структурными, так и «морскими», т.е. виртуальными кварк-антикварковыми парами), а также с глюонами.

Таким образом, удалось непосредственно «прощупать» кварки внутри нуклонов. Вследствие асимптотической свободы эти кварки ведут себя как почти независимые друг от друга.

С тех пор исследование структуры адронов и динамики взаимодействия на малых расстояниях с помощью глубоконеупругих процессов ведется систематически. Для этих целей наряду с пучками электронов используют также мюонные пучки. Электромагнитные процессы eN - и μN -рассеяния в принципе одинаковы, но с точки зрения методики эксперимента каждый имеет свои особенности и при исследовании структуры нуклонов они взаимно дополняют друг друга.

Создание достаточно интенсивных пучков нейтрино и антинейтрино и больших нейтринных детекторов позволило исследовать также глубоконеупругое νN - и $\bar{\nu} N$ -рассеяние, обусловленное слабым взаимодействием.

Пучки нейтрино на ускорителях высоких энергий создают, давая заряженным пионам распадаться на достаточно большой пролетной базе и затем отфильтровывая в толстых слоях поглотителя все частицы, кроме нейтрино. В зависимости от знака первичных пионов образуются пучки либо нейтрино, либо антинейтрино:

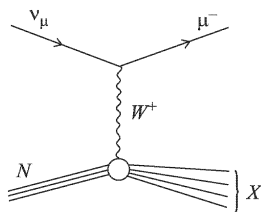
$$\begin{aligned}\pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \\ \pi^- &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu.\end{aligned}\tag{7.3}$$

¹Исследования глубоконеупругого ep -рассеяния при высокой энергии, приведшие к открытию партонов, были отмечены Нобелевской премией.

Индекс μ означает, что это мюонные нейтрино — нейтральные партнеры мюонов (о разных типах нейтрино будет рассказано в 9.2). Наблюдаемые процессы их глубоконеупругого рассеяния на нуклонах имеют вид

$$\begin{aligned}\nu_\mu + N &\rightarrow \mu^- + X, \\ \bar{\nu}_\mu + N &\rightarrow \mu^+ + X,\end{aligned}\tag{7.4}$$

где X — адроны. Диаграмма Фейнмана для этого процесса приведена на рис. 7.10.



При этом нейтрино взаимодействуют только с d -кварками (или $\bar{u}$), а антинейтрино — только с u -кварками (или $\bar{d}$):

$$\begin{aligned}\nu_\mu + d &\rightarrow \mu^- + u, \\ \bar{\nu}_\mu + u &\rightarrow \mu^+ + d.\end{aligned}$$

Рис. 7.10. Диаграмма глубоконеупругого νN -рассеяния

Таким образом, комбинируя данные по глубоконеупругому рассеянию нейтрино и антинейтрино на протонах и нейтронах, можно получить распределение по величине x по отдельности u - и d -кварков (eN - и μN -рассеяния определяются суммарным распределением по x всех кварков).

Совокупность данных, полученных при исследовании глубоконеупругого eN -, μN - и $\nu(\bar{\nu})N$ -рассеяния, позволяет восстановить спектры величин x всех кварков и антикварков в нуклонах.

В частности, было экспериментально доказано, что кварки в нуклонах имеют существенно большие значения x , т.е. обладают большей долей импульса нуклона, чем антикварки (см. рис. 7.11). Отсюда следует, что большие x имеют только структурные кварки, «морю» кварк-антикварковых пар соответствуют только малые x . При этом сумма импульсов всех кварков и антикварков составляет только около половины импульса нуклона. Оставшаяся доля его импульса приходится на глюоны.

Глубоконеупругое рассеяние лептонов изучается не только на нуклонах, но и на ядрах. Было обнаружено, что структурные функции нуклонов в ядрах и свободных нуклонов различаются, т.е. что кварки «ощущают» окружение «своего» нуклона другими.

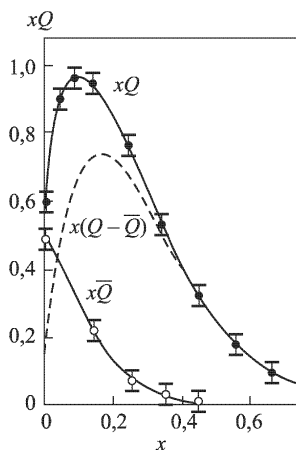


Рис. 7.11. Распределение по переменной Фейнмана x кварков и антикварков в нуклоне

Исследование глубоконеупругого рассеяния поляризованных электронов и мюонов на поляризованных криогенных мишенях, жидких или твердотельных, позволяет измерять спинозависимые структурные функции нуклонов. Неожиданным, а поэтому важнейшим результатом этих исследований стало обнаружение так называемого «спинового кризиса»: оказалось, что суммарный спин всех кварков нуклона не равен спину нуклона (как можно было ожидать), а составляет не более 30 % от этой величины. Проблема «спинового кризиса», выяснение того, что является источником недостающей части спина нуклонов, является основной в исследовании кварк-спиновой структуры нуклонов в настоящее время (наиболее вероятный ответ, что этим источником являются орбитальные моменты кварков, а также глюонов).

Исследование структуры нуклонов остается актуальным, и для него создаются новые экспериментальные возможности. Для этой цели в Германии сооружен даже специальный большой коллайдер HERA (длина окружности свыше 6 км), в котором сталкиваются пучок электронов (26 ГэВ) и пучок протонов (820 ГэВ).

7.6. Существуют ли другие формы адронов?

Выше мы неоднократно говорили, что адроны состоят либо из кварка и антикварка ($q\bar{q}$), либо из трех кварков (qqq). А могут ли быть адроны другого состава? Имеющиеся представления допускают такую возможность, и поиск необычных адронов (их называют экзотическими) активно ведется.

Способность глюонов сильно взаимодействовать друг с другом должна приводить к образованию их связанных состояний, называемых глюониями или глюболами.

Глюонии, «состоящие» из бозонов, — совсем особый вид вещества (привычное нам вещество построено из фермионов: кварков, а далее нуклонов и электронов). Поэтому их экспериментальное обнаружение представляет принципиальный интерес. Поиски глюониев ведутся на разных ускорителях. Обнаружен ряд состояний, которые со значительной вероятностью можно трактовать как связанные состояния глюонов. Однако до настоящего времени нельзя исключить другие интерпретации этих состояний.

Бесцветные системы, т. е. адроны, могут быть составлены только из определенных кварковых комбинаций (невозможно, например, существование адронов из двух или четырех кварков). К тому же, согласно теоретическим расчетам, комбинации кварков $q\bar{q}$ и qqq наиболее устойчивы. В то же время не исключена возможность, что помимо обычных адронов существуют многокварковые, например, мезоны состава $qq\bar{q}\bar{q}$, барионы — $qqqq\bar{q}$, дибарионы — $qqqqqq$ и т. д.

Если многокварковые адроны в природе есть, то среди них должны быть состояния с квантовыми числами, невозможными для обычных адронов (например, мезоны с электрическим зарядом 2 или барионы с зарядом 3). Такие «экзотические» квантовые числа являются признаком, по которому многокварковые адроны могут быть идентифицированы. Возможны и другие их отличия от обычных адронов. Однако до настоящего времени¹ поиски мультикварков не привели к определенным результатам, и перед экспериментаторами еще стоит задача искать многокварковые состояния. Эта задача весьма актуальна, так как их обнаружение существенно расширило бы спектроскопию адронов и дало бы новую информацию о силах, действующих между кварками. Если же эти поиски не увенчаются успехом и удастся показать, что вероятность существования таких состояний очень мала², то станет необходимым показать теоретически, почему их и не должно быть.

Еще одной возможной формой необычной материи могут являться «гибридные» адроны, в которых глюоны не только выполняют функции «клея», но и являются наряду с кварками самостоятельными структурными элементами (например, мезоны, состав которых $gq\bar{q}$, или барионы $gqqq$, где символ g обозначает глюон). Имеются экспериментальные указания на возможное существование таких адронов, однако для окончательного решения этого вопроса нужны дополнительные исследования. Поиск экзотических адронов остается актуальным.

7.7. Кварк-глюонная плазма

Атомные ядра состоят, как известно, из нуклонов. Плотность ядерного вещества в обычном состоянии $\approx 10^8$ т/см³ (что соответствует $\approx 10^{38}$ нуклонов/см³). При этом нуклоны в ядре находятся в непрерывном движении. Их характерный импульс («ферми-импульс») — около 200 МэВ/с³.

Как было рассказано в 7.5, эксперименты по глубоконеупругому рассеянию лептонов показывают, что кварки в нуклонах ядра ведут себя несколько иначе, чем в свободных. Но нуклоны в ядре «сохраняют свою индивидуальность», оставаясь его основными структурными элементами.

Ожидается, однако, что при сжатии ядерного вещества до еще большей, критической плотности или/и при повышении его температуры (т. е.

¹2001 г.

²Доказать экспериментально отсутствие каких-либо частиц несравненно труднее, чем доказать их существование.

³Напомним (см. 2.3.4), что использование «встречного» движения нуклонов в ядрах позволило наблюдать рождение антипротонов в протон-ядерных столкновениях при энергии пучка, недостаточной для этого процесса при столкновениях с покоящимися нуклонами.

при повышении давления или плотности энергии) может происходить фазовый переход этого вещества в состояние кварк-глюонной плазмы.

Этот переход заключается в деконфайменте, в результате которого цветные объекты, кварки и глюоны, перестают быть заключенными внутри адронов и свободно перемещаются и взаимодействуют друг с другом по всему объему плазмы. Поэтому кварк-глюонная плазма должна обладать «цветопроводимостью», подобно тому как обычная плазма — электропроводимостью.

Процесс деконфаймента упрощенно можно себе представить таким образом: сильное внешнее давление прижимает кварки в адроне друг к другу, а на малых расстояниях взаимодействие между ними ослабевает (асимптотическая свобода) и они перестают быть связанными между собой и со «своим» нуклоном и могут взаимодействовать с другими «свободными» кварками.

Фазовая диаграмма состояний ядерного вещества приведена на рис. 7.12.

В состоянии кварк-глюонной плазмы, по-видимому, находилась наша Вселенная в первые мгновения после Большого взрыва (малые доли секунды), до того, как стали возникать адроны (об этом будет рассказано в 13.1). Возможно, что в этом состоянии находится вещество в ядрах коллапсирующих нейтронных звезд.

Есть основания полагать, что кварк-глюонная плазма может возникать в результате соударения тяжелых ядер при достаточно высоких энергиях. Как показывают теоретические оценки, время такого взаимодействия достаточно для ее образования и следует создать «лишь» необходимую плотность энергии. Таким образом, образование кварк-глюонной плазмы в лабораторных условиях представляется реальным, а ее поиск — актуальной и интересной задачей. Этот поиск ведется на существующих коллайдерах с пучками тяжелых ядер (в частности, на вступившем в действие в 2000 г. коллайдере RHIC (Relativistic Heavy Ions Collider) в Брукхейвене (США), где сталкивают пучки ядер золота) и будет продолжен на LHC (ЦЕРН), где предусмотрен режим столкновения Pb–Pb и сооружается специальная установка ALICE (см. 14.2).

В поиске кварк-глюонной плазмы, а в случае успеха и в ее исследовании, физика частиц смыкается с ядерной физикой высоких энергий (релятивистской ядерной физикой).

Ожидаемые внешние признаки появления кварк-глюонной плазмы — увеличение выхода странных частиц, лептонных пар и прямых фотонов, а



Рис. 7.12. Фазовая диаграмма состояний ядерного вещества (n_B — плотность барионного заряда, T — температура)

также уменьшение выходов чармониев. Соответствующие тенденции наблюдаются при увеличении энергии сталкивающихся ядер и их массы. Однако, поскольку искомые явления должны происходить на интенсивном фоне обычных процессов сильного взаимодействия, однозначная идентификация процесса возникновения кварк-глюонной плазмы в ядро-ядерных столкновениях — сложная экспериментальная задача.

Имеются также некоторые указания на то, что могут возникать и отдельные «капельки» кварк-глюонной плазмы внутри «обычных» ядер за счет локальной флуктуации плотности, т.е. что вещество внутри ядер может находиться в двухфазном состоянии.

Эту главу, посвященную общим представлениям о кварках, мы хотим закончить рис. 7.12, напоминающим, что и мы с Вами, уважаемый читатель, в конечном счете состоим из кварков и электронов¹.



Рис. 7.13

¹Цифры на рисунке соответствуют весу 55 кг.

Глава 8

ТЯЖЕЛЫЕ КВАРКИ

Открытие и исследование тяжелых кварков (c , b , t), носителей неизвестных ранее квантовых чисел, привело к существенному развитию представлений о мире элементарных частиц и явилось одной из экспериментальных основ стандартной модели. Дальнейшие исследования этих кварков позволят решить ряд актуальных задач совершенствования этой модели и, возможно, приведут к обнаружению явлений, выходящих за ее рамки.

8.1. Открытие J/ψ

В ноябре 1974 г. две группы физиков, возглавляемые Б. Рихтером и С. Тингом, работавшие в США на разных ускорителях и проводившие разные исследования, сделали одновременно одно и то же открытие, воспринятое как начало «новой физики», которое называли даже «ноябрьской революцией». Была открыта совершенно необычная частица, проявившаяся как очень узкий резонанс с массой 3,1 ГэВ, распадающийся на e^+e^- (этот распад был зарегистрирован в обоих экспериментах), а также на адроны и на пары $\mu^+\mu^-$ (эти распады были обнаружены группой Рихтера). Свойства этой частицы указывали, что она является неким новым видом материи.

Прежде чем изложить следствия, вытекающие из этого открытия, мы расскажем, как оно было сделано.

На ускорителе SLAC в Стэнфорде в начале 70-х годов группой под руководством Б. Рихтера был создан кольцевой e^+e^- -коллайдер SPEAR с энергией в с. ц. м. до 7,5 ГэВ, превосходившей энергии существовавших в то время ускорителей такого типа. Для проведения экспериментов на этом коллайдере была создана многоцелевая установка MARK I. Ее основу составляла цилиндрическая искровая камера, помещенная внутри соленоида с полем 4,6 кГс. Снаружи были размещены счетчики, которые измеряли время пролета частиц, и таким способом определяли их скорость, дальше располагались ливневые счетчики для регистрации фотонов и идентификации электронов, и, наконец, все это было окружено помещенными между железными блоками пропорциональными камерами для регистрации мюонов.

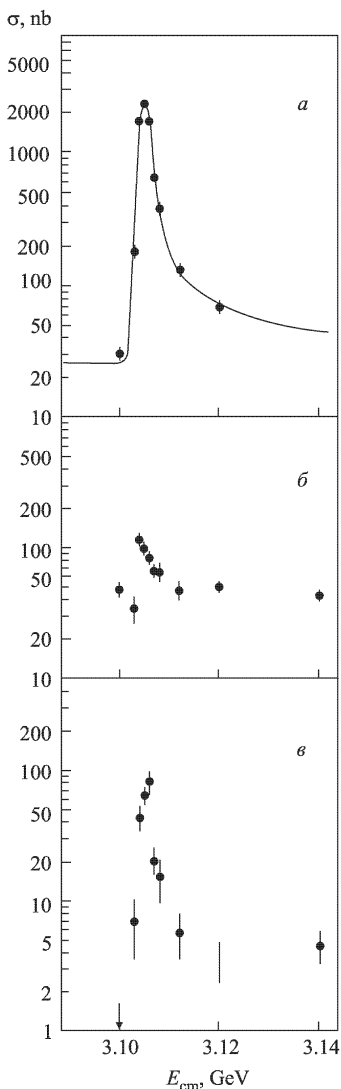


Рис. 8.1. Рождение узкого резонанса с массой 3,1 ГэВ в эксперименте MARKI (группа Рихтера, SLAC): а) $\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{адроны})$; б) $\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^-)$; в) $\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$ (Phys. Rev. Lett. 1974. V.33. P.23)

Эксперименты на MARKI начались с измерения величины $R = \sigma(e^+e^- \rightarrow \text{адроны})/\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$, о которой было рассказано выше (см. 7.2 и рис. 7.1), в зависимости от энергии в с.ц.м. При $E_{\text{сцм}} = 3,1$ ГэВ сечение $\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{адроны})$ резко возросло, образуя узкий максимум (рис. 8.1, а), означавший, что рождается резонанс с массой 3,1 ГэВ.

Измеренные в этом же эксперименте сечения процессов $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ (рис. 8.1, б) и $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ (рис. 8.1, в) также имели при $E_{\text{сцм}} = 3,1$ ГэВ максимум, свидетельствуя, что рождаемая при этой энергии частица может распадаться и на пары лептонов (а также что ее электрический заряд равен нулю).

Непосредственно измеренная ширина максимума, представленного на рис. 8.1, составлявшая около 2 МэВ, определялась разбросом величины $E_{\text{сцм}}$, вызванным колебаниями энергии e^+ - и e^- -пучков. Ширина же самого резонанса была несравненно меньше: было показано, что она составляет около 60 кэВ. Для частицы с массой 3,1 ГэВ, распадающейся с образованием адронов, это было удивительно: будь она обычным адронным резонансом, ее ширина была бы больше по крайней мере на три порядка (более 100–200 МэВ).

Открытую в этом эксперименте частицу группа Рихтера обозначила буквой ψ .

Группа Тинга изучала на протонном ускорителе AGS (Брукхейвен) рождение массивных e^+e^- -пар протонами на бериллиевой мишени, т.е. процесс $p + \text{Be} \rightarrow e^+e^-$ (+ что угодно). Установка состояла из двух магнитных спектрометров, отдельно для e^+ и e^- . Схема одного из них представлена на рис. 8.2 (вид сбоку). Для идентификации электронов и позитронов использовались газовые черенковские счетчики, а также информация о вре-

мени пролета частиц и амплитуде регистрируемых сигналов. Полученный результат приведен на рис. 8.3: в спектре эффективных масс e^+e^-

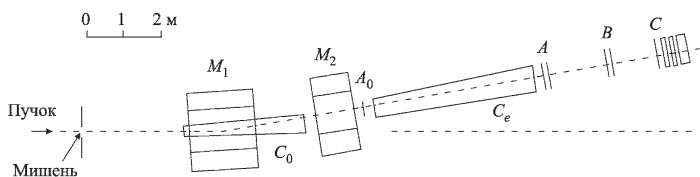


Рис. 8.2. Схема парного спектрометра для измерения спектра эффективных масс тяжелых e^+e^- -пар (показано одно плечо). Группа С. Тинга, Брукхейвен

наблюдается узкий максимум при 3,1 ГэВ. Многочисленные контрольные опыты подтвердили, что этот максимум действительно является свидетельством рождения частицы с массой 3,1 ГэВ, распадающейся на e^+e^- . Группа Тинга обозначила эту частицу буквой J .

Поскольку группы Рихтера и Тинга обнаружили одну и ту же частицу одновременно, ее стали обозначать двойным символом J/ψ .

Чтобы стало понятно, что нового внесло открытие J/ψ в физику частиц, следует напомнить о существовавших в то время представлениях в этой области. Большинство физиков уже была признана кварковая модель, согласно которой все многообразие известных тогда адронов можно было составить из кварков u , d и s .

Высказывались также соображения, что должен существовать еще один, четвертый кварк, названный «очарованным» (charmed) и обозначенный соответственно буквой c . Аргументы в пользу его существования накапливались по мере расширения круга наблюдаемых явлений, и хотя непосредственные проявления c -кварка не наблюдались, были предсказаны некоторые из ожидаемых его свойств, в частности, приблизительная величина его массы, его нестабильность и время жизни, на несколько порядков меньшее, чем у s -кварка, преимущественный распад с образованием s -кварка и т.д.

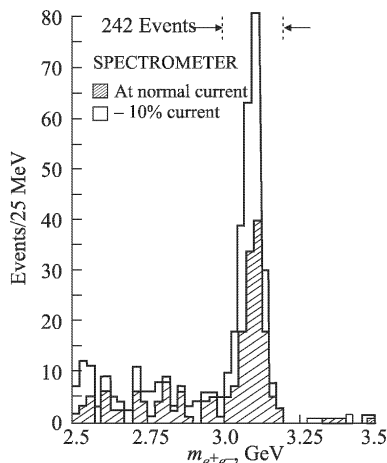


Рис. 8.3. Спектр эффективных масс e^+e^- , измеренный с помощью спектрометра, представленного на рис. 8.2. Результаты двух независимых измерений в разных режимах работы установки (Phys. Rev. Lett. 1974. V. 33. P. 23)

Поэтому уже вскоре после открытия J/ψ было высказано предположение, что эта частица состоит из c - и $\bar{c}$ -кварков, являясь их связанным состоянием ($c\bar{c}$). Это предположение нашло множество экспериментальных подтверждений.

Еще до открытия J/ψ было теоретически рассмотрено связанное $c\bar{c}$ -состояние и было показано, что оно должно образовывать ряд уровней, т.е. резонансов разной массы, переходящих при распаде друг в друга. И действительно, экспериментально было обнаружено несколько уровней системы $c\bar{c}$, названной чармонием. Первый из них, обозначаемый $\psi(3685)$ и распадающийся с образованием J/ψ , был обнаружен той же группой Рихтера уже через 10 дней после открытия ψ и интерпретирован как его возбужденное состояние.

По массам уровней чармония была оценена масса c -кварка. Она составляет $\approx 1,5$ ГэВ, что существенно больше массы u -, d - и s -кварков (соответственно $\approx 0,3$ ГэВ для u и d и $\approx 0,5$ ГэВ для s)¹. Чем тяжелее кварки, тем меньше расстояния, на которых они находятся друг от друга (это определяется квантово-механической закономерностью: комптоновская длина волны $\lambda = \hbar/mc$, где m — масса). Поэтому в соответствии с асимптотической свободой взаимодействие между тяжелыми кварками слабее, чем между легкими. Это обстоятельство чрезвычайно существенно для КХД, поскольку оно значительно упрощает численные расчеты процессов с тяжелыми кварками. В частности, оказалось возможным методами КХД рассчитать спектр уровней чармониев, который не только с хорошей точностью совпадал с экспериментальным, но и предсказывал некоторые новые уровни, которые были затем обнаружены.

Чармоний сыграл для КХД ту же роль, что в свое время атом водорода для квантовой механики: он явился объектом, на котором были отработаны и проверены численные методы новой физической теории, позволившие ей давать не только качественное, но и количественное описание явлений.

На рис. 8.4 показаны различные состояния чармония, т.е. его уровни. Видны три группы состояний, обозначенные разными символами. Символом ψ (с указанием массы) обозначены радиальные возбуждения J/ψ . В эту группу входят чармонии, в которых кварки c и $\bar{c}$ находятся в S -состоянии (орбитальный момент их относительного движения $l = 0$), а их спины направлены в одну сторону и, соответственно, складываются. Таким образом, полный спин этих состояний $J = 0 + 1/2 + 1/2 = 1$. Символом η_c обозначен чармоний, в котором c - и $\bar{c}$ -кварки находятся также в S -состоянии ($l = 0$), но спины c и $\bar{c}$ антипараллельны и суммарный спин равен

$$J = 0 + \frac{1}{2} - \frac{1}{2} = 0.$$

¹Указанные значения масс относятся к структурным кваркам.

Символами χ обозначены чармонии, в которых $l = 1$ (P -состояние). Для них спин J является векторной суммой орбитального момента относительного движения l и спинов обоих кварков. Соответственно, спин χ -частиц принимает значения $J = 0, J = 1, J = 2$.

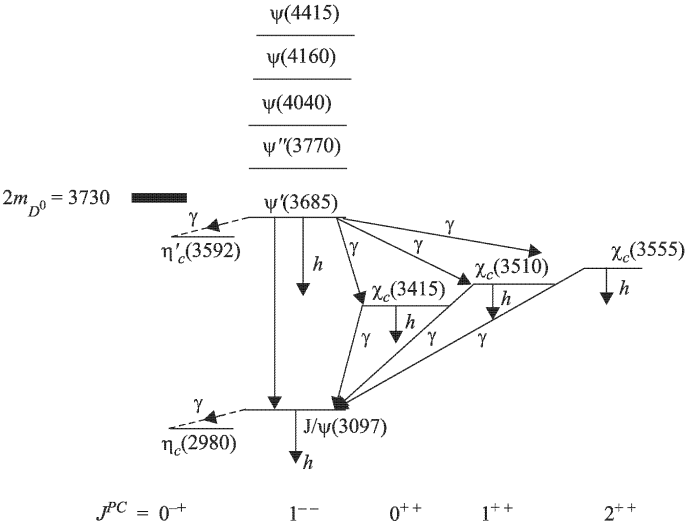


Рис. 8.4. Схема уровней чармония

Открытие J/ψ было не только обнаружением еще одного, четвертого кварка, отсутствовавшего в первоначальной кварковой модели и существенно отличавшегося по своим свойствам от известных ранее. Это открытие, блестяще подтвердившее основанные на кварковой модели теоретические предсказания, явилось решающим экспериментальным доказательством кварковой модели.

До тех пор эта модель, успешно описывавшая широкий круг явлений и привлекавшая своей простотой и изяществом, основывалась лишь на косвенных экспериментальных данных, прямых доказательств существования кварков не было (некоторые физики в то время рассматривали даже кварки лишь как удобный способ описания, а не как реально существующие структурные элементы материи). После открытия J/ψ вопрос о справедливости основных положений кварковой модели и о реальности кварков уже не возникал.

В 1976 г. Рихтеру и Тингу была присуждена Нобелевская премия.

8.2. Очарованные частицы

Подобно тому, как s -кварк является носителем (притом единственным) квантового числа «странность» (S), c -кварк — единственный носитель

квантового числа «очарование» (C). Для c -кварка $C = 1$, для $\bar{c}$ -кварка $C = -1$. Соответственно, для чармония ($c\bar{c}$) $C = 0$.

Но после открытия чармония стало очевидно, что должны существовать «очарованные частицы», т.е. адроны с $C \neq 0$. Это могут быть мезоны, содержащие один $c(\bar{c})$ -кварк и любой антикварк (кварк) другого аромата, а также барионы, в составе которых есть c -кварки (от одного до трех, соответственно, для них возможны значения $C = 1$, $C = 2$ и $C = 3$).

Какими основными свойствами должны обладать очарованные частицы?

Массы их больше, чем у адронов, не содержащих c -кварк (поэтому для их рождения требуются энергии большие, чем для рождения пионов, каонов и антипротонов).

Квантовое число C (как и S) сохраняется в сильных и электромагнитных взаимодействиях (аромат кварков меняется только в слабых взаимодействиях). Поэтому очарованные частицы при столкновениях адронов с $C = 0$, при рождении фотонами на нуклонах или ядрах и в e^+e^- -аннигиляции рождаются парами. Начальной стадией в этом процессе является рождение пары кварков $c\bar{c}$. Далее, при адронизации, c -кварк может войти либо в состав мезона с $C = 1$, либо в состав очарованного бариона, $\bar{c}$ -кварк в подавляющем большинстве случаев образует мезон с $C = -1$ (вероятность его вхождения в очарованный антибарион существенно меньше). Напомним, что ассоциативное рождение впервые наблюдалось у странных частиц, где в первичном акте рождается пара кварков $s\bar{s}$. В слабых процессах «очарование» не сохраняется, поэтому в этих процессах, например в нейтрино-ядерных столкновениях, очарованные частицы рождаются поодиночке.

Низшие по массе состояния очарованных частиц распадаются за счет слабого взаимодействия с характерными временами $10^{-12} - 10^{-13}$ с. Эти распады происходят преимущественно с образованием странных частиц. «Очарованные» резонансы за «ядерные» времена переходят в нижележащие состояния, сохраняя величину C .

Хотя область ожидаемых масс очарованных частиц и многие из их характерных свойств были заранее известны и имелся ряд косвенных указаний на существование этих частиц, они были впервые обнаружены лишь спустя почти два года после открытия J/ψ .

Трудности экспериментального наблюдения очарованных частиц можно пояснить сравнением с условиями наблюдения странных частиц.

Рождение очарованных частиц — процесс довольно редкий: его сечение приблизительно на два порядка меньше, чем сечение странных частиц. Количество возможных каналов распада очарованных частиц значительно больше, а соответственно, вероятность распада по отдельным каналам значительно меньше, чем у странных. Распад странных частиц происходит за время $\tau \approx 10^{-10}$ с. Их пробеги в л.с. $L = c\tau\gamma$, где c — скорость

света, а $\gamma = E_{\text{лс}}/m$, составляют десятки сантиметров. Поэтому легко наблюдать процесс их распада, т. е. его вершину и характерную топологию (V^0 или излом заряженного трека), являющиеся важными поисковыми признаками.

Для очарованных частиц $\tau \approx 10^{-12} - 10^{-13}$ с, их пробеги до распада при энергиях, доступных на большинстве ускорителей высокой энергии, составляют миллиметры (или даже доли миллиметра). Поэтому наблюдение акта распада, т. е. разделение точки, где произошло рождение очарованной частицы («вершина взаимодействия»), и точки ее распада, представляло заметные трудности и потребовало разработки «микровершинных детекторов» с пространственным разрешением не более нескольких десятков микрон (см. 2.3.2). Некоторую роль в качестве вершинных детекторов для наблюдения очарованных частиц сыграли ядерные фотоэмульсии и пузырьковые камеры с повышенным пространственным разрешением.

Однако во многих экспериментах по поиску и исследованию очарованных частиц вершинные детекторы не применялись. Эти частицы идентифицировались по узким максимумам в спектре эффективных масс конечных состояний с необходимыми квантовыми числами и по ряду других признаков.

Первые очарованные мезоны были обнаружены на установке MARK I в спектрах эффективных масс состояний, содержащих K^- и пионы. В нескольких таких спектрах были наблюдаемы узкие максимумы при массе 1,865–1,870 ГэВ. Эти максимумы были проявлением процессов рождения очарованных мезонов (символ D) и их распада по каналам

$$D^0 \rightarrow K^- \pi^+, \quad D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+, \quad D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+.$$

Позднее было обнаружено много других каналов распада D -мезонов, в том числе такие, где наряду с адронами возникали и лептоны.

Открытие чармония $\psi(3770)$, который полностью распадается на $D\bar{D}$, позволило создавать «фабрики» D -мезонов: в столкновениях e^+ - и e^- -пучков с энергией $E_{e^+} + E_{e^-} = E_{\text{сшм}} = 3,770$ ГэВ происходит резонансное рождение $\psi(3770)$ и, соответственно, образование большого количества D - и $\bar{D}$ -мезонов, существенно превосходящего достижимое при других процессах их рождения.

Электрический заряд c -кварка $Q = +2/3$ (такой же, как у u -кварка), но изотопический спин $I = 0$. D -мезоны, содержащие c -кварк и имеющие $C = 1$, имеют изоспин $I = 1/2$ и образуют дублет D^+ и D^0 с кварковым составом соответственно $c\bar{d}$ и $c\bar{u}$. $\bar{D}$ -мезоны, содержащие $\bar{c}$ -кварк, имеют $C = -1$ и образуют дублет D^- и $\bar{D}^0$ с кварковым составом $\bar{c}d$ и $\bar{c}u$.

Времена жизни заряженных и нейтральных D -мезонов различаются: $\tau(D^\pm) = 10,7 \cdot 10^{-13}$ с, $\tau(D^0) = 4,2 \cdot 10^{-13}$ с. Это показывает, что взаимодействие $c(\bar{c})$ -кварка с другим кварком мезона оказывает влияние на вероятность его распада.

Позднее были обнаружены мезоны D_S и $\bar{D}_S$, кварковый состав которых $c\bar{s}$ и $\bar{c}s$, а квантовые числа соответственно $Q = +1$, $C = +1$, $S = +1$ и $Q = -1$, $C = -1$, $S = -1$. Их изоспины $I = 0$.

Первым из очарованных барионов был обнаружен самый легкий из них, Λ_c^+ . Его масса 2,282 ГэВ, кварковый состав udc . Время жизни Λ_c^+ около $2 \cdot 10^{-13}$ с. Λ_c^+ в известной мере аналог Λ , в котором s -кварк заменен на c -кварк. Но если Λ имеет всего два канала распада ($\Lambda \rightarrow p\pi^-$ и $\Lambda \rightarrow n\pi^0$), то у Λ_c^+ их множество и они содержат в среднем 3–4 частицы (например, $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda\pi^+\pi^+\pi^-$, $\Lambda_c^+ \rightarrow K^-p\pi^+$, $\Lambda_c^+ \rightarrow \bar{K}^0p\pi^-\pi^+$). В настоящее время часть каналов распада Λ_c^+ еще не обнаружена. Продукты распада имеют барионное число $B = 1$ и странность $S = -1$.

Существуют также барионы, содержащие одновременно c - и s -кварки. Барион Ξ_c имеет два зарядовых состояния: $\Xi_c^+(usc)$ и $\Xi_c^0(dsc)$. Поскольку $\tau_c \ll \tau_s$, то распад Ξ_c определяется распадом c -кварка ($c \rightarrow s$) и конечные состояния имеют странность $S = -2$.

Барионы, содержащие два или три c -кварка, еще не удалось наблюдать.

Открытие все новых частиц, измерение их масс, времен жизни, квантовых чисел, наблюдение разных каналов их распада и т.д. — все это отнюдь не «коллекционирование раритетов». Все эти данные нужны для строгого описания исследуемых явлений, для их более глубокого понимания и построения теории, не только качественно и количественно их описывающей, но и предсказывающей новые явления и свойства материи, которые еще предстоит открыть. Частицы, содержащие c -кварки, позволили развить новые представления о микромире, послужившие одной из основ для создания так называемой стандартной модели, которой не противоречит ни одно из наблюдавшихся до настоящего времени явлений в этой области. О стандартной модели будет рассказано в 11.1.

8.3. Пятый кварк

После открытия c -кварка и определения его электрического заряда стало естественным сгруппировать кварки в дублеты $\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}$ и $\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}$, каждый из которых содержит кварки обоих зарядов ($Q = +2/3$ и $Q = -1/3$)¹. Эти дублеты называют поколениями кварков — соответственно первым и вторым. Первое поколение включает самые легкие кварки, второе — более тяжелые, из кварков первого построены нуклоны, а значит, и все ядра атомов, кварки второго поколения быстро распадаются, и их общее

¹Исходя из названий кварков u и d («up» и «down») кварки с зарядом $2/3$ называют верхними, с зарядом $-1/3$ — нижними.

количество и роль во Вселенной в настоящее время незначительны. Но Природа не любит излишеств, и, по-видимому, кварки второго поколения ей зачем-то нужны (или были нужны на ранних стадиях развития Вселенной).

Сразу после открытия четвертого кварка встал вопрос: есть ли еще другие кварки?

Когда возникала идея о возможном существовании четвертого кварка, один из первых ее аргументов имел в значительной мере эстетический характер: картина микромира была бы более привлекательной, если бы число кварков разных ароматов равнялось числу лептонов. Такая симметрия между кварками и лептонами вполне естественна: и те и другие — фермионы со спином $1/2$, их слабые взаимодействия во многом сходны и т. д. В то время было известно четыре лептона (e , μ и два нейтрино — ν_e и ν_μ ; о последних будет рассказано в 9.2) и только три кварка — и для симметрии был нужен еще один.

С открытием c -кварка эта симметрия была восстановлена, но ненадолго: вскоре был открыт еще один заряженный лептон — τ (о нем будет рассказано в 9.3). Поскольку заряженным лептонам e и μ соответствуют свои нейтрино ν_e и ν_μ , следовало ожидать, что и τ -лептону соответствует свое нейтрино ν_τ . А тогда для кварк-лептонной симметрии требовалось бы еще одно поколение кварков.

Имелись и другие аргументы в пользу существования кварков третьего поколения, более тяжелых, чем известные. Их поиск стал в высшей степени актуальным, и в него включился целый ряд экспериментальных групп.

Л. Ледерман и его коллеги с этой целью исследовали спектр масс тяжелых $\mu^+\mu^-$ -пар, рожденных на ядрах 400 ГэВ-ными протонами ускорителя ФНАЛ. Они создали двухплечевой спектрометр, позволивший достичь разрешения по эффективной массе димюонов, практически предельно возможного при этом методе их рождения. Необходимость этого последнего требования Ледерман понимал как никто другой: ранее, в другом эксперименте, исследуя также спектр масс $\mu^+\mu^-$ -пар, образованных в пучке протонов, он и его коллеги из-за недостаточного разрешения установки по массе упустили возможность открытия J/ψ : они видели некоторую нерегулярность при массе вблизи 3,1 ГэВ (локальное возрастание числа событий при общем плавном его убывании с увеличением массы $\mu^+\mu^-$), но обнаружить узкий пик J/ψ не смогли, так как он «размазывался» по шкале масс¹.

¹ Мюоны высоких энергий идентифицируют по их способности проникать через толстые слои вещества, в которых все адроны (а тем более электроны) поглощаются. В этих поглотителях траектории мюонов искажаются вследствие многократного кулоновского рассеяния. Это ограничивает точность измерения эффективной массы мюонных пар, определяемой импульсами мюонов и углом между ними.

С помощью нового спектрометра группа Ледермана в 1977 г. обнаружила максимум при массе $\mu^+\mu^-$ -пар вблизи 9,5 ГэВ. Более детальный анализ привел к выводу, что имеются два максимума, которые были обозначены Υ (ипсilon) и Υ' . Эти максимумы были интерпретированы как проявление основного и возбужденного связанных состояний нового тяжелого кварка и его антикварка (напрашивалась аналогия с J/ψ и ψ').

В 1978 г. на e^+e^- -коллайдере DORIS в DESY (Германия) было обнаружено сначала рождение Υ , а затем, после увеличения достигаемой на коллайдере энергии, — также и Υ' . Образование этих частиц проявлялось в виде узких пиков сечения рождения адронов в e^+e^- -столкновениях при энергиях, соответствующих массам Υ и Υ' .

На рис. 8.5 представлены как результаты группы Ледермана (1977 г.), так и результаты, полученные позднее на DORIS. Как наглядно демонстрирует этот рисунок, разрешение по массе рождаемых состояний на e^+e^- -коллайдере существенно лучше.

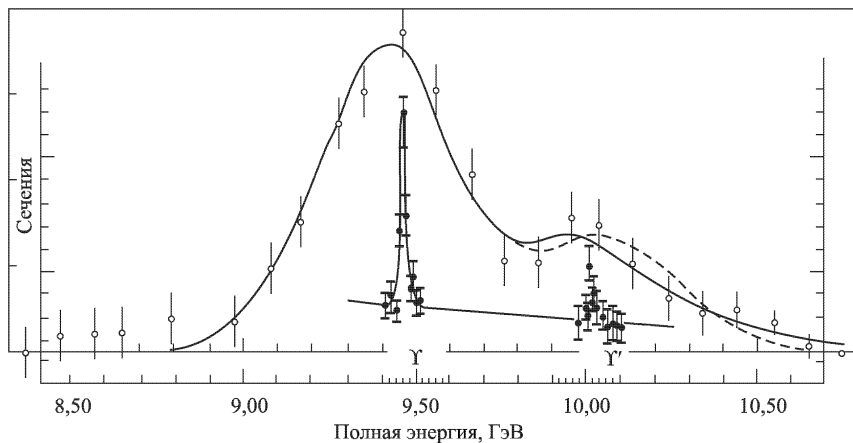


Рис. 8.5. Наблюдение Υ и Υ' : $\circ$ — FNAL (1977 г.), $\bullet$ — DESY (1978 г.)

Новый кварк, связанными состояниями которого являются Υ и Υ' , был обозначен символом b , который расшифровывали двояко: либо романтически («beauty» — «красота, прелесть»), либо прозаически («bottom» — «низ»). Последнее название b -кварк получил потому, что определенная из эксперимента вероятность распада Υ и Υ' на пару e^+e^- , зависящая от величины электрического заряда кварка, указывала, что он принадлежит к «нижним» кваркам с зарядом $-1/3$ (соответственно, ожидаемый «верхний» кварк третьего поколения был обозначен символом t от английского «top» — «верх»). Масса b -кварка $m_b \approx 4,5$ ГэВ. Эти кварки

являются носителями квантового числа B , которое по-русски обычно называют прелесть, а по-английски — bottom. Условились считать, что для b -кварка $B = -1$ (напомним, что у s -кварка $S = -1$), для антикварка, соответственно, $B = +1$. Для состояний $b\bar{b}$, имеющих общее название ботомоний¹ (по аналогии с названием чармоний для состояний $c\bar{c}$), $B = 0$.

Ботомонии во многом сходны с чармониями. Это проявляется, в частности, в сходстве уровней их возбужденных состояний, что видно из сопоставления рис. 8.6 и 8.4. Ботомонии также составляют несколько групп

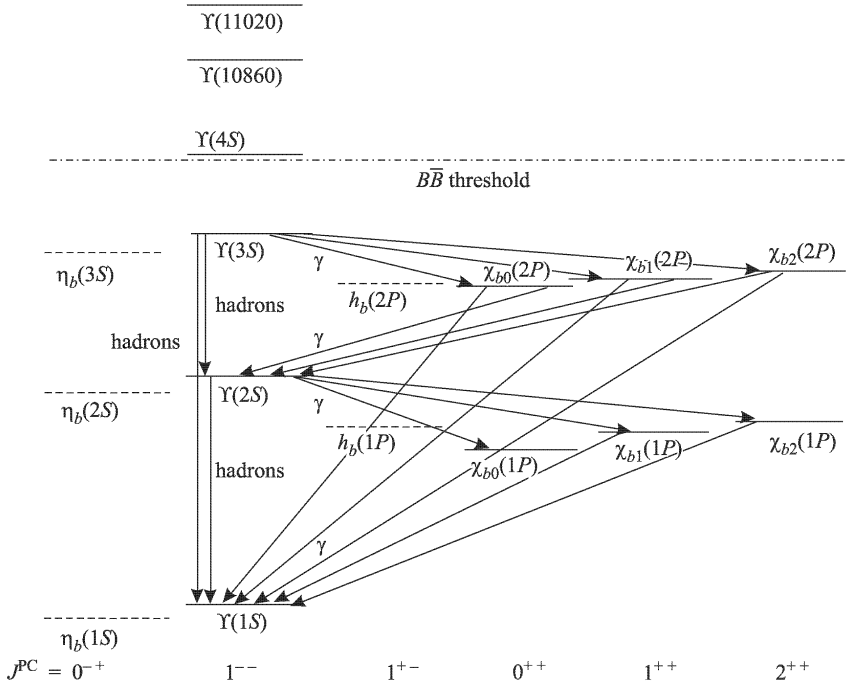


Рис. 8.6. Схема уровней ботомония (RPP'96)

уровней, обозначаемых разными символами. Символом Υ (с указанием массы или квантовых чисел) обозначены ботомонии с теми же квантовыми числами, что и J/ψ и ψ . Состояния ботомония χ_b и η_b соответствуют чармониям χ_c и η_c .

Существуют также частицы с $|B| \neq 0$ — будем, пользуясь аналогией со странными ($|S| \neq 0$) и очарованными ($|C| \neq 0$) частицами, называть их прелестными. Это B -мезоны, в которых b - или $\bar{b}$ -кварки связаны со-

¹В литературе на русском языке используется также название ипсилоний.

ответственно с любым другим антикварком $\bar{q}$ или кварком q , и барионы, содержащие b -кварки. Состав B -мезонов следующий:

$$\begin{aligned} B^- &= b\bar{u}, & B^+ &= \bar{b}u, \\ \bar{B}_d^0 &= b\bar{d}, & B_d^0 &= \bar{b}d, \\ \bar{B}_s^0 &= b\bar{s}, & B_s^0 &= \bar{b}s, \\ B_c^- &= b\bar{c}, & B_c^+ &= \bar{b}c. \end{aligned}$$

Подобно тому, как $\psi(3770)$, распадающийся в основном на пару очарованных мезонов $D\bar{D}$, используется как источник D -мезонов, $\Upsilon(10580)$, обозначаемый также $\Upsilon(4S)$, масса которого немного превышает двойную массу B -мезонов и который распадается на мезоны B и $\bar{B}$, служит их основным (но не единственным) источником. Для соответствующего «способа производства» B -мезонов энергии e^+e^- -коллайдеров настраивают так, чтобы точно соответствовать массе $\Upsilon(4S)$.

Распад b -кварка происходит преимущественно с образованием c -кварка, соответственно, распад B -мезонов — преимущественно с образованием D -мезонов. Время жизни B -мезонов $\tau = 1,6 \cdot 10^{-12}$ с. B^0 и $\bar{B}^0$ могут смешиваться, подобно K^0 и $\bar{K}^0$.

Из барионов, содержащих b -кварк, первым наблюдали наиболее легкий из них $\Lambda_b^0 = udb$ — аналог $\Lambda_c^+ = udc$.

Исследования по физике b -кварков осуществляются в основном на B -мезонах, прежде всего благодаря возможности рождения большого их количества на e^+e^- -коллайдерах (существуют даже « B -фабрики»). Эти исследования ведутся весьма интенсивно, одновременно в нескольких крупных ускорительных лабораториях (в частности, на ускорителях CESR и SLC в США, PETRA в Германии и т. д.).

Изучение B -мезонов не только выявляет свойства b -кварка, носителя нового квантового числа; физика B -мезонов связана с рядом общих проблем физики частиц, из которых важнейшая — CP -несохранение. Об этом будет рассказано в следующем параграфе.

8.4. Три поколения

После открытия пятого кварка у физиков не осталось сомнений в том, что существует еще и шестой (t -кварк), т. е. что их имеется по крайней мере три поколения. И хотя t -кварк еще не был открыт, из совокупности экспериментальных данных и теоретических аргументов был сделан вывод о том, что число кварков разного типа и число лептонов должны быть одинаковыми и что фундаментальные фермионы составляют три поколения, каждое из которых содержит по дублету кварков и дублету лептонов (см. табл. 8.1).

Поколения фундаментальных фермионов

Электрический заряд	1-е поколение	2-е поколение	3-е поколение
Кварки			
+2/3	u	c	t
-1/3	d	s	b
Лептоны			
-1	e^-	μ^-	τ^-
0	ν_e	ν_μ	ν_τ

Объединение в одно поколение кварков и лептонов означает наличие внутренних связей между ними, существенную кварк-лептонную симметрию.

Электрические заряды кварков дробные, а лептонов — целые, однако разность между величинами зарядов «верхних» и «нижних» кварков равна разности зарядов нейтральных и заряженных лептонов ($|\Delta Q| = 1$).

Массы заряженных лептонов, как и кварков, в каждом следующем поколении больше, чем в предыдущем. Из заряженных лептонов стабильны только электроны, которые вместе с кварками первого поколения составляют атомы вещества.

Вопрос о массах нейтрино (см. 9.4) до настоящего времени не решен: они или равны нулю, или нейтрино обладают небольшими массами, на много порядков меньшими, чем у их заряженных партнеров. Подробнее о лептонах будет рассказано в следующей главе.

Еще до открытия четвертого, т. е. c -кварка, М. Кобаяши и Т. Маскава разработали теоретическую схему, согласно которой должно существовать третье поколение кварков. Оно необходимо, чтобы слабое взаимодействие между кварками могло приводить к CP -несохранению: только при трех поколениях в описание этих взаимодействий возможно ввести параметр, обозначаемый символом δ , «ответственный» за этот процесс, тогда как если число поколений ограничивалось бы двумя, «места» для такого параметра не было бы. Величина δ жестко связана с другими параметрами, определяющими слабые взаимодействия верхних и нижних кварков всех трех поколений. Совокупность этих параметров составляет так называемую матрицу Кобаяши–Маскавы, содержащую девять комплексных элементов и связывающую их условием унитарности.

Предсказание о трех поколениях кварков блестяще подтвердилось, и схема Кобаяши и Маскавы стала составной частью современной теории частиц.

Итак, теории необходимы (и достаточны) три поколения кварков, экспериментально обнаружено также три поколения и не найдено никаких проявлений следующих. И все же возникает естественный вопрос: а не существуют ли еще другие, пока не открытые поколения?

Ответ на этот вопрос был получен в экспериментах по исследованию промежуточных бозонов Z^0 на ускорителе LEP (ЦЕРН). Об этих экспериментах будет рассказано в 11.2, пока же приведем их результат: было показано, что существует три — и только три — типа нейтрино. А это означает, что есть всего три поколения лептонов, а соответственно, и кварков. Этот факт является одной из основ стандартной модели, охватывающей существующие представления о частицах и их взаимодействиях (о стандартной модели см. 11.1).

В процессах сильного взаимодействия тип кварков остается неизменным, т. е. их «аромат» сохраняется (меняется цвет). «Аромат» же у кварков изменяется (т. е. они переходят друг в друга) в результате слабого взаимодействия. При этом одновременно с «ароматом» изменяется и электрический заряд кварков, причем так, что $|\Delta Q| = 1$: «верхние» кварки переходят в «нижние», а «нижние» — в «верхние». Это показывает, что изменение «аромата» кварков обусловлено обменом заряженными промежуточными бозонами $W^\pm$.

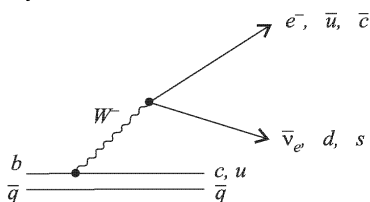


Рис. 8.7. Кварковая диаграмма распада B -мезонов

Поскольку кварки не бывают свободными, их свойства, в частности их распады, исследуются в процессах с адронами.

Рассмотрим в качестве примера распады B -мезонов, позволяющие изучать распады b -кварков. Соответствующая диаграмма представлена на рис. 8.7. Эта диаграмма приближенная: входящий в состав B -мезона антикварк $\bar{q}$ рассматривается как «наблюдатель» (спектатор),

не оказывающий влияния на своего партнера и позволяющий считать распад b -кварка от него не зависимым.

В действительности же, как впервые было установлено из различия времен жизни D^0 и $D^\pm$ (см. 8.2), взаимодействие между кварками в мезоне влияет на их распады.

Как показано на рис. 8.7, b -кварк, распадаясь, испускает виртуальный W^- и превращается в c -кварк (преимущественно) или в u -кварк. W^- при этом переходит либо в пару кварков $\bar{u}d$ или $\bar{c}s$, либо в пару лептонов.

Важнейшей задачей предстоящих исследований B -мезонов является измерение нарушения CP -инвариантности в их распадах, которое ожидается существенно большим, чем в распадах нейтральных каонов, и, в отличие от последних, обусловленным преимущественно прямым CP -

несохранением. Эти измерения должны определить параметр δ схемы Кобаяши–Маскавы.

Соответствие величины δ значению, вытекающему из этой схемы, т. е. определяемому остальными элементами матрицы Кобаяши–Маскавы, измеренными в других, независимых экспериментах, будет подтверждением представлений о CP -несохранении, вытекающих из стандартной модели. Различие ожидаемой и измеренной величин будет свидетельствовать о влиянии на этот процесс факторов, выходящих за рамки этой модели.

Таким образом, измерение CP -несохранения в распадах B -мезонов — чувствительный тест для точной количественной проверки существующих представлений и поиска принципиально новых явлений.

Для достижения в этих измерениях необходимой точности требуется зарегистрировать в одном эксперименте не менее 10^9 B -мезонов. Это служило главным обоснованием сооружения «В-фабрик» — начавших работать в 1999 г. ускорителей PEP-II с установкой BaBar в SLAC и KEKB с установкой BELLE в Японии. В программе исследования CP -несохранения в распадах B -мезонов участвуют и некоторые другие установки. Создается также соответствующая установка для LHC (LHCb).

Через 18 лет после открытия b -кварка, в 1995 г., удалось наконец обнаружить t -кварк и измерить его массу, оказавшуюся значительно больше, чем первоначально ожидалось. Об этом мы расскажем в 11.3.

Глава 9

ЛЕПТОНЫ

Лептонами называют фундаментальные фермионы со спином $1/2$, не обладающие сильным взаимодействием. В то же время, поскольку лептоны, как и все фермионы, включают два симметричных состояния, соотносящихся как частицы и античастицы, условились называть лептонами e^- , μ^- , τ^- , ν_e , ν_μ , ν_τ и антилептонами e^+ , μ^+ , τ^+ , $\bar{\nu}_e$, $\bar{\nu}_\mu$, $\bar{\nu}_\tau$. Таким образом, термин «лептоны» (так же как термины «кварки», «электроны» и т. д.) употребляют в двух смыслах: обобщенном (включающем частицы и античастицы) и частном (только частицы). Какое из этих значений имеет термин в конкретном случае, можно обычно понять из контекста (хотя иногда может возникнуть неясность).

Лептонам соответствует лептонное число $L = +1$, антилептонам — $L = -1$. Величина L сохраняется во всех известных взаимодействиях. Это означает, что лептоны рождаются или уничтожаются только парами лептон–антилептон.

Лептоны образуют три дублета (поколения): $\begin{pmatrix} e^- \\ \nu_e \end{pmatrix}$, $\begin{pmatrix} \mu^- \\ \nu_\mu \end{pmatrix}$, $\begin{pmatrix} \tau^- \\ \nu_\tau \end{pmatrix}$. Три дублета образуют и антилептоны, что мы в дальнейшем не будем оговаривать.

Каждое поколение лептонов имеет свое лептонное число: соответственно электронное L_e , мюонное L_μ и тау-лептонное L_τ . Эти числа также равны $+1$ для лептонов и -1 для антилептонов. Их сумма составляет общее лептонное число: $L_e + L_\mu + L_\tau = L$.

Как было рассказано в 8.4, дублеты лептонов объединяются с соответствующими дублетами кварков в три поколения фундаментальных фермионов, что является проявлением глубокой кварк-лептонной симметрии. Основные различия между лептонами и кварками определяются сильными взаимодействиями кварков. Сходство же между ними проявляется прежде всего в процессах слабого взаимодействия. Это тем более естественно, что лептоны, не имеющие электрических зарядов, т. е. нейтрино, только этим взаимодействием и обладают. Это свойство нейтрино отличает их от всех других частиц и определяет особый интерес к ним.

Эффективные сечения процессов слабого взаимодействия при небольших энергиях крайне малы. Отсюда колоссальная проникающая способность нейтрино, делающая их уникальными зондами. С их помощью можно, например, исследовать процессы, происходящие в глубине Солн-

ца, а также других звезд. В то же время нейтрино являются чувствительными зондами и для исследования структуры нуклонов: диапазон возможных областей их применения как инструмента научных исследований простирается от элементарных частиц до Вселенной. Но, конечно, нейтрино не только инструмент, но и объект исследований как в физике частиц, так и в астрофизике и космологии.

В этой главе будет рассказано о различии нейтрино и антинейтрино, об открытии второго (мюонного) нейтрино, об установках для исследования «ускорительных» нейтрино, об открытии тау-лептона и тау-нейтрино, об электронном, мюонном и тау-лептонном числе, о поиске масс нейтрино.

Об астрофизических и космологических аспектах физики нейтрино, а также об установках для исследования космических нейтрино будет рассказано в гл. 13.

9.1. Нейтрино и антинейтрино

Между нейтрино и антинейтрино есть существенное различие¹. Оно состоит прежде всего в разных знаках их лептонных чисел L , L_e , L_μ , L_τ , без чего сохранение этих величин было бы невозможным.

Нейтрино имеют те же лептонные числа, что и соответствующие отрицательно заряженные лептоны l^- , антинейтрино — те же, что и l^+ . Поэтому вследствие сохранения лептонных чисел при взаимодействии с нуклонами и ядрами нейтрино образуют соответствующие им отрицательные лептоны, а антинейтрино — положительные.

Сохранение лептонного числа и электрического заряда определяет взаимодействие нейтрино с кварками:

$$\begin{aligned}\nu + d &\rightarrow u + l^-, \\ \nu + \bar{u} &\rightarrow \bar{d} + l^-, \\ \bar{\nu} + u &\rightarrow d + l^+, \\ \bar{\nu} + \bar{d} &\rightarrow \bar{u} + l^+.\end{aligned}\tag{9.1}$$

Таким образом, в нуклонах нейтрино взаимодействуют с d -кварками (структурными и «морскими») и с $\bar{u}$ -кварками из «моря», антинейтрино — соответственно с u и $\bar{d}$. Это относится и к глубоконеупругому $\nu(\bar{\nu})N$ -рассеянию, что, как было рассказано в 7.5, позволяет использовать этот процесс для определения в нуклонах импульсных спектров кварков определенного аромата.

¹Теоретически рассматривался также вариант, в котором нейтрино и антинейтрино тождественны («майорановские нейтрино», в честь итальянского физика Э. Майораны). Однако их проявления не обнаружены.

Второе различие между нейтрино и антинейтрино — противоположные ориентации спина относительно направления их движения (т.е. относительно импульса). Экспериментально установлено, что у нейтрино спин направлен антипараллельно вектору импульса, т.е. его «вращение» соотносится с направлением поступательного движения так же, как у левого винта. У антинейтрино спин направлен по импульсу — подобно правому винту. Поэтому нейтрино называют «левыми» частицами, а антинейтрино — «правыми».

Проекция спина частицы на ее импульс называется спиральностью. Отрицательная спиральность соответствует левому винту, положительная — правому. Соответственно у нейтрино спиральность отрицательная, у антинейтрино — положительная.

9.2. Электронное и мюонное нейтрино

Нейтринная гипотеза была создана Паули для объяснения загадки β -распада. Этот же процесс использовали для поиска нейтрино, начиная с первых, косвенных опытов и кончая прямым, решающим экспериментом Райнеса и Коуэна.

Однако ко времени этого эксперимента были уже известны и другие источники нейтрино: распады заряженных пионов с образованием мюонов и нейтрино и распады самих мюонов. Поэтому у некоторых физиков возник вопрос, тождественны ли нейтрино, возникающие в этих распадах, тем, которые испускаются при β -распаде.

Идея эксперимента, который должен был дать ответ на этот вопрос, была высказана Б. Понтекорво (ОИЯИ, Дубна) в 1959 г. В статье «Электронное и мюонное нейтрино» он предложил исследовать «ускорительные» нейтрино, рожденные при распаде пионов, с целью установить, будут ли эти нейтрино (точнее — антинейтрино¹) образовывать позитроны (которые возможно идентифицировать по их аннигиляции, как в опыте Райнеса и Коуэна, и поэтому в данной постановке эксперимента они были бы предпочтительнее электронов) или мюоны. Последнее свидетельствовало бы, что наряду с «электронными» нейтрино (ν_e) существуют нейтрино другого типа — «мюонные» (ν_μ).

В статье было отмечено, что рост сечения взаимодействия нейтрино с веществом при увеличении их энергии делает реальным осуществление предложенного эксперимента на протонных ускорителях ближайшего поколения.

Эксперимент, в котором было показано существование мюонного нейтрино, осуществили М. Шварц (независимо пришедший к выводу о возможности детектировать и исследовать ускорительные нейтрино), Л. Ле-

¹ Антинейтрино испускаются в распадах π^- , нейтрино — в распадах π^+ .

дерман и Дж. Штейнбергер (все из Колумбийского университета) на «стартовавшем» в 1960 г. ускорителе AGS (Брукхейвен). Схема их эксперимента приведена на рис. 9.1, *а* и рис. 9.1, *б*.

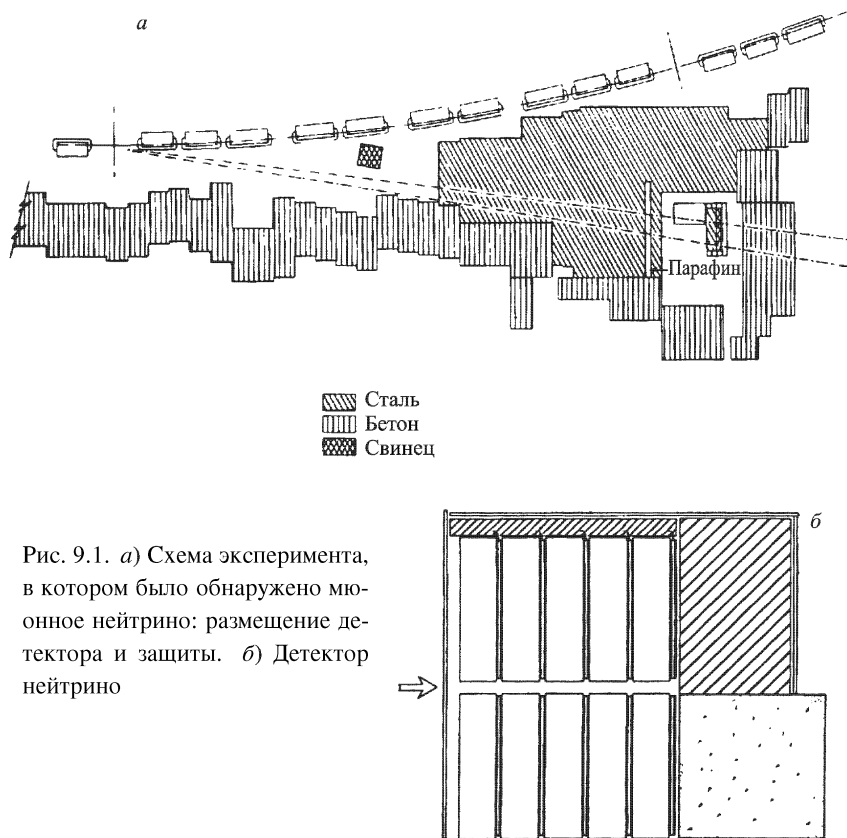


Рис. 9.1. *а*) Схема эксперимента, в котором было обнаружено мюонное нейтрино: размещение детектора и защиты. *б*) Детектор нейтрино

Протоны с энергией 15 ГэВ, падая на внутреннюю бериллиевую мишень, рождали пионы, которые, распадаясь на лету, создавали нейтрино согласно реакции

$$\pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} + (\nu/\bar{\nu}). \quad (9.2)$$

На пути частиц, летевших в направлении нейтринного детектора, был помещен слой стали толщиной 13,5 м (использовались бронеовые плиты, снятые со старого военного корабля). Этот стальной фильтр пропускал нейтрино и поглощал все остальные частицы: интенсивность адронов в нем уменьшалась приблизительно в 10^{24} раз, поглощались за счет ионизационных потерь мюоны с энергией до 17 ГэВ, полностью убиралась электронно-фотонная компонента.

Детектор нейтрино (рис. 9.1, б) состоял из 10 модулей фотографируемых искровых камер, каждый из которых содержал по 9 алюминиевых пластин размером $44 \times 44 \times 1$ дюйм и весил 1 тонну. В зазорах между этими модулями размещались пары управляющих («триггерных») сцинтилляционных счетчиков, разделенных слоем алюминия. Спереди, сверху и с боков детектор был прикрыт счетчиками антисовпадений, препятствовавшими попаданию в него заряженных частиц от ускорителя и космических лучей.

Установка запускалась двойными совпадениями триггерных счетчиков любой пары при отсутствии сигналов в счетчиках антисовпадений.

В эксперименте, помимо фоновых событий различного происхождения, было зарегистрировано 29 одиночных мюонов с энергией более 300 МэВ, прошедших без взаимодействия все слои вещества в искровых камерах, и лишь несколько (менее шести) ливней, которые могли бы быть образованы электронами или фотонами. Если бы существовал только один, «универсальный» тип нейтрино, то количество зарегистрированных мюонов и электронов должно было быть примерно одинаковым. Таким образом, данные этого эксперимента свидетельствовали, что нейтрино от распада пионов отличны от испускаемых в β -распаде, т. е. что существуют по крайней мере два типа нейтрино: $\nu_\mu \neq \nu_e$.

За это открытие М.Шварцу, Л.Ледерману и Дж.Штейнбергеру в 1988 г. была присуждена Нобелевская премия.

В 1963 г. существование двух нейтрино было подтверждено в ЦЕРНе с помощью 500-литровой пузырьковой камеры с тяжелой жидкостью, размещенной в пучке нейтрино от начавшего тогда работать протонного синхротрона. Было обнаружено 454 мюонных события и только 5 — с электронами соответствующей энергии.

Из факта существования электронного и мюонного нейтрино вытекало множество следствий.

Различие этих нейтрино означало также различие электронов и мюонов (нельзя представлять себе мюоны как «тяжелые электроны», отличающиеся от обычных только массой). Связь ν_e с электронами и ν_μ с мюонами показывала, что существуют дублеты лептонов e, ν_e и μ, ν_μ , имеющие каждый свое особое свойство, которого нет у другого. Это свойство характеризуется соответствующим квантовым числом: электронным лептонным числом L_e и мюонным L_μ . Значения L_e и L_μ для разных лептонов приведены в табл. 9.1. Там же приведены и значения тау-лептонного числа L_τ , о котором будет рассказано в следующем параграфе.

Каждое из лептонных чисел L_e, L_μ, L_τ сохраняется по отдельности¹.

¹Это относится ко всем известным процессам. Однако, как будет рассказано в 9.4, если нейтрино имеет массу и возможны переходы между разными нейтрино, то величины L_e, L_μ, L_τ не сохраняются (при сохранении величины $L = L_e + L_\mu + L_\tau$).

Поэтому, например, невозможны распады

$$\begin{aligned}\mu^\mp &\not\rightarrow e^\mp + \gamma, \\ \mu^- &\not\rightarrow e^- + \nu_\mu, & \mu^+ &\not\rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu, \\ \mu^- &\not\rightarrow e^- + \bar{\nu}_e, & \mu^+ &\not\rightarrow e^+ + \nu_e,\end{aligned}$$

а происходят распады

$$\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e, \quad \mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e. \quad (9.3)$$

Сохранение лептонных чисел определяет также распады адронов с образованием лептонов, например

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu, \quad \pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu. \quad (9.4)$$

Процессы (9.4) — основной источник пучков нейтрино и антинейтрино на ускорителях. Некоторый вклад в эти пучки вносят и распады $K^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$ и $K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$. Доля ν_e и $\bar{\nu}_e$, создаваемых в распадах мюонов (9.3) и K -мезонов $K^\pm \rightarrow \pi^0 e^\pm \nu_e(\bar{\nu}_e)$, незначительна. Поэтому нейтрино от ускорителя — это в основном мюонные нейтрино, и процесс, по которому обычно их детектируют, — образование мюонов.

Таблица 9.1

Частица	L_e	L_μ	L_τ
e^-, ν_e	+1	0	0
$e^+, \bar{\nu}_e$	-1	0	0
μ^-, ν_μ	0	+1	0
$\mu^+, \bar{\nu}_\mu$	0	-1	0
τ^-, ν_τ	0	0	+1
$\tau^+, \bar{\nu}_\tau$	0	0	-1

В соответствии с этим типичная установка для исследований в нейтринных пучках от ускорителей содержит следующие основные элементы: массивную мишень, в которой происходит взаимодействие нейтрино с веществом и образуются мюоны, а также адроны (см. диаграмму глубоконеупругого νN -рассеяния на рис. 7.10), калориметр, измеряющий выделившуюся при взаимодействии энергию, и детектор (спектрометр) мюонов. Возможно построение установок из блоков, совмещающих эти функции.

Нейтринные пучки и соответствующие экспериментальные установки, оптимизированные для решения конкретных задач, были созданы (и продолжают создаваться) во многих лабораториях, располагающих протонными ускорителями высоких энергий.

Если в эксперименте Шварца, Ледермана и Штейнбергера детектор весил 10 т (Ледерман писал о нем, что это самое большее, о чем он только мог думать), то созданный под руководством Штейнбергера в 1977 г. в ЦЕРНе нейтринный детектор содержал 1500 т вещества. Этот детектор, длиной 23 м, состоял из модулей, содержавших чередующиеся слои намагниченного железа, дрейфовых камер и пластиковых сцинтилляторов.

Если в первом эксперименте с ускорительными нейтрино было зарегистрировано менее 50 искомым событий, то впоследствии, в результате увеличения интенсивности нейтринных пучков и создания установок большего масштаба (и более совершенных), удавалось зарегистрировать в одном эксперименте миллионы событий.

Важную роль в исследовании нейтрино от ускорителей сыграли на первом этапе большие пузырьковые камеры, наполненные тяжелыми жидкостями. Некоторые из них были дополнены внешним идентификатором мюонов.

9.3. Тау-лептон

Третий заряженный лептон, обозначенный τ (tau^1), был открыт в 1975 г. в эксперименте на e^+e^- -коллайдере SPEAR (SLAC, Стэнфорд), на котором незадолго до этого были обнаружены J/ψ и ψ' . Особая роль в открытии τ принадлежала М. Перлу, осуществившему вместе с коллегами целенаправленный поиск третьего заряженного лептона, более тяжелого, чем электрон и мюон.

Эксперимент был нацелен на обнаружение пар $\tau^+\tau^-$, рожденных при аннигиляции e^+ и e^- достаточной энергии:

$$e^+ + e^- \rightarrow \tau^+ + \tau^-. \quad (9.5)$$

Эта реакция подобна процессу $e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-$, диаграмма которого приведена на рис. 3.2.

Исследования были проведены на магнитном спектрометре SLAC–LBL, содержавшем несколько слоев цилиндрических искровых камер, окружавших место столкновения e^+ - и e^- -пучков, ливневые детекторы для идентификации рождаемых электронов и детекторы мюонов.

Исходя из предположения, что искомому заряженному лептону соответствует свое нейтрино, можно было ожидать, что среди распадов τ -

¹От первой буквы древнегреческого слова « $\tau\rho\iota\tau\tau\omicron\nu$ » — «третий».

лептонов есть сходные с распадами мюонов (9.3), а именно

$$\begin{aligned}
 \tau^- &\rightarrow e^- + \nu_\tau + \bar{\nu}_e, \\
 \tau^- &\rightarrow \mu^- + \nu_\tau + \bar{\nu}_\mu, \\
 \tau^+ &\rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\tau + \nu_e, \\
 \tau^+ &\rightarrow \mu^+ + \bar{\nu}_\tau + \nu_\mu.
 \end{aligned}
 \tag{9.6}$$

Поэтому поисковым признаком для обнаружения процесса (9.5) были выбраны пары $e^\pm\mu^\mp$, не сопровождаемые другими регистрируемыми частицами, с утечкой энергии и нарушением баланса импульсов, соответствующим образованию нейтрино в распадах (9.6). Присутствие нейтрино среди продуктов распада τ делает невозможным определение эффективной массы распавшихся частиц в каждом отдельном событии и чрезвычайно затрудняет интерпретацию наблюдавшегося процесса. Эта трудность усугублялась выявившейся в ходе эксперимента близостью порога рождения наблюдаемых $e^\pm\mu^\mp$ -пар к порогу рождения пар очарованных мезонов $D\bar{D}$, среди конечных продуктов распада которых возможно появление e и μ разных знаков. Тем не менее в результате тщательного анализа было показано, что в эксперименте обнаружены неизвестные заряженные лептоны с массой в пределах 1,6–2,0 ГэВ, рождаемые в реакции (9.5) и распадающиеся в соответствии с (9.6).

В первой публикации (1975 г.) сообщалось о наблюдении 64 событий рождения пар таких лептонов. Через год это число возросло до 105.

В работе по обнаружению τ -лептона М. Перл и его коллеги проявили высочайшее экспериментальное мастерство.

Исследования τ -лептонов были подхвачены сначала группой физиков, работавших с детектором PLUTO на e^+e^- -коллайдере DORIS (DESY), а затем и многими другими группами. Все они для образования τ использовали процесс (9.5). Число событий, зарегистрированных в отдельных экспериментах, составляло многие тысячи, а в настоящее время — миллионы.

Измерение зависимости сечения реакции (9.5) от энергии e^+e^- -столкновения (см. рис. 9.2) позволило определить массу τ -лептона m_τ (энергия

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow e^\pm X^\mp)/\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^\pm\mu^-)$$

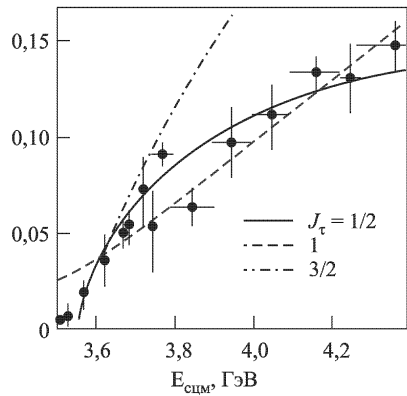


Рис. 9.2. Образование τ -лептонов в зависимости от энергии в с.ц.м. Порог кривой определяет массу m_τ , форма кривой соответствует спину $1/2$

в с.ц.м., соответствующая порогу рождения пар $\tau^+\tau^-$, $E_{\text{пор}}^{\text{снм}}(e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-) = 2m_\tau$) и его спин J_τ (сравнением экспериментальной кривой с теоретическими, рассчитанными для разных значений J_τ). Были получены значения $m_\tau = 1777$ МэВ, $J_\tau = 1/2$. Время жизни τ -лептонов, τ_τ , было определено по событиям, в которых они распадались на три заряженные частицы, путем измерения расстояний от точки их рождения до точки распада. Полученное значение $\tau_\tau = 2,9 \cdot 10^{-13}$ с близко к рассчитанному на основе аналогии между распадами $\tau \rightarrow e\nu\bar{\nu}$ и $\mu \rightarrow e\nu\bar{\nu}$, с учетом различия масс мюонов m_μ и тау-лептонов m_τ и доли распадов $\tau \rightarrow e\nu\bar{\nu}$ по отношению ко всем распадам $\text{Br}(\tau \rightarrow e\nu\bar{\nu})$:

$$\tau_\tau(\text{теор.}) = \tau_\mu \left(\frac{m_\mu}{m_\tau} \right)^5 \text{Br}(\tau \rightarrow e\nu\bar{\nu}) = 3,6 \cdot 10^{-13} \text{ с.}$$

Наблюдались многочисленные каналы распада τ -лептона, среди которых более половины идет с образованием адронов (например, $\tau^- \rightarrow \pi^-\nu_\tau$, $\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^-\nu_\tau$ и т.д.). Из совокупности данных по распадам τ однозначно следовало существование третьего нейтрино — ν_τ , а значит — дублета $\begin{pmatrix} \tau \\ \nu_\tau \end{pmatrix}$ и соответствующего тау-лептонного числа L_τ .

Открытие третьего поколения лептонов стимулировало открытие третьего поколения кварков и имело фундаментальное значение для физики частиц.

В 1996 г. М. Перл был удостоен Нобелевской премии.

Поиск тау-нейтрино производился по образованию ими тау-лептонов, т.е. по появлению τ в мишени, облученной пучком нейтрино, содержащим ν_τ .

Непосредственно зарегистрировать таким способом ν_τ впервые удалось в 2000 г. в эксперименте, осуществленном во ФНАЛе. Пучок 800 ГэВ-ных протонов от тэватрона падал на массивную мишень, поглощавшую пучок и значительную часть образованных им вторичных частиц. Вышедшие из этой мишени-поглотителя заряженные частицы уводились системой магнитов, а остаток фильтровался толстым защитным экраном, после которого в детектор попадал уже только пучок нейтрино. Искомые ν_τ образовывались при распадах $D_S^\pm$ -мезонов ($D_S^\pm \rightarrow \tau^\pm \nu_\tau$), рожденных в первичных pA -столкновениях (образованные в этих взаимодействиях π -и K -мезоны, время жизни которых приблизительно на четыре порядка больше, чем у $D_S^\pm$, в значительной мере поглощались до их распада, что уменьшало долю ν_μ в формируемом нейтринном пучке).

Детектор состоял из чередующихся слоев железа и фотоэмульсии. Согласно оценкам, лишь одно τ -нейтрино из триллиона должно было образовывать в детекторе τ -лептон. Эти тау-лептоны идентифицировали по излому трека, свидетельствовавшему о распаде частицы с очень малым временем жизни. Пробег этих частиц до распада составлял доли миллиметра,

и фотоэмульсия была единственным средством для обнаружения таких изломов.

Сообщение о наблюдении образования тау-лептонов нейтринным пучком, т. е. о регистрации искомого процесса $\nu_\tau \rightarrow \tau$, было опубликовано после обнаружения четырех событий.

Таким образом был наконец обнаружен последний из 12 фундаментальных фермионов (см. табл. 8.1).

9.4. Есть ли у нейтрино масса?

Нейтрино до недавнего времени представляли себе безмассовыми частицами, и такими они рассматриваются в стандартной модели. Однако строгих, более того — достаточно убедительных оснований считать, что масса нейтрино равна нулю, нет. Накапливается все больше теоретических аргументов и экспериментальных указаний в пользу существования у них конечных масс. Между нейтрино с нулевой и самой малой конечной массой имеются принципиальные различия как с точки зрения описывающей их теории, так и по ряду их проявлений в микромире и в космосе. Прямые эксперименты по измерению масс нейтрино до настоящего времени обозначают только верхние границы возможных величин этих масс: $m_{\nu_e} < 3$ эВ, $m_{\nu_\mu} < 0,19$ МэВ, $m_{\nu_\tau} < 18$ МэВ.

Появлявшиеся время от времени сообщения о том, что удалось обнаружить и непосредственно измерить массу того или иного нейтрино, в дальнейшем не подтверждались.

Наиболее жесткие ограничения получены для массы ν_e (точнее, $\bar{\nu}_e$). Они являются результатами точных измерений спектра электронов от β -распада трития ${}^3_1\text{H} \rightarrow {}^3_2\text{He} + e^- + \bar{\nu}_e$ вблизи его верхней границы. Сумма энергий электрона и нейтрино, равная разности энергий соответствующих уровней исходного и конечного ядер, постоянна. Поэтому при максимальных энергиях электрона (а значит, минимальных для нейтрино) форма этого спектра зависит от массы $\bar{\nu}_e$, к величине которой приближается полная энергия нейтрино в этой области (см. рис. 9.3).

Масса ν_μ оценивалась по распаду в покое $\pi \rightarrow \mu \nu_\mu$. В этом случае полная энергия нейтрино $E_{\nu_\mu} = m_\pi - E_\mu$, импульс $p_{\nu_\mu} = p_\mu$ и масса $m_{\nu_\mu} = (E_{\nu_\mu}^2 - p_{\nu_\mu}^2)^{1/2}$.

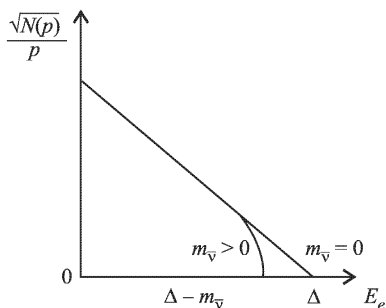


Рис. 9.3. Зависимость спектра электронов β -распада трития от массы нейтрино (схема)

Оценка массы ν_τ производилась в распадах τ с образованием большого числа пионов (например, $\tau \rightarrow 6\pi\nu_\tau$), в которых на долю ν_τ приходится минимальная энергия. «Идеология» здесь аналогична использованной для определения m_{ν_e} : форма спектра энергии всех пионов вблизи максимальной чувствительна к массе ν_τ .

Ограничение на массу ν_e может быть получено из наблюдения нейтрино от гравитационного коллапса звезд. Если $m_\nu \neq 0$, нейтрино разной энергии должны лететь с разной скоростью и нейтринный сигнал от таких событий должен растягиваться во времени, причем первыми должны приходить нейтрино с наибольшей энергией. В нейтринных сигналах от вспышки сверхновой SN1987A это не наблюдалось (см. 13.3), отсюда $m_{\nu_e} < 10\text{--}20$ эВ.

Существенные ограничения на массы нейтрино могут быть получены также из космологических данных при использовании модели горячей Вселенной. Об этом будет рассказано в 13.2.

Совершенствование методов прямого измерения масс нейтрино снижает их верхние границы (например, для ν_e эта граница за 10 лет стала ниже приблизительно на порядок величины). Однако вполне возможно, что массы нейтрино меньше их теперешних верхних границ на много порядков. Поэтому особый интерес представляет поиск явлений, возможных только при конечных массах нейтрино.

Еще в конце 50-х годов Б. Понтекорво указал на возможность осциллирующих нейтрино — периодических превращений одного типа нейтрино в другой (или другие), если они обладают разными массами. В этом случае в пучке нейтрино одного типа должны появляться примеси других нейтрино, доля которых зависит от расстояния R между источником пучка и местом наблюдения.

В качестве более простого примера рассмотрим осцилляции для случая двух нейтрино, например ν_μ и ν_e , в пучке, состоявшем первоначально из ν_μ .

Вероятность перехода ν_μ в ν_e

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = D \sin^2 \frac{\pi R}{L},$$

где D — глубина осцилляции (максимальная доля ν_e в составе пучка); L — длина осцилляции (расстояние между одинаковыми фазами); $D = \sin^2 2\theta$, где θ — «угол смешивания» (неизвестный параметр, характеризующий связь между двумя состояниями нейтрино).

Длина осцилляции (в метрах) $L = 4\pi E / \Delta m^2$, где E (МэВ) — энергия пучка, Δm (эВ) определяется разностью масс ν_μ и ν_e , а также углом смешивания θ .

Поскольку даже порядок величины возможной разности масс нейтрино не был известен, то совершенно не определены и возможные зна-

чения L . Поэтому проявления осцилляций ищут на самых разных расстояниях от источника нейтрино, начиная от нескольких метров (в экспериментах на реакторах) и кончая расстоянием от Солнца до Земли ($\approx 1,5 \cdot 10^8$ км) в экспериментах с солнечными нейтрино.

Отметим, что нейтринные осцилляции при конечных (и разных) массах нейтрино возможны, но не обязательны. Если же эти осцилляции существуют, то лептонные числа для отдельных типов лептонов, L_e , L_μ и L_τ , не сохраняются. В этом случае сохраняется только общее лептонное число $L = L_e + L_\mu + L_\tau$ ¹.

Поиски осцилляций нейтрино осуществляются в двух постановках: либо по «исчезновению» из пучка части нейтрино данного типа, либо по появлению нейтрино другого типа, которых не было в исходном пучке.

Осцилляции реакторных антинейтрино ($E_{\bar{\nu}_e} \leq 10$ МэВ) и солнечных нейтрино ($E_{\nu_e} \leq 15$ МэВ) могут быть обнаружены только первым из указанных способов: энергия соответственно $\bar{\nu}_\mu$ или ν_μ (а тем более $\bar{\nu}_\tau$ и ν_τ), которые появились бы вследствие этих осцилляций, недостаточна для образования необходимых для их детектирования заряженных лептонов (μ или τ).

Второй из указанных способов поиска осцилляций — по изменению состава пучка — используют в экспериментах на пучках ускорительных нейтрино² и в экспериментах с подземными детекторами нейтрино, в которых производится идентификация ν_μ и ν_e по образуемым ими соответственно мюонам или электронам (о подземных детекторах нейтрино, используемых также для поиска распада нуклонов, см. 12.1).

В экспериментах с солнечными нейтрино измеренная интенсивность их потока оказалась в 2–3 раза меньше теоретически рассчитанной на основе существующих представлений о процессах, происходящих внутри Солнца. Но поскольку учет ряда факторов, определяющих эти процессы, затруднен, теоретические оценки потока солнечных нейтрино могут оказаться не вполне точными. В то же время нельзя исключить и гипотезу, выдвинутую для объяснения расхождения между измеренным и расчетным количеством солнечных нейтрино, что это результат осцилляции, в ходе которой около 2/3 электронных нейтрино превратились в мюонные и тау-нейтрино (которые, как уже было сказано, невозможно обнаружить вследствие малости их энергии).

В подземных детекторах, регистрирующих нейтрино, рожденные космическими лучами в атмосфере Земли, измеренная величина отношения ν_μ/ν_e оказалась меньше, чем должно бы быть, если не происходит пре-

¹Как будет рассказано в 12.1, теория великого объединения предполагает возможность несохранения величины L в процессах несохранения барионного заряда B . Поиск таких процессов до настоящего времени не увенчался успехом.

²В этих экспериментах поиск перехода $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ являлся одновременно одним из путей поиска тау-нейтрино.

вращения одного типа нейтрино в другие. При этом, как было показано в эксперименте на гигантском подземном детекторе «Суперкамиоканде» (Япония), для нейтрино, идущих снизу вверх (т. е. прошедших расстояние порядка диаметра Земли), доля ν_μ оказалась значительно меньше, чем для нейтрино, идущих сверху вниз. Этот результат интерпретируется как проявление осцилляций, в которой ν_μ превращается в другие нейтрино. На основе полученных данных была сделана оценка величины Δm^2 для участвующих в процессе осцилляции нейтрино: $\Delta m^2 \approx 10^{-2} - 10^{-3} \text{ эВ}^2$.

В 2001 г. было опубликовано еще одно серьезное указание на существование осцилляций нейтрино. В подземной нейтринной обсерватории Садбери (Канада) детектор, содержащий 1000 тонн тяжелой воды, зарегистрировал мюонные нейтрино в потоке солнечных нейтрино, тогда как из Солнца исходят только ν_e . Этот результат интерпретируется как наблюдение осцилляций $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$. Как возможное наблюдение осцилляций нейтрино рассматриваются также некоторые данные, полученные в экспериментах на ускорителях и реакторах.

Таким образом, получены серьезные указания на существование осцилляций нейтрино, т. е. на наличие у нейтрино масс, что не вписывается в существующие рамки стандартной модели и является проявлением «новой физики». Подтверждение этого результата потребует коренного пересмотра теоретических представлений о природе нейтрино.

Результаты «Суперкамиоканде», опубликованные в 1998 г., вызвали всплеск интереса к физике нейтрино, особенно к проблеме существования их осцилляций. Среди новых масштабных экспериментов отметим три, в которых пучки нейтрино от ускорителей для поиска осцилляций направляются за сотни километров в подземные нейтринные детекторы. В начале 1999 г. пучок нейтрино со средней энергией 1,4 ГэВ от протонного ускорителя лаборатории КЕК (Япония) был направлен за 250 км на детектор «Суперкамиоканде», чтобы проверить, происходит ли «исчезновение» нейтрино, обусловленное осцилляциями.

На выходе пучка с территории КЕК он проходит через «ближний детектор», отсчет времени в котором согласован с «Суперкамиоканде» с точностью до 100 нс.

Получение статистически обеспеченных результатов займет несколько лет. Предварительные данные указывают на существование осцилляций.

В США готовятся послать пучок 10 ГэВ-ных нейтрино от ускорителя FNAL за 730 км на детектор MINOS также для поиска их «исчезновения». В третьем эксперименте из ЦЕРНа в подземную лабораторию Гран-Сассо в Италии (тоже за 730 км) будет направлен пучок 20 ГэВ-ных нейтрино для поиска в нем тау-нейтрино, которых нет в исходном пучке и которые могут образоваться только вследствие осцилляций. Тау-нейтрино будут детектировать (по образованию тау-лептонов) двумя установками. Одна из них использует фотоэмульсию (200 тонн!), прослоенную тонкими свин-

цовыми пластинками. Другая состоит из комбинации жидкоаргоновых детекторов и магнитных спектрометров.

Поиск осцилляций нейтрино ведется с нарастающим размахом, и вопрос о существовании этого процесса (а значит, о наличии масс у нейтрино) будет, по-видимому, решен уже в скором времени.

Еще один процесс, возможный только при конечных (и разных) массах нейтрино, — это их распад. Следует ожидать, что в этом случае более тяжелые нейтрино будут распадаться, образуя более легкие, и только самое легкое из них (ν_e) останется стабильным. Если разность масс исходного и конечного нейтрино $\Delta m_\nu > 2m_e$, где m_e — масса электрона, то представляется возможным распад $\nu_I \rightarrow \nu_{II} + e^- + e^+$. Можно представить себе и распады нейтрино, недоступные для наблюдения.

Очевидно, что если распад нейтрино существует, то лептонные числа L_e , L_μ и L_τ не сохраняются.

Некоторые ограничения для распадов нейтрино были получены в экспериментах на реакторах и ускорителях, более жесткие — из космологии и астрофизики (о последних будет рассказано в 13.3).

Вопрос о существовании массы нейтрино принципиальный. Стандартная модель исходит из представления, что их масса равна нулю. Открытие масс у нейтрино потребует коренного изменения описывающей их теории и будет означать выход за пределы существующей стандартной модели.

Глава 10

ОБЪЕДИНЕНИЕ СЛАБОГО И ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

Между слабыми и электромагнитными взаимодействиями имеется ряд существенных различий. Напомним некоторые из них. Слабое взаимодействие короткодействующее (эффективный радиус $\leq 10^{-15}$ см), электромагнитное — дальнодействующее; эффективные сечения (т.е. вероятности) слабых процессов на много порядков меньше, чем электромагнитных (соответственно, характерные времена слабых процессов значительно больше, чем электромагнитных); слабые взаимодействия нарушают законы сохранения пространственной четности P , зарядовой четности C , комбинированной четности CP , которые в электромагнитных соблюдаются; слабые взаимодействия меняют ароматы кварков, электромагнитные — нет. И наконец, есть частицы — нейтрино, которые обладают только слабым взаимодействием.

И тем не менее электромагнитные и слабые процессы оказались проявлениями одного и того же фундаментального взаимодействия, названного электрослабым.

Здесь напрашивается аналогия с объединением электричества и магнетизма, считавшимися в начале XIX в. силами различной природы. М. Фарадей выявил глубокую связь электрических и магнитных явлений. Дж. Максвелл создал последовательную теорию электромагнетизма. Разработанные им в 60-х годах прошлого века уравнения содержали не только общее описание электрических и магнитных сил, но и новое понимание природы этих сил как различных проявлений электромагнитного взаимодействия. Из уравнений Максвелла следовало предсказание качественно нового явления — существования электромагнитных волн. Их обнаружение в опытах Герца было триумфом теории электромагнетизма. А создание этой теории явилось высочайшим достижением физики XIX в.

Помимо прямого влияния плодотворной идеи объединения электрических и магнитных сил на развитие науки и техники, она оказала также психологическое воздействие на ученых, подкрепляя их естественное стремление к объединению известных взаимодействий, ведущему к выявлению более фундаментальных основ построения нашего мира и созданию более стройной концепции этого построения.

Над проблемой объединения гравитации и электромагнетизма в течение многих лет работал А. Эйнштейн. Возможно, что на этот раз он слишком далеко опередил свое время и решение этой проблемы сможет быть найдено лишь на основе дальнейшего прогресса физики.

Первым после работ Максвелла (и пока единственным) успешным шагом на пути объединения основных взаимодействий стало создание единой теории электромагнитных и слабых взаимодействий, называемой для краткости теорией электрослабых взаимодействий¹. Справедливость этой теории доказана экспериментальным подтверждением ее ключевых предсказаний.

Последовательное изложение идей, приведших к созданию теории электрослабых взаимодействий, выходит за рамки этой книги. Мы только обозначим некоторые этапы развития этих идей с тем, чтобы было понятно содержание и значение решающих экспериментов, о которых будет рассказано в 10.2 и 10.4.

10.1. От фермиевой теории β -распада к теории электрослабых взаимодействий

В 1934 г. Э. Ферми создал теорию β -распада, в которой этот процесс рассматривался как непосредственное взаимодействие четырех фермионов со спином $1/2$. Соответствующая такому представлению диаграмма β -распада нейтрона $n \rightarrow pe^-\bar{\nu}_e$ приведена на рис. 10.1. После открытия других слабых процессов (распады мюонов, пионов, странных частиц и т. д.) выяснилось, что все они также являются результатом взаимодействия четырех фермионов и могут быть описаны теорией Ферми, которая стала теорией слабого взаимодействия и просуществовала с некоторыми дополнениями в течение многих лет.

Экспериментальные исследования различных слабых процессов показали, что слабое взаимодействие универсально, т. е. что константа взаимодействия четырех фермионов во всех этих процессах одна и та же. Ее называют константой Ферми и обозначают G_F . Существенное различие времен жизни разных частиц, распадающихся за

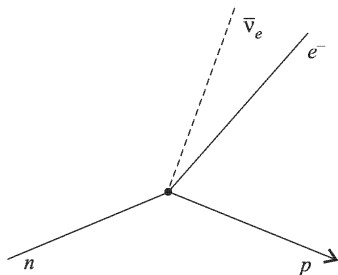


Рис. 10.1. Диаграмма 4-фермионного распада $n \rightarrow pe^-\bar{\nu}_e$

¹Разрабатываются еще более далеко идущие идеи объединения. Об этих идеях и намечаемых путях их экспериментальной проверки будет рассказано в гл. 12.

счет слабого взаимодействия (нейтрон «живет» 10^3 с, очарованные частицы — 10^{-12} – 10^{-13} с), объясняется разным количеством выделяющейся при распаде энергии ΔE : вероятность распада пропорциональна $G_F^2 \Delta E^5$.

Теорию β -распада Ферми создавал вскоре после появления основных идей квантовой электродинамики. Поэтому он допускал, что по аналогии с электромагнитным взаимодействием, переносчиком которого являются фотоны, переносчиками слабого взаимодействия могут быть также какие-то векторные частицы (т.е. бозоны со спином 1, как у фотона). Но они в отличие от фотонов должны быть тяжелыми, поскольку радиус слабого взаимодействия мал (см. соотношение (2.2)), и заряженными, так как при β -распаде меняется электрический заряд ядер. Поиск этих бозонов, обозначенных символом W (от английского «weak» — «слабый»), проводился в ряде экспериментов, однако никаких указаний на W -бозоны с массой в пределах до ≈ 20 ГэВ обнаружено не было.

Теория прямого четырехфермионного слабого взаимодействия давала хорошее феноменологическое описание всех известных слабых процессов. Однако у этой теории были трудности: она содержала «расходимость», т.е. расчет некоторых физических величин в этой теории приводил к бесконечным значениям; описание слабых процессов при больших энергиях ($E_{\text{сшм}} \geq 300$ ГэВ) вело к внутренним противоречиям и т.д.

В 1954 г. Ч. Янг и Р. Миллс показали, что общим принципам теории поля соответствуют взаимодействия, осуществляемые обменом безмассовыми векторными частицами. Но в этом случае соответствующие силы должны были быть дальнодействующими, и тогда теория Янга–Миллса не имела, казалось, отношения к слабым взаимодействиям.

В 1964 г. П. Хиггс ввел в теорию поля механизм появления масс у частиц в результате спонтанного нарушения некоторой симметрии («механизм Хиггса»), позволяющий этим массивным частицам соответствовать требованиям теории Янга–Миллса¹. Одним из следствий введенных Хиггсом представлений стала принципиальная возможность описания слабых взаимодействий в рамках теории поля как процесса обмена фермионов тяжелыми векторными частицами.

Во второй половине 60-х годов Ш. Глэшоу, С. Вайнберг и А. Салам разработали теорию, предполагающую существование фундаментального взаимодействия, квантами поля которого являются четыре бозона со спином 1, связанные друг с другом определенными условиями симметрии. Одним из этих бозонов-братьев является безмассовый фотон — переносчик электромагнитного взаимодействия, а остальные три — гипотетические частицы большой массы, две заряженные (W^+ и W^-) и одна нейтральная

¹Об этом механизме будет рассказано в 11.1.

(Z^0), осуществляют слабое взаимодействие. Массы этих тяжелых бозонов возникают за счет механизма Хиггса.

Так столетие спустя после создания Максвеллом теории электромагнетизма была создана теория электрослабых взаимодействий.

Породнив электромагнитное и слабое взаимодействия, новая теория оставила в неприкосновенности представление об электромагнитных процессах и их описание, даваемое квантовой электродинамикой, но предложила новое понимание слабых процессов, принципиально отличное от даваемого теорией прямого четырехфермионного взаимодействия. Например, диаграмма β -распада нейтрона должна иметь вид, представленный на рис. 10.2. Нейтрон, испуская (виртуальный) W^- , превращается в протон, а W^- рождает пару $e^- \bar{\nu}_e$. Диаграммы такого типа при энергиях, малых по сравнению с массой W , дают практически такое же феноменологическое описание процессов слабого взаимодействия, как и диаграммы прямого четырехфермионного взаимодействия (см. рис. 10.1), при больших энергиях процессы, представленные этими двумя диаграммами, различаются.

Диаграмма, приведенная на рис. 10.2, на языке, заимствованном из квантовой теории поля (КТП), отображает взаимодействие двух токов, адронного и лептонного. Адронный ток в данном случае проявляется в превращении нейтрона в протон, а лептонный ток — в рождении электрона и электронного антинейтрино (в КТП рождение античастицы эквивалентно уничтожению частицы, поэтому лептонный ток на рис. 10.2 — образование пары $e^- \bar{\nu}_e$ — соответствует превращению $\nu_e \rightarrow e^-$).

Процесс β -распада, наблюдаемый как превращение нейтрона (в ядре или свободного) в протон, происходит на кварковом уровне ($d \rightarrow u + W^-$, $W^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e$), т.е. на самом деле он результат взаимодействия кваркового и лептонного токов (рис. 10.3). Связь W с этими токами определяется безразмерной константой g , связанной с константой Ферми G_F соотношением

$$\frac{g^2}{m_W^2} = \frac{G_F}{\sqrt{2}}.$$

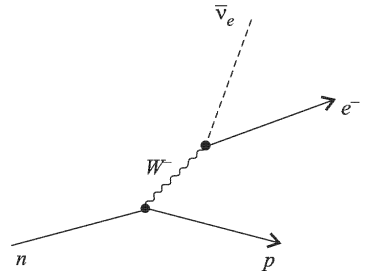


Рис. 10.2. Диаграмма распада $n \rightarrow pe^- \bar{\nu}_e$ с промежуточным бозоном W^-

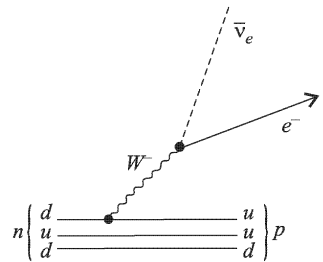


Рис. 10.3. Кварковая диаграмма β -распада: $d \rightarrow u + W^-$, $W^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e$

Все слабые процессы, известные ко времени создания теории электро-слабых взаимодействий, можно было представить происходящими за счет обмена заряженными бозонами W^+ и W^- . Такие процессы называют взаимодействиями заряженных слабых токов. Однако теория электрослабых взаимодействий требовала обязательного существования наряду с заряженными токами и в сравнимой с ними доле также нейтральных слабых токов, в которых происходит обмен нейтральными Z^0 -бозонами¹.

Заряженные токи обозначают CC (от английского «charged current»), нейтральные — NC («neutral current»).

Нейтральные токи не только не вписывались в фермиевую теорию слабых взаимодействий и никогда не наблюдались — были даже экспериментально установлены верхние границы их возможной доли по сравнению с заряженными токами. Эти границы находились на уровне $NC/CC \leq 10^{-5}$.

В табл. 10.1 в качестве примера процессов, на которых основана такая оценка, приведены вероятности распадов K^+ -мезонов на пионы и

Таблица 10.1

Распад	Ток	Вероятность
$K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e$	CC	$(4,82 \pm 0,06) \%$
$K^+ \rightarrow \pi^0 \mu^+ \nu_\mu$	CC	$(3,18 \pm 0,08) \%$
$K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$	NC	$< 2,4 \cdot 10^{-9}$

два лептона, идущих за счет заряженных токов (рис. 10.4) и нейтральных (рис. 10.5). Эти данные относятся к 1996 г. Однако сильное подавление

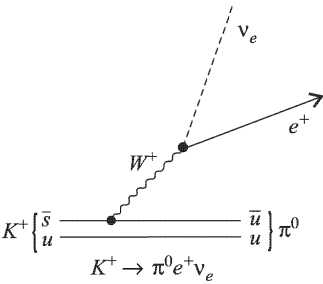


Рис. 10.4. Диаграмма распада $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e$ (CC)

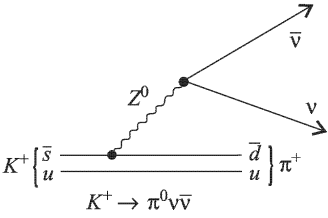


Рис. 10.5. Диаграмма распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ (NC)

¹В дальнейшем, говоря о токах, мы будем, как это принято, опускать для краткости слово «слабый» и говорить просто о заряженных и нейтральных токах.

нейтральных токов в этих распадах было уже надежно установлено в обсуждаемое время.

Таким образом, предсказания теории электрослабых взаимодействий с самого начала вступали, казалось, в противоречие с экспериментальными данными.

Эти данные были получены при исследовании распадов странных частиц (т.е. в процессах, в которых меняется странность, $\Delta S = 1$). Эти распады являются экспериментально наиболее легко регистрируемыми слабыми процессами, в которых нейтральные токи не могут имитироваться обменом фотонами. А по существовавшим теоретическим представлениям, не было видно различия процессов с $\Delta S = 1$ и $\Delta S = 0$ с точки зрения поиска нейтральных токов.

Но в 1970 г. Ш.Глэшоу, Дж.Иллиопулос и Л.Майяни разработали теоретическую модель («модель ГИМ»), согласно которой не должно быть нейтральных токов с $\Delta S = 1$, если помимо известных в то время трех кварков u , d , s существует еще один, четвертый кварк — носитель нового квантового числа, названного очарованием. Модель ГИМ была наиболее четким и подробным предсказанием c -кварка, открытого в 1974 г. В то же время эта модель объясняла неудачу поиска нейтральных токов в распадах странных частиц и указывала, что искать эти токи следует в процессах с $\Delta S = 0$.

10.2. Открытие нейтральных токов

Нейтральные токи были открыты в 1973 г. в ЦЕРНе с помощью большой пузырьковой камеры «Гаргамель», размещенной в пучках мюонных нейтрино и антинейтрино от 28 ГэВ-ного протонного синхротрона (PS).

Эта камера была специально создана для исследования взаимодействий нейтрино. Она была наполнена тяжелой жидкостью (фреоном), имела форму цилиндра длиной 4,8 м и диаметром 1,85 м и помещалась в сильном магнитном поле (20 кГс).

Поиск нейтральных токов (NC) заключался в поиске взаимодействий мюонных нейтрино, в которых не образуются мюоны, т.е. реакций

$$\nu_\mu/\bar{\nu}_\mu + N \rightarrow \nu_\mu/\bar{\nu}_\mu + \text{адроны.} \quad (10.1)$$

Очевидно, что взаимодействия, в которых нейтрино остается нейтрино (т.е. не меняет заряд), должны быть обусловлены нейтральными токами (см. рис. 10.6).

В эксперименте регистрировались также более обычные реакции

$$\nu_\mu/\bar{\nu}_\mu + N \rightarrow \mu^-/\mu^+ + \text{адроны,} \quad (10.2)$$

в которых взаимодействуют заряженные токи (см. рис. 10.7).

Признаком события (10.2) являлось образование одного (и только одного) мюона и адронов. Размеры камеры многократно превышали средний пробег адронов до взаимодействия (≈ 60 см), что позволяло различать треки адронов и мюонов (последние проходили камеру без взаимодействий).

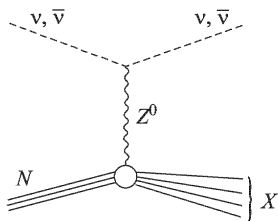


Рис. 10.6. Диаграмма нейтрального тока: $\nu, \bar{\nu} + N \rightarrow \nu, \bar{\nu} + \text{адроны}$

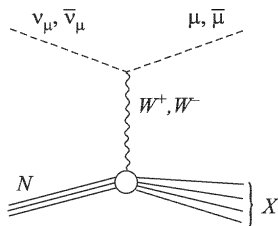


Рис. 10.7. Диаграмма заряженного тока: $\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu + N \rightarrow \mu, \bar{\mu} + \text{адроны}$

Существенно труднее была идентификация реакций (10.1): поскольку мюоны в них отсутствуют, их единственным признаком было образование адронов, и требовалось доказать, что наблюдаемые события являются искомыми безмюонными взаимодействиями нейтрино и не вызваны ни одним из возможных фоновых процессов.

Было показано, что кандидаты в NC-события (так же как CC-события) равномерно распределены по длине камеры, как и должно быть для нейтринных взаимодействий (в отличие от адронных), что их характеристики (импульсное и угловое распределения рождаемых адронов и т. д.) совпадают с соответствующими характеристиками адронной части CC-событий.

Тщательный анализ фоновых событий (из которых основными были взаимодействия нейтронов, рожденных в нейтринном пучке вне камеры) показал, что их доля незначительна.

В результате было обнаружено 102 NC-события на 83 000 снимков, сделанных в пучках нейтрино, и 64 NC-события на 207 000 снимков в пучках антинейтрино (соответствующие цифры для CC-событий — 428 и 148). Существование нейтральных токов, предсказанных единой теорией электромагнитных и слабых взаимодействий, было доказано. Это был первый (но, как мы увидим, не последний) триумф этой теории.

Результаты «Гаргамели» были подтверждены в ряде последующих экспериментов.

Были исследованы и другие процессы, идущие за счет нейтральных токов. Это прежде всего упругое рассеяние нейтрино (антинейтрино) на нуклонах и электронах. Последнее наблюдалось в процессах $\nu_\mu e^- \rightarrow \nu_\mu e^-$ и $\bar{\nu}_\mu e^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu e^-$ (на ускорителях) и в процессе $\bar{\nu}_e e^- \rightarrow \bar{\nu}_e e^-$ (на реакторах).

Проявления нейтральных токов наблюдались также во взаимодействиях электронов с ядрами (т. е. с u - и d -кварками) и заряженными лептонами (μ и τ), в которых помимо электромагнитного происходит нейтральное слабое взаимодействие. В этом случае обмен фотонами дополняется обменом Z^0 . В результате на фоне доминирующего электромагнитного процесса появляются слабые эффекты, вызванные этим обменом.

Такой эффект наблюдали впервые Л. М. Барков и М. С. Золотарев (Новосибирск) в 1978 г. Основываясь на предсказаниях теоретиков, они осуществили тончайший эксперимент, в котором обнаружили поворот плоскости поляризации (оптическое вращение) лазерного луча при прохождении через пары висмута ($\approx 10^{-7}$ рад на длину поглощения). Это явление свидетельствует о существовании помимо электромагнитного также слабого, не сохраняющего четность взаимодействия атомных электронов с ядрами.

В том же году в SLAC был обнаружен эффект несохранения четности, связанный с интерференцией слабых и электромагнитных взаимодействий, при неупругом рассеянии продольно-поляризованных электронов высокой энергии на дейтронах. Эффект состоял в асимметрии рассеяния электронов с противоположной ориентацией спина (левовращающих, L , и правовращающих, R), которой не должно быть в чисто электромагнитных процессах. Эта асимметрия $A = (\sigma_R - \sigma_L)/(\sigma_R + \sigma_L)$ составляла $\approx 10^{-4}$.

В 1982 г. было обнаружено влияние нейтрального слабого тока в реакциях $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ и $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$. Эти реакции при небольших энергиях с хорошей точностью описываются КЭД как процесс, в котором происходит обмен одним фотоном (см. рис. 3.2). Однако с ростом энергии увеличивается вероятность обмена Z^0 (см. рис. 10.8). В этом случае γZ^0 -интерференция проявляется в асимметрии вперед-назад углового

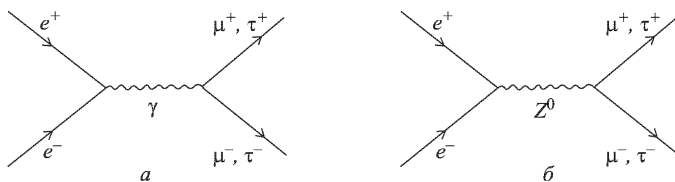


Рис. 10.8. а) Диаграмма однофотонного обмена в процессах $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-, \tau^+\tau^-$. б) Диаграмма тех же процессов с обменом Z^0

распределения рожденных мюонов или тау-лептонов: в направлении движения e^+ наблюдается некоторый избыток $\mu^+(\tau^+)$ и недостаток $\mu^-(\tau^-)$, в направлении движения e^- — избыток $\mu^-(\tau^-)$. Измеренное на e^+e^-

коллайдере PETRA (DESY) угловое распределение мюонов показано на рис. 10.9, где θ — угол между направлением первичных электронов и рожденных мюонов того же знака. Для сравнения пунктиром показана кривая, рассчитанная для чисто электромагнитного процесса.

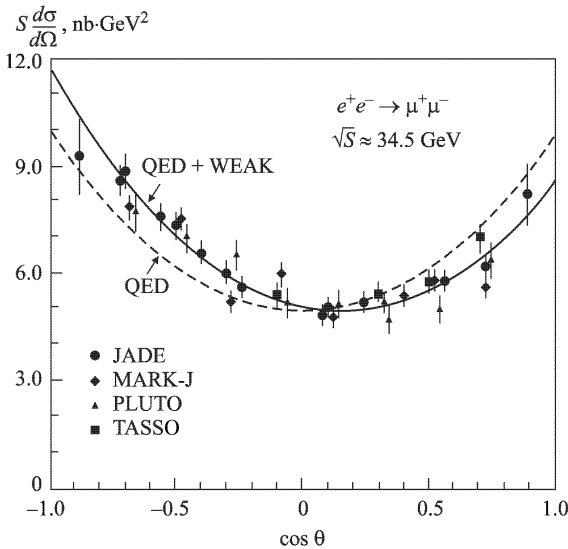


Рис. 10.9. Угловое распределение мюонов в процессе $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ (PETRA). Видна асимметрия, обусловленная γZ^0 -интерференцией (симметричному распределению соответствует пунктирная кривая)

10.3. Нейтральные токи и массы $W^\pm$ и Z^0

Теория электрослабых взаимодействий содержит три основных параметра. Этими параметрами служат обычно константа электромагнитного взаимодействия $\alpha = e^2/\hbar c \approx 1/137$, константа слабого взаимодействия $G_F = 1,17 \cdot 10^{-5} \text{ ГэВ}^{-2}$ и угол Вайнберга θ_W , связанный с определяющими соотношениями теории.

Через эти три параметра выражаются и массы $W^\pm$ и Z^0 :

$$m_W^2 = \frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}\sin^2\theta_W G_F}, \quad (10.3)$$

$$m_{Z^0}^2 = \frac{m_W^2}{\cos^2\theta_W}. \quad (10.4)$$

Величина $\sin^2\theta_W$ может быть определена из отношения нейтральных и заряженных токов в глубоконеупругом рассеянии нейтрино. Для этого

процесса

$$\begin{aligned} R_\nu &= \left(\frac{\text{NC}}{\text{CC}} \right)_\nu = \frac{1}{2} - \sin^2 \theta_W + \frac{20}{27} \sin^4 \theta_W, \\ R_{\bar{\nu}} &= \left(\frac{\text{NC}}{\text{CC}} \right)_{\bar{\nu}} = \frac{1}{2} - \sin^2 \theta_W + \frac{20}{9} \sin^4 \theta_W. \end{aligned} \quad (10.5)$$

Отношения R_ν и $R_{\bar{\nu}}$ были впервые измерены в том же эксперименте, в котором были открыты нейтральные токи. Позднее эти величины были уточнены в серии исследований в нейтринном пучке от 450 ГэВ-ного ускорителя SPS (Super Proton Synchrotron) в ЦЕРНе. Были получены значения $R_\nu = 0,30$ и $R_{\bar{\nu}} = 0,38$.

Из анализа совокупности экспериментальных данных следовало, что $\sin^2 \theta_W = 0,23$. Отсюда согласно (10.3) и (10.4) предсказывались массы

$$m_W = 80 \text{ ГэВ}, \quad m_{Z^0} = 92 \text{ ГэВ}.$$

Существенное различие масс тяжелых бозонов W и Z^0 и масс фотонов определяет наблюдаемое различие сечений слабых и электромагнитных процессов, хотя как W и Z^0 , так и фотоны являются промежуточными бозонами единого электрослабого взаимодействия. Образование виртуальных фотонов, обуславливающих чисто электромагнитные процессы, не требует затраты энергии на создание «массы покоя» фотона, поскольку она равна нулю. На образование же виртуальных W и Z^0 должна быть затрачена, как минимум, энергия, соответствующая их массе покоя (в течение малого времени, определяемого соотношением неопределенностей $\Delta E \Delta t \geq \hbar$)¹.

Если энергии наблюдаемых нами слабых процессов малы по сравнению с массами W и Z^0 (например, при радиоактивном распаде), вероятности образования W и Z^0 существенно меньше вероятности образования фотонов и, соответственно, сечения слабых процессов меньше, чем электромагнитных. С ростом энергии сечение слабого взаимодействия растет, и при сверхвысоких энергиях $E \gg m_{W,Z}$ оно должно сравняться с электромагнитным по порядку величины.

10.4. Открытие промежуточных бозонов $W^\pm$ и Z^0

После обнаружения нейтральных токов теория электрослабых взаимодействий стала общепризнанной².

¹ Есть такая шутливая аналогия: «заем» энергии для рождения виртуальных частиц сходен с денежным займом: чем больше сумма, тем скорее ее надо вернуть.

² За вклад в создание этой теории Глэшоу, Вайнбергу и Саламу в 1979 г. была присуждена Нобелевская премия.

И все же поражавшее воображение основное предсказание теории о существовании нового типа частиц — тяжелых промежуточных бозонов W и Z^0 — требовало своего подтверждения. Однако энергии ускорителей, существовавших в то время (середина 70-х годов), были несравненно меньше необходимой для рождения этих частиц, и решение проблемы отодвигалось до создания ускорителей следующего поколения.

И тогда в 1976 г. К.Руббиа (ЦЕРН) совместно с двумя коллегами выдвинул смелую идею: создать для поиска W и Z^0 на базе протонного суперсинхротрона SPS протон-антипротонный коллайдер с необходимой энергией и светимостью. В то время еще нигде не было ускорителей со встречными $p\bar{p}$ -пучками и многие сомневались в осуществимости такого проекта. Однако идея была реализована, $p\bar{p}$ -коллайдер и соответствующие крупномасштабные установки были созданы, и к началу 1983 г. в ЦЕРНе были обнаружены W -бозоны, а через несколько месяцев и Z^0 .

Открытие промежуточных бозонов явилось окончательным триумфом теории электрослабого взаимодействия. Эксперимент, в котором было сделано это открытие, впечатляет не только полученным результатом, но и масштабом целенаправленных усилий для его достижения. Поэтому об этом эксперименте мы расскажем подробнее.

10.4.1. Создание $p\bar{p}$ -коллайдера $Spp\bar{S}$. «Охлаждение» пучков

Решение о создании протон-антипротонного коллайдера на базе протонного суперсинхротрона SPS было принято руководством ЦЕРНа в 1979 г.

К лету 1981 г. коллайдер, обозначенный $Spp\bar{S}$, был сооружен. Однако светимости, необходимой для эксперимента по поиску промежуточных бозонов, он достиг лишь в 1982 г. Эта светимость определялась ожидаемыми сечениями рождения $W^\pm$ и Z^0 и вероятностями их распадов по регистрируемым каналам.

Искомые частицы рождались в реакциях

$$p + \bar{p} \rightarrow W^\pm + X, \quad (10.6)$$

$$p + \bar{p} \rightarrow Z^0 + X, \quad (10.7)$$

где X — адроны.

Элементарными процессами образования $W^\pm$ и Z^0 в $p\bar{p}$ -столкновениях являются аннигиляции соответствующих кварков и антикварков:

$$\begin{aligned} u + \bar{d} &\rightarrow W^+, & \bar{u} + d &\rightarrow W^-, \\ \left. \begin{aligned} u + \bar{u} \\ d + \bar{d} \end{aligned} \right\} &\rightarrow Z^0. \end{aligned}$$

Поэтому энергия столкновения пар кварк–антикварк должна соответствовать массам рождаемых промежуточных бозонов (напомним, что каждый

из кварков обладает долей x от импульса нуклона, где $0 < x < 1$, а суммарный импульс трех кварков меньше импульса нуклона). При энергии $Spp\bar{S}$ 540 ГэВ это условие выполняется. При такой энергии сечение рождения $W^\pm$ в $p\bar{p}$ -столкновениях, предсказываемое теорией, $\sigma(p\bar{p} \rightarrow W^\pm) \approx 5 \cdot 10^{-33} \text{ см}^2$. Ожидаемая доля распадов $W \rightarrow e + \nu_e$, по которым предполагалось регистрировать W , $\text{Br}(W \rightarrow e + \nu_e) \approx 8\%^1$. Таким образом, сечение образования искомым событий $\sigma(p\bar{p} \rightarrow W)\text{Br}(W \rightarrow e + \nu_e) \approx 5 \cdot 10^{-34} \text{ см}^2$. Сечение образования Z^0 и его распада по предполагаемому каналу регистрации $Z^0 \rightarrow e^+ + e^-$ (вероятность $\approx 3\%$) меньше приблизительно на порядок величины.

Для сравнения укажем, что полное сечение $p\bar{p}$ -взаимодействия в рассматриваемой области энергий составляет $\approx 5 \cdot 10^{-26} \text{ см}^2$.

Число искомым событий, образуемых в 1 с, $N = (\sigma\text{Br})L$, где L — светимость. На $Spp\bar{S}$ эксперимент по поиску W был начат, когда светимость достигла величины $L = 5 \cdot 10^{28} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Была осуществлена следующая схема работы $Spp\bar{S}$ (рис. 10.10).

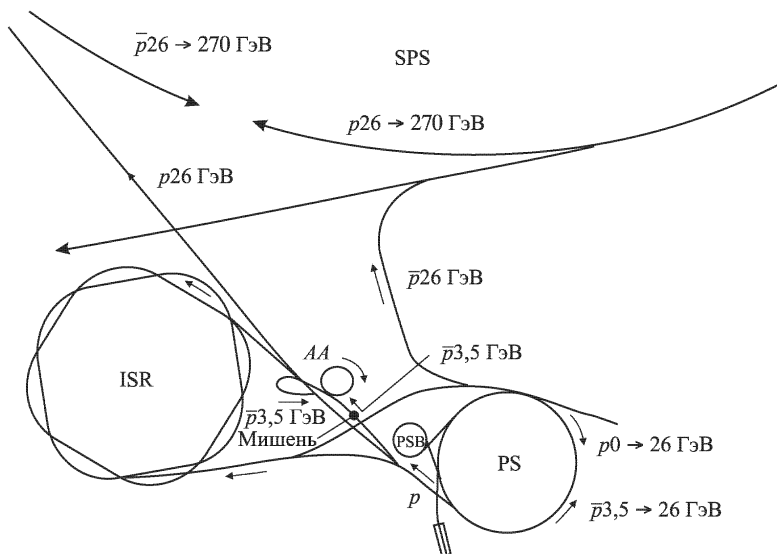


Рис. 10.10. Схема протонных и антипротонных пучков ускорителей ЦЕРНа в период проведения экспериментов по поиску $W^\pm$ и Z^0

Антипротоны рождались 26 ГэВ-ными протонами от синхротрона PS, падавшими на медную мишень. Доля антипротонов среди всех рожда-

¹Таковую же долю составляют и два других лептонных распада: $W \rightarrow \mu + \nu_\mu$ и $W \rightarrow \tau + \nu_\tau$. В остальных распадах W образуются кварки.

емых адронов составляла приблизительно $1 : 10^8$. Из всех рожденных частиц с помощью магнитных и электрических полей отбирали антипротоны с импульсом 3,5 ГэВ/с (отклонением в магнитном поле выделяли отрицательные частицы заданного импульса, отклонением в электрическом поле эти частицы сортировались по массам). Эти антипротоны направляли в специальное накопительное кольцо («антипротонный аккумулятор» — АА), в котором они вращались, не меняя энергию, в перпендикулярном магнитном поле. В АА их также «охлаждали». Накопленные в АА антипротоны направляли обратно в PS, где они ускорялись до 26 ГэВ. После этого PS посылал поочередно то протоны, то антипротоны с одинаковой энергией 26 ГэВ в SPS, где они, вращаясь в одной и той же ускорительной камере в противоположных направлениях, ускорялись до 270 ГэВ, а затем сталкивались друг с другом. При столкновении выделялась энергия $270 + 270 = 540$ ГэВ¹. Для достижения требуемой светимости было необходимо, чтобы антипротонный пучок в коллайдере не только был интенсивным, но и имел минимальные поперечные размеры. Таким образом, антипротоны следовало не только накапливать, но и «охлаждать».

«Охлаждение» заключается в уменьшении «теплого» (неупорядоченного) движения частиц пучка, накладывающегося на их движение по заданной траектории с заданной скоростью. В результате охлаждения пучок сжимается (а следовательно, делается более плотным) и становится более монохроматичным.

Существуют два метода «охлаждения» пучков антипротонов. «Электронное охлаждение» было предложено Г. И. Будкером (Институт ядерной физики, Новосибирск) в 1966 г. и впервые реализовано там же в 1974–1975 гг. Этот метод был впоследствии реализован во многих ускорительных центрах, в частности, использован для «охлаждения» антипротонов в $p\bar{p}$ -коллайдере тэватроне (FNAL, США). «Электронное охлаждение» осуществляется следующим образом. Вдоль антипротонного пучка пропускают плотный пучок электронов, обладающих той же скоростью, которая задана для антипротонов. Вследствие кулоновского взаимодействия антипротонов с электронами первые «охлаждаются», т. е. их поперечные импульсы и разброс по скоростям уменьшаются, а вторые «нагреваются» — и их движение становится менее упорядоченным. После этого электронный пучок отводится.

«Стохастическое охлаждение» было предложено С. Ван-дер-Мером (ЦЕРН) в 1972 г. и впервые реализовано под его руководством в $Spp\bar{S}$. Этот метод основан на использовании обратной связи: при отклонении антипротонов в накопителе от задаваемой траектории специальный датчик

¹Если бы пучок 270 ГэВ-ных антипротонов или протонов сталкивался с неподвижной протонной мишенью, то выделившаяся энергия в с. ц. м. составляла бы около 23 ГэВ.

(сенсор) подает соответствующий сигнал на корректирующее устройство (дефлектор), которое «ставит их на место».

Если бы в накопителе циркулировал всего один антипротон, то его траектория могла бы быть скорректирована за один оборот. С увеличением числа циркулирующих антипротонов увеличивается необходимое для их «охлаждения» число оборотов (соответственно, и время «охлаждения»).

Антипротонный накопитель $S\bar{p}\bar{p}S$ был разделен перегородкой на внешнее кольцо, в котором осуществлялось «охлаждение», и внутреннее, в котором накапливали уже «охлажденные» антипротоны. Сенсор и дефлектор были размещены во внешнем кольце на расстоянии около полуоборота друг от друга. Поскольку скорость движения антипротонов в кольце накопителя близка к скорости света (при $E_p = 3,5$ ГэВ $v_p = 0,96$ с), для того чтобы сигналы от сенсора приходили к дефлектору раньше вызвавших эти сигналы антипротонов, сигналы посылали кратчайшим путем — по хорде.

Антипротоны поступали в накопитель сгустками приблизительно по 10^7 частиц каждые 2,4 с. Столько же времени занимало их «охлаждение» во внешнем кольце, в результате которого разброс по поперечным и продольным импульсам уменьшался на порядок величины. После этого их впускали через открывающийся в перегородке затвор во внутреннее кольцо, где они присоединялись к циркулировавшим там уже охлажденным антипротонам. Процесс повторялся до тех пор, пока запас антипротонов в этом кольце не достигал $\approx 10^{11}$ (что и занимало приблизительно сутки).

Накопленные антипротоны ускорялись последовательно в PS и основном кольце $S\bar{p}\bar{p}S$, в котором и продолжали циркулировать в виде трех сгустков. В нескольких точках орбиты они сталкивались со встречными сгустками ускоренных протонов. Число $p\bar{p}$ -взаимодействий при одном столкновении таких сгустков

$$N(p\bar{p}) = \sigma(p\bar{p})N(p)N(\bar{p})/S,$$

где $\sigma(p\bar{p}) = 5 \cdot 10^{-26}$ см² — сечение $p\bar{p}$ -взаимодействия, $N(p)$ и $N(\bar{p})$ — число протонов и антипротонов в сгустках и S — общее поперечное сечение сгустков. Доли частиц, провзаимодействовавших с частицами встречного пучка при одном столкновении, $N(p\bar{p})/N(p)$ и $N(p\bar{p})/N(\bar{p})$ очень малы, величины $N(\bar{p})$ и $N(p)$ практически не менялись, и пучки антипротонов и протонов циркулировали в течение многих часов. Однако каждый из трех сгустков p или $\bar{p}$ делал в секунду приблизительно 140 000 оборотов (длина кольца SPS $\approx 2,2$ км), и поэтому в точках пересечения пучков происходило $\approx 4 \cdot 10^5$ столкновений в 1 с. При площади пучков $S = 3 \cdot 10^{-4}$ см² светимость коллайдера составляла

$L = nfN(\bar{p})N(p)/S \approx 10^9 N(\bar{p})N(p)$, где n — число ступок, f — частота их обращения.

10.4.2. Экспериментальные установки

Время жизни промежуточных бозонов около 10^{-25} с, и регистрировать их возможно только по продуктам распада. Для поиска W был выбран распад $W \rightarrow e + \nu$.

Однако совместно с промежуточными бозонами в $p\bar{p}$ -столкновениях рождается множество адронов. Поэтому в эксперименте по поиску W следовало найти те редкие события (приблизительно одно из 10^8), в которых помимо адронов (среднее число которых в $p\bar{p}$ -столкновениях при этих энергиях около 25) возникают также электрон и нейтрино с энергией $E_e \approx E_\nu \approx m_W/2 \approx 40$ ГэВ.

Было использовано то обстоятельство, что электрон и нейтрино от распада W при вылете под большим углом к p - и $\bar{p}$ -пучкам должны обладать большими поперечными импульсами p_T , существенно превышающими возможные величины поперечных импульсов всех других частиц, образованных в $p\bar{p}$ -столкновениях (как непосредственно, так и при распаде рожденных «обычных» частиц, поскольку их массы существенно меньше масс промежуточных бозонов).

Однако если электрон с большим p_T может быть обнаружен и идентифицирован, а его энергия непосредственно измерена, то образование нейтрино может быть установлено только косвенно, по нарушению баланса энергии или импульса¹. Поэтому в экспериментальной установке возможность их «утечки» должна быть сведена к минимуму, в частности, перекрыт телесный угол, близкий к полному (такое условие называют « 4π -геометрией»). При этом чувствительность установки ко всем заряженным или нейтральным взаимодействующим частицам внутри всего этого телесного угла должна быть равномерной.

Были созданы две установки: UA1 (руководитель К. Руббиа) и UA2 (руководитель П. Дарьюла). Обозначение UA происходит от английского «underground area» (подземная площадка), поскольку детекторы были установлены под землей, в двух разных точках пересечения протонного и антипротонного пучков. Установка UA1 схематически показана на рис. 10.11.

Область соударения p - и $\bar{p}$ -пучков окружает центральный трековый детектор CD, имеющий форму цилиндра длиной 5,8 м и диаметром 2,3 м, состоящий из больших дрейфовых камер. Он помещен в однородное магнитное поле напряженностью 7 кГс и объемом $7 \times 3,5 \times 3,5$ м, перпенди-

¹ В плоскости, перпендикулярной направлению p - и $\bar{p}$ -пучков, должна быть равна нулю сумма всех поперечных импульсов: $\sum \vec{p}_T = 0$. Поскольку взаимодействие наблюдается в с. п. м., нулю должен равняться также суммарный импульс всех частиц: $\sum \vec{p}_i = 0$.

кулярное к направлению пучков. С помощью центрального детектора CD воспроизводились с хорошей точностью треки всех заряженных частиц и измерялись их импульсы, а также ионизация.

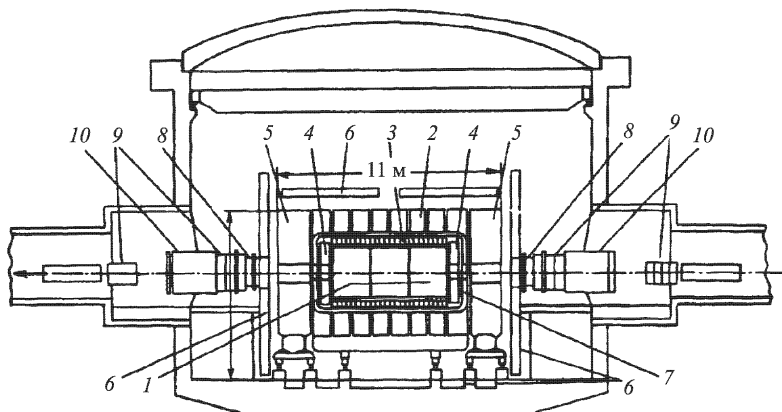


Рис. 10.11. Схема установки UA1: 1 — центральный детектор; 2, 5 — адронные калориметры; 3, 4 — электромагнитные калориметры; 6 — детектор мюонов; 7 — обмотка дипольного магнита; 8, 9 — детекторы, перекрывающие малые углы; 10 — компенсирующие магниты

Детектор CD окружен электромагнитным калориметром ЕС, измеряющим энергию ливней, образованных электронами высокой энергии, и позволяющим надежно отличать эти электроны от адронов, что принципиально важно при поиске распадов $W \rightarrow e + \nu$ и $Z^0 \rightarrow e^+ + e^-$.

Калориметр ЕС, толщиной 27 радиационных единиц, состоит из четырех последовательных слоев и регистрирует энергию, выделенную в каждом из них. Это позволяет идентифицировать высокоэнергичные электроны не только по величине выделяемой ими энергии, но и по ее распределению в слоях калориметра: для электронов оно соответствует форме каскадной кривой, т.е. имеет максимум посередине и минимум в последнем слое (практически все электроны и фотоны в ЕС поглощаются).

Частицы, прошедшие сквозь ЕС, попадают в адронный калориметр НС, в котором, после ряда ядерных взаимодействий, поглощаются все адроны. Калориметры ЕС и НС составлены из небольших ячеек и показывают направление вылета частиц, энергия которых измеряется. Калориметры имеют форму цилиндров, прикрытых с торцов плоскими «пробками», и окружают точку соударения пучков вплоть до углов около $0,2^\circ$ относительно направления этих пучков.

Для регистрации мюонов, единственных заряженных частиц, выходящих за пределы НС, служат восемь рядов дрейфовых камер, составляющих как бы внешнюю оболочку детектора.

Установка UA1, имевшая длину более 10 м и ширину 5 м и весившая ≈ 1200 т, могла быть сдвинута вбок, за пределы пучка (в так называемый «гараж»), для проведения работ по профилактике, ремонту и калибровке.

Экспериментальная группа UA1 состояла из 135 физиков и инженеров из различных лабораторий 12 стран. В то время это была самая крупная коллаборация, участвовавшая в одном эксперименте по физике частиц.

Установка UA2 была сходна с UA1, однако в ней не было магнитного поля. В ее экспериментальной группе было около 50 физиков из пяти лабораторий.

10.4.3. Первые W и Z^0

В ноябре-декабре 1982 г. был проведен 30-дневный рабочий сеанс по набору данных на UA1 и UA2. За это время внутри каждого из этих детекторов произошло приблизительно по 10^9 $p\bar{p}$ -взаимодействий.

Для поиска $W \rightarrow e + \nu$ следовало прежде всего отбросить те события, которые заведомо не могли быть искомыми (а таких подавляющее большинство), а затем провести тщательный анализ оставшихся. Первоначальный отбор событий осуществлялся, как обычно, при их регистрации (в режиме on line) системой запуска установки — триггером, дальнейший — в режиме off line, в ходе последующей обработки и анализа данных.

В UA1 триггером первого уровня служил сигнал сцинтиляционного годоскопа о произошедшем $p\bar{p}$ -взаимодействии. За время до следующего столкновения пучков формировался триггер второго уровня: быстрый процессор отбирал события, содержащие электромагнитный ливень с $p_T \geq 10$ ГэВ/с, а также события с мюоном и некоторые другие, которые могли быть использованы в дальнейших исследованиях. Всего в режиме on line была записана информация приблизительно о 10^6 событиях, из которых $\approx 1,4 \cdot 10^5$ — «электронные». При off line анализе сначала было отобрано 28 000 событий, содержавших электромагнитный ливень с $p_T \geq 15$ ГэВ/с, из которых оставили 2 125, где одновременно наблюдался трек в CD с $p_T > 7$ ГэВ/с.

Чтобы надежно выделить события с электроном высокой энергии, было применено последовательно еще пять критериев, после чего осталось 39 событий, которые анализировались «индивидуально». Эти события четко разделились на три группы: в 23 из них наблюдалось по две адронные струи, в 11 — одна струя, в направлении, приблизительно противоположном выделенному высокоэнергетичному электрону, и 5 событий адронными струями не сопровождалась. Характеристики этих по-

следних оказались весьма схожими и соответствовали ожидаемым для процесса $W \rightarrow e + \nu$, поэтому их анализировали особенно тщательно.

На рис. 10.12 показано реконструированное компьютером изображение одного из этих событий в центральном детекторе¹. На рис. 10.13 приведены две из относящихся к этому событию диаграммы. На верхней

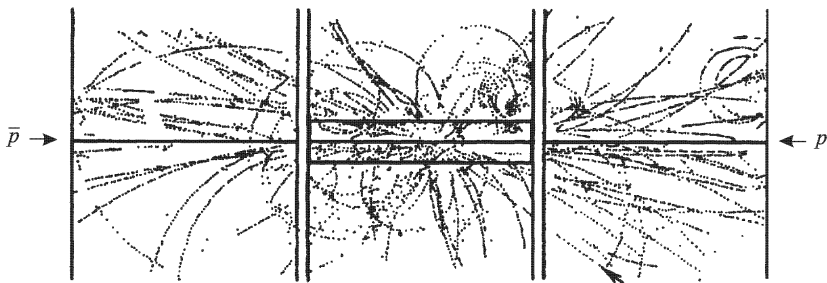


Рис. 10.12. Поиск $W^\pm$ на установке UA1. Одно из восстановленных центральным детектором событий, содержащих изолированный электрон с большим p_T (обозначен стрелкой). Общее количество треков 65 (Phys. Lett. B. 1983. V.122. No.1)

показано энерговыделение в электромагнитном калориметре ЕС, на нижнем — импульсы частиц, измеренные в центральном детекторе CD. Эти диаграммы наглядно показывают, что событие содержит изолированный электрон высокой энергии, зарегистрированный как калориметром ЕС, так и трековым детектором CD (обозначен стрелкой на рис. 10.12). Все адроны в этом событии обладают незначительными энергиями.

Все события с изолированным электроном большой энергии, не содержащие струй, характеризовались также недостающим поперечным импульсом приблизительно той же величины, что и p_T электрона, но направленным в противоположную сторону (рис. 10.14, а). В то же время в событиях, где помимо электрона высокой энергии имелась струя, недостающий поперечный импульс не наблюдался (рис. 10.14, б).

Был проведен также альтернативный анализ тех же 2 125 исходных событий, которые были отобраны для поиска электронов большой энергии: искали события, содержащие нейтрино с $p_T \geq 15$ ГэВ. После тщательного отбора и анализа осталось семь событий, соответствующих вылету таких нейтрино и не содержащих струй. Из них пять оказались теми же, которые были независимо отобраны как содержащие изолированный электрон большой энергии. Совпадение событий, выделенных по двум

¹В «оригинале», на цветном дисплее, это изображение было объемным: третья координата передавалась цветом.

различным признакам, убедительно свидетельствовало, что наблюдались действительно процессы $W \rightarrow e + \nu$.

Из семи событий, содержащих нейтрино с большим p_T , два, в которых нет высокоэнергетичного электрона, рассматривались как кандидаты в распад $W \rightarrow \tau + \nu$, ожидаемая вероятность которого близка к распаду $W \rightarrow e + \nu$.

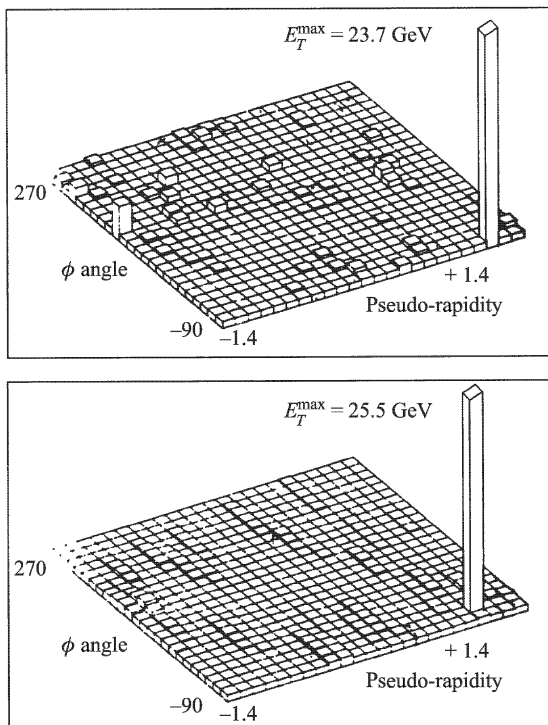


Рис. 10.13. Поиск $W^\pm$ на установке UA1. Объемные диаграммы выделения энергии в центральном калориметре (вверху) и импульсы частиц в центральном детекторе (внизу) для события, представленного на рис. 10.12 (Phys. Lett. B. 1983. V. 122. No. 1)

Полученная оценка массы W $m_W = (81 \pm 5) \text{ ГэВ}$ находилась в превосходном согласии с предсказанием теории электрослабых взаимодействий.

На UA2 было обнаружено четыре события, которые также следовало интерпретировать как распады $W \rightarrow e + \nu$.

Независимое получение двумя разными группами на двух разных установках совпадающих данных усиливало их достоверность.

Эти первые результаты UA1 и UA2 означали открытие W — крупнейшее открытие последней четверти XX в. в области физики частиц. Но

обе коллаборации опубликовали эти результаты в статьях с осторожными названиями, сообщавшими о наблюдении изолированных электронов с большим поперечным импульсом в событиях с недостающей энергией.

Некоторое время спустя были обнаружены распады $W \rightarrow \mu + \nu$.

Через несколько месяцев после открытия W на тех же установках UA1 и UA2 был открыт и Z^0 -бозон. Его искали и обнаружили по распадам $Z^0 \rightarrow e^+e^-$, а также $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$, в которых образуются два изолированных заряженных лептона разных знаков, с большой энергией и приблизительно противоположным направлением вылета¹.

Сечение рождения Z^0 с последующим распадом $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ или $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ при энергии $Spp\bar{p}$ приблизительно на порядок меньше, чем для процесса рождения и распада $W \rightarrow e + \nu$ и $W \rightarrow \mu + \nu$. Но лептонные распады Z^0 обладают очень четкими признаками, позволяющими надежно их идентифицировать даже при малом количестве обнаруженных событий.

При поиске отбирались события с лептонами, имевшими большие p_T . Методы детектирования электронов и мюонов были теми же, как для поиска W .

На рис. 10.15 показано выделение энергии в электромагнитном калориметре UA2 в одном из наблюдавшихся случаев распада $Z^0 \rightarrow e^+e^-$.

Открытие Z^0 было сделано также по наблюдению всего нескольких событий (на UA1 — четыре случая распада $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ и один случай $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$).

Масса Z^0 соответствовала теоретически ожидаемой.

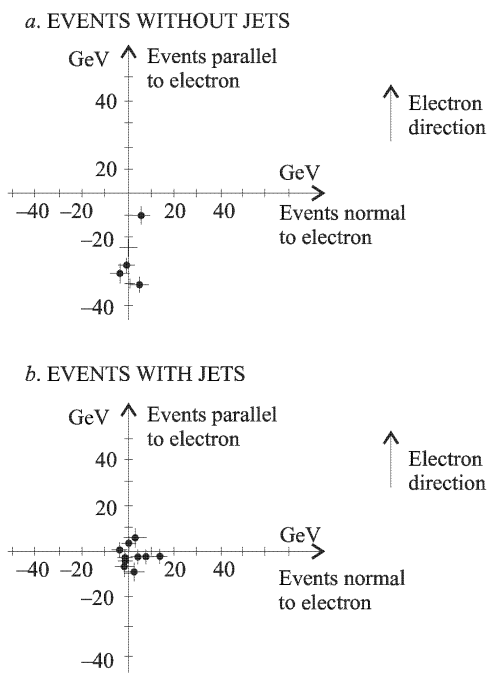


Рис. 10.14. Поиск $W^\pm$ на установке UA1. Недостающие поперечные импульсы и их направления относительно электрона высокой энергии: а) события без струй, б) события со струями (Phys. Lett. B. 1983. V. 122. No. 1)

¹ В с.ц.м. они вылетают в строго противоположные стороны. Но в л.с., в которой Z^0 движется (хотя и с относительно небольшой скоростью), эта картина несколько деформируется.

Измерение масс W и Z^0 позволило независимо определить $\sin^2 \theta_W$ (см. 10.3).

Открытие W и Z было окончательным подтверждением теории электрослабых взаимодействий, притом не только ее принципиальных положений, но и количественных соотношений и оценок.

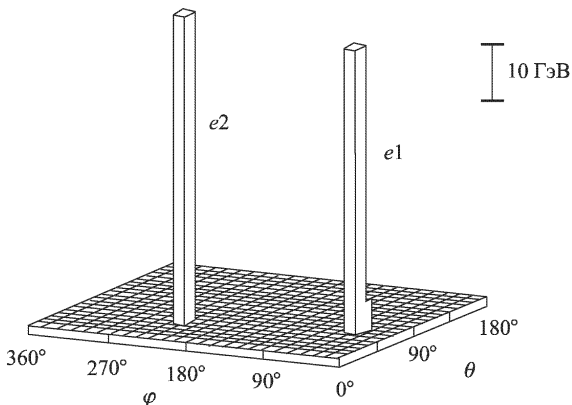


Рис. 10.15. Пример локализации выделения энергии в электромагнитном калориметре установки UA2 при распаде $Z^0 \rightarrow e^+e^-$

В 1984 г. Руббия и Ван-дер-Мер были удостоены Нобелевской премии (Ван-дер-Мер за создание накопителя и системы «охлаждения» антипротонов $Spp\bar{S}$, позволивших достигнуть необходимой светимости коллайдера).

10.4.4. Миллионы Z^0 и W

Роль $W^\pm$ и Z^0 в физике частиц фундаментальна, а их параметры непосредственно определяют количественные соотношения электрослабой теории. Поэтому сразу после открытия этих частиц встала задача подробного исследования и прецизионного измерения их характеристик. На $Spp\bar{S}$ с установками UA1 и UA2, после повышения энергии коллайдера до 630 ГэВ, удалось зарегистрировать несколько тысяч тяжелых промежуточных бозонов, а требовались сотни тысяч и миллионы. Применяя производственную терминологию, можно сказать, что было необходимо перейти от штучного производства к поточному.

Радикальное решение проблемы принесло создание в ЦЕРНе крупнейшего в мире e^+e^- -коллайдера LEP (Large Electron-Positron collider), вошедшего в строй в 1989 г. В этом коллайдере энергия пучков e^+e^- была подобрана так, чтобы их сумма (т.е. энергия столкновения) была

равна массе Z^0 . В этом случае происходило резонансное рождение Z^0 , которое и обеспечивает «массовое производство» этих частиц.

На размещенном в туннеле длиной около 27 км кольце коллайдера в четырех точках столкновения пучков были размещены большие установки ALEPH, DELPHI, OPAL и L3. Все они, созданные каждая своей коллаборацией, включающей представителей многих десятков институтов и лабораторий из разных стран, и отличавшиеся друг от друга некоторыми характеристиками, имели одну главную задачу — исследование Z^0 -бозонов — и взаимно дополняли друг друга.

На рис. 10.16 показано устройство одной из установок — DELPHI. Рисунок дает представление и о ее масштабах.

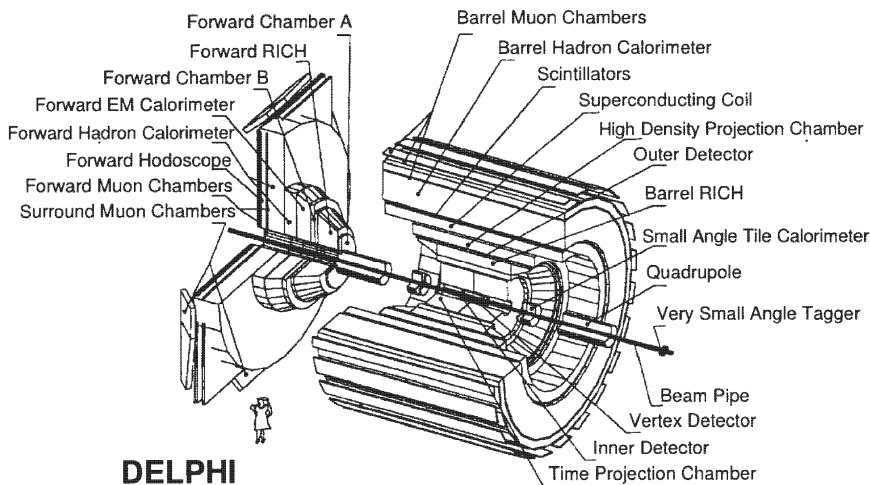


Рис. 10.16. Схематичный вид установки DELPHI

Установки на ускорителе LEP превосходили UA1 не только по размерам, но и по объему и качеству получаемой в них информации о регистрируемых событиях. Наряду с элементами, выполняющими те же функции, что и элементы UA1, но более совершенными (электромагнитные и адронные калориметры, детекторы мюонов и т.д.), имеются и новые элементы, дающие важную дополнительную информацию. Это прежде всего микровершинные детекторы, позволяющие наблюдать распады короткоживущих частиц (например, содержащих c - или b -кварки). LEP работал как «фабрика Z^0 » до конца 1995 г., «произведя» в общей сложности около 18 миллионов зарегистрированных Z^0 . Это позволило исследовать их подробнейшим образом. Среди множества полученных результатов важнейшим было определение числа типов нейтрино (и, таким

образом, числа поколений), основанное на точном измерении характеристик Z^0 (об этом будет рассказано в 11.2).

Поскольку $W^\pm$ -бозоны имеют электрический заряд, их резонансное рождение в e^+e^- -столкновениях может происходить только парами: $e^+ + e^- \rightarrow W^+ + W^-$ при $E(e^+e^-)_{\text{цм}} = 2m_W$. Первоначальная энергия пучков LEP была для этого недостаточна. Поэтому LEP реконструировали, превратив его в «фабрику» W^+ и W^- . О завершающем этапе истории LEP будет рассказано в 11.4.

Глава 11

СТАНДАРТНАЯ МОДЕЛЬ

Совокупность представлений, выработанных в результате экспериментальных и теоретических исследований по физике частиц, образует вполне четкую общую картину, называемую стандартной моделью. Эта модель — своего рода веха на пути развития физики частиц, очерчивающая границу ее нынешнего состояния, за которой начинается область качественно новых явлений и соответствующих им представлений и моделей. В то же время внутри стандартной модели находится место для множества новых фактов и она способна к дальнейшему развитию. Некоторые из предположений, положенных в ее основу, были впоследствии экспериментально подтверждены (об этом будет рассказано в 11.2 и 11.3). Однако среди принципиальных положений стандартной модели есть и такое, которое пока является гипотезой, и проверка этой гипотезы — важнейшая задача предстоящих экспериментальных исследований (этому посвящен параграф 11.4).

11.1. Основные положения и идеи

Об основных экспериментальных фактах, охватываемых стандартной моделью, и немного об их теоретической трактовке мы уже рассказывали в предыдущих главах. Поэтому изложение основных положений этой модели является своего рода резюме содержания предыдущих глав.

Стандартная модель синтезирует современные представления обо всех элементарных частицах и их взаимодействиях — сильном, электромагнитном и слабом¹. Она основана на совокупности экспериментальных данных и на их интерпретации, даваемой теорией электрослабого взаимодействия и квантовой хромодинамикой.

Элементарными частицами в стандартной модели являются кварки, лептоны и калибровочные бозоны².

Кварки и лептоны — фермионы со спином $1/2$.

Калибровочные бозоны имеют спин 1.

¹Гравитационное взаимодействие модель не рассматривает, поскольку его влияние в процессах физики частиц пренебрежимо мало.

²Эти частицы называют также фундаментальными.

Функции фундаментальных фермионов и бозонов различны. Эти фермионы — мельчайшие структурные элементы вещества¹ — являются в то же время источниками полей, обуславливающих фундаментальные взаимодействия. Калибровочные бозоны — кванты этих полей, проявляющиеся в двух ипостасях: как реальные частицы, которые можно непосредственно наблюдать в эксперименте, и как виртуальные частицы, «переносчики» взаимодействий.

Кварки и лептоны образуют три поколения, содержащих каждое по два лептона (с зарядами 0 и -1) и по два кварка (с зарядами $+2/3$ и $-1/3$).

Кварки и заряженные лептоны разных поколений имеют разные массы (наименьшие — у первого, наибольшие — у третьего). Кварки тяжелее заряженных лептонов того же поколения.

Что касается нейтрино, то, как было рассказано в 9.4, вопрос о том, имеют ли они массу (а если имеют — то какую), будет, по-видимому, решен экспериментально уже в ближайшее время. Если окажется, что их массы отличны от нуля, то потребуются кардинально изменить представления о нейтрино, принятые в стандартной модели.

Всем кваркам и лептонам соответствуют антикварки и антилептоны, что мы в дальнейшем не будем оговаривать.

На рис. 11.1 представлена схема взаимодействий элементарных частиц.

Всем лептонам и кваркам присуще слабое взаимодействие; лептонам, обладающим электрическим зарядом, и кваркам — электромагнитное. В сильных взаимодействиях из фермионов участвуют только кварки.

Электромагнитное взаимодействие осуществляется путем обмена фотонами, сильное — в результате обмена глюонами, слабое — за счет обмена Z^0 (нейтральные токи) и $W^\pm$ (заряженные токи, т. е. слабые взаимодействия, сопровождаемые изменением электрического заряда участвующих фермионов).

Кварки и глюоны обладают свойством, называемым цвет. Кварки бывают трех цветов (т. е. они могут находиться в трех цветовых состояниях); глюонов, различающихся цветом, — восемь. В процессах сильного взаимодействия меняется цвет кварков, но тип кварков (аромат) сохраняется. В процессах слабого взаимодействия их аромат может меняться. Кварки не могут находиться в свободном состоянии и образуют бесцветные адроны, состоящие либо из трех кварков разных цветов (барионы), либо из кварка и антикварка (мезоны)².

¹В этом отношении они в известной мере соответствуют древнему понятию «атом» (неделимый), каким оно представлялось до конца XIX в.

²Бесцветную комбинацию в барионах образуют три разных цвета кварков (аналогия с видимым светом: три основных цвета, накладываясь, дают белый), в мезонах — цвет кварка и «антицвет» антикварка.

Дальнодействие электромагнитных сил и короткодействие слабых определяется массами их переносчиков: масса фотона равна нулю, массы $W^\pm$ и Z^0 соответственно 80,4 и 91,2 ГэВ. В то же время сильное взаимодействие, в котором происходит обмен безмассовыми глюонами, имеет

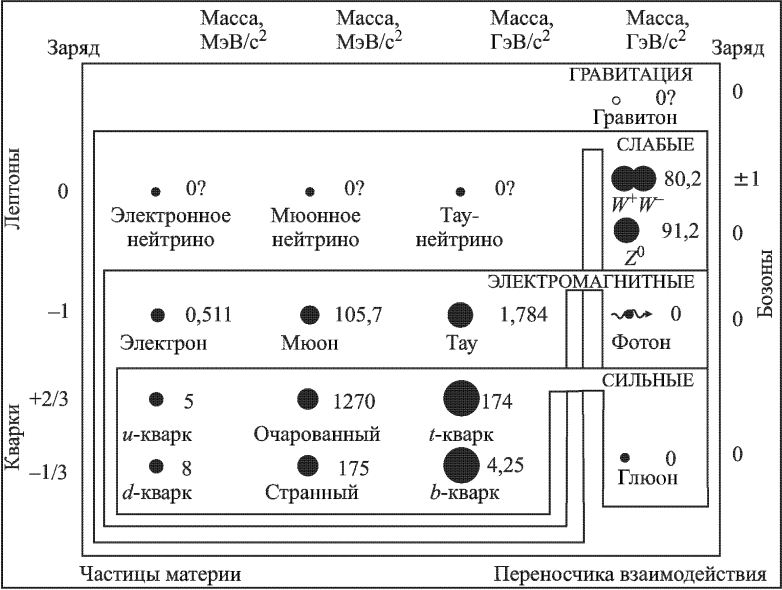


Рис. 11.1. Элементарные частицы стандартной модели и взаимодействия, в которых они участвуют

малый радиус действия ($r_s \leq 10^{-13}$ см). Это объясняется тем, что глюоны, в отличие от фотонов, являются не только переносчиками взаимодействия, но и его источниками (т. е. глюоны могут испускаться и поглощаться как кварками, так и другими глюонами) и поэтому сильно взаимодействуют друг с другом. В отличие от электромагнитного взаимодействия, ослабевающего при увеличении расстояния между взаимодействующими электрическими зарядами, силы, связывающие друг с другом кварки или глюоны, растут при увеличении расстояния между ними. Поэтому глюон, испущенный кварком или глюоном, удалившись на расстояние, соответствующее радиусу сильного взаимодействия r_s , начинает столь сильно взаимодействовать с другими глюонами этого поля, что оказывается как бы связанным с ними и не может распространяться дальше.

Такова, в самых общих чертах, картина весьма сложного процесса, определяющего величину радиуса сильного взаимодействия. Количественной теории этого процесса пока еще нет.

Сходным образом можно качественно объяснить конфайнмент кварков, т.е. их заключение внутри адронов, невозможность их удаления от других кварков этого адрона на расстояние, большее r_s . Сила взаимодействия кварков в адроне, малая при расстояниях между ними $r \ll r_s$, растет с увеличением этого расстояния и при $r \approx r_s$ оказывается столь большой, что кварки в адроне становятся жестко связанными друг с другом и попытка удалить один из них приводит к рождению новых кварков. Однако сложный механизм конфайнмента еще недостаточно понят.

Стандартная модель включает схему Кобаяши–Маскавы (см. 8.4), согласно которой слабые взаимодействия между кварками с зарядами $+2/3$ и $-1/3$ должны приводить к CP -несохранению, величина которого жестко связана с совокупностью вероятностей этих взаимодействий. Проверкой соответствующих предсказаний стандартной модели будут предстоящие измерения величины CP -несохранения в распадах B -мезонов. Расхождение между предсказанным и измеренным значениями этой величины будет означать, что стандартная модель не дает полного описания процесса нарушения CP -инвариантности.

Стандартная модель содержит принципиально важную гипотезу, что массы частиц обязаны своим происхождением действию механизма Хиггса.

Этот сложный механизм можно очень упрощенно представить таким образом. В некотором (ненаблюдаемом) исходном состоянии, до своего «рождения», частицы не обладают массами. Это «зародышевое» состояние симметрично, но неустойчиво (его энергия не минимальна). Взаимодействие с полем, квантами которого являются виртуальные бозоны Хиггса, дает толчок к спонтанному нарушению этой симметрии, и частицы переходят в более устойчивое состояние, приобретая массы.

В гл. 10 мы кратко упомянули о механизме Хиггса в связи с появлением масс у тяжелых бозонов электрослабой теории. Открытие $W^\pm$ и Z и соответствие их масс предсказанным было доказательством основных положений электрослабой теории и сильным аргументом в пользу гипотезы о существовании поля бозонов Хиггса, взаимодействие с которым приводит к появлению масс $W^\pm$ и Z . Последовательное развитие электрослабой теории привело к предположению, что массы кварков и лептонов также должны быть обусловлены взаимодействием с полем Хиггса.

Таким образом, если указанное представление о механизме появления масс частиц верно, то должны существовать бозоны Хиггса — фундаментальные частицы с весьма необычными свойствами. Их открытие будет доказательством важнейшей гипотезы стандартной модели. Об этих гипотетических частицах мы расскажем в 11.4.

11.2. Как было измерено число поколений

Когда создавалась стандартная модель, представление, что существуют только три уже известных поколения фундаментальных фермионов, было гипотезой. Необходимо было непосредственно определить число поколений N_g .

Это было осуществлено путем оценок и измерений числа разных типов нейтрино N_ν (поскольку каждое поколение содержит один, «свой» тип нейтрино, то $N_\nu = N_g$).

Первые оценки величины N_ν были основаны на астрофизических и космологических данных. Как будет рассказано в 13.1, теория происходившего в ранней Вселенной первичного нуклеосинтеза (образования протонами и нейтронами легких ядер) жестко связывает соотношение между распространенностью H и ^4He и числом типов нейтрино.

Это позволило уже в начале 80-х годов сделать вывод, что $N_\nu < 4$. В 90-е годы эта верхняя граница была снижена практически до трех. Однако к этому времени величина N_ν была измерена с высокой точностью в начатых в 1989 г. экспериментах на LEP.

Как было рассказано в 10.4, на этом e^+e^- -коллайдере было размещено четыре установки: ALEPH, OPAL, L3 и DELPHI, которые тщательно измерили характеристики Z -бозонов. Из этих данных и было определено число типов нейтрино¹.

Первые результаты были опубликованы в 1990 г. По мере накопления данных вплоть до 1995 г. эти результаты уточнялись.

Z -бозоны распадаются либо на пары кварк–антикварк (которые в свою очередь создают множество адронов), либо на пары заряженных лептонов (e^+e^- , $\mu^+\mu^-$, $\tau^+\tau^-$), либо на пары нейтрино–антинейтрино (последние распады невидимы, т. е. не могут наблюдаться непосредственно). Сумма вероятностей адронных, лептонных (заряженных) и невидимых распадов Z -бозона составляет полную вероятность его распада.

Как было рассказано в 4.4, полная вероятность распада может быть выражена шириной Γ (т. е. разбросом масс) исходного состояния. Вероятности отдельных каналов распада выражают либо в долях по отношению к полной вероятности распада (обозначение Br — от английского «branching ratio»), либо в относительных (парциальных) ширинах Γ_λ : $\Gamma_\lambda = \text{Br}_\lambda \Gamma$, где индекс λ обозначает канал распада.

Таким образом,

$$\Gamma_Z = \Gamma_h + \Gamma_{l+l-} + \Gamma_{\text{inv}}, \quad (11.1)$$

¹С меньшей точностью величина N_ν из данных о Z -бозонах была получена на SLC (Стэнфорд). Определение N_ν производилось также на разных коллайдерах (в том числе и на LEP) по реакции $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$.

где Γ_Z — ширина Z -бозона, а Γ_h , Γ_{l+l-} и Γ_{inv} — парциальные ширины распадов Z соответственно на адроны, заряженные лептоны и невидимые частицы (нейтрино).

Отсюда определяется Γ_{inv} , если известны Γ_Z , Γ_h и Γ_{l+l-} : $\Gamma_{\text{inv}} = N_\nu \Gamma_\nu$, где Γ_ν — парциальная ширина распада Z с образованием нейтрино одного типа. Поэтому из Γ_{inv} можно определить N_ν ¹, если знать величину Γ_ν :

$$N_\nu = \frac{\Gamma_{\text{inv}}}{\Gamma_\nu} = \frac{\Gamma_Z - \Gamma_h - \Gamma_e - \Gamma_\mu - \Gamma_\tau}{\Gamma_\nu}. \quad (11.2)$$

В эксперименте были измерены сечения рождения Z с последующими распадами в адроны, $\sigma_h = \sigma(e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow h)$, и в заряженные лептоны, $\sigma_e = \sigma(e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow e^+e^-)$, $\sigma_\mu = \sigma(e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow \mu^+\mu^-)$, $\sigma_\tau = \sigma(e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow \tau^+\tau^-)$, в интервале энергий $E^{e^+e^-} = 88\text{--}94$ ГэВ.

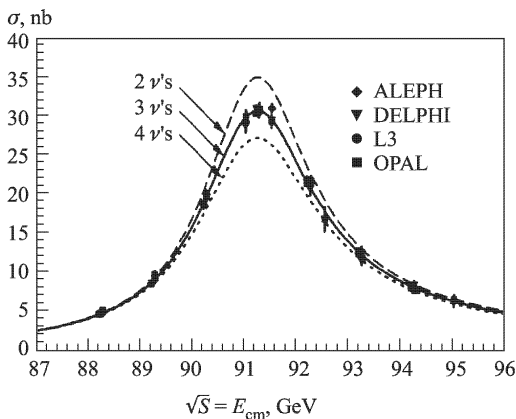


Рис. 11.2. Сечение рождения Z в e^+e^- аннигиляции с последующим распадом в адроны $\sigma_h = \sigma(e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow h)$ в области энергий вблизи m_Z . Результаты измерений на LEP и расчетные кривые для этой величины при числе типов нейтрино $N_\nu = 2, 3$ и 4 (RPP'96)

На рис. 11.2 представлены результаты измерений σ_h . Сходный вид, но меньшие величины сечений имеют соответствующие данные для σ_e , σ_μ и σ_τ . Все три канала распада Z на пары заряженных лептонов, как и ожидалось, оказались одинаково вероятными: $\Gamma_e = \Gamma_\mu = \Gamma_\tau = \Gamma_l$.

По положению максимума экспериментальной кривой (см. рис. 11.2) была точно измерена масса Z : $m_Z = E_{\text{cm}}^{\text{max}}$. По форме резонансной кривой была измерена ширина Γ_Z .

В то же время величины Γ_h и $\Gamma_{l+l-} = \Gamma_e + \Gamma_\mu + \Gamma_\tau$ не могли быть измерены непосредственно, поскольку доля невидимых распадов оставалась неизвестной. Поэтому Γ_h и Γ_l , а соответственно и $\Gamma_{l+l-} = 3\Gamma_l$, были определены из измеренных отношений Γ_h/Γ_l и вели-

¹Строго говоря, величина N_ν , определяемая по распадам Z , относится только к числу типов нейтрино с массой $m_\nu < m_Z/2 = 45,6$ ГэВ, и ее иногда называют числом легких нейтрино. Однако существование нейтрино с $m_\nu > m_Z/2$ представляется маловероятным (хотя и не может быть полностью исключено).

чины σ_h в максимуме кривой:

$$\sigma_h^{\max} = \frac{12\pi}{m_Z^2} \frac{\Gamma_l \Gamma_h}{\Gamma_Z^2} \quad \left(= \frac{12\pi}{m_Z^2} \text{Br}_l \text{Br}_h \right).$$

Далее, из соотношения (11.1) следовала величина Γ_{inv} .

Недоступная для измерения парциальная ширина каналов распада Z с образованием нейтрино одного типа Γ_ν была определена из рассчитанного по теории электрослабого взаимодействия отношения Γ_ν/Γ_l^1 и измеренной величины Γ_e .

Таким образом, все необходимые данные были получены, и была определена величина N_ν .

На рис. 11.2 помимо измеренных в эксперименте величин σ_h нанесены соответствующие кривые для значений $N_\nu = 2, 3$ и 4, рассчитанные по экспериментальным данным.

Окончательный результат, полученный объединением данных всех четырех установок на 1995 г.: число типов нейтрино $N_\nu = 2,991 \pm 0,016$. Поколений оказалось действительно только три!

11.3. Как был найден последний кварк

Открытие b -кварка было воспринято физиками как обнаружение третьего поколения кварков, которое должно обязательно содержать еще один, «верхний» кварк (заряженный лептон третьего поколения, тау, к этому времени уже давно был открыт). Представление, что существуют три поколения кварков и лептонов, стало одной из основ стандартной модели².

Однако в физике частиц окончательное решение принадлежит эксперименту. Здесь еще сильнее, чем в политике и бизнесе, действует известный принцип «доверяй, но проверяй». В частности, в эксперименте должны быть проверены даже не вызывающие сомнения и общепринятые представления и теоретические предсказания (яркий пример необходимости следования этому принципу — открытие CP -несохранения в период всеобщей убежденности, что CP -инвариантность не может нарушаться).

Однако задача поиска шестого кварка не сводилась лишь к проверке одного из основных положений стандартной модели, после подтверждения которого можно было бы «закрыть тему».

Открытие и исследование каждого кварка приводило к появлению целой области новых, часто неожиданных, явлений. Было необходимо не только обнаружить t -кварк, но и изучить его свойства, прежде всего —

¹Точность такого расчета $\approx 0,01\%$.

²До непосредственного определения числа поколений не исключалась возможность, что их может быть и больше трех.

измерить массу (важный параметр теории), величина которой (в отличие от масс $W^\pm$ и Z) не могла быть даже приближенно определена теоретически.

В первых поисках топ-кварка исходили из предположения, что его масса находится где-то в области 10–20 ГэВ (к такой оценке приводила простая экстраполяция отношений масс кварков двух первых поколений). Эксперименты, начатые в конце 70-х годов на e^+e^- -коллайдерах в DESY и SLAC, постепенно повысили нижнюю границу возможной величины m_t до 30 ГэВ. Эта граница после ввода в действие более мощных e^+e^- -коллайдеров «Тристан» (Япония), SLC (США) и LEP была поднята в начале 90-х годов до $m_t > 45$ ГэВ.

В 80-х годах был начат поиск топ-кварка на $p\bar{p}$ -коллайдерах: сначала на $Spp\bar{S}$ при $E_{\text{сум}} = 630$ ГэВ (детекторы UA1 и UA2), где возможно было обнаружение t -кварка с массой до 70 ГэВ, затем на тэватроне (FNAL) при $E_{\text{сум}} = 1,8$ ТэВ, с помощью детекторов CDF и D0 (D-ноль).

При поиске t -кварков исходили из ожидаемого различия процессов их образования и конечных состояний распадов в разных областях масс. Учитывалось также, что чем больше масса t -кварков, тем меньше должно быть сечение их рождения.

К середине 1994 г. на D0 подняли нижнюю границу величины m_t до 128 ГэВ. К этому времени уже был получен ряд косвенных оценок m_t , основанных прежде всего на анализе параметров Z в рамках электрослабой теории. Согласно этим оценкам $130 \leq m_t \leq 210$ ГэВ. В том же 1994 г. на CDF наблюдали в области масс около 175 ГэВ 12 событий, соответствующих критериям отбора для t -кварков. Однако ожидаемый фон составлял примерно шесть событий, и хотя наиболее вероятной являлась интерпретация полученных данных как наблюдение t -кварка, статистическая обеспеченность результата была недостаточной, чтобы признать его обнаружением искомого кварка.

Наконец, в феврале 1995 г., в один и тот же день обе группы — CDF и D0 — направили в печать сообщения о наблюдении топ-кварка. Это произошло спустя более пятнадцати лет после того, как его начали искать, и, как стало ясно после измерения его массы и сечения рождения, по-видимому, это не могло произойти раньше: был необходим коллайдер не только с достаточной энергией, но и соответствующей светимости.

Тэватрон — коллайдер, который до запуска LHC останется рекордсменом по энергии ускоренных частиц, — начал работать в 1987 г. Его светимость постоянно повышали, и в 1994 г. она достигла необходимой для обнаружения топ-кварка величины $L = 10^{31} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.

Тэватрон, длина которого 6,28 км ($R = 1000$ м), размещен в кольцевом туннеле, вдоль которого установлено около 800 сверхпроводящих магнитов.

Универсальный магнитный детектор CDF функционирует, постепенно совершенствуясь, с момента запуска тэватрона. Он состоит из центрального детектора и одинаковых переднего и заднего торцевых детекторов. Его общая длина 26 м, вес — 5 000 т. Центральный детектор весом 2 000 т может выводиться из пучков во вспомогательное помещение для сервисных работ.

В первоначальной конфигурации CDF состоял из следующих элементов, размещенных слоями последовательно от вакуумной камеры к периферии: центральной трековой камеры, помещенной в сверхпроводящий соленоидальный магнит длиной 5 м и диаметром 3 м (в этой камере измерялись импульсы частиц); электромагнитных и адронных калориметров, составленных из 5 000 ячеек, служивших для идентификации струй и электронов, а также для измерения недостающей поперечной энергии E_T ; идентификатора мюонов.

В дальнейшем непосредственно вокруг вакуумной камеры, где происходили столкновения p - и $\bar{p}$ -пучков, был размещен кремниевый микровершинный детектор, который позволял точно реконструировать треки в плоскости, перпендикулярной пучкам, и предназначался для выявления вторичных вершин от распада b - и c -кварков.

Многоцелевой детектор D0, более компактный, чем CDF, был создан через пять лет после него. Основными требованиями к D0 при его создании были надежная идентификация электронов и мюонов и хорошая точность при измерении параметров струй и недостающей поперечной энергии E_T . Основными системами детектора являются немагнитный центральный трекер, калориметр (электромагнитный и адронный) на основе урана и жидкого аргона и мюонный спектрометр.

В области возможных масс топ-кварков, в которых произво­дился их поиск на CDF и D0, наиболее вероятны их рождение парами $t\bar{t}$ и распады $t \rightarrow W^+b$, $\bar{t} \rightarrow W^-b^1$.

В соответствии с этим ставилась задача обнаружения состояний $W^+bW^-\bar{b}$, которые свидетельствовали бы о рождении и распаде пары $t\bar{t}$ (очевидно, что это состояние обладает существенно более четкими поисковыми признаками, чем конечное состояние от распада одного t -кварка, и, соответственно, значительно лучшим отношением возможного сигнала к фону).

Различные топологии иско­мых конечных состояний определяются распадами W , которые могут быть как адронными $W \rightarrow q\bar{q}'^2$, проявляю-

¹ В этой области масс t -кварков их время жизни должно быть столь мало ($\tau_t \leq 10^{-24}$ с), чтобы они распались, не успев образовать адроны. При поиске t -кварков на других ускорителях, в области меньших масс, учитывали, что они могут войти в состав адронов (в частности, образовать $t\bar{t}$ -кварконий).

² В распадах $W \rightarrow q\bar{q}'$ один из кварков «верхний» ($Q = +2/3$), другой — «нижний» ($Q = -1/3$), чтобы $Q(q\bar{q}') = \pm 1$.

щимися в виде двух (или более) струй, так и лептонными ($W \rightarrow e\nu_e$, $W \rightarrow \mu\nu_\mu$, $W \rightarrow \tau\nu_\tau$). Поэтому возможны три типа распадов пары W^+W^- :

- а) адронные распады обоих W ;
- б) адронный распад одного W и лептонный — другого;
- в) лептонные распады обоих W .

Состояния а) трудно отделить от фоновых многоструйных событий, и для поиска t -кварков они не использовались. Не рассматривались также состояния б) и в) с образованием в лептонных распадах трудно идентифицируемых τ -лептонов.

Таким образом, поиск t -кварков производился в процессах

$$t\bar{t} \rightarrow W^+bW^-\bar{b} \rightarrow q\bar{q}'l\nu_l b\bar{b} \quad (\text{лептон} + \text{струи}),$$

$$t\bar{t} \rightarrow W^+bW^-\bar{b} \rightarrow \bar{l}\nu_l l\bar{\nu}_l b\bar{b} \quad (\text{дилептон} + \text{струи}),$$

где l — электроны или мюоны. Эти процессы составляют соответственно 30 % и 5 % от общего числа распадов $t\bar{t} \rightarrow WbW\bar{b}$.

Дилептонные события содержат два противоположно заряженных лептона с большим поперечным импульсом p_T и две (или более) струи, созданные распадающимися b -кварками, и имеют большую недостающую поперечную энергию E_T , свидетельствующую об образовании нейтрино.

События «лептон + струи» содержат заряженный лептон с большим p_T , струи от распада W и двух b -кварков и имеют большую величину E_T ¹.

При энергии тэватрона рождение пары $t\bar{t}$ — процесс чрезвычайно редкий (как показали описываемые эксперименты, он происходит приблизительно один раз на 10^{10} $p\bar{p}$ -столкновений). Для получения необходимого количества исходных данных, сделавшего возможным обнаружение t -кварка, потребовались многомесячные экспозиции CDF и D0 в сеансах работы тэватрона 1992–1993 и 1994–1995 гг.

Для выделения одного искомого события следовало отфильтровать десятки миллиардов фоновых. Наибольшую часть ненужных событий отсекали многоуровневые триггеры, оставлявшие только события, содержавшие электроны или мюоны с большим p_T и имевшие большую недостающую энергию E_T . (Триггер D0 включал также в некоторых случаях требование о наличии струй.) Отбор и анализ данных в режиме off line в экспериментах CDF и D0 несколько различались.

Здесь будет рассказано только о тех экспериментах, в которых t -кварки были обнаружены.

¹В описываемых экспериментах на CDF выделялись лептоны с $p_T \geq 20$ ГэВ/с, струи с $p_T \geq 15$ ГэВ/с и требовалось $E_T \geq 20$ ГэВ. Сходные критерии для p_T лептонов и струй и для E_T применялись и на D0.

Микровершинный детектор CDF позволял обнаруживать вторичные вершины от распада b -кварков в струях, ими образованных. Эффективность использования таких « b -меток» для отбора искоемых событий в процессах «лептон + струи» иллюстрирует рис. 11.3. На этом рисунке показаны числа отобранных событий до использования b -меток (кружки), с b -метками (треугольники) и ожидаемых фоновых событий с b -метками (заштрихованы) в зависимости от числа струй. В случаях, когда наблюдаются три и более струи, число событий с b -метками существенно превышает фон (соответственно 27 и $6,7 \pm 2,1$). На врезке рис. 11.3 показано распределение времен образования вторичных вершин в этих 27 струях с b -метками. Оно соответствует приведенному там же для сравнения распределению, ожидаемому для b -кварков от распада $t\bar{t}$.

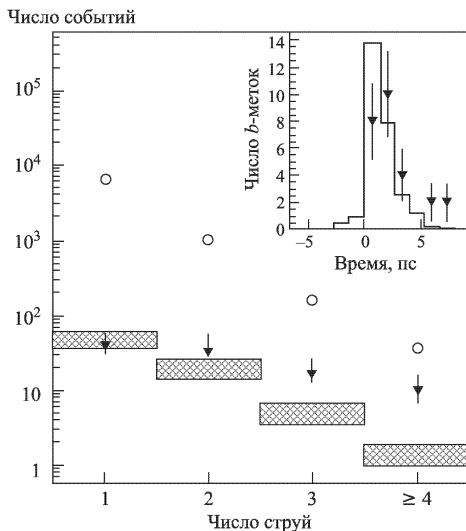


Рис. 11.3. Первые результаты по обнаружению t -кварков на установке CDF (тэватрон). Показано количество отобранных событий и величина фона в зависимости от числа струй и наличия метки о распаде частиц, образовавших струи (b -метки)

Эффективность обнаружения b -кварков в струях по вторичным вершинам составляла $\approx 40\%$. Использовался на CDF и другой, менее эффективный, метод мечения струй от b -кварков — по вторичным лептонам от их полулептонных распадов. В тех же процессах «лептон + струи» было найдено 23 события с такой меткой при фоне $15,4 \pm 2,0$.

Дилептонных событий на CDF было зарегистрировано шесть (пять $e\mu$ и одно $\mu\mu$) при фоне $1,3 \pm 0,5$, причем многие из струй в этих событиях имели b -метки.

Определенные из событий с b -метками и не менее чем четырьмя струями массы t -кварков группировались в интервале 150–190 ГэВ (средняя — 175 ГэВ).

Вероятность, что выявленный на CDF сигнал являлся флуктуацией фона, составляла $3,7 \cdot 10^{-7}$, что соответствует различию сигнала от фона в пять стандартных отклонений (σ). Полученный результат означал наблюдение топ-кварка.

На D0 микровершинного детектора не было и мечение струй, образованных b -кварками, производилось по мюонам от их полупертоновых распадов. При анализе событий здесь использовали дополнительные кинематические критерии, из которых наиболее эффективный — скалярная сумма поперечных энергий струй H_T . Результаты D0 приведены в табл. 11.1, где указаны каналы возможных конечных состояний от распадов $t\bar{t}$, минимальное число струй в отобранных событиях N_j , минимальная величина параметра H_T (ГэВ) и число наблюдаемых событий в каждом канале.

Таблица 11.1

Канал	N_j	H_T , ГэВ	Число событий
$e\mu$ + струи	2	120	2
ee + струи	2	120	0
$\mu\mu$ + струи	2	100	1
e + струи	4	200	5
μ + струи	4	200	3
e + струи/ μ^*	3	140	3
μ + струи/ μ^*	3	140	3

*Струи с μ -меткой.

Общее число обнаруженных событий 17 при ожидаемом фоне $3,8 \pm 0,6$. Вероятность, что эти 17 событий являются результатом флуктуации величины фона, составляла $2 \cdot 10^{-6}$ (различие сигнала и фона 4,6 σ).

Было проведено, как и на CDF, тщательное исследование фоновых процессов с целью определить возможное число случаев, когда они могли бы имитировать распад $t\bar{t}$. Была проверена интерпретация полученного сигнала с использованием ряда дополнительных критериев (например, соответствие наблюдавшегося распределения событий по каналам с ожидаемым для $t\bar{t}$ -распада).

Таким образом, как на CDF, так и на D0 топ-кварки были обнаружены, и началось их исследование. Первый результат — измерение массы t -кварков, большая величина которой является загадкой. Сечение их рождения $\sigma(p\bar{p} \rightarrow t\bar{t})_{1,8 \text{ ТэВ}} \approx 6,5\text{--}7,0$ пб соответствует ожидаемому при их массе.

Топ-кварк — самая тяжелая из обнаруженных частиц. Его наблюдение потребовало усилий, предельных при существовавших возможностях эксперимента¹.

¹Отметим, что на тэватроне были открыты три из четырех частиц третьего поколения (b - и t -кварки и ν_τ).

В настоящее время светимость тэватрона значительно повышена, что позволяет проводить систематические исследования топ-кварка. В дальнейшем эти исследования будут продолжены на LHC, где будет «производиться» от 10 до 100 миллионов t-кварков в год.

11.4. Бозоны Хиггса

Как было сказано в 11.1, стандартная модель исходит из представления, что массы частиц возникают при спонтанном нарушении симметрии электрослабого взаимодействия в процессе их взаимодействия с полем гипотетических бозонов Хиггса (обычно их для краткости называют просто хиггсами).

Хиггсы, как и калибровочные бозоны, проявляются в виртуальном состоянии как кванты соответствующего поля (поля Хиггса), но должны существовать и в виде реальных физических частиц.

Однако бозоны Хиггса существенно отличаются как от калибровочных бозонов, так и от всех остальных фундаментальных частиц, прежде всего по таким определяющим характеристикам, как спин и взаимодействие с другими частицами.

Хиггсы — единственные из всех фундаментальных частиц — не имеют спина¹.

Специфичность взаимодействий хиггсов с другими фундаментальными частицами определяется их «предназначением» давать им всем массы (в том числе и самим себе в процессе «самодействия»): константы взаимодействия хиггсов с кварками и лептонами пропорциональны массе этих частиц (для виртуальных хиггсов это означает, что чем сильнее они взаимодействуют с частицей, тем большую массу они ей «дают»).

Роль бозонов Хиггса, которую они играют в общем сценарии стандартной модели, уникальна и становится особенно наглядной, если представить себе картину мира, соответствующую этой модели, но в котором их нет: частицы были бы не просто неразличимыми по массе — они бы вообще не имели массы — а тогда неоткуда было бы взяться массе и в макромире. Но это уже сюжет для писателей-фантастов.

Бозоны Хиггса — особая форма материи. И узнать, действительно ли они существуют, необходимо для понимания механизма появления масс частиц, а также для понимания природы вакуума. Поэтому поиск бозонов Хиггса — наиболее важная экспериментальная задача современной физики частиц.

В простейшем варианте теории, принятом стандартной моделью, должен существовать только один тип бозона Хиггса, не имеющий элек-

¹Четность хиггсов положительна, и в соответствии с классификацией частиц по их спину и четности они являются скалярными частицами.

трического заряда (обозначение H^0). Согласно теории суперсимметрии (см.12.2 и 14.1.2) должны быть как нейтральные, так и заряженные хиггсы ($H^\pm$).

Хиггсы должны быстро распадаться, преимущественно с образованием более тяжелых из возможных частиц. Конкретные каналы распада хиггсов зависят от их массы. При $m_{H^0} \leq 140$ ГэВ наиболее вероятен распад $H^0 \rightarrow b\bar{b}$, при $m_{H^0} \geq 200$ ГэВ должны происходить легко идентифицируемые распады $H^0 \rightarrow W^+W^-$, $H^0 \rightarrow Z^0Z^0$. При больших массах хиггсов их важным поисковым признаком становятся большие поперечные импульсы частиц распада.

За последние годы, по мере того как эксперимент уточнял параметры теории электрослабых взаимодействий, оценка ожидаемой массы H^0 эволюционировала от «вряд ли превышает 1 ТэВ» до 70–90 ГэВ как наиболее вероятных и 150–200 ГэВ как верхнего предела. Соответственно менялись и представления о возможности их экспериментального обнаружения. Первоначально это была «задача для суперколлайдеров». Однако в 1999 г., незадолго до того, как LEP должен был закончить работу и освободить туннель, чтобы в нем был начат монтаж LHC (по плану — в сентябре 2000 г.), выяснилось, что хиггсы «где-то рядом» и LEP имеет реальные шансы их открыть.

На LEP наступила пора предельного напряжения. К лету 1999 г. энергия пучков была поднята до максимально возможной величины — 100 ГэВ, а затем, в начале 2000 г., еще на несколько ГэВ. Все четыре установки тщательно, интервал за интервалом, повышали порог образования хиггсов, делая оставшуюся область возможного их появления все уже. В июле 2000 г., несмотря на отсутствие каких-либо указаний на хиггсы, было решено продолжить работу LEP до 1 октября. Началась драматическая гонка со временем.

1 августа, на Международной конференции по физике высоких энергий, было доложено, что хиггсов с массой, меньшей 113 ГэВ, нет. А 5 сентября стало известно, что на установке ALEPH обнаружены три события — кандидаты в хиггсы с массой 114 ГэВ. Эти события, имевшие вид четырех струй, соответствовали ожидаемому процессу образования $e^+e^- \rightarrow H^0Z$. Два сходных события наблюдались на DELPHI. Работа LEP была продлена до 2 ноября 2000 г. За оставшееся время кандидаты в хиггсы с массой ~ 115 ГэВ были обнаружены также на установках L3 и OPAL¹.

И вот отпущенное LEP время, включая дополнительные шесть недель, истекло. Перед руководством ЦЕРНа встала дилемма: продлить еще работу LEP, отодвинув начало, а соответственно, и завершение работ по

¹Отметим, что масса наблюдавшихся кандидатов в хиггсы была предельной для их обнаружения на LEP (вероятность регистрации подобных частиц с массой 116 ГэВ была уже заметно меньше).

созданию LHC, или же закрыть LEP. Ситуация усложнялась тем, что зимой 2000–2001 гг. все ускорители ЦЕРНа должны были быть отключены, поэтому продолжение экспериментов на LEP означало его работу в 2001 г. Коллектив LEP и «болельщики» из других подразделений ЦЕРНа были за продолжение. Однако руководство ЦЕРН приняло другое решение, исходя из того, что LHC — это дорога в будущее физики частиц. 2 ноября 2000 г. LEP был остановлен.

Итог заключительного этапа его работы — получено серьезное указание на существование хиггсов с массой около 115 ГэВ.

Пожелаем участникам этой эпопеи, чтобы их результат был подтвержден дальнейшими экспериментами!

Теперь — надежда на тэватрон. А впереди — LHC, о котором мы расскажем в 14.2.

Глава 12

ЗА ПРЕДЕЛАМИ СТАНДАРТНОЙ МОДЕЛИ

Эксперименты на ускорителях следующего поколения, прежде всего на ЛНС, позволят уже в близком будущем решить вопрос о справедливости оставшихся непроверенными предположений стандартной модели. Вполне вероятно, что эти предположения будут подтверждены и создание экспериментального фундамента стандартной модели будет завершено. Но это отнюдь не будет означать, что физика частиц, построив величественное здание стандартной модели, выполнила свое предназначение и исчерпала себя, оставив на долю физиков лишь мелкие доделки.

Стандартная модель не охватывает всей совокупности проблем, возникающих при исследовании частиц и управляющих ими глобальных законов, не может дать ответ на многие вопросы (в частности, чем определяется число фундаментальных частиц и их масса), и мысль теоретиков уже давно вышла за пределы существующей стандартной модели, намечая пути ее расширения и дальнейшего развития. Они разрабатывают новые теоретические модели, предполагающие еще большую стройность построения нашего мира, и предсказывают новые, еще не открытые явления. Поиск этих явлений стал актуальной задачей экспериментальной физики. Этот поиск уже ведется, но особый размах он приобретет с выходом ускорителей в область ТэВ-ных энергий, где можно ожидать проявлений «новой физики», в том числе и совершенно неожиданных и потому особенно интересных. Результаты принципиальной значимости можно ожидать и в других, неускорительных экспериментах, прежде всего на гигантских подземных детекторах.

В этой главе будет рассказано о двух важнейших гипотезах, которые могут определить новый этап в развитии физики частиц и поиск экспериментального подтверждения которых ведется наиболее интенсивно.

12.1. Великое объединение.

Поиск распада протона

После создания теории, объединившей слабые и электромагнитные взаимодействия, вполне естественным стало предположение о возможном объединении этих взаимодействий с сильным. Такое объединение называли великим (по-английски — Grand Unification).

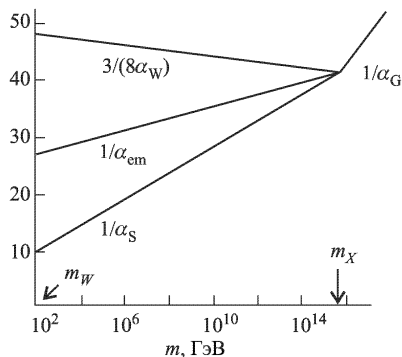
Согласно теории великого объединения (ТВО) сильное, слабое и электромагнитное взаимодействия являются различными проявлениями одного и того же фундаментального взаимодействия, характеризуемого своей константой связи α_{GU} и некоторой глобальной симметрией, охватывающей симметрии объединяемых взаимодействий. Квантами поля этого взаимодействия должны быть сверхтяжелые промежуточные бозоны (X -бозоны).

Наиболее полно великое объединение должно проявляться при энергии, соответствующей массе X -бозонов и составляющей, по теоретическим оценкам, $m_X \approx 10^{15} - 10^{16}$ ГэВ. При этой энергии константы связи слабого, электромагнитного и сильного взаимодействий (α_W , α_{em} , α_S) должны стать одинаковыми по величине и равными α_{GU} .

У читателя может возникнуть естественный вопрос: как могут стать равными друг другу три константы, которые, как мы знаем, существенно различаются?

Дело в том, что константы связи α_W , α_{em} и α_S в действительности не являются постоянными, а зависят (хотя и слабо) от энергии взаимодействия (поэтому их называют «бегущими константами», что звучит довольно парадоксально).

Представлениям ТВО соответствуют результаты экстраполяции измеренных при ускорительных энергиях величин α_W , α_{em} и α_S , показывающие, что они сходятся приблизительно в одной и той же точке при энергии $E \approx 10^{15} - 10^{16}$ ГэВ. Это иллюстрирует рис. 12.1, на котором для наглядности представлены обратные величины $1/\alpha_W$, $1/\alpha_{em}$ и $1/\alpha_S$, линейно зависящие от $\lg E$.



Следует, однако, иметь в виду, что экстраполяция через интервал энергий, превышающий 12 порядков, может быть справедливой, только если во всем этом интервале не вступают в действие новые процессы, которые могут изменить ход энергетической зависимости констант связи.

Рис. 12.1. Схождение констант связи при больших энергиях; m_X — масса X -бозонов великого объединения

Согласно соотношениям неопределенности $\Delta E \geq \hbar/\Delta t$ и $\Delta q \geq \hbar/\Delta x$ процессы с большим выделением энергии ΔE или с передачей большого импульса Δq должны происходить в соответствующей малой области пространства. Из второго соотношения это видно непосредственно, из первого соотношения следует величина интервала времени Δt , который, будучи помноженным на скорость света c , определяет радиус области взаимодействия $r = \Delta t c$.

Шкале выделяемых при взаимодействии энергий ΔE или передаваемых импульсов Δq соответствует шкала расстояний, на которых эти процессы происходят. Выделяемой энергии $\Delta E \approx 10^{15}$ ГэВ соответствует размер области взаимодействия $r \leq 10^{-28}$ см (!). Столь малые размеры мы не можем себе представить. Приведем такой пример: если протон увеличить до размеров Солнца, то величине $r_{\text{GU}} \approx 10^{-28}$ см будет соответствовать 1 мк.

Энергия объединения $\approx 10^{15} - 10^{16}$ ГэВ несоизмерима с той, которая сможет быть достигнута когда-либо в далеком будущем на самом большом ускорителе (будем надеяться, что человечество не только доживет до этих далеких времен, но и сохранит активный интерес к исследованию окружающего мира). На несколько порядков энергия объединения превышает и наибольшую наблюдавшуюся энергию частиц космических лучей. Так что экспериментаторам вряд ли предстоит когда-либо непосредственно исследовать процессы взаимодействия частиц при энергии $\approx 10^{15} - 10^{16}$ ГэВ. Однако такие процессы происходили на ранних стадиях развития Вселенной, во многом определивших ее облик, и оставили по себе некоторые свидетельства (о возможности проверки моделей великого объединения по космологическим данным будет рассказано в 13.1).

В то же время процессы, обусловленные великим объединением, должны проявляться не только при сверхвысоких энергиях.

Теория великого объединения должна включать симметрию, охватывающую как симметрию электрослабого взаимодействия, так и симметрию сильного¹. Другими словами, ТВО должна содержать некоторую симметрию кварков и лептонов, благодаря которой они входят в состав одних и тех же супермультиплетов. Эта симметрия, точная при энергии объединения, в доступной нам области сильно нарушена. И все же она должна перемешивать кварки и лептоны в их взаимодействиях с полем X -бозонов, что делало бы возможным превращение кварков в лептоны и приводило бы к распаду протонов с образованием лептонов. Очевидно, что в этом случае не сохранялся бы не только барионный заряд B , но и общий лептонный заряд L .

Распады протонов — главное следствие ТВО, а их поиск — основной способ проверки этой теории. Предсказываемые ТВО средние времена жизни протонов $\tau(p)$ зависят от конкретной теоретической модели и составляют от 10^{30} лет и больше (для сравнения напомним, что возраст нашей Вселенной от Большого взрыва до наших дней порядка 10^{10} лет).

¹Электрослабому взаимодействию соответствует симметрия $SU(2) \times U(1)$, объединяющая симметрии слабого и электромагнитного взаимодействий, сильному взаимодействию соответствует симметрия $SU(3)$.

Со временем жизни протонов связана в ТВО масса X -бозонов:

$$\tau(p) \approx K \frac{m_X^4}{\alpha_{\text{GU}}^2},$$

где K — множитель, зависящий от конкретной теоретической модели.

Оценим возможность наблюдения распада протонов и измерения $\tau(p)$.

В одном грамме водорода содержится $6 \cdot 10^{23}$ протонов, соответственно в 100 тоннах их $6 \cdot 10^{31}$ и в среднем 60 из них должны распасться за один год при $\tau(p) = 10^{30}$ лет. Таким образом, для поиска распада протонов нужны чувствительные детекторы, с массой в сотни и тысячи тонн, способные регистрировать отдельные акты этих распадов. Для уменьшения фона от космических лучей эти детекторы размещают глубоко под землей.

Основным каналом распада протонов, предсказываемым ТВО и использованным в поисковых экспериментах, является процесс $p \rightarrow e^+ + \pi^0$. Образующийся позитрон и два фотона от распада π^0 создают в веществе детектора три электромагнитных каскада, суммарная энергия которых равна массе протона.

Производился поиск и других предполагаемых каналов распада протонов (а также нейтронов, входящих в состав стабильных ядер).

Детекторами распада служили либо калориметры из чередующихся тонких слоев металла и плоскостей координатных датчиков, либо водяные черенковские счетчики.

На рис. 12.2 приведены данные подземных детекторов, используемых (или использовавшихся) для поиска распада протонов, и оценки величин $\tau(p)$, которые эти детекторы могли бы обнаружить за пять лет¹.

При создании первых детекторов исходили из времени жизни $\tau(p) \approx 10^{30}$ лет, предсказанного наиболее популярной тогда моделью ТВО. Затем, когда измеренная нижняя граница $\tau(p)$ оказалась больше этой величины, стали создавать еще более чувствительные установки.

Большие и высокочувствительные детекторы для многолетних экспериментов, рассчитанных на регистрацию единичных событий, должны удовлетворять исключительно высоким требованиям, особенно относящимся к их стабильности, надежности и подавлению фоновых процессов. Например, вода для больших черенковских детекторов проходит тщательнейшую очистку от всех возможных примесей.

До настоящего времени ни одного надежного случая распада протона не обнаружено. Наиболее жесткие ограничения на величину $\tau(p)$, в частности $\tau(p)/\text{Br}(p \rightarrow e^+ + \pi^0) > 5 \cdot 10^{32}$ лет, были получены с помощью большого (8 000 т) водяного черенковского детектора IMB (США). Следующие результаты ожидаются от гигантской подземной установки «Супер-

¹ Многие из этих детекторов служат одновременно для исследования космических нейтрино, а также поиска магнитных монополей, о которых будет рассказано немного ниже.

камиоканде», сооруженной в Японии совместно с США. Это водяной черенковский детектор с кольцевым изображением регистрируемых частиц (RICH), содержащий 50 000 т воды и имеющий форму цилиндра диаметром 39 м и высотой 41 м. Детектор оптически разделен на внутренний (рабочий) объем, просматриваемый 11 200 ФЭУ, и внешний (защитный) объем, содержащий 2 200 ФЭУ и работающий в режиме антисовпадений.

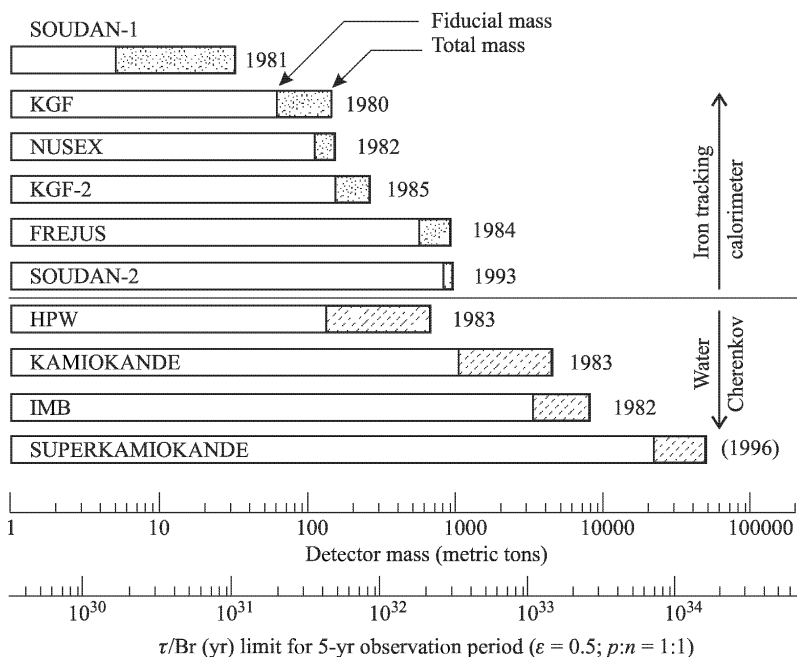


Рис. 12.2. Поиски распада нуклонов подземными детекторами (RPP, Phys. Rev. 1994. V. 50. No. 3). Верхняя шкала — массы детекторов (рабочего объема и полные) в тоннах. Нижняя шкала — возможности наблюдения среднего времени жизни τ (лет) за пять лет экспозиции при доле регистрируемых распадов β , эффективности установки $\epsilon = 0,5$, отношении $p : n = 1$ и отсутствии фона

Хочется, чтобы на этой установке распад протона был обнаружен и тем самым было доказано существование великого объединения. Это было бы важнейшим открытием, которое даст новое, более глубокое понимание многих проблем физики частиц.

А если распад протона не удастся наблюдать и на «Суперкамиоканде»? Сейчас трудно сказать, будет ли в этом случае сооружена еще более грандиозная установка (что-нибудь вроде «Суперсуперкамиоканде»), но она вряд ли смогла бы существенно повысить предел величины $\tau(p)$,

поскольку $\tau(p) \geq 10^{35}$ лет представляется недостижимым для измерения (прежде всего из-за неизбежного фона от космических нейтрино). И поэтому не исключено, что вопрос о стабильности протона не сможет быть решен в прямом эксперименте (будет обидно, если протон все же распадается, но время его жизни превышает предельные возможности эксперимента).

В этом случае для прямой проверки ТВО останется лишь нелегкий поиск некоторых других явлений, предсказываемых различными моделями этой теории.

Одно из таких явлений — образование магнитных монополей, т. е. изолированных магнитных полюсов.

Гипотеза о возможности их существования была высказана П. Дираком почти 70 лет назад. Это должны быть весьма необычные объекты, свойства которых противоречат нашему привычному представлению о магнитах, имеющих всегда два полюса, разделить которые невозможно (как мы знаем со школьных времен, если магнит разрезать пополам, получатся два магнита, каждый из которых имеет по два полюса).

Из моделей ТВО существование магнитных монополей следует довольно определенно. Однако их массы в соответствии с этой теорией должны быть больше m_X примерно на два порядка. Поэтому образоваться они могли бы только во время Большого взрыва. Поскольку магнитные монополи разных знаков должны взаимно уничтожаться, требовались определенные условия, чтобы они могли сохраниться до нашего времени. Поиски реликтовых магнитных монополей основаны на сильной ионизации, которую они должны производить вследствие магнитного взаимодействия с электронами вещества, или на появлении импульса тока в сверхпроводящей катушке при прохождении через нее магнитного монополя. Эти поиски дали (пока?) лишь верхнюю границу величин их возможного потока.

Интересным предсказанием одной из моделей ТВО является возможность взаимопревращения в вакууме нейтронов и антинейтронов (осцилляции нейтронов).

Ожидаемое среднее время для такого перехода $t(n \rightarrow \bar{n})$ — от года и больше. Поиск $n \rightarrow \bar{n}$ -переходов производился в нейтронных пучках реакторов. Такие переходы не обнаружены. (Нижняя граница $t(n \rightarrow \bar{n}) \geq 3$ лет.)

Однако несмотря на отсутствие до настоящего времени прямого экспериментального подтверждения великого объединения, его существование представляется весьма вероятным. Во-первых, привлекательна общая концепция ТВО. Во-вторых, впечатляют вряд ли случайные успехи моделей ТВО в получении некоторых конкретных результатов. Из простейшей модели великого объединения, основанной на $SU(5)$ -симметрии, для параметра электрослабой теории (см. 10.3) следует величина $\cos^2 \theta_W = 0,221$,

совпадающая с измеренной вплоть до третьего знака (стандартная модель не может определить эту величину теоретически и берет ее из эксперимента). Из этой же модели ТВО следует, что кварки должны иметь дробные заряды $-1/3$ и $2/3$ ¹, что разность электрических зарядов лептонов одного поколения должна быть равна этой величине для кварков и т. д.

Правда, та же $SU(5)$ -модель предсказывала время жизни протона $\tau(p) \approx 10^{30}$ лет, но есть возможность ее дополнения, которое снимет это противоречие с экспериментом.

Основные идеи ТВО приняты в качестве рабочей гипотезы при рассмотрении ряда проблем физики частиц, особенно в ее приложении к космологии при воссоздании картины Большого взрыва (об этом будет рассказано в 13.1).

Можно ожидать, что одним из этапов расширения стандартной модели явится включение в нее ТВО. Однако возможно, что великое объединение реализуется несколько иначе, чем это следовало из его первоначальных моделей.

12.2. Суперсимметрия

Основная идея этой теории — существование симметрии фермионов и бозонов. И хотя эта симметрия должна быть сильно нарушена, она кажется противоречащей устоявшимся представлениям, согласно которым фермионы и бозоны принципиально различны и выполняют разные функции: фермионы — источники полей, бозоны — кванты этих полей, переносчики взаимодействий.

Однако суперсимметрия привлекательна, поскольку на ее основе может быть решен ряд теоретических проблем, возникающих в стандартной модели. Более того, теоретическая разработка идей суперсимметрии показывает возможность создания на этой основе теории так называемой супергравитации, являющейся своего рода обобщением общей теории относительности и теории суперобъединения, охватывающей все фундаментальные взаимодействия, включая гравитационное. Помимо этого, суперсимметрия «предлагает» возможных кандидатов на роль небарионного темного вещества Вселенной (см. 13.2). Теория суперсимметрии, начало которой положил в 1970–1971 гг. советский физик Ю. Гольфанд, интенсивно развивается. Физики-теоретики называют суперсимметрию женским именем Сузи (от *super symmetry*), и многие из них выражают этой даме свои симпатии.

¹ В стандартной модели дробные заряды кварков были введены на основе феноменологического анализа совокупности данных, а затем подтверждены экспериментально.

Основное предсказание теории суперсимметрии — существование у всех типов частиц партнеров с отличающимся на $1/2$ спином: суперсимметричными партнерами для фермионов являются бозоны, для бозонов — фермионы. Таким образом, если суперсимметрия существует, число частиц разных типов за счет этих партнеров должно быть удвоено.

В табл. 12.1 приведены некоторые суперсимметричные частицы и их «обычные» партнеры. Названия суперсимметричных частиц производят от названий их партнеров, прибавляя либо окончание «ино» (например, фотино, глюино), либо букву «с» в начале (например, скварк, слептон). Обозначают их тильдой над символом.

Таблица 12.1

Суперсимметричные партнеры некоторых частиц

Спин J	$J = 1$	$J = 1/2$	$J = 0$
	γ (фотон)	$\tilde{\gamma}$ (фотино)	
	g (глюон)	$\tilde{g}$ (глюино)	
		q (кварк)	$\tilde{q}$ (скварк)
		l (лептон)	$\tilde{l}$ (слептон)

Большинство экспериментов по поиску суперсимметричных частиц исходит из так называемой минимальной суперсимметричной стандартной модели. Согласно этой модели обычные частицы могут рождать суперсимметричные только парами, а легчайшая суперсимметричная частица (ЛСЧ) должна быть стабильной. Космологические данные указывают, что ЛСЧ (если они существуют) электрически нейтральны и слабо взаимодействуют с обычными частицами¹.

До настоящего времени суперсимметричные частицы не обнаружены. Однако это может быть объяснено тем, что их массы значительно больше, чем у обычных частиц, и они не могли быть обнаружены в той области масс, где производился их поиск. (По теоретическим оценкам, наиболее вероятные значения их масс должны лежать в области от 100 ГэВ до 1 ТэВ.)

О поиске суперсимметричных частиц, одной из главных задач XXI в., будет рассказано в 14.1. Открытие этих частиц явилось бы доказательством суперсимметрии и кардинально расширило бы круг представлений физики частиц.

¹О возможной роли ЛСЧ в космологии см. 13.2.

Глава 13

ФИЗИКА ЧАСТИЦ И ВСЕЛЕННАЯ

Физика частиц, исследуя явления микромира, выявляет наиболее общие, глобальные принципы и законы, по которым построен наш мир. Поэтому вполне естественным стало взаимопроникновение физики частиц с космологией, наукой о развитии Вселенной как целого, и астрофизикой, изучающей физические процессы в астрономических объектах. Исследование явлений, происходящих в предельно малых областях пространства, оказалось необходимым для понимания процессов космического масштаба. В то же время космология и астрофизика дают физике частиц ценнейшую информацию, которая не может (и не сможет) быть получена с помощью самых больших ускорителей, позволяют проверять теоретические модели и ставят задачи перед экспериментаторами.

13.1. Ранняя Вселенная

Любуясь в ясную ночь видом звездного неба, мы поражаемся огромностью открывающегося перед нами пространства и количеством звезд. Однако невооруженным глазом мы видим в лучшем случае десятки тысяч из приблизительно 100 миллиардов звезд, составляющих нашу Галактику. А в доступной для исследования с помощью мощных телескопов области Вселенной содержится около 100 миллиардов галактик, и общее количество звезд в них оценивается приблизительно в 10^{22} .

Наше воображение не в состоянии представить ни такого количества звезд, ни расстояний в сотни миллионов и даже миллиарды световых лет¹, на которых находятся от нас дальние галактики (для сравнения: от нашего Солнца свет идет до Земли около восьми минут). Поэтому ко Вселенной мы относимся с невольным благоговением и ассоциируем ее с понятиями бесконечности, вечности и неизменности. Тем удивительнее, что современная наука оказалась в состоянии рассматривать Вселенную в целом, исследовать ее общее развитие во времени и пространстве, установить факт ее рождения и подробно восстановить его картину.

Наш рассказ обо всем этом мы начнем с того времени (1916 г.), когда А. Эйнштейн завершил создание общей теории относительности. Эта теория, изложение которой выходит далеко за рамки данной книги, устанавли-

¹ Световой год — расстояние, которое свет проходит за один год ($\approx 10^{13}$ км).

ливают связь сил тяготения со свойствами пространства и времени. Вскоре после создания общей теории относительности Эйнштейн попытался применить эту теорию к описанию Вселенной как целого, рассматривая ее неизменной во времени, т.е. стационарной. Полученные им результаты оказались противоречащими данным наблюдательной астрономии.

В 1922–1924 гг. советский ученый А. Фридман решил уравнения общей теории относительности для всей Вселенной, отказавшись от требования ее стационарности, и получил поразительный результат: оказалось, что Вселенная обязательно должна эволюционировать. Ее развитие может происходить по одной из двух моделей, схематически представленных на рис. 13.1: она либо неограниченно расширяется, либо расширение со временем сменяется сокращением и возвращением в исходное состояние. Вселенная неограниченно расширяется, если ее средняя плотность ρ не превышает некоторого критического значения ρ_c . Если же $\rho > \rho_c$, за расширением Вселенной должно последовать ее сжатие. Величины ρ и ρ_c меняются в ходе развития Вселенной, но большая из них всегда остается большей, и поэтому судьба Вселенной определяется уже в ее раннем детстве.

Фридмановская модель Вселенной настолько противоречила устоявшимся представлениям, что поначалу даже Эйнштейн не принял ее. Но через несколько месяцев Эйнштейн признал, что ошибался не Фридман, а он сам — и опубликовал об этом специальную заметку¹.

В 1925 г. в возрасте 37 лет Фридман умер. А через четыре года космологическое расширение Вселенной было открыто американским астрономом Э. Хабблом. Он обнаружил, что галактики удаляются от нас, притом со скоростями, пропорциональными расстоянию до них. Такое «разбегание» галактик во всей видимой Вселенной свидетельствует, что она «разбухает». Это часто поясняют на двумерной модели: если раздуть резиновый шар, на поверхности которого нанесено множество точек, то расстояние между любыми двумя точками будет увеличиваться со скоростью, пропорциональной этому расстоянию.

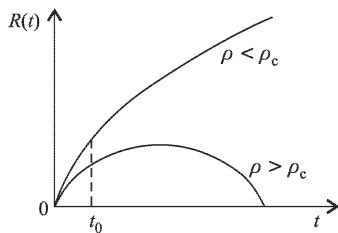


Рис. 13.1. Возможные варианты развития Вселенной. $R(t)$ — расстояние между произвольными космологическими объектами; ρ — средняя плотность вещества во Вселенной; t — время от Большого взрыва; ρ_c — критическая плотность; t_0 — настоящее время

¹«Фридман открыл «на кончике пера» самое грандиозное явление из всех, известных сейчас людям» (А. Сахаров. Воспоминания. Нью-Йорк: Изд-во им. Чехова, 1990). Фридман был также одним из создателей современной теории турбулентности, одного из направлений динамической метеорологии и т.д. А во время Первой мировой войны он был летчиком-испытателем (георгиевский кавалер, награжден золотым оружием).

При этом, если наблюдать это расширение, «находясь» в некоторой (произвольной) точке на поверхности шара, будет казаться, что эта точка является неподвижным центром, относительно которого и происходит «разбегание» остальных точек. Однако очевидно, что такая же картина будет наблюдаться в любой другой точке на этой поверхности.

Аналогично, наблюдение Хаббла отнюдь не означает, что мы находимся в некотором центре Вселенной: такое наблюдение могло бы быть, в принципе, сделано в любой ее точке.

Свое открытие Хаббл сделал, сопоставляя красное смещение¹ в спектрах далеких галактик с расстоянием до них, которое оценивал по их видимой светимости².

Величина этого смещения, т. е. изменение длины волны $\Delta\lambda$, пропорциональна скорости относительного движения источника в направлении луча зрения. Поэтому скорость удаления галактик может быть довольно точно измерена спектрометрическим методом. Менее точным является определение расстояний до далеких галактик: первоначальная оценка этих величин Хабблом оказалась на порядок меньше полученной в более поздних исследованиях.

Таким образом, расстояние R между любыми двумя удаленными галактиками увеличивается со скоростью

$$v = HR, \quad (13.1)$$

где H называют постоянной Хаббла. Ее величина соответствует скорости $v = 20\text{--}25$ км/с при расстоянии R , равном миллиону световых лет³.

Если проследить историю разлета галактик, двигаясь назад во времени, как в фильме, прокручиваемом в обратном направлении, то очевидно, что они будут сближаться друг с другом, притом с той же скоростью, с какой они разлетались. Поскольку скорость их разлета пропорциональна расстоянию между ними, то время до полного сближения любой пары галактик одинаково и в какой-то момент времени в прошлом все вещество Вселенной должно было находиться в одной и той же «точке». Соответственно и его разлет начался одновременно⁴. Если бы скорость разлета

¹Красное смещение — смещение спектральных линий в сторону красной части спектра — происходит при удалении источника излучения от наблюдателя вследствие эффекта Доплера. Этот эффект заключается в изменении наблюдаемой длины волны излучения при удалении или приближении его источника относительно приемника.

²Хаббл экстраполировал для далеких звезд соотношение светимости и расстояния, полученное для близких звезд некоторых типов, расстояния до которых были определены по годовому изменению их видимого положения, обусловленному движением Земли вокруг Солнца.

³На это глобальное «разбегание» галактик накладываются их локальные перемещения, скорость которых при малых R может превосходить определяемую соотношением (13.1), но которые становятся несущественными при больших взаимных расстояниях.

⁴Как будет рассказано дальше, на ранней стадии развития Вселенной она была однородна. Образование галактик произошло значительно позже.

была неизменной и соответствовала постоянной Хаббла, то это должно было бы произойти около 20 миллиардов лет назад. Но поскольку силы тяготения тормозят этот разлет, его начальная скорость должна была быть больше, чем наблюдаемая теперь, и обычно принимают, что возраст Вселенной около 15 миллиардов лет. Такой оценке соответствуют также данные об эволюции звезд и данные по относительному содержанию различных долгоживущих радиоактивных изотопов.

Одновременность начала разлета вещества Вселенной, наблюдаемого как «разбегание» галактик, означает, что этот разлет возник в результате некоторого взрывного процесса. Динамика дальнейшего развития Вселенной, «выбор» между двумя фридмановскими моделями был определен соотношением между кинетической энергией разлета, пропорциональной H^2 , и постоянно противодействующими этому разлету силами тяготения, зависящими от плотности Вселенной ρ .

Что же произошло около 15 миллиардов лет назад, как родилась наша Вселенная¹?

Поскольку Вселенная расширяется, естественно полагать, что в начальном состоянии она имела очень малый объем и огромную плотность.

В 1946–1948 гг. Дж. Гамов² разработал основы теории горячей Вселенной, согласно которой она вначале была не только сверхплотной, но имела при этом и экстремально большую температуру.

А началом начал был так называемый Большой взрыв (Big Bang). Этот взрыв должен был сопровождаться электромагнитным излучением колоссальной интенсивности. Еще Гамовым было высказано предположение, что это излучение, теряя в процессе расширения Вселенной интенсивность и энергию (т.е. охлаждаясь), могло сохраниться до наших дней, равномерно «наполняя» все пространство. Энергия этого излучения в настоящее время должна, согласно теоретическим оценкам Гамова и его коллег, соответствовать температуре около 3 К³. Однако, несмотря на вполне четкие предсказания, целенаправленные поиски этого излучения почему-то не были предприняты.

В 1965 г. А. Пензиас и Р. Вильсон, занимавшиеся радиоастрономическими исследованиями, неожиданно обнаружили слабое излучение в

¹ Слова «наша Вселенная» нуждаются в комментариях. 1) Понятие «Вселенная» имеет два значения. Здесь, в соответствии с современной космологической терминологией, оно означает окружающую нас часть мира, доступную наблюдению (в отличие от другого значения этого понятия, обозначающего весь существующий мир). Отметим, что ряд космологических моделей допускает существование и других вселенных, помимо нашей. 2) Наша Вселенная не могла возникнуть «из ничего», но о том, что было до нее, «в прошлой жизни», мы ничего не знаем, поэтому называть ее «нашей Вселенной» можно лишь начиная с момента ее рождения.

² Американский физик, родившийся и до 1933 г. работавший в России.

³ Символ К (от имени английского физика Кельвина) означает температуру, отсчитываемую от так называемого абсолютного нуля ($-273,2^\circ\text{C}$).

микроволновой области, интенсивность которого была одинакова, в какой бы участок неба не был направлен их радиотелескоп, а температура составляла 2,7 К. Изотропия этого излучения и его температура свидетельствовали, что это то самое излучение, которое возникло при Большом взрыве и которое назвали реликтовым¹. Теория горячей Вселенной получила прямое экспериментальное подтверждение и стала основой современных представлений о «сотворении мира»².

Пензиас и Вильсон за свое открытие были в 1978 г. удостоены Нобелевской премии.

Каким же было начало нашей Вселенной? В момент своего рождения она была не просто горячей, а сверхгорячей: ее начальная температура не поддается расчету и ее условно характеризуют как «квазибесконечную». Далее происходило остывание, при котором температура (T) уменьшалась обратно пропорционально корню квадратному из времени (t), отсчитываемому от момента рождения:

$$T \sim t^{-1/2}. \quad (13.2)$$

Из этой безобидной на вид зависимости следует невероятно быстрый темп развития ранней Вселенной, первые моменты существования которой были действительно Большим взрывом. Например, за время от $t = 10^{-40}$ с (а применительно к ранней Вселенной рассматриваются и такие времена) до $t = 10^{-20}$ с ее температура уменьшилась в десять миллиардов раз! И за этот промежуток времени, который нам кажется «одним мгновением», в истории Вселенной произошел целый ряд важнейших событий, о которых мы расскажем немного дальше. Представление о том, как менялась во времени температура Вселенной, дает рис. 13.2. Шкале температур можно сопоставить шкалу соответствующих энергий частиц. На рис. 13.2 последние представлены в единицах эВ (электронвольт) и характеризуют среднюю энергию частиц, из которых тогда состояла Вселенная. Это позволяет легко перекинуть мост от процессов космического масштаба к процессам микромира, им соответствующим.

События самого бурного периода в жизни молодой Вселенной ($t \leq 10^{-4}$ с) происходили при энергиях частиц, вначале превышавших энергию великого объединения (10^{15} – 10^{16} ГэВ), а к концу этого отрезка времени снизившихся до энергии первых ускорителей высокой энергии

¹Отметим, что изотропия реликтового излучения подтверждает предположение об изотропии и однородности Вселенной, из которого исходят космологические модели (под однородностью Вселенной понимают приблизительную одинаковость различных ее частей с размерами в сотни миллионов световых лет. В малых масштабах Вселенная, очевидно, неоднородна).

²В дальнейшем другими исследователями был восстановлен полный спектр реликтового излучения, который, как и предполагалось, оказался соответствующим излучению черного тела.

(≈ 100 МэВ). Таким образом, процессы, происходившие во Вселенной при $t \leq 10^{-4}$ с, — это процессы, исследуемые физикой частиц. Создавая ускорители все больших энергий, экспериментальная физика частиц последовательно проникает во все более ранние этапы развития Вселенной и в настоящее время «дошла» до времен $t \approx 10^{-10} - 10^{-11}$ с. LHC позволит достичь энергий, соответствующих $t \approx 10^{-12}$ с.

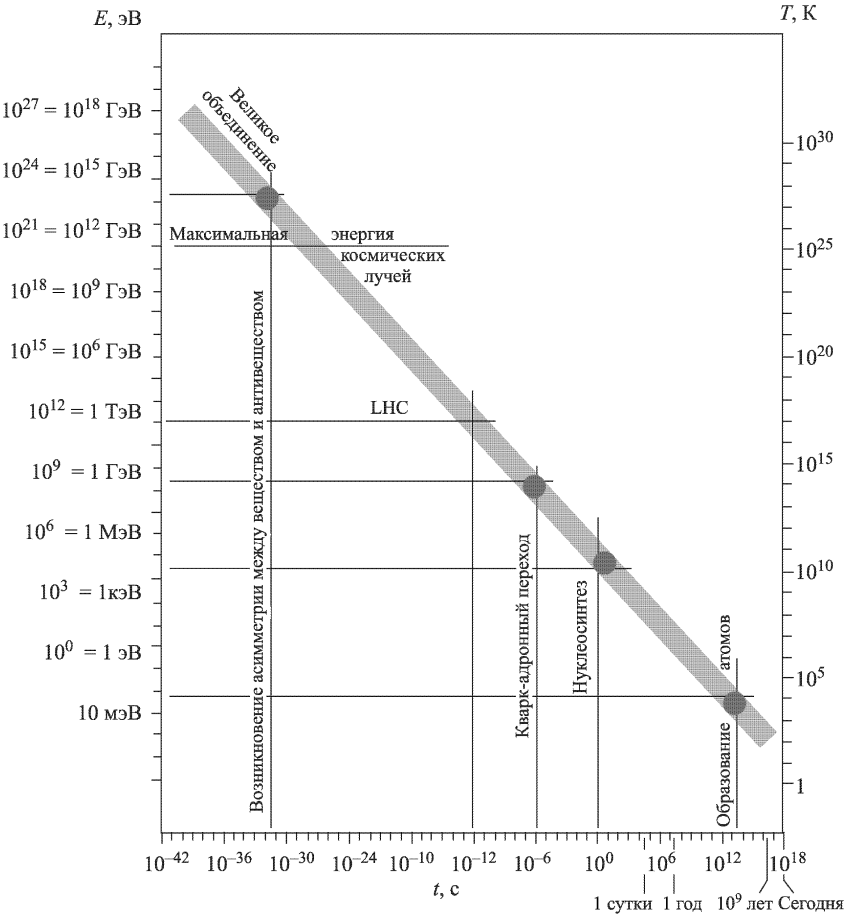


Рис. 13.2. Ранняя история нашей Вселенной

В существенно более ранние времена, вплоть до $t \approx 10^{-42} - 10^{-44}$ с, проникает мысль теоретиков. Синтезируя физику частиц и космологию, они исходят из необходимости соответствия гипотез об элементарных процессах при сверхвысоких энергиях важнейшим характеристикам Все-

ленной, которые определялись явлениями на самой ранней стадии ее развития. Такими характеристиками являются отношение числа барионов (нуклонов) к числу реликтовых фотонов $n_B/n_\gamma \approx 10^{-9} - 10^{-10}$, равенство числа протонов и числа электронов, существенная барионная асимметрия, температура реликтового излучения и некоторые другие. Таким образом, Вселенная является своего рода лабораторией, в которой был проведен гигантских масштабов эксперимент, позволяющий проверять гипотезы и модели физики частиц при энергиях, которые никогда не будут достигнуты на ускорителях.

Еще более раннее время, соответствующее энергиям от 10^{19} ГэВ и выше и экстремально большой плотности Вселенной, пока недоступно даже для теоретической мысли. Предполагается, что в этой области энергий гравитационное взаимодействие сравнимо по силе с остальными¹.

Расскажем коротко о некоторых периодах развития ранней Вселенной, о которых имеются более или менее определенные представления.

Естественно, что чем ближе к началу Большого взрыва, тем большую роль при воссоздании картины происходивших событий играют гипотезы и тем менее точными становятся численные оценки.

Однако основой многих выводов и представлений являются фундаментальные физические законы (в частности, законы термодинамики), которые предполагаются справедливыми и в экстремальных условиях первых мгновений, начиная с $t = 0$.

В нашем рассказе мы будем исходить из некоторой стандартной модели ранней Вселенной, являющейся наиболее вероятным ее описанием для области энергий, недоступной для прямого экспериментального исследования и достаточно достоверной для энергий, исследованных экспериментальной физикой частиц и ядерной физикой.

Начнем с периода, которому соответствуют энергии частиц примерно от 10^{18} до 10^{15} ГэВ. Этот период обусловил ряд важнейших параметров Вселенной. Согласие с этими параметрами дает модель ранней Вселенной, исходящая из теории великого объединения, что является одним из главных аргументов в пользу этой теории. В указанной области энергий процессы, определяемые великим объединением, должны были доминировать.

Вселенная являлась в то время плотным и чрезвычайно горячим мессивом из фундаментальных частиц: кварков и антикварков, лептонов и антилептонов, фотонов, глюонов и других, более тяжелых калибровочных бозонов. В исходном состоянии число кварков было равно числу

¹Возможно, что в этот период (а может быть, и несколько позже) происходила так называемая инфляция Вселенной, когда ее размеры за кратчайшее время увеличились на много порядков.

антикварков, а число лептонов — числу антилептонов, т.е. барионный и лептонный заряды Вселенной были равны нулю¹.

Вследствие большой величины универсальной константы связи, соответствующей великому объединению, и огромной плотности вещества взаимодействие частиц между собой, в том числе их взаимопревращение, происходило чрезвычайно интенсивно. При этом кварки могли превращаться в лептоны, лептоны — в кварки, и те и другие создавали фотоны, которые, в свою очередь, рождали пары $q\bar{q}$, $l\bar{l}$ и т.д. В результате установилось некоторое равновесие, т.е. количество частиц разного типа, порог рождения которых много меньше тогдашней характерной энергии, было приблизительно одинаковым. В частности, поскольку кварки бывают трех цветов, между числом кварков и числом лептонов установилось соотношение 3:1. Этим можно объяснить, почему во Вселенной число протонов равно числу электронов. Число кварков и число фотонов были одного порядка величины².

Однако число барионов во Вселенной n_B приблизительно в миллиард раз меньше числа реликтовых фотонов n_γ . К тому же число барионов на много порядков превышает число антибарионов, хотя кварков и антикварков в период великого объединения было, по-видимому, одинаковое количество.

Идея, позволившая объяснить одновременно происхождение барионной асимметрии Вселенной и малость величины n_B/n_γ , была высказана А. Д. Сахаровым в 1966 г. и в дальнейшем развита как им самим, так и другими учеными. Мы упомянули об этом в 6.3 в связи с CP -несохранением. Однако идея Сахарова включала также революционную гипотезу о несохранении барионного заряда, противоречившую существовавшим в то время представлениям, но ставшую неотъемлемой частью созданной позднее теории великого объединения, а также некоторых других концепций.

Уменьшение в миллиард раз отношения числа кварков к числу фотонов объясняется тотальной, «вселенской» аннигиляцией кварков и антикварков. Тому счастливому для нас обстоятельству, что при этом погибли не все кварки, мы обязаны небольшому (порядка одной миллиардной доли) превышению числа кварков над числом антикварков. Эта миллиардная доля кварков при аннигиляции уцелела и образовала все имеющиеся во Вселенной барионы, «тогдашних» антикварков же, по-видимому, не

¹Отметим, что электрический заряд Вселенной равен нулю. В прекрасной книге С. Вайнберга «Первые три минуты» приведен такой пример, иллюстрирующий это утверждение: если бы в Солнце и Земле был избыток зарядов одного знака, составляющий $1/10^{36}$, то электрическое отталкивание между ними было бы сильнее гравитационного притяжения.

²Это заключение, важное для понимания процессов в ранней Вселенной, следует из достаточно общих физических соображений (в частности, не связано с предположением о справедливости ТВО).

осталось вовсе. Антибарионы были уничтожены еще в зародышевом состоянии, и во Вселенной установилось господство барионов.

Создание «небольшого» избытка кварков и массовое взаимоуничтожение кварков и антикварков произошли на разных этапах развития Вселенной, так сказать, в разные исторические периоды.

«Излишек» кварков (оказавшийся совсем не лишним!) возник, по-видимому, при энергиях частиц, соответствующих великому объединению ($\approx 10^{15} - 10^{16}$ ГэВ). Один из возможных механизмов возникновения этого «излишка» — превышение образования кварков X -частицами великого объединения над образованием антикварков $\bar{X}$ -частицами — мы указали в 6.3¹.

Есть и другие гипотезы о механизме, приведшем к нарушению равенства числа кварков и антикварков, т. е. к образованию барионного заряда (бариосинтезу). В частности, в последнее время обсуждается возможность бариосинтеза в электрослабом взаимодействии. В этом случае барионная асимметрия Вселенной могла бы возникнуть при энергиях, значительно меньших энергий великого объединения (а значит, и заметно позже)².

Глобальное взаимоистребление кварков и антикварков произошло, когда их энергии снизились до 100–200 МэВ и возникавшие в $q\bar{q}$ -аннигиляции фотоны и глюоны были уже не в состоянии родить следующую пару кварк–антикварк и тем компенсировать убыль $q\bar{q}$ -пары при аннигиляции (что они могли при более высоких энергиях). Вслед за этим началась адронизация, т. е. кварки стали образовывать нуклоны.

После драматического уменьшения количества кварков наступил период «господства» электронов, которых теперь стало примерно на девять порядков величины больше, чем оставшихся кварков. Этот период длился около одной секунды, а затем, после дальнейшего охлаждения Вселенной, когда средняя энергия частиц снизилась до нескольких МэВ, началось массовое взаимоуничтожение электронов и позитронов, подобное произошедшему ранее с кварками и антикварками. Здесь тоже не произошло полного истребления электронов из-за небольшого (также порядка одной миллиардной доли) превышения их числа над числом позитронов, возникшего, по-видимому, одновременно со сходным процессом для кварков. Таким образом, число электронов стало вновь «соответствовать» числу кварков ($n_{e^-} \approx n_p$), а во Вселенной наряду с барионной асимметрией ($n_B \gg n_{\bar{B}}$) появилась и лептонная ($n_{e^-} \gg n_{e^+}$).

¹ Независимо от конкретного механизма, возникновение неравенства числа кварков и антикварков, помимо двух указанных выше условий, относящихся к физике частиц (нарушение CP -инвариантности и несохранение барионного заряда), могло возникнуть только при нарушении термодинамического равновесия: вероятность какого-либо состояния в равновесии определяется его энергией, одинаковой для частиц и античастиц в силу CPT -симметрии. В рассматриваемом случае нарушение равновесия могло произойти вследствие снижения энергии частиц ниже порога рождения X и $\bar{X}$, из-за чего они стали «выбывать из игры».

² Такой процесс смог бы быть обнаружен на ускорителях XXI в.

При $t \approx 1$ с происходил первичный нуклеосинтез (образование ядер). Вселенная стала на время подобной гигантскому термоядерному реактору, в котором протоны и нейтроны создавали гелий (а также незначительное количество дейтерия и других легких ядер)¹.

Практически все имевшиеся в то время нейтроны оказались связанными в ядрах ${}^4\text{He}$. Поэтому по отношению долей гелия и водорода в нынешней Вселенной можно определить отношение количества нейтронов и протонов n_n/n_p в период первичного нуклеосинтеза². А отсюда может быть получено ограничение на возможное число типов легких нейтрино (а соответственно — и число поколений лептонов и кварков), бывшее самым «жестким» до прямого определения этой величины в эксперименте на LEP (см. 11.2).

Доли гелия и водорода во Вселенной (по массе) составляют примерно 25 : 75. Из этого следует, что во время образования гелия отношение n_n/n_p составляло $25/2 : (75 + 25/2) \approx 13 : 87$, тогда как при первичной адронизации кварков и образовании нуклонов количество нейтронов и протонов было приблизительно одинаковым. Уменьшение относительной доли нейтронов происходило постепенно, в результате реакций $n \rightarrow p$, энергетически более выгодных, чем обратные реакции $p \rightarrow n$ (поскольку $m_n > m_p$), и распада нейтронов. Это уменьшение отношения n/p за время от образования нуклонов до начала нуклеосинтеза зависит от скорости охлаждения Вселенной в этот период, которая, в свою очередь, зависит и от числа типов нейтрино. Расчет показал, что доля нейтронов во время космологического нуклеосинтеза (т. е. соответствующее ей наблюдаемое отношение количества ${}^4\text{He}$ и протонов) ограничивает число возможных типов нейтрино тремя. Если бы их было больше, то и доля гелия была бы больше.

Предсказания теории космологического нуклеосинтеза о распространенности легких элементов (D, ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$, ${}^7\text{Li}$) хорошо согласуются с наблюдательными данными. Эти распространенности, различающиеся между собой на много порядков, зависят от одного параметра — отношения n_B/n_γ — и служат для его определения³. А из величины n_B/n_γ непосредственно определяется средняя плотность барионного вещества во Вселен-

¹Этот нуклеосинтез, начинавшийся с образования дейтронов в реакции $p + p \rightarrow d + \gamma$ и затем прибавлявший в созданные ядра последовательно по одному нуклону, заканчивался образованием ядер ${}^4\text{He}$, поскольку нет стабильных ядер из пяти нуклонов, а создание ядер ${}^7\text{Li}$ в реакции ${}^4\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^7\text{Li} + p$ сильно подавлено взаимным кулоновским отталкиванием ядер гелия. Поэтому образование более тяжелых ядер происходило значительно позже, уже в сложных внутризвездных процессах.

²Доля гелия, образовавшегося позднее, в звездах, относительно невелика и может быть рассчитана. С учетом этой поправки отношение гелий–водород теперь такое же, каким оно было в ранней Вселенной.

³Реакциям нуклеосинтеза, начинавшимся с образования дейтронов, препятствовал процесс их фотодезинтеграции, зависящий от величины n_γ/n_B .

ной. Когда Вселенная достигла возраста ≈ 300 тысяч лет, она охладилась настолько, что энергия частиц стала меньше энергии связи электронов в атомах, ядра стали «захватывать» электроны и началось образование атомов легких элементов: плазма превратилась в газ. При дальнейшем развитии Вселенной флуктуации плотности этого газа стали под действием сил гравитации преобразовываться в космологические структуры.

Мы рассказали о возможных вариантах развития нашей Вселенной и об ее ранней истории, основываясь на получившей наибольшее распространение космологической модели, восходящей к работам Фридмана. Однако около десяти лет назад А. А. Логунов и М. А. Мествиришвили (ИФВЭ, Протвино) разработали релятивистскую теорию гравитации (РТГ), согласно которой Вселенная, бесконечная во времени, должна развиваться циклами: ее средняя плотность ρ меняется от максимального (но конечного) значения $\rho_{\max}$ до минимального $\rho_{\min}$, затем снова возрастает до $\rho_{\max}$ и т. д. Модель Вселенной, основанная на РТГ, существенно отличается от фридмановской. В то же время модель Логунова и Мествиришвили не противоречит приведенному выше описанию ранней Вселенной начиная с периода великого объединения.

В заключение рассказа о ранней Вселенной и происходивших в ней процессах, относящихся к физике частиц, отметим одно любопытное обстоятельство. Если бы параметры частиц отличались от существующих даже, на первый взгляд, несущественно, история нашей Вселенной и ее теперешний вид были бы совершенно другими и наше с Вами существование было бы невозможно. Подробное обсуждение этого вопроса не вписывается в тему данной книги. Приведем лишь два из многих примеров, чтобы читатель мог почувствовать неслучайность величин этих параметров и критичность их «выбора» природой.

Масса электрона $m_e = 0,5$ МэВ приблизительно в 200 раз меньше массы следующего заряженного лептона m_μ и приблизительно в 3 500 раз меньше массы τ -лептона. Современная теория еще не решила проблему масс частиц, и, в частности, она не может объяснить столь большое различие масс этих трех лептонов. В то же время, если бы величина m_e была в несколько раз больше (а все остальные параметры частиц теми же самыми), мир был бы не похож на тот, в котором мы живем.

В самом деле, стабильность атомов водорода обусловлена тем, что сумма масс составляющих эти атомы протона и электрона меньше массы нейтрона. Из условия $m_p + m_e < m_n$ следует $m_e < m_n - m_p = 1,3$ МэВ.

При $m_e > m_n - m_p$ в атомах водорода происходила бы реакция

$$p + e^- \rightarrow n + \nu \quad (13.3)$$

и эти атомы превратились бы в нейтроны и нейтрино. Если масса электрона превышала бы существующую в три раза, среднее время жизни атомов водорода составляло бы примерно один месяц, если в четыре раза —

одни сутки и т. д.¹ Таким образом, при $m_e > 1,3$ МэВ вещество Вселенной состояло бы в основном из нейтронов и в нем практически не было бы атомов.

Еще более жесткое ограничение на величину m_e вытекает из условия осуществимости основной термоядерной реакции

$$p + p \rightarrow d + e^+ + \nu, \quad (13.4)$$

обеспечивающей длительное горение большинства звезд, в том числе и нашего Солнца. Из (13.4) следует

$$m_e < 2m_p - m_d = 0,9 \text{ МэВ}. \quad (13.5)$$

Даже удвоение массы электрона кардинально изменило бы нашу Вселенную!

Поскольку $m_d = m_p + m_n - \varepsilon_d$, где $\varepsilon_d = 2,2$ МэВ — энергия связи нуклонов в дейтроне, соотношение (13.5) может быть представлено в виде $m_e < \varepsilon_d - (m_n - m_p)$. Отсюда

$$m_n - m_p < \varepsilon_d. \quad (13.6)$$

Это соотношение определяет условие стабильности дейтронов, и если бы оно не выполнялось, был бы невозможен нуклеосинтез.

Отметим, что $m_n - m_p$ — единственная разность масс членов одного изотопического мультиплета, которая меньше ε_d .

Существование нашего мира в том виде, какой он есть, включающем возможность появления сложных форм материи и мыслящих существ, ограничивает также некоторые другие параметры, в частности, величины констант взаимодействия.

Пока мы не знаем законов, определяющих величины этих параметров, нам кажется, что они, вообще говоря, могли бы быть и другими и что нам, людям, просто повезло, что наша Вселенная такая, что в одном из ее уголков смогли появиться мы².

А может быть, со временем мы придем к такому пониманию фундаментальных законов построения нашего мира, что нам станет ясно, что Вселенная и не могла быть иной.

13.2. Темное вещество

Мы уже рассказывали в 13.1, что согласно фридмановской модели Вселенной величина отношения ее средней плотности ρ к критической

¹ Пока Вселенная была еще горячей, реакция (13.3) могла происходить за счет кинетической энергии частиц, хотя переходы $n \rightarrow p$ преобладали над переходами $p \rightarrow n$.

² Некоторые ученые придерживаются представления, что существует множество вселенных и что благоприятный для нас «подбор» параметров в нашей Вселенной является флуктуацией.

плотности ρ_c определяет характер ее эволюции: если $\rho/\rho_c \leq 1$, то Вселенная будет всегда продолжать расширяться (при $\rho/\rho_c = 1$ скорость расширения должна асимптотически стремиться к нулю); если $\rho/\rho_c > 1$, то расширение со временем сменится сжатием. Однако этим роль отношения ρ/ρ_c не исчерпывается: оно определяет геометрию пространства нашей Вселенной. Если $\rho = \rho_c$, то мы действительно живем в евклидовом пространстве. Если $\rho > \rho_c$, то пространство обладает положительной кривизной и наша Вселенная замкнута: движение в одном и том же направлении должно приводить в исходную точку¹. В такой геометрии сумма углов треугольника больше 180° . Если $\rho < \rho_c$, то наша Вселенная открыта и пространство имеет отрицательную кривизну (сумма углов треугольника меньше 180°).

В модели Вселенной, разработанной Логуновым и Мествиришвили, величина ρ/ρ_c не влияет на геометрию пространства (которое является евклидовым). В этой модели $\rho/\rho_c > 1$, поскольку $\rho = \rho_c + \rho_{\min}$.

Отношение ρ/ρ_c не только важнейший космологический параметр: как будет рассказано немного ниже, величина этого отношения непосредственно связана с вопросом о существовании во Вселенной невидимого вещества неизвестной природы. Поэтому определение величины ρ/ρ_c представляет существенный интерес также и для физики частиц.

Критическая плотность ρ_c определяется постоянной Хаббла H и гравитационной постоянной G :

$$\rho_c = \frac{3H^2}{8\pi G}.$$

Величина ρ_c составляет приблизительно 10^{-29} г/см³. Определение же средней плотности вещества во Вселенной — задача сложная и содержащая ряд неопределенностей. Отсюда и существовавшая до последнего времени неопределенность величины $\Omega = \rho/\rho_c$. По данным 1998 г. $0,1 \leq \Omega \leq 2$ (RPP. Eur. Phys. J. 1998. V. C3. Nos. 1–4).

При этом было уже установлено, что средняя плотность видимого вещества Вселенной («светящееся барионное вещество») не превышает одного процента от ρ_c . Во Вселенной имеется и невидимое барионное вещество. Однако и вместе они не могли составить более 15 % от ρ_c ².

В то же время из космологических данных следует, что средняя плотность Вселенной ρ больше той, которая может быть обусловлена барионным веществом. Разность величин средней плотности Вселенной и плотности барионного вещества интерпретировалась как обусловленная небарионным темным веществом (dark matter), состоящим из частиц, не

¹Поскольку скорость любого движения не может превосходить скорость света, такое истинно «кругосветное» путешествие не успеет завершиться до неизбежного в этом случае коллапса Вселенной.

²Ограничение на возможную величину плотности барионов во Вселенной следует из данных о нуклеосинтезе (см. 13.1).

имеющих электрических зарядов и обладающих только слабым взаимодействием.

Первым (и естественным) предположением является, что эти частицы — нейтрино, имеющие массу. Действительно, горячая Вселенная должна была содержать огромное количество нейтрино (и антинейтрино) всех трех типов. В их последующей истории не было аннигиляционного самоуничтожения, и их сохранилось несравненно больше, чем кварков и лептонов, — почти столько же, сколько реликтовых фотонов. Согласно теоретическим оценкам, в каждом кубическом метре пространства находится $\approx 3 \cdot 10^8$ нейтрино (для сравнения: тот же объем содержит в среднем один протон). При такой концентрации нейтрино во Вселенной ее средняя плотность ρ должна быть очень чувствительна к их массам. Соответственно, полученные из космологических данных оценки верхней границы величины ρ ограничивают массы нейтрино:

$$m_{\nu_e} + m_{\nu_\mu} + m_{\nu_\tau} \leq 40\text{--}100 \text{ эВ}.$$

Для того чтобы $\rho = \rho_c$, средняя масса нейтрино должна находиться в интервале 5–30 эВ. Полученные к настоящему времени границы их масс не исключают возможности их в буквальном смысле слова весомого вклада в плотность Вселенной.

Если нейтрино имеют массу (что вполне вероятно), то можно ожидать, что ν_μ и ν_τ тяжелее ν_e . Однако для того чтобы массивные ν_μ или ν_τ могли составить значительную часть скрытой массы Вселенной, они не должны распадаться (во всяком случае за время, меньшее возраста нашей Вселенной). Это относится, очевидно, и к приведенным космологическим ограничениям масс ν_μ и ν_τ .

Помимо нейтрино обсуждаются и возможные кандидаты на роль носителей скрытой массы из числа еще не обнаруженных гипотетических частиц (в частности, из предсказываемых моделями суперсимметрии легчайших суперсимметричных частиц, которые, если они существуют, должны быть стабильными, электрически нейтральными и слабо взаимодействующими с обычным веществом).

Интенсивное развитие космологии привело в последние годы XX века к существенному уточнению ряда космологических параметров, а также к изменению некоторых из основополагающих представлений этой науки. Эти уточнения и изменения влияют на оценку относительной плотности темного вещества Ω_{DM} и на его долю в средней плотности Вселенной $\Omega_{\text{DM}}/\Omega$.

Во-первых, были получены новые, более надежные данные, подтверждающие, что геометрия нашей Вселенной действительно евклидова, откуда следует, что $\Omega \approx 1$ (с точностью $\approx 10\%$) (RPP. Eur. Phys. J. 2000. V.C15. Nos. 1–4).

Во-вторых, исследование 42 сверхновых звезд определенного типа (1a) обнаружило, что зависимости величины их красного смещения (т.е. скорости их разлета) от видимой яркости (по которой определялось расстояние до них) различны для близких и удаленных звезд. Эти данные явились указанием на то, что близкие звезды «разбегаются» с другой (большей) скоростью, чем дальние¹.

Такое явление можно объяснить как проявление сил отталкивания, обусловленного свойствами вакуума, т.е. исходя из предположения, что «вакуум обладает некоторой плотностью энергии и противоположным по знаку давлением, которые создают гравитационное поле по тем же законам, что “обычная” материя»². В соответствии с таким представлением вакуум определяет значительную часть плотности Вселенной Ω (уменьшая соответственно долю, приписывавшуюся темному веществу). В этом случае вклады вещества (Ω_M) и вакуума (Ω_Λ) в величину $\Omega = \Omega_M + \Omega_\Lambda$ оцениваются как приблизительно одинаковые. При этом из совокупности данных следует, что доля темного вещества в образовании величины $\Omega_M = \Omega_{DM} + \Omega_B$ на порядок больше доли барионного вещества ($\Omega_B/\Omega_{DM} \approx 0,1$).

Таким образом, независимо от принятой космологической концепции можно считать установленным, что значительную долю средней плотности Вселенной определяет невидимое темное вещество. Из каких частиц оно состоит? Что оно из себя представляет? (В частности, оно горячее, т.е. состоящее из частиц значительной энергии, или холодное?)

Ответы на эти вопросы будут в значительной мере определять наши представления о Вселенной. Эти ответы смогут быть даны прежде всего экспериментальной физикой частиц, которая должна, во-первых, определить массы нейтрино и тем самым решить, могут ли они составлять основную массу темного вещества, во-вторых, решить, существуют ли суперсимметричные частицы, и в случае положительного ответа изучить свойства легчайших из них, чтобы определить их возможную роль в образовании темного вещества.

А может быть, будут открыты пока неизвестные частицы — кандидаты в состав темной материи?

¹Возможное возражение против такой интерпретации: видимая яркость удаленных звезд может быть ослаблена космической пылью, а тогда определяемое по этой яркости расстояние до них преувеличено. Не исключено также, что вспышки сверхновых в удаленных галактиках могут быть менее яркими.

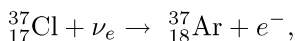
²Такое предположение эквивалентно введению в уравнения общей теории относительности для Вселенной так называемой «космологической постоянной» или Λ -члена (что сделал еще Эйнштейн, но от чего он потом отказался, поскольку тогда не было никаких наблюдательных данных в пользу такого предположения. Впоследствии к вопросу о космологической постоянной возвращался ряд физиков, в том числе А.Сахаров, из книги которого «Воспоминания» заимствована цитированная фраза).

13.3. Космические нейтрино

Нейтрино, приходящие на Землю извне, существенно различаются по происхождению и по энергиям. Подавляющее большинство среди них составляют реликтовые нейтрино, о которых мы рассказывали в 13.2. Их средняя энергия несколько меньше, чем у реликтовых фотонов (которые «в свое время» подпитывались энергией за счет фотонов от кварк-кварковой и электрон-позитронной аннигиляции), и составляет ≈ 2 К или $\approx 5 \cdot 10^{-4}$ эВ. Нейтрино таких энергий не могут быть зарегистрированы современными методами.

Солнечные нейтрино возникают в различных ядерных реакциях внутри Солнца. Это электронные нейтрино с энергией до 15 МэВ.

Первый эксперимент по наблюдению солнечных нейтрино и измерению их потока был осуществлен Р. Дэвисом и его коллегами. Для детектирования ν_e они использовали реакцию

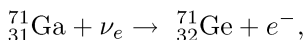


в которой образуется радиоактивный изотоп аргона с периодом полураспада $t_{1/2} = 35$ сут¹. Эта реакция происходит при энергии нейтрино $E(\nu_e) \geq 0,814$ МэВ.

Эксперимент, начатый в 1970 г., проводился в заброшенном золотом руднике Хоумстейк (США), на глубине 1500 м. В размещенный там резервуар было налито 400 тысяч литров (615 тонн) этилентетрахлорида (C_2Cl_4) — жидкости, используемой для химической чистки. После многодневной экспозиции и чрезвычайно сложного процесса извлечения полученного в ходе эксперимента аргона была тщательно измерена его радиоактивность и показано, что в сутки в установке возникало $0,34 \pm 0,06$ атомов ${}^{37}\text{Ar}$. Это соответствовало потоку солнечных нейтрино заметно меньшему ожидаемого согласно расчетам, основанным на стандартной модели Солнца.

Этот результат был подтвержден на установке «Камиоканде» (Япония), использовавшей 700-тонный водяной черенковский детектор.

После этого поток солнечных нейтрино различных энергий измеряли в ряде подземных лабораторий, применявших разные методы детектирования. В частности, в установках САГЭ в Баксанской нейтринной обсерватории (Кавказ) и GALLEX в итальянской лаборатории Гран-Сассо использовали реакцию



в которой образуется радиоактивный изотоп германия ($t_{1/2} = 11,5$ сут). Пороговая энергия нейтрино для этой реакции $E(\nu_e)_{\text{пор}} = 0,245$ МэВ.

¹Хлор-аргонный метод радиохимического детектирования нейтрино был впервые предложен Б. М. Понтекорво.

Это позволяет регистрировать нейтрино малых энергий, к которым хлор-аргонные детекторы не чувствительны. В этих же лабораториях исследования солнечных нейтрино ведутся с помощью больших сцинтилляционных и черенковских детекторов¹.

Как уже было рассказано в 9.4, общим результатом проведенных измерений потока солнечных нейтрино было обнаружение их «недостачи» по сравнению с теоретически ожидаемым количеством, что свидетельствует либо о неизвестных явлениях в глубине Солнца, либо об осцилляции нейтрино.

Среди астрофизических источников нейтрино особый интерес представляет их образование при гравитационном коллапсе звезд. В этом драматическом событии в истории массивных звезд, наступающем после прекращения в них термоядерных реакций вследствие истощения ресурсов горючего, их плотность возрастает до $10^{10} - 10^{15}$ г/см³, а температура — до $10^{10} - 10^{12}$ К, после чего они взрываются. Эти взрывы наблюдаются как вспышки сверхновых звезд². Иногда такие вспышки бывают настолько яркими, что видны невооруженным глазом³. Однако основную долю энергии при взрыве уносит не электромагнитное излучение, видимое и невидимое, а поток нейтрино. При этом нейтрино должны испускаться в виде короткого (≈ 10 с) импульса, предшествующего излучению света.

23 февраля 1987 г. в нашем небе произошло редкое событие: вспыхнула яркая сверхновая, обозначенная SN1987A⁴. Это взорвалась звезда-сверхгигант (масса — около 25 солнечных) в Большом Магеллановом облаке — малой галактике, расположенной недалеко от нашей. Расстояние до SN1987A 170 000 световых лет, таким образом, этот взрыв произошел 170 тысяч лет назад.

Помимо видимого свечения сверхновой, продолжавшегося несколько месяцев, удалось зарегистрировать также излученные ею радиоволны.

Было естественно предпринять попытку обнаружить и выброс нейтрино. С этой целью на больших подземных детекторах, предназначенных для поиска распада протона, были проанализированы данные, полученные за предшествующий отрезок времени. И действительно, две установки — «Камиоканде II» (Япония) и IMB (США) — водяные черенковские детекторы, содержавшие по несколько тысяч тонн воды, зафиксировали

¹ Направление движения солнечных нейтрино днем близко к направлению лучей солнечного света. Ночью же солнечные нейтрино, пронизав толщу Земли, приходят снизу. Осуществляемая в нейтринных телескопах регистрация нейтрино, движущихся снизу вверх, позволяет уменьшить фон, вызванный другими проникающими частицами космических лучей.

² По существующим представлениям, вспышки сверхновых знаменуют рождение нейтронных звезд или черных дыр.

³ Интересно отметить, что подобную вспышку наблюдали китайские, японские, корейские и арабские астрономы в 1054 г.

⁴ Предыдущее появление сверхновой, видимой невооруженным глазом, было отмечено около 400 лет назад.

одновременно начавшиеся короткие серии сигналов, обусловленных нейтрино. На «Камиоканде II» за 13 с было зарегистрировано 11 нейтрино, на IMB за 6 с — 8 нейтрино (что соответствует прошедшему через установки потоку, содержащему $\approx 10^{14}$ нейтрино — порядка 100 миллиардов на 1 м^2 . И это от источника, удаленного более чем на миллиард миллиардов километров!).

Данные, полученные на этих установках (время появления сигналов и величина соответствующего энергосвечения в детекторе), показаны на рис. 13.3.

Наблюдавшееся явление было интерпретировано как регистрация потока нейтрино от SN1987A — первое наблюдение нейтрино от точечного источника вне нашей Галактики¹. Таким образом, 23 февраля 1987 г. родилась экспериментальная нейтринная астрономия — и были блестяще подтверждены теоретические предсказания о мощном выбросе нейтрино при гравитационном коллапсе, предшествующем вспышке сверхновой.

Из полученных данных вытекали следствия и для физики самих нейтрино. Как было рассказано в 9.4, отсутствие видимой зависимости от энергии времени появления нейтрино, испущенных SN1987A (см. рис.13.3), ограничивает их массу величиной 10–20 эВ.

Сам факт регистрации интенсивного потока нейтрино от столь удаленного источника исключает возможность объяснения дефицита солнечных нейтрино их распадом.

Космические лучи содержат нейтрино разных энергий, включая сверхвысокие, вплоть до $E_\nu \approx 10^{15} \text{ ГэВ}^2$. Исследование космических нейтрино

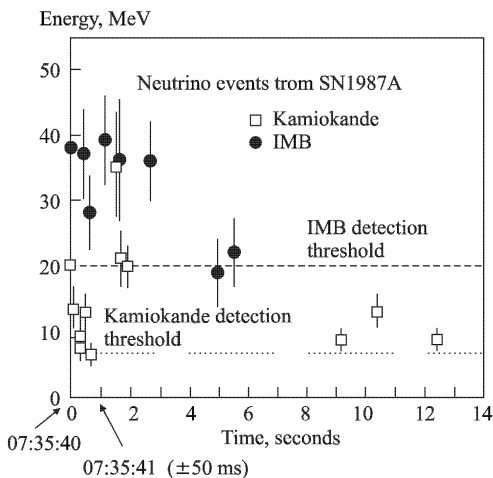


Рис. 13.3. Регистрация потока нейтрино от вспышки сверхновой SN1987A детекторами «Камиоканде» и IMB (CERN, PPE/92–71)

¹Серия нейтринных сигналов, начавшаяся на 30 с позже, чем на «Камиоканде II» и IMB, была зарегистрирована также в Баксанской нейтринной обсерватории. Однако несовпадение по времени делает интерпретацию этих баксанских данных неоднозначной.

²Поскольку нейтрино не имеют электрического заряда, они не могут быть непосредственно ускорены космическими механизмами, сообщаящими энергию заряженным частицам. Поэтому нейтрино высоких и сверхвысоких энергий создаются ультрарелятивистскими заряженными частицами (в частности, в атмосфере Земли).

с энергиями, недоступными для ускорителей, представляет значительный интерес как для физики частиц, так и для астрофизики. Однако нейтрино таких энергий очень редки и для их наблюдения необходимы детекторы огромных размеров (большие, чем, например, «Суперкамиоканде»). Было предложено для детектирования такого рода нейтрино (по образуемым ими мюонам), а также мюонов космических лучей создать крупные подводные установки, регистрирующие черенковское излучение, возникающее в толще воды при прохождении через нее мюонов высокой энергии.

Подводные черенковские детекторы нейтрино и мюонов состоят из распределенных в пространстве многочисленных оптических модулей, содержащих светочувствительные ФЭУ. Эти детекторы должны быть погружены на большую глубину в очень прозрачную воду.

Первый подводный нейтринный телескоп, НТ-200, создан на озере Байкал. Оптические модули (до 200 штук) размещены на глубине около 1000 м. Установка определяет направление движения регистрируемых мюонов. Искомые нейтринные события отбираются среди случаев, когда мюоны идут снизу.

В проекте DUMAND (Deep Underwater Muon and Neutrino Detektor) было предложено создание гигантского подводного черенковского детектора на глубине около 5 км в Тихом океане, недалеко от Гавайских островов. В соответствии с этим проектом на подготовительном этапе проделана значительная исследовательская работа. Однако полномасштабное осуществление проекта встретилось с серьезными трудностями, и работы прекращены. Сооружаются другие глубоководные нейтринные лаборатории, меньших, но тем не менее внушительных масштабов (в частности «Антарес» и «Нестор» в Средиземном море). В оригинальной установке «Аманда» черенковские детекторы размещены не в воде, а в глубоких слоях полярного льда в Антарктиде. Все эти установки также регистрируют только нейтрино, прошедшие через толщу земного шара.

Глава 14

ФИЗИКА ЧАСТИЦ В НАЧАЛЕ XXI ВЕКА

Для физики частиц начало XXI в. — период ожиданий и надежд, и поэтому оно будет напряженным и азартным. Это связано, во-первых, с полученными указаниями на близость ряда важнейших открытий, и, во-вторых, с предстоящим вводом в действие большого адронного коллайдера LHC, который откроет для эксперимента ранее недоступную область энергий, где помимо ожидаемых возможны и неожиданные явления.

Наряду с поиском «новой физики» будут развиваться и традиционные направления. О важнейших неускорительных поисковых экспериментах этого периода было рассказано в 9.4, 12.1 и 13.3. В этой главе приведены основные задачи поисковых экспериментов для ускорителей (в 14.1) и описание LHC и его главных экспериментальных установок (в 14.2).

14.1. К «новой физике»

Намечаемые исследования можно условно разделить на два этапа: «до LHC» и «LHC и другие». До создания LHC наибольшая энергия адронных коллайдеров остается за тэватроном, который после длительной остановки начал свой второй этап, поднимая энергию пучков с 900 до 980 ГэВ и повысив в 20 раз светимость. В этот период у него нет конкурентов в поиске бозонов Хиггса, серьезное указание на существование которых было получено на e^+e^- -коллайдере LEP (см. 12.4). На тэватроне ведется также поиск суперсимметричных частиц, подробное изучение обнаруженных на этом коллайдере t -кварков и ряд других исследований.

На коллайдере RHIC главная задача — поиск образования кварк-глюонной плазмы в столкновениях ядро-ядро, на что были получены указания в ЦЕРНе.

Продолжается активный поиск осцилляций нейтрино, на существование которых были получены серьезные указания, прежде всего на «Суперкамиоканде» (см. 9.4). Проводятся также поисковые эксперименты меньшего масштаба.

LHC, запуск которого состоится по плану в 2005 г., будет $p\bar{p}$ -коллайдером с энергией пучков 7 ТэВ. Светимость должна первоначально составлять $L \approx 10^{33} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, а затем будет повышена до $L \approx 10^{34} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.

LHC будет также использован для ускорения ядер до энергий 2,75 ТэВ на нуклон и осуществления столкновений ядро–ядро и протон–ядро.

Для выполнения основной программы LHC по физике частиц создаются две универсальные установки ATLAS и CMS, взаимно дополняющие друг друга. Для исследования ядро-ядерных и протон-ядерных столкновений предназначается установка ALICE. Об этих установках будет рассказано в 14.2. Для конкретных задач создаются специальные установки меньшего масштаба (LHCb, а также некоторые другие).

Из создаваемых ускорителей назовем также линейный e^+e^- -коллайдер TESLA (DESY, Германия) с энергией столкновения 500 ГэВ. Его запуск запланирован на 2006 г.

Основные физические проблемы, на решение которых нацелены поисковые эксперименты на ускорителях, будут во многом одинаковыми для обоих этапов. Различия сводятся в основном к разнице областей масс искомых частиц, в которых производится их поиск, и предполагаемых процессов их рождения и распада. Очевидно, что если какие-то из искомых частиц или процессов будут обнаружены уже на первом этапе, то относящаяся к ним программа для LHC будет соответственно скорректирована.

Что касается более далекой перспективы, этапа «после LHC», то уже ведутся исследовательские и проектные работы для создания ускорителей следующего за LHC и TESLA поколения. Это должны быть прежде всего «очень большой адронный коллайдер» (VLHC) и линейные e^+e^- -коллайдеры с ТэВ-ными энергиями пучков.

14.1.1. Поиск бозона Хиггса стандартной модели (H^0)

Как уже было сказано в 11.4, обнаружение этой частицы явилось бы прежде всего доказательством основанных пока на гипотезе представлений о механизме появления масс частиц в результате спонтанного нарушения симметрии электрослабых взаимодействий. Однако факт обнаружения хиггсов (а значит, и соответствующего поля) имел бы и ряд других важных следствий (прежде всего для понимания природы вакуума).

Поиск (а в случае их обнаружения — исследование) хиггсов — одна из главных задач LHC. Она, как и другие задачи принципиальной важности, будет решаться параллельно на установках ATLAS и CMS.

Нижний интервал возможных масс H^0 для их поиска на LHC (80–120 ГэВ) частично перекрывается с достигнутым для LEP. Поэтому если полученные на LEP указания на существование частиц (хиггсов?) с массой около 115 ГэВ подтвердятся, на LHC будет возможно их изучать (в частности, определить, являются ли они хиггсами стандартной модели). Если обнаружение хиггсов на LEP не будет подтверждено (что представляется маловероятным), на LHC будет произведен их поиск во всем диапазоне возможных для них масс.

Однако предполагаемые процессы рождения H^0 , фоновые условия и возможности детекторов LEP и LHC различны. Предполагается, что рождение H^0 в этом интервале масс на LHC будет происходить в основном путем образования систем WH^0 и $t\bar{t}H^0$, а детектирование H^0 — по $H^0 \rightarrow b\bar{b}$ и $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$ распадам¹.

14.1.2. Поиск хиггсовских частиц других моделей

Планируемые эксперименты ориентированы прежде всего на минимальную суперсимметричную стандартную модель (МССМ). Согласно МССМ должно существовать пять разных хиггсовских частиц: пара заряженных (H^+ и H^-) и три нейтральных. Среди последних две скалярные (обозначения H_1^0 или h для более легкой и H_2^0 или H для более тяжелой) и одна псевдоскалярная (обозначения A^0 или A). На LEP были установлены нижние границы возможных масс этих частиц.

Их поиск продолжается на тэватроне и планируется для LHC.

Ожидаемые каналы распада: $H^+ \rightarrow c\bar{s}$, $H^+ \rightarrow \tau^+\nu$.

Поисковые признаки для нейтральных частиц более сложные.

На LHC поиск H_1^0 , H_2^0 , A^0 будет вестись по распадам на два фотона, на четыре лептона, на $\tau^+\tau^-$, поиск $H^\pm$ — по распадам $H^\pm \rightarrow \tau\nu$.

Следует подчеркнуть, что указанные частицы не являются суперсимметричными и их обнаружение не будет означать доказательства суперсимметрии.

14.1.3. Поиск суперсимметричных частиц

До настоящего времени этот поиск позволил определить лишь нижние границы возможных масс, но почти для всех суперсимметричных частиц МССМ. Это суперсимметричные партнеры обычных частиц (сэлектрон, смюон, снейтрино, скварки, глюино, фотино), а также предсказываемые МССМ нейтралино и чарджино.

Нейтралино — это смешанные состояния, включающие фотино и некоторые другие нейтральные «ино». Их обозначают в порядке возрастания масс $\tilde{\chi}_1^0$, $\tilde{\chi}_2^0$, $\tilde{\chi}_3^0$ и $\tilde{\chi}_4^0$.

Чарджино — смеси некоторых заряженных «ино», обозначаемые $\tilde{\chi}_1^\pm$ и $\tilde{\chi}_2^\pm$.

Отметим, что $\tilde{\chi}_1^0$ и снейтрино — кандидаты в легчайшие суперсимметричные частицы и, таким образом, в частицы, составляющие темное вещество Вселенной (оценки возможной массы $\tilde{\chi}_1^0$ были получены не только в экспериментах на ускорителях, но и из космологических данных).

¹Относительная величина фона для поиска распада $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$ для LHC существенно меньше, чем для LEP, где с большой вероятностью происходил процесс $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$.

Поиск суперсимметричных частиц — одна из главных задач ЛНС.

Для разных типов суперсимметричных частиц и разных областей их масс поисковые признаки различны. В большинстве случаев они сводятся к определенным комбинациям, образуемым заряженными лептонами (простейшая — два неколлинеарных лептона) и струями. Характерным признаком является также большая недостающая энергия.

14.1.4. Поиск других гипотетических частиц

Из гипотетических частиц, не упомянутых ранее, наиболее последовательно велся и будет продолжен в область больших масс поиск возбужденных лептонов и кварков, новых векторных бозонов и лептокварков. Открытие любой из этих частиц означало бы выход за пределы стандартной модели.

Обнаружение возбужденных состояний лептонов или кварков доказывало бы, что соответствующие частицы являются не истинно элементарными (как их рассматривает стандартная модель), а составными, состоящими из частей (конституентов), относящихся к еще более глубокому уровню структуры материи, т.е. еще более фундаментальных. Поисковым признаком для возбужденных лептонов (l^*) и кварков (q^*) являются их распады:

$$l^* \rightarrow l\gamma, lZ, \nu W; \quad q^* \rightarrow q\gamma, qg, qZ, qW.$$

Составная структура кварков или/и лептонов должна проявляться также в отклонении некоторых процессов от предсказаний стандартной модели. (В частности, для кварков это процессы рассеяния при больших поперечных импульсах.)

В некоторых теоретических моделях предполагается возможность существования векторных бозонов Z' и W' , сходных по взаимодействиям, но более тяжелых, чем Z и W . Ожидается, что они распадаются по каналам $Z' \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-, q\bar{q}$; $W' \rightarrow e\nu, \mu\nu, q\bar{q}$ (распад на пару $q\bar{q}$ ведет к образованию двух струй). В настоящее время нижние границы возможных масс Z' и W' установлены на тэватроне. Их поиск будет продолжен на ЛНС.

Симметрия поколений лептонов и кварков послужила основой для гипотезы о существовании лептокварков — частиц, обладающих одновременно и лептонным, и кварковым (т.е. барионным) квантовыми числами. Предполагается, что каждое поколение фермионов связано со «своим» лептокварком. Электрические заряды лептокварков дробные (как у кварков). Распадаясь, они образуют лептон и кварк одного поколения.

Возможны процессы как одиночного, так и парного рождения лептокварков (в последнем случае поисковым признаком служат пары лептонов одного поколения и две струи, образованные парой кварков).

Ведется также и будет продолжен поиск ряда других гипотетических частиц.

Отметим, что поиск многих из указанных выше частиц будет производиться на основе одних и тех же исходных данных, накопленных универсальными установками коллайдера: использование различных критериев отбора при анализе этих данных позволяет выделять разные типы искоемых событий.

14.2. Большой адронный коллайдер LHC

Создание LHC знаменует следующий этап в развитии экспериментальной физики частиц — этап проникновения в область мультитэвных энергий, исследование которой позволит существенно расширить наши представления об устройстве физического мира.

Проект LHC был разработан в ЦЕРНе. Первоначально предполагалось, что этот коллайдер будет создаваться странами-участницами этой организации (и, соответственно, ими же будет преимущественно использоваться). Но после того, как Конгресс США в 1993 г. решил прекратить сооружение суперколлайдера SSC с энергией пучков 20 ТэВ (лишив тем самым Америку возможности стать лидером в этой области фундаментальных исследований и уступив это лидерство Европе), а в России были прекращены работы по созданию коллайдера УНК с энергией пучков 3 ТэВ, проект LHC стал единственным в мире проектом коллайдера мультитэвных энергий, и к его осуществлению подключился целый ряд стран, не являющихся членами ЦЕРНа. Это США, Россия, Канада, Израиль, Индия и др. Таким образом, сотрудничество по созданию LHC, подготовке и проведению исследований на нем и обработке полученных данных стало практически всемирным.

Вклады стран не членов ЦЕРНа позволили приблизить на три года планируемый срок начала работы LHC с энергией пучков 7 ТэВ (первоначально, когда исходили из возможностей финансирования проекта только странами-участницами ЦЕРНа, это намечалось осуществить в 2008 г., сейчас установлен срок 2005 г.).

Страны не члены ЦЕРНа вносят также существенный интеллектуальный вклад. Представители этих стран составляют около половины числа физиков и инженеров, непосредственно участвующих в осуществлении проектов создания экспериментальных установок для LHC.

Эти установки создаются огромными международными коллаборациями. В проектах ATLAS и CMS участвует более чем по 1 500 специалистов из 150 институтов, университетов и лабораторий, в проекте ALICE — около 1 000 специалистов из 65 научных учреждений. В каждой из этих коллабораций представлены десятки стран разных континентов. Следует

подчеркнуть существенное для всех коллабораций и взаимовыгодное участие в них специалистов из ОИЯИ и России. Например, в коллаборации CMS ОИЯИ, Россия и другие страны-участницы ОИЯИ составляют отдельное подразделение, включающее около 200 человек.

Основой намечаемой в настоящее время научной программы LHC являются поисковые эксперименты. Это прежде всего поиск бозонов Хиггса (как предсказываемых стандартной моделью, так и следующих из минимальной суперсимметричной стандартной модели) и поиск суперсимметричных частиц. Планируется также поиск субкварковых и сублептонных состояний, лептокварков, тяжелых калибровочных бозонов W' и Z' и т. д.

Намечается и проведение систематических исследований по B -физике (в первую очередь процесса CP -несохранения в распадах B -мезонов) и по физике топ-кварков.

Одной из важнейших задач LHC будет поиск образования кварк-глюонной плазмы в столкновениях ядро-ядро.

Экспериментальное обнаружение частиц, поиск которых составляет основу программы LHC, — задача чрезвычайной сложности. Эти частицы массивны, и ожидаемые сечения их рождения должны быть крайне малы. Соответственно, общее их количество, которое сможет быть зарегистрировано при успешном исходе эксперимента, будет небольшим. И эти очень редкие события надо будет надежно выделить из фона, превышающего их по интенсивности во многие миллиарды раз.

Чтобы полученные результаты были надежными, планируется проведение основных экспериментов одновременно на двух различных установках, на которых будут работать разные группы физиков. Очевидно, что совпадение результатов, полученных на разных установках, неизмеримо повышает их достоверность¹. Параллельные исследования на двух установках особенно необходимы, когда нет других ускорителей, на которых могли бы быть независимо проверены ожидаемые важные результаты.

Обе универсальные установки, ATLAS и CMS, оптимизированы для решения главных задач LHC. Предусмотрена возможность их эффективного использования как в начальный период работы коллайдера, когда его светимость будет минимальной, так и при достижении максимальной светимости.

Согласно проектам, ATLAS и CMS, как и большинство коллайдерных установок, имеют форму цилиндров, закрытых с торцов (рис. 14.1 и 14.2). Вдоль оси этих цилиндров размещены вакуумные камеры, в которых происходят столкновения встречных пучков. На пути частиц, образующихся в этих столкновениях (кроме вылетающих под углом к оси, меньшим неко-

¹Напомним, что ранее две установки, UA1 и UA2, были использованы для поиска W и Z на $SppS$, а затем CDF и D0 служили для обнаружения t -кварка на $тэватроне$.

торого минимального), последовательно расположены: центральные трековые системы (трекеры), помещенные в создаваемое соленоидом магнитное поле, восстанавливающие с высокой точностью траектории этих частиц, а также их импульсы; электромагнитные калориметры, состоящие из множества мелких ячеек, определяющие энергию электронов и фотонов и локализирующие их в пространстве; гранулированные адронные калориметры; мюонные системы, состоящие из нескольких слоев координатных детекторов в магнитном поле.

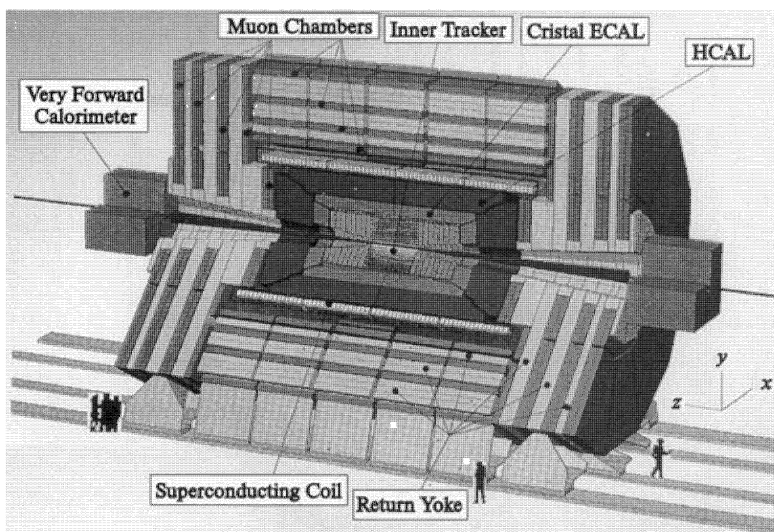


Рис. 14.1. Схема проектируемой установки CMS

Однако концепции, положенные в основу проектирования обеих установок, не совпадают. Существенно различаются магнитные системы, общее конструктивное решение, используемые детектирующие устройства.

В CMS трекер, электромагнитные и адронные калориметры размещены внутри большого сверхпроводящего соленоида (длина 13 м, диаметр 5,9 м), создающего сильное магнитное поле (4 Тл). Соленоид окружает мюонная система из четырех последовательных «мюонных станций», размещенных между слоями и снаружи железного возвратного ярма магнита. Мюонные станции определяют координаты проходящих через них мюонов и направление их движения.

Трекер имеет форму цилиндра (длиной 6 м, диаметром 2,6 м) и содержит ряд слоев кремниевых и газовых микроstriповых детекторов, а также кремниевые «пиксели». В электромагнитном калориметре (ECAL) используются кристаллы PbWO_4 . Адронный калориметр (HCAL) состоит

из слоев меди и сцинтиллятора. Длина CMS 21,6 м, диаметр 14,6 м, общий вес 14,5 тыс. т.

В установке ATLAS магнитная система состоит из соленоида и воздушного тороидального магнита. Внутри сверхпроводящего соленоида с полем 2 Тл расположен центральный трекер (цилиндрическая система прецизионных координатных датчиков). Воздушный тороидальный магнит, состоящий из цилиндрической и торцевых частей, образует магнитное поле трехслойного мюонного спектрометра, между внутренним

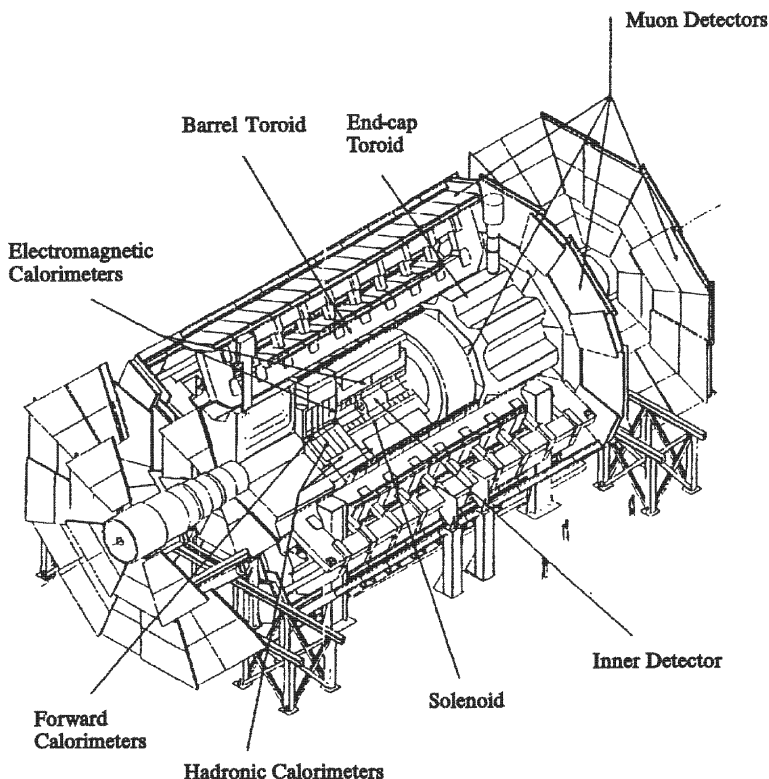


Рис. 14.2. Схема проектируемой установки ATLAS

и внешним слоями которого он расположен. Тороидальное магнитное поле создается восемью сверхпроводящими обмотками, отдельно в цилиндрической и торцевых частях. Размеры цилиндрической области магнита: длина 26 м, внутренний диаметр 9,4 м, внешний диаметр 19,5 м.

Сложная калориметрическая система, включающая электромагнитные и адронные калориметры разных типов, размещена между мюонным спектрометром и соленоидом.

Общая длина установки ATLAS 42 м, диаметр 22 м, вес 7 000 т. Размер подземного зала для этой установки, расположенного на глубине 100 м, достаточен для размещения в нем шестиэтажного здания.

Установка ALICE предназначена для исследования столкновений тяжелых ядер при ультрарелятивистских энергиях (5,5 ТэВ на каждую пару сталкивающихся нуклонов). В таких столкновениях достигается сверхвысокая плотность энергии, и можно ожидать, что будет происходить деконфайнмент кварков и образование кварк-глюонной плазмы. Поиск этого процесса — главная задача научной программы этой установки.

Задача эта весьма сложная, поскольку нет четких критериев, однозначно свидетельствующих о возникновении кварк-глюонной плазмы, и диагностика процесса должна основываться на совокупности признаков. К тому же огромное количество частиц, рождаемых в столкновениях тяжелых ядер при столь высокой энергии, создает очень трудные фоновые условия.

Предполагается помимо столкновений Pb–Pb исследовать для сравнения столкновения более легких ядер (Ca–Ca), а также протонов с ядрами и протонами. Среди ожидаемых признаков образования кварк-глюонной плазмы отметим подавление выхода тяжелых кваркониев (J/ψ , ψ' , Υ , Υ' , Υ''), различное для основных и возбужденных состояний и зависящее от их энергии связи; прямые фотоны, которые могут являться свидетельством теплового излучения плазмы; повышенный выход странных и очарованных частиц.

В установке ALICE (рис. 14.3) будет использован соленоидальный магнит установки L3. В однородном поле магнита (0,2 Тл) будут размещены (последовательно от центра) внутренний трекер, который может восстанавливать вторичные вершины от распада очарованных частиц и гиперонов; большая цилиндрическая времяпроекционная камера, способная регистрировать одновременно тысячи треков; система идентификации частиц по их времени пролета.

В дополнение к этому будут еще два детектора: расположенный внутри основного магнита электромагнитный калориметр для регистрации прямых фотонов и внешний мюонный спектрометр для детектирования тяжелых кваркониев по их мюонным распадам. Мюонный спектрометр состоит из дипольного магнита, поглотителей и ряда слоев координатных детекторов.

Основные установки LHC способны не только выполнить намеченную программу исследований — у них хорошие возможности и для обнаружения неожиданных проявлений «новой физики», которые могут появиться в области ТэВ-ных энергий.

Объем информации, поступающей от LHC за один год, будет на пять порядков больше поступившего со всех установок LEP за 11 лет его работы. Для ее обработки, которая будет вестись во многих странах и на

разных континентах, создается глобальная сетевая система нового поколения Grid. Эта система позволит в любой ее точке использовать накопленные в ней данные и вычислительные мощности.

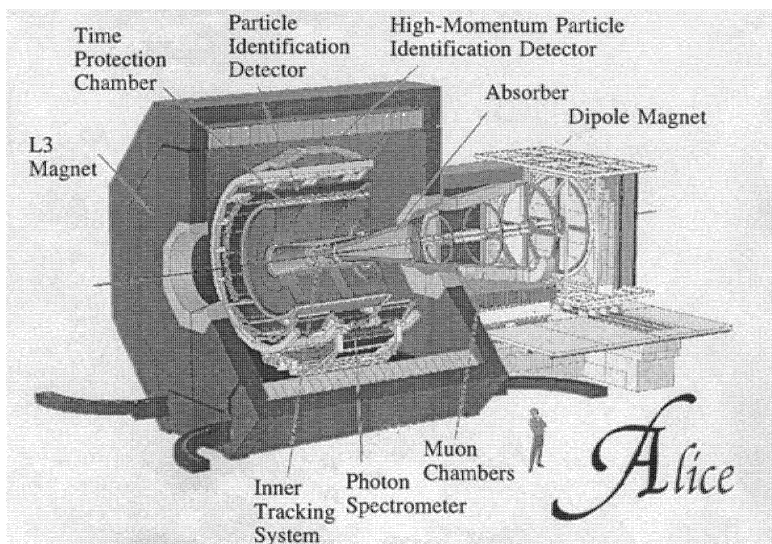


Рис. 14.3. Схема проектируемой установки ALICE

Беспрецедентный по масштабу и уровню организации проект LHC должен внести определяющий вклад в решение двух стержневых проблем физики частиц, которыми, как уже было сказано выше, являются проверка оставшихся фундаментальных предположений стандартной модели и поиск явлений за пределами этой модели. Таким образом, исследования на LHC будут завершением нынешнего этапа развития физики частиц и началом нового ее этапа.

Физика частиц развивается в тесном взаимодействии эксперимента и теории. Однако в настоящее время «задержка» за экспериментом. Предложен и разработан ряд теоретических схем и моделей возможного расширения основных представлений этой науки, новых, еще более общих симметрий. Сейчас теория на распутье: она рассматривает разные варианты дальнейшего пути физики частиц как глобальной науки, призванной ответить не только на вопрос, как устроен наш мир, но и почему он такой. Эксперимент должен решить, какой из этих путей ведет к истине.

ДОПОЛНЕНИЕ

О значении фундаментальной науки, в частности физики частиц

В Дополнении к этой книге первоначально предполагалось обсудить значение физики частиц для общества и отношение общества и государства именно к этой науке. Но физика частиц — лишь один из разделов физики, а физика — лишь одна из фундаментальных наук, — и вопрос сам собой перерос в проблему значения фундаментальной науки и отношения к ней общества и государства. Обсуждение такой проблемы, конечно, не относится к теме книги об экспериментальной физике частиц. Но реалии нашего времени таковы, что возможность осуществления экспериментальных исследований напрямую зависит от отношения общества и особенно государства к этим исследованиям, от понимания ими значения фундаментальной науки, и экспериментаторам приходится ломать голову не только над научными проблемами, но и над ставшей необычайно острой (а во многих странах, в том числе в России, критической) проблемой финансирования. Поэтому в этом Дополнении приведена в сокращенном виде относящаяся к указанной теме статья одного из авторов, в которой обсуждается значение фундаментальных наук, в частности физики частиц, их необходимость — и необходимость их финансирования государством. Статья была написана в 1992 г. и, к сожалению, не потеряла своей актуальности в настоящее время.

ФУНДАМЕНТАЛЬНАЯ НАУКА И ТРУДНЫЕ ВРЕМЕНА

А.Л.Любимов

Сообщения Объединенного института ядерных исследований,
92-224, Дубна, 1992

Серьезная угроза нависла над фундаментальной наукой в России, а также в других бывших республиках Советского Союза и некоторых странах Восточной Европы. Эту науку нужно защищать. Цель этой статьи, отнюдь не претендующей на оригинальность, последовательно изложить аргументы в пользу необходимости фундаментальной науки, включая высказанные ранее другими авторами, и возразить против некоторых «аргументов», выдвигаемых для оправдания процесса ее сворачивания.

В качестве примера я буду рассматривать физику элементарных частиц (называемую также физикой высоких энергий) — наиболее фундаментальный раздел современной физики.

Задача фундаментальной науки — познание природы, ее основных принципов и законов.

Задача прикладной науки — решение конкретных проблем, связанных с материальными интересами общества. При этом прикладная наука, как правило, опирается на законы, установленные фундаментальной наукой.

Многие авторитетные специалисты посвятили свои статьи вопросу о значении для общества фундаментальной науки и, в частности, физики высоких энергий (прежде всего для стран, в которых эта наука развивается, но в той или иной мере и для всего человечества). Назову некоторые из этих статей, отдельные положения и примеры из которых буду использовать: Л. М. Ледерман «Ценность фундаментальной науки» [1], Д. И. Блохинцев «О соотношении фундаментальных и прикладных исследований» [2], В. Ф. Вайскопф «В защиту физики высоких энергий» [3], М. Г. Хайн «О финансировании физики высоких энергий» [4], М. А. Марков «Будущее науки» [5].

Рассмотрим сначала значение фундаментальных исследований с утилитарной точки зрения: что они дают практике, как они воздействуют на материальную сферу нашей жизни.

Несколько упрощая, можно сказать, что фундаментальная наука сегодняшнего дня определяет прикладную науку завтрашнего дня, а та определяет технику и технологии послезавтра. Таким образом, фундаментальные науки являются основой, т.е. именно фундаментом прогресса в материально-технической области.

Ограничусь, для конкретности, физикой.

Исторический опыт показывает, что все крупные физические открытия, начиная со времен Галилея и даже Архимеда и до наших дней, приводили рано или поздно к появлению принципиально новых областей техники (пусть менее значительных открытий в практику труднее проследить, однако в принципе он аналогичен). Можно также «решать обратную задачу»: начав с крупнейших технических инноваций, пойти назад, к их истокам. И тогда мы убедимся, что обычно вначале были открытия фундаментальной науки.

Приведу лишь несколько хрестоматийных примеров.

Открытие Фарадеом электромагнитной индукции привело к появлению электротехники.

Теоретические работы Максвелла и Герца легли в основу радиотехники.

Квантовая физика привела к созданию полупроводниковой электроники и лазеров.

Исследования атомного ядра, проводившиеся в чисто познавательных целях, в традициях «чистой» науки, привели к овладению атомной энергией.

Очевидно, что этот список может быть легко продолжен.

Приведу также один из множества менее значительных, но характерных примеров. Создание навигационной системы, использующей ряд спутников, находящихся над разными точками земной поверхности, потребовало учета соотношений теории относительности для сопоставления хода часов в движущихся относительно друг друга спутниках.

Научно-техническая революция второй половины XX в. стала возможной благодаря бурному развитию фундаментальных наук (и прежде всего физики) в первой половине этого века.

Не случайно дальновидный Альфред Нобель, химик-прикладник и процветающий предприниматель, учредил премии за выдающиеся достижения именно в фундаментальных науках.

В самой фундаментальной науке также существует градация по степени «фундаментальности» в зависимости от того, является ли целью исследований установление основных законов природы или же объяснение явлений на основе известных основных законов.

В. Вайскопф условно называет первый тип исследований «интенсивным», а второй — «экстенсивным». Среди примеров «экстенсивных» наук он приводит физику твердого тела и физику плазмы. Преимущественно «интенсивной» наукой в настоящее время является физика высоких энергий (ранее в нашем веке этапами развития «интенсивной» науки были последовательно электродинамика и релятивизм, квантовая теория атома и ядерная физика, но с течением времени они становятся все более «экстенсивными»).

Физика высоких энергий — это прежде всего физика микромира, наука о строении и свойствах материи на субъядерном уровне, о мельчайших «кирпичиках», из которых построена наша Вселенная, и об их взаимодействиях. А поскольку чем проще система, тем более общими законами определяются ее свойства, физика элементарных частиц является в то же время наукой о наиболее общих принципах и законах природы, наукой глобальной. Поэтому она оказывает глубокое и постоянно возрастающее влияние на многие другие естественные науки. В частности, соединение физики элементарных частиц с космологией позволило создать общую картину возникновения и эволюции Вселенной. <...>

«Интенсивные» исследования составляют передний фронт науки. Когда эти исследования достигают достаточного уровня развития, они приводят к появлению новых областей «экстенсивного» исследования — а те в свою очередь определяют новые направления прикладной науки.

Отмечу одну особенность процесса использования открытий фундаментальной науки в практике. Ученые, делавшие эти открытия, зани-

мались своими исследованиями, исходя из чисто научных интересов, из свойственной людям с развитым интеллектом потребности к познанию, и часто даже не представляли себе возможности практического использования результатов своей работы.

Хрестоматийный пример. Резерфорд в 1933 г. сказал: «Каждый, кто полагает, что явление превращения атомов может дать новый источник энергии, предается вздорным фантазиям». Через пять лет было открыто деление ядер, а еще через четыре года заработал первый атомный реактор.

И все же: а что сможет в будущем дать практике физика высоких энергий?

Наиболее значительным из возможных прикладных результатов ее дальнейшего развития является создание новых способов получения энергии, обладающих более высоким КПД, чем основанные на делении тяжелых ядер и на реакциях термоядерного синтеза (даже в термоядерных реакциях выделяется меньше 1 % полной энергии вещества, так называемой энергии покоя, определяемой известным соотношением $E = mc^2$). В то же время в природе существуют процессы со значительно большей долей выделяемой энергии (в частности, при аннигиляции вещества и антивещества энергия выделяется полностью). Трудно даже представить себе практические последствия открытия возможности использования таких процессов.

Сможет ли человечество в будущем создавать источники энергии, более эффективные, чем термоядерный синтез? Бурное развитие науки в XX в. позволяет надеяться, что со временем эта задача будет решена <...> на основе совершенно нового подхода, который мы сейчас не можем себе представить. Во всяком случае, несомненно, что если такие сверхисточники энергии будут созданы, то только на основе развития физики высоких энергий, в результате проникновения на более глубокий, чем достигаемый ядерной физикой, уровень микромира. Пока же непосредственное прикладное использование физики элементарных частиц еще незначительно (можно, должно быть, сравнить с использованием физики атомного ядра в 20-е годы).

Но помимо прямого использования результатов фундаментальной науки она оказывает на практику и косвенное влияние. Учесть его, особенно количественно, гораздо труднее, хотя оно весьма существенно. Потребности фундаментальной науки вызывают необходимость развития многих прикладных исследований, разработки новых технических устройств и технологий, т. е. стимулируют технический прогресс. Так, например, физика высоких энергий требует создания все более совершенных ускорителей, детекторов частиц и систем приема и обработки большого объема информации. Соответственно развивается вакуумная техника, криогеника, техника сверхпроводящих устройств, специализированная электроника и т. д. <...>

Большое количество технических разработок, предназначавшихся первоначально для нужд физики высоких энергий или стимулированных ею, находит затем применение в других областях и дает заметный экономический эффект. Л.Ледерман в качестве примера перечисляет различные практические применения ускорителей, созданных первоначально для фундаментальных исследований, в том числе производство радиоактивных изотопов для нужд медицины, терапию опухолей, имплантацию ионов в полупроводники при производстве интегральных схем, генерацию синхротронного излучения, имеющего в свою очередь множество практических применений, и т.д., а также указывает на необходимость учета побочных эффектов. Чистый доход от промышленной деятельности, активизированной этими побочными результатами, оценивается во многие миллиарды долларов в год.

Однако при оценке роли фундаментальной науки, особенно в наше время, ни в коей мере нельзя ограничиться ее возможным практическим выходом. Эта наука составляет неотделимую часть и одну из основ цивилизации, интеллектуального богатства современного общества, его общей культуры.

Именно фундаментальные исследования создают ту основу знаний, которой пользуются специалисты разных конкретных областей.

Крупные открытия фундаментальной науки, поначалу известные (и понятные) лишь узкому кругу специалистов, со временем становятся предметом изучения в школах и в упрощенном виде входят в кругозор современного человека, формируя его представления об окружающем нас мире (кто сейчас не слышал ничего об атомах, атомных ядрах, электронах и т.д., не говоря уже о том, что сейчас в цивилизованных странах трудно найти людей, которые, например, считают, что Солнце вращается вокруг Земли).

Проникновение в тайны устройства мира и его основных принципов и законов, понимание «природы вещей», к которому с древних времен стремились лучшие умы, не просто развивает, но и революционизирует человеческое мышление (например, делает возможным понимание явлений, которые мы не можем не только непосредственно наблюдать, но и просто себе представить — таких как волновые свойства частиц в квантовой механике или парадокс близнецов в теории относительности).

Познание мира, в котором мы живем, ведет к осознанию нашего места в этом мире и помогает в постижении смысла жизни.

Существенна роль фундаментальной науки и в борьбе с лженаукой, которая, к сожалению, активно пробивается в сознание широких слоев населения (чему сильно способствуют многие средства массовой информации).

Но ценность науки состоит не только в ее результатах, но и в самом процессе научной деятельности.

Интеллектуальная привлекательность фундаментальной науки втягивает в научную работу заметную долю наиболее способных людей (а отсутствие возможностей для занятия этой наукой приводит к неизбежной «утечке мозгов», притом самых лучших).

Существует обратная связь: чем интенсивнее ведутся в стране фундаментальные исследования, тем большее количество молодых людей избирает в качестве своего будущего занятия науку, обеспечивая прирост важнейшего ресурса — интеллектуального.

Значительна роль фундаментальной науки в поддержании высокого интеллектуального уровня всего научного сообщества, в воздействии на «всю науку» и на высшее образование.

Если результаты прикладных исследований могут стать «секретом фирмы», то результаты фундаментальных исследований являются достоянием всего человечества, предметом широкого международного интеллектуального обмена.

Законы природы одинаковы для всех, фундаментальные науки наднациональны, и поэтому они являются фактором, объединяющим людей из разных стран, с различной идеологией и религией (в этом одно из отличий науки от религии и идеологии, которые объединяют своих приверженцев, но часто противостоят тем, кто исповедует другую религию или придерживается другой идеологии).

Без интенсивных международных связей современная фундаментальная наука просто не может существовать. Поэтому велика роль этой науки в создании международного сообщества ученых — а это, в свою очередь, оказывает все большее влияние на общее развитие международных связей и сотрудничества разных стран и народов.

Фактором, способствующим развитию международного научного сотрудничества, является и то, что некоторые направления фундаментальных исследований требуют вложения значительных материальных ресурсов и участия большого числа специалистов высокой квалификации, что не под силу большинству отдельных стран. Это ведет к объединению усилий разных стран, к организации международных коллабораций. Особенно наглядно эта тенденция проявляется в развитии физики высоких энергий, требующей создания все более сложных и дорогостоящих экспериментальных установок, достигших уже промышленных масштабов. Поэтому именно для исследований по физике высоких энергий были созданы первые (и, возможно, пока единственные) крупные международные научные центры — Европейский центр ядерных исследований (ЦЕРН) в Женеве и Объединенный институт ядерных исследований (ОИЯИ) в Дубне.

Фундаментальные науки — большая духовная ценность, фактор нравственного совершенствования, по сути своей ставящий стремление к познанию выше меркантильных интересов (чем охотно пользуются, плата

ученым за фундаментальные исследования меньше, чем за менее интеллектуальный труд, т.е. как бы собирая налог за возможность творчества в области «чистой науки», за важную составляющую «высокого качества жизни», какой для интеллектуала является участие в процессе познания).

Фундаментальная наука — необходимое (хотя, к сожалению, далеко не достаточное) условие интеллектуального здоровья общества. И если в стране не ведутся фундаментальные исследования, то это признак интеллектуальной нищеты.

Сказанное выше можно резюмировать следующим образом: фундаментальная наука является одной из основ и необходимым условием прогресса в материальной, интеллектуальной и духовной жизни человечества.

Сопоставим теперь пользу, которую приносит фундаментальная наука, с затратами на нее.

Любопытную оценку приводят в указанных выше статьях Вайскопф и Хайн: со времен Архимеда и до 1965 г., когда были написаны эти статьи, все затраты на фундаментальную науку составили приблизительно стоимость 10-дневного продукта мировой промышленности уровня 1965 г. (что меньше стоимости прироста промышленного производства за указанный год). Впечатляющий результат, демонстрирующий, помимо всего прочего, необыкновенную, я бы сказал, баснословную рентабельность вложений в фундаментальную науку.

За последние десятилетия фундаментальные исследования заметно подорожали, что вызвано прежде всего необходимостью создания все более совершенных, а значит, и дорогостоящих установок и аппаратуры. И все же общие затраты на эти исследования составляют лишь несколько процентов от затрат на прикладные исследования и доли процента от общего бюджета развитых стран. В качестве примера укажу, что бюджет Академии наук СССР (охватывавший, правда, не все ведущиеся в стране фундаментальные исследования) в последние годы составлял $\approx 4\%$ от общего бюджета ведомственных, т.е. преимущественно прикладных, научно-исследовательских учреждений.

По оценке Ледермана, в США на долю фундаментальных наук приходилось лишь 5% от суммы, расходуемой на прикладные исследования, и менее $0,5\%$ от всех расходов государственного бюджета.

Излишне говорить, что и в США, и в бывшем Советском Союзе расходы на фундаментальную науку ничтожно малы по сравнению с военными расходами. В качестве иллюстрации укажу, что годовой бюджет ЦЕРНа в несколько раз меньше стоимости атомной подводной лодки, которых эти государства имели порядка сотни каждое.

В то же время значительная доля производимого современным обществом валового продукта (по некоторым оценкам, до $1/3$) имеет своей основой либо прямое использование результатов фундаментальных исследе-

дований, либо их косвенное влияние. Таким образом, затраты на фундаментальную науку в конечном счете окупятся многократно.

Тем не менее вопрос о финансировании фундаментальных исследований возникает вновь и вновь. Очевидно, что эти исследования (в отличие от прикладных) не могут самофинансироваться: их конечный продукт находится вне сферы коммерции. Поэтому фундаментальная наука может существовать только в том случае, если средства для нее (по крайней мере, основные) выделяет государство.

В развитых странах, находящихся в благоприятной экономической ситуации, вопросы финансирования фундаментальных исследований решаются более или менее удовлетворительно, хотя, конечно, и там имеются свои проблемы, притом во многом различные для крупных и малых стран. Но в странах, переживающих экономические трудности, сейчас «экономят» за счет фундаментальных исследований, и их положение стало критическим.

Один из «аргументов», выдвигаемых против финансирования фундаментальной науки, звучит примерно так: «Пусть этой наукой занимаются в других, более богатых странах, а мы будем пользоваться готовыми результатами их исследований».

Но фундаментальная наука не может существовать только за счет «импорта». Это показывает, в частности, пример ряда развивающихся стран, которые, даже имея высокие доходы, пока еще существенно отстают в развитии науки, со всеми последствиями такого отставания. Воспринимать и использовать результаты чужих исследований, отбирать существенное из огромного потока сообщений и публикаций, знакомить с этими результатами других, прежде всего молодежь, быть в курсе новых и новейших данных могут только специалисты, т.е. только люди, занимающиеся фундаментальными исследованиями. Если в стране эти исследования не ведутся, то кто будет тогда все это осуществлять? Ведь наиболее квалифицированные ученые потянутся за рубеж, многие постараются найти себе другое применение, молодые люди, которые, возможно, могли бы в будущем составить славу науки своей страны, изберут для себя иную дорогу в жизни, подальше от проблем «большой науки».

Научный потенциал страны создается не за годы — за десятилетия. Должны быть ученые и преподаватели, которые могут готовить следующие поколения ученых, должны быть научные школы и традиции, должна быть атмосфера, в которой способные молодые люди смогут почувствовать вкус современной науки и принять ее вызов. И, конечно, должна быть соответствующая инфраструктура — лаборатории, кафедры, институты.

В странах, где все это уже создано, ситуация в науке существенно отличается от ситуации в странах, которым это только еще предстоит. Соответственно и политика по отношению к науке должна быть разная:

в одном случае нужно *создавать* научный потенциал, в другом — хотя бы *сохранить* то, что уже есть (что несравненно проще).

Очевидно, что экономия на долях процента, отпускаемых в бюджете на фундаментальную науку, не может решить ни одной экономической проблемы. А негативные последствия такой «экономии» неизмеримы и притом долговременны и необратимы: будет утерян научный потенциал. И наука в стране зачахнет надолго, по крайней мере до следующих поколений.

Вывдвигаются и такие предложения по экономии за счет фундаментальных наук: финансировать только некоторые из них — либо требующие наименьших затрат, либо наиболее близкие к прикладным исследованиям, способные уже в ближайшем будущем дать выход в практику. Такого рода предложения можно, к сожалению, услышать и от некоторых ученых, которые хотят таким способом сохранить или даже увеличить ассигнования на «свое» направление исследований. Чаше всего при этом звучат предложения экономить за счет физики высоких энергий, поскольку она требует больших ассигнований, чем многие другие фундаментальные науки. Используется против физики высоких энергий и обвинение в «бесполезности для практики», хотя очевидно, что исследования переднего фронта науки не могут приносить свои плоды сегодня же: их черед придет позже.

Между тем фундаментальная наука по своей природе должна развиваться широким фронтом, ее ветви тесно переплетены друг с другом. Так, например, физика высоких энергий неразрывно связана с ядерной физикой, с астрофизикой и космологией, со всей теоретической физикой и т. д. Нельзя «закрыть», хотя бы на время, одну из фундаментальных наук, не нанося удар и многим другим наукам. Поэтому даже в небольших странах, которые не могут активно участвовать в исследованиях по всем разделам фундаментальной науки, необходимо, концентрируя усилия на некоторых из них, все же сохранить на основных научных направлениях хотя бы минимальное число ученых, которые в своей области служили бы связующим звеном с мировой наукой и знакомили бы с ней представителей других областей науки и молодежь.

Неправомерными являются и используемые иногда при обсуждении вопросов финансирования науки «арифметические» аргументы такого рода: преимущество в финансировании должны иметь те науки или направления исследований, в которых при равных затратах может работать больше ученых. Но задача науки не трудоустройство ученых, и приоритеты в финансировании должны соответствовать прежде всего значимости получаемых (или ожидаемых) научных результатов¹.

¹ В то же время внутри одной области исследований при определении приоритетности отдельных экспериментов должно, помимо научной значимости, учитываться и количество заинтересованных в данном эксперименте научных групп.

Необходимо отдавать себе отчет в том, что сокращение ресурсов, выделяемых на фундаментальную науку, общее или избирательное, подрывает одну из основ, на которых строится прогресс страны.

Сокращение фундаментальных исследований — акт отчаяния, неверия в перспективу, в возможность выхода страны из охватившего ее кризиса. По выражению Хайна, свертывание фундаментальной науки является для страны «медленным, но верным интеллектуальным самоубийством».

В годы страшной блокады Ленинграда во время второй мировой войны, когда сотни тысяч людей умирали от голода, сотрудники созданного Н. И. Вавиловым Института растениеводства спасли хранившуюся в институте уникальную коллекцию злаков, не позволив себе воспользоваться ее образцами для спасения своей жизни. В другом ленинградском институте в годы блокады сохранили выращенные для физических экспериментов уникальные монокристаллы сахара.

Эти высокие подвиги во имя Науки должны служить нам примером.

А ведь мы хоть и живем трудно, еще не умираем с голода.

Экономия средств, выделяемых в наших странах на фундаментальную науку, в сложившихся условиях неизбежна, но она должна производиться крайне осмотрительно, с тем чтобы не подорвать основы существования этой науки: есть некоторый минимум необходимых ассигнований, ниже которого начнется цепная реакция развала. Должны быть сохранены кадры ученых — и молодых, начинающих, и опытных, ведущих, должна быть сохранена хотя бы некоторая минимально необходимая инфраструктура, должна быть сохранена привлекательность фундаментальной науки, чтобы приток способной молодежи не дал этой науке иссякнуть.

Проблема финансирования сейчас — ключевая для спасения фундаментальной науки в России, в других бывших республиках СССР, а также в бывших социалистических странах Восточной Европы.

В то же время необходимо обеспечить наиболее разумное расходование выделяемых на эту науку средств.

В частности, если говорить о физике высоких энергий, то представляется нецелесообразным в период экономических трудностей начинать, например, строительство новых ускорителей: тех, что уже существуют или строятся, при продуманной организации их использования может хватить (пусть с некоторым напряжением) — международное разделение труда ученых позволяет работать, используя уже имеющиеся в мире ускорители хорошего класса.

Критическая ситуация, в которой находятся указанные выше страны, требует скорейшего пересмотра организации научных исследований, существенного повышения их эффективности.

В этой связи я хочу обратить внимание на опыт организации исследований по физике высоких энергий, где получили наибольшее распространение международные коллаборации и международные научные центры,

позволяющие объединить финансовые, материальные и интеллектуальные ресурсы разных стран. Этот опыт, безусловно, заслуживает распространения и является особенно актуальным в наших странах в настоящее время.

Развал общесоюзной системы организации фундаментальных исследований бывшего Советского Союза требует создания соответствующих международных систем, охватывающих образовавшиеся суверенные государства, с тем чтобы сохранить рвущиеся научные связи. Следует также учитывать, что в небольших странах с ограниченными ресурсами возможность участия ученых в международных коллаборациях является важнейшим условием существования и развития фундаментальной науки. А замыкание в национальных рамках, раздувание «ради престижа» национальных научных институтов неизбежно ведет к снижению уровня исследований и их эффективности. В науке, как и в политике, чрезмерная «суверенизация» приводит ко многим отрицательным последствиям. <...>

Создание международных коллабораций для исследований в разных областях науки поможет их выживанию в нынешние трудные времена.

Попробую кратко резюмировать основной вывод.

Мы должны осознать, сколь реальна опасность гибели нашей фундаментальной науки, интеллектуальной катастрофы, которая неизбежно привела бы к деградации всего общества.

Необходимо, несмотря на экономические, политические и иные трудности, сделать все возможное, чтобы спасти нашу науку, созданную трудом и талантом многих поколений. В противном случае мы уже в скором времени окажемся на задворках мировой цивилизации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Lederman L.M.* // Scientific American. 1984. V. 251. No. 5.
2. *Блохинцев Д.И.* // ОИЯИ, P2-7553. Дубна, 1973.
3. *Weisskopf V.F.* // CERN Courier. 1965. V. 5. No. 4.
4. *Hine M.G.N.* // CERN Courier. 1964. V. 4. No. 8.
5. *Марков М.А.* Размышляя о физике. М.: Наука, 1988. С. 162.

ПРИЛОЖЕНИЕ I

Используемые единицы физических величин

В книге используется широко применяемая в физике частиц система единиц $\hbar = 1$, $c = 1$ (где $\hbar$ — постоянная Планка, а c — скорость света). В этой системе размерности энергии E , импульса p и массы m одинаковы.

В качестве единицы энергии в физике частиц используется электрон-вольт (эВ). 1 эВ — это энергия, приобретаемая электроном, прошедшим разность потенциалов в 1 В. Применяются и производные электронвольта: 1 кэВ (10^3 эВ), 1 МэВ (10^6 эВ), 1 ГэВ (10^9 эВ) и 1 ТэВ (10^{12} эВ).

При $\hbar, c = 1$ $1 \text{ ГэВ} \approx 1,6022 \cdot 10^{-10} \text{ Дж} \approx 1,8 \cdot 10^{-24} \text{ г}$.

Поскольку размерности энергии и массы в данной системе единиц одинаковы, то как массы частиц, так и энергии пучков ускорителей измеряются в одних и тех же единицах (эВ).

Величина сечений в физике частиц и ядерной физике указывается в единицах барн (б) ($1 \text{ б} = 10^{-24} \text{ см}^2$), миллибарн ($1 \text{ мб} = 10^{-27} \text{ см}^2$), микробарн ($1 \text{ мкб} = 10^{-30} \text{ см}^2$), нанобарн ($1 \text{ нб} = 10^{-33} \text{ см}^2$), пикобарн ($1 \text{ пб} = 10^{-36} \text{ см}^2$), фемтобарн ($1 \text{ фб} = 10^{-39} \text{ см}^2$).

Магнитная индукция H приводится в теслах (Тл). $1 \text{ Тл} = 10^4 \text{ Гс}$ (гаусс).

Более подробные сведения о системах физических единиц, используемых в физике частиц, можно найти, например, в книге Л.Б.Окуня «Физика элементарных частиц» (М.: Наука, 1988).

ПРИЛОЖЕНИЕ II

Словарь терминов

Адроны — частицы, участвующие в сильном взаимодействии и состоящие из кварков. Адроны подразделяются на барионы и мезоны.

Аннигиляция — процесс, в котором частица и ее античастица, сталкиваясь, взаимно уничтожают друг друга, рождая при этом другие частицы.

Античастица (по отношению к данной частице) — частица, обладающая той же массой, спином, временем жизни, что и данная частица, но имеющая все зарядовые квантовые числа (электрический заряд Q , барионный заряд B , лептонный заряд L и т.д.) противоположного знака. Истинно нейтральные частицы (фотон, π^0 -мезон и др.) не обладают зарядовыми квантовыми числами и сами являются своими античастицами.

Асимптотическая свобода — свойство кварков и глюонов, заключающееся в том, что сильное взаимодействие между ними ослабевает при уменьшении расстояний между этими частицами.

Барионы — адроны, обладающие полуцелым спином. Барионы характеризуются барионным квантовым числом $B = +1$, антибарионы — значением $B = -1$. Каждый барион состоит из трех кварков. Массы барионов не меньше массы протона.

БНЛ (BNL — Brookhaven National Laboratory) — Брукхейвенская национальная лаборатория (Брукхейвен, США).

Бозоны — частицы, обладающие целым спином. Системы тождественных бозонов подчиняются статистике Бозе–Эйнштейна, позволяющей в каждом квантовом состоянии находиться произвольному числу частиц. Примеры бозонов: фотон, мезоны, а также ядро ^4He , атом ^4He и т.д.

Вакуум физический (в квантовой теории поля) — низшее энергетическое состояние системы квантовых полей. Среднее число частиц — квантов поля равно нулю, однако возможно рождение пар виртуальных частиц и ненулевое значение квантовых чисел.

Вероятность распада — величина, характеризующая интенсивность распада нестабильных частиц; равна доле частиц, распадающихся в единицу времени, и имеет размерность с^{-1} . Вероятность распада $w = -1/N \cdot dN/dt = 1/\tau$, где N — число частиц, а τ — среднее время жизни частицы. Распад происходит по экспоненциальному закону, так что доля частиц, доживших до времени t , $N_t/N_0 = e^{-t/\tau}$.

Волновая функция в квантовой механике — основная величина, описывающая состояние микрообъекта. Если волновая функция частицы $\Psi(x, y, z, t)$, то $|\Psi(x, y, z, t)|^2$ определяет вероятность нахождения частицы в момент t в точке с координатами x, y, z .

Гипероны — барионы, странность которых отлична от нуля.

Глубоконеупругие процессы — процессы взаимодействия лептонов с адронами, сопровождающиеся большой передачей энергии E и импульса q (причем $|E^2 - q^2| \gg 1 \text{ ГэВ}^2$), в которых происходит множественное рождение адронов.

Глюоны — безмассовые частицы со спином, равным единице, осуществляющие сильное взаимодействие между кварками. Обладают цветовым зарядом.

ДЭЗИ (DESY — Deutsches Electronen Synchrotron) — Немецкая ускорительная лаборатория (Гамбург).

ИТЭФ — Институт теоретической и экспериментальной физики (Москва).

ИФВЭ — Институт физики высоких энергий (Протвино, вблизи Серпухова).

ИЯФ СО РАН — Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера Сибирского отделения Российской академии наук (Новосибирск).

Калибровочные бозоны — элементарные частицы со спином 1, обмен которыми обуславливает известные взаимодействия. К ним относятся фотоны (γ), глюоны (g), $W^\pm$ и Z — переносчики соответственно электромагнитного, сильного и слабого взаимодействий.

Квантовая механика — фундаментальная физическая теория, описывающая широчайший круг явлений микромира. Квантово-механические системы обладают как корпускулярными, так и волновыми свойствами.

Квантовая теория поля — теория релятивистских квантовых явлений, изучающая процессы рождения, взаимодействия и уничтожения элементарных частиц.

Квантовая хромодинамика (КХД) — теория взаимодействий кварков и глюонов, обусловленных их цветовыми зарядами.

Квантовая электродинамика (КЭД) — квантовая теория электромагнитного взаимодействия.

Квантовые числа — целые или дробные числа, определяющие возможные дискретные значения физических величин, характеризующие частицы (и квантовые системы). Квантовыми числами частиц являются их электрический, барионный и лептонный заряды, спин, изотопический спин, цвет, странность, чарм, прелесть и некоторые другие.

Кварки — элементарные частицы со спином $1/2$ и дробными электрическими зарядами ($-1/3$ или $+2/3$), являющиеся составными элементами адронов. Барионы состоят из трех кварков, мезоны — из кварка

и антикварка. Существуют кварки шести типов (ароматов): u, d, s, c, b, t . Кварки обладают цветовым зарядом.

КЕК — Исследовательский центр по физике частиц и ядерной физике (Цукуба, Япония).

Коллаборация — группа физиков и других специалистов из разных институтов, совместно осуществляющая эксперимент.

Комптон-эффект — упругое рассеяние электромагнитного излучения малых длин волн на свободных (или слабо связанных) электронах. В этом процессе электрон испытывает отдачу, а энергия и импульс фотона уменьшаются и, соответственно, увеличивается его длина волны.

Константы связи (константы взаимодействия) — параметры, характеризующие силу взаимодействия частиц.

Космические лучи — поток частиц высокой энергии, в основном протонов, падающих на Землю из космического пространства (первичное излучение), а также поток вторичных частиц, рожденных при столкновении первичных частиц с веществом атмосферы. До создания ускорителей космические лучи были единственным источником частиц высокой энергии.

Лептоны — элементарные частицы со спином $1/2$, не участвующие в сильных взаимодействиях. Существуют заряженные лептоны трех типов: электроны (e), мюоны (μ), тау-лептоны (τ) и соответствующие им три типа нейтрино: электронное (ν_e), мюонное (ν_μ) и тау-лептонное (ν_τ). Лептоны характеризуются лептонным квантовым числом $L = +1$, антилептоны — значением $L = -1$. $L = L_e + L_\mu + L_\tau$, где L_e , L_μ и L_τ — соответствующие лептонные числа.

Масса — величина, характеризующая частицу или систему частиц. Масса m связана с энергией E и импульсом p тела соотношением $m^2 c^4 = E^2 - p^2 c^2$, где c — скорость света. В системе единиц, где $c = 1$, $m^2 = E^2 - p^2$.

Мезоны — адроны, обладающие целым спином. Мезоны состоят из кварка и антикварка. Все мезоны нестабильны, их времена жизни $\tau \leq 10^{-8}$ с.

МТИ (MIT, Massachusetts Institute of Technology) — Массачусетский технологический институт (Кембридж, США).

Орбитальный момент — момент количества движения частицы, обусловленный ее движением в пространстве, в частности, относительно других частиц (в отличие от собственного момента количества движения — спина).

Планка постоянная, $\hbar$ — фундаментальная постоянная квантовой теории, квант действия:

$$\hbar = h/2\pi = 1,0546 \cdot 10^{-27} \text{ эрг} \cdot \text{с} = 6,5822 \cdot 10^{-25} \text{ ГэВ} \cdot \text{с}.$$

Релятивистская скорость — скорость, близкая к скорости света.

Сечение — величина, характеризующая вероятность взаимодействия двух сталкивающихся частиц. Имеет размерность площади. Обозначается σ . Число взаимодействий N пучка, содержащего n_1 частиц, с мишенью площади S , содержащей n_2/S частиц на единицу площади, составляет $N = n_1 n_2 \sigma / S$. Сечение измеряется в см^2 или в барнах ($1 \text{ б} = 10^{-24} \text{ см}^2$). Полное сечение взаимодействия σ_{tot} (от англ. «total» — «полный»), учитывающее все возможные исходы столкновения, является суммой сечений упругого рассеяния σ_{el} (от англ. «elastic» — «упругий») и сечения всех неупругих процессов σ_{inel} (от англ. «inelastic» — «неупругий»): $\sigma_{\text{tot}} = \sigma_{\text{el}} + \sigma_{\text{inel}}$.

СЛАК (SLAC — Stanford Linear Accelerator Center) — Центр линейных ускорителей в Стэнфорде (вблизи Сан-Франциско).

Упругое рассеяние — процесс столкновения двух частиц, в результате которого меняются только их импульсы и не происходит изменения их внутреннего состояния и рождения новых частиц.

Фермионы — частицы, обладающие полуцелым спином. Системы тождественных фермионов подчиняются статистике Ферми–Дирака, согласно которой в каждом квантовом состоянии может находиться только одна частица.

ФИАН — Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук (Москва).

ФНАЛ (FNAL — Fermi National Accelerator Laboratory) — Национальная лаборатория им. Э. Ферми (Батавия, вблизи Чикаго).

Фотон — элементарная частица с массой, равной нулю, спином, равным единице, и нулевым электрическим зарядом. Квант электромагнитного поля. Испускание и поглощение фотонов заряженными частицами лежит в основе всех электромагнитных процессов.

Более подробное объяснение терминов, используемых в физике частиц, можно найти в книгах:

Окунь Л. Б. Физика элементарных частиц. М.: Наука, 1988 (Приложение 2. Словарь терминов. — Отсюда заимствованы некоторые из приведенных выше определений).

Физика микромира. Маленькая энциклопедия. М., 1980.

Физическая энциклопедия. В 5 т. М., 1988–1998.

Краткое объяснение терминов можно найти в Физическом энциклопедическом словаре (М., 1984) и в Советском энциклопедическом словаре (М., 1980).

ПРИЛОЖЕНИЕ III

Свойства частиц¹

Обозначения:

m — масса,
 τ — среднее время жизни,
 Γ — полная ширина,
 J — спин,

P — четность,
 I — изоспин,
 I_z — проекция изоспина,
УД — уровень достоверности.

Калибровочные бозоны
 $J = 1$

Названия и обозначения	m	Γ
Фотон, γ	$< 2 \cdot 10^{-16}$ эВ	стабилен
Глюон, g	0^*	—
$W^\pm$	$80,419 \pm 0,056$ ГэВ	$2,12 \pm 0,05$ ГэВ
Z	$91,1882 \pm 0,0022$ ГэВ	$2,4952 \pm 0,0026$ ГэВ

^{*}Теоретическое значение. Не исключена возможность массы глюона до нескольких МэВ.

¹По данным *Review of Particle Physics, Eur. Phys. J. C15. 2000. Nos.1–4*. Приведены только частицы, не распадающиеся за счет сильного взаимодействия.

Лептоны

$$J = 1/2$$

Названия и обозначения	m	τ
Электрон, e	$0,510998902 \pm 0,000000021$ МэВ	$> 4,2 \cdot 10^{24}$ лет УД = 68 %
Мюон, μ	$105,658357 \pm 0,000005$ МэВ	$(2,19703 \pm 0,00004) \times 10^{-6}$ с
Тау-лептон, τ	$1777,03^{+0,30}_{-0,26}$ МэВ	$(290,6 \pm 1,1) \times 10^{-15}$ с
Электронное нейтрино, ν_e	< 3 эВ	—
Мюонное нейтрино, ν_μ	$< 0,19$ МэВ УД = 90 %	—
Тау-нейтрино, ν_τ	$< 18,2$ МэВ УД = 95 %	—

Кварки

$$J^P = 1/2^+$$

Обозначения	m	Заряд (e)	Характерные квантовые числа
u	1–5 МэВ	2/3	$I = 1/2, I_z = +1/2$
d	3–9 МэВ	–1/3	$I = 1/2, I_z = -1/2$
s	75–170 МэВ	–1/3	$S = -1$
c	1,15–1,35 ГэВ	2/3	$C = +1$
b	4,0–4,4 ГэВ	–1/3	$B = -1$
t	$174,3 \pm 5,1$ ГэВ	2/3	$T = +1$

Примечание. Для u , d и s приведены оценки масс так называемых токовых кварков (см. 7.3), массы c - и b -кварков определены по массам содержащих эти кварки мезонов. Масса t -кварка измерена непосредственно.

Мезоны

Обозначения	Кварковый состав	$I(J^P)$	m , МэВ	τ (с)	Характерные квантовые числа
$\pi^\pm$	$\pi^+ = u\bar{d}$ $\pi^- = \bar{u}d$ $(u\bar{u} - d\bar{d})/\sqrt{2}$	$1(0^-)$	$139,57018 \pm 0,00035$	$(2,6033 \pm 0,0005) \cdot 10^{-8}$	$S = C =$ $B = T = 0$
π^0		$1(0^-)$	$134,9766 \pm 0,0006$	$(8,4 \pm 0,6) \cdot 10^{-17}$	$S = C =$ $B = T = 0$
$K^\pm$	$K^+ = u\bar{s}$ $K^- = \bar{u}s$	$1/2(0^-)$	$493,677 \pm 0,016$	$(1,2386 \pm 0,0024) \cdot 10^{-8}$	$K^+; S = +1$ $K^-; S = -1$
K^0 (50 % K_S^0 , 50 % K_L^0)	$d\bar{s}$	$1/2(0^-)$	$497,672 \pm 0,031$	—	$S = +1$
K_S^0 K_L^0	— —	$1/2(0^-)$ $1/2(0^-)$	— $m_{K_L^0} - m_{K_S^0} =$ $= (3,489 \pm 0,008) \cdot 10^{-12}$	$(0,8935 \pm 0,0008) \cdot 10^{-10}$ $(5,17 \pm 0,04) \cdot 10^{-8}$	— —
$D^\pm$	$D^+ = c\bar{d}$ $D^- = \bar{c}d$	$1/2(0^-)$	$1869,3 \pm 0,5$	$(1,051 \pm 0,013) \cdot 10^{-12}$	$D^+; C = +1$ $D^-; C = -1$
D^0	$c\bar{u}$	$1/2(0^-)$	$1864,5 \pm 0,5$	$(0,4126 \pm 0,0028) \cdot 10^{-12}$	$C = +1$
$D_S^\pm$	$D_S^+ = c\bar{s}$ $D_S^- = \bar{c}s$	$0(0^-)$	$1968,6 \pm 0,6$	$(0,496_{-0,009}^{+0,010}) \cdot 10^{-12}$	$D_S^+; C = S = +1$ $D_S^-; C = S = -1$
$B^\pm$	$B^+ = u\bar{b}$ $B^- = \bar{u}b$	$1/2(0^-)$	$5279,0 \pm 0,5$	$(1,653 \pm 0,028) \cdot 10^{-12}$	$B^+; B = +1$ $B^-; B = -1$
B^0 B_S^0	$d\bar{b}$ $\bar{s}b$	$1/2(0^-)$ $0(0^-)$	$5279,4 \pm 0,5$ $5369,6 \pm 2,4$	$(1,548 \pm 0,032) \cdot 10^{-12}$ $(1,493 \pm 0,062) \cdot 10^{-12}$	$B = +1$ $B = +1, S = -1$

Барионы

Обозначения	Кварковый состав	$I(J^P)$	m , МэВ	τ	Характерные квантовые числа
p (протон)	uud	$1/2(1/2^+)$	$938,27200 \pm 0,00004$	$> (10^{31} - 10^{33})$ лет	$I_Z = +1/2$
n (нейтрон)	udd	$1/2(1/2^+)$	$939,56533 \pm 0,00004$	$886,7 \pm 1,9$ с	$I_Z = -1/2$
Λ	uds	$0(1/2^+)$	$1115,683 \pm 0,006$	$(2,632 \pm 0,020) \cdot 10^{-10}$ с	$S = -1$
Σ^+	uus	$1(1/2^+)$	$1189,37 \pm 0,07$	$(0,8018 \pm 0,0026) \cdot 10^{-10}$ с	$S = -1$
Σ^0	uds	$1(1/2^+)$	$1192,642 \pm 0,0024$	$(7,4 \pm 0,7) \cdot 10^{-20}$ с	$S = -1$
Σ^-	$d ds$	$1(1/2^+)$	$1197,449 \pm 0,030$	$(1,479 \pm 0,011) \cdot 10^{-10}$ с	$S = -1$
Ξ^0	uss	$1/2(1/2^+)$	$1314,83 \pm 0,20$	$(2,90 \pm 0,09) \cdot 10^{-10}$ с	$S = -2$
Ξ^-	$d ss$	$1/2(1/2^+)$	$1321,31 \pm 0,13$	$(1,639 \pm 0,015) \cdot 10^{-10}$ с	$S = -2$
Ω^-	sss	$0(3/2^+)$	$1672,45 \pm 0,29$	$(0,821 \pm 0,011) \cdot 10^{-10}$ с	$S = -3$
Λ_c^+	udc	$0(1/2^+)$	$2284,9 \pm 0,6$	$(0,206 \pm 0,012) \cdot 10^{-12}$ с	$C = +1$
Ξ_c^+	usc	$1/2(1/2^+)$	$2466,3 \pm 1,4$	$(0,33^{+0,06}_{-0,04} \cdot 10^{-12})$ с	$C = +1$
Ξ_c^0	dsc	$1/2(1/2^+)$	$2471,8 \pm 1,4$	$(0,098^{+0,023}_{-0,015} \cdot 10^{-12})$ с	$C = +1$
Ω_c^0	ssc	$0(1/2^+)$	2704 ± 4	$(0,064 \pm 0,020) \cdot 10^{-12}$ с	$C = +1$
Λ_b^0	$u db$	$0(1/2^+)$	5624 ± 9	$(1,229 \pm 0,080) \cdot 10^{-12}$ с	$B = -1$

ПРИЛОЖЕНИЕ IV

Действующие и сооружаемые ускорители высоких энергий

Коллайдеры

Название коллайдера	Год пуска	Сталкивающиеся частицы	Энергия пучков, ГэВ	Светимость, $10^{30} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	Окружность или длина, км
ВЭПП-4М (ИЯФ СО РАН, Новосибирск)	1994	e^+e^-	6	50	0,366
BEPS (ИНЕР, Пекин)	1989	e^+e^-	2,2	10	0,240
CESR (Корнелл, США)	1979	e^+e^-	6	600	0,768
КЕКВ (КЕК, Япония)	1999	e^+e^-	$e^- \times e^+:$ $8 \times 3,5$	10000	3,016
PEP-II (SLAC, Стэнфорд)	1999	e^+e^-	$e^- \times e^+:$ $9 \times 3,1$	3000	2,2
SLC (SLAC, Стэнфорд)	1989	e^+e^-	50	0,8	1,45 + 1,47
RHIC (BNL, США)	2000 1999–2000	Au–Au pp поляризованные	250	200	3,8
HERA (DESY, Гамбург)	1992	ep	e : 30 p : 920	16	6,336
тэватрон (FNAL, США)	1987	$p\bar{p}$	1 ТэВ	210	6,28
LHC (ЦЕРН, Женева)	2005	pp Pb–Pb	7 ТэВ 574 ТэВ	10^4 0,002	26,659

**Ускорители протонов и ядер
для экспериментов с фиксированной мишенью**

Название ускорителя	Год пуска	Что ускоряется	Энергия, ГэВ
Синхрофазотрон (ОИЯИ, Дубна)	1956	p , легкие ядра	p : 10
Нуклотрон (ОИЯИ, Дубна)	1993	p , ядра	p : 12 (проект) ядра: $\approx 6/N$
Протонный синхротрон (ИТЭФ, Москва)	1961	p	10
PS (ЦЕРН, Женева)	1960	p	28
У-70 (ИФВЭ, Протвино)	1967	p	76
SPS (ЦЕРН, Женева)	1976	p	450
У-600 (ИФВЭ, Протвино)	?	p	600

ПРИЛОЖЕНИЕ V

Некоторые даты из истории экспериментальной физики частиц

Открытие электрона	Дж. Томпсон	1897
Открытие атомного ядра	Э. Резерфорд	1911
Открытие космических лучей	В. Гесс	1913
Открытие частиц высоких энергий и ливней частиц в космических лучах	Д. Скобельцын	1927–1929
Открытие нейтрона	Дж. Чедвик	1932
Открытие <i>позитрона</i>	К. Андерсон	1932
Открытие мюона	К. Андерсон и С. Неддермайер	1937
Открытие множественного рождения частиц в ядерных взаимодействиях высоких энергий	ФИАН	1945–1946
Открытие пиона	С. Пауэлл	1947
Открытие V^0 -частиц	Дж. Рочестер, К. Батлер	1947
Открытие барионной асимметрии Вселенной	С. Вернов, Н. Григоров	1949
Открытие <i>антипротона</i>	О. Чемберлен, Э. Сегре	1955
Открытие несохранения четности	Ц. Ли, Ч. Янг, Ц. Ву	1956–1957
Первое измерение формфакторов протонов и нейтронов	Р. Хофstadтер	1956–1957
Открытие <i>нейтрино</i>	Р. Райнес, К. Коуэн	1959
Открытие мюонного нейтрино	М. Шварц, Л. Ледерман, Дж. Штайнбергер	1962
Открытие Ω^-	BNL	1964
Открытие CP -несохранения	Дж. Кронин, В. Фитч	1964
Первые измерения структурных функций нуклонов в глубоко-неупругом ep -рассеянии (открытие партонов)	SLAC, MIT	1969
Открытие чармония	Б. Рихтер, С. Тинг	1974
Открытие тау-лептона	М. Перл	1975

Открытие ботомония	Л. Ледерман	1977
Открытие $W^{\pm}$ и Z	К. Руббиа	1982
Открытие прямого CP -нарушения	ЦЕРН	1988
Измерение числа поколений	LEP	1990
Открытие t -кварка	FNAL	1995
Открытие τ -нейтрино	FNAL	2000

Указания на открытия

Осцилляции нейтрино (?)	Суперкамиоканде	1998
Хиггс с массой ~ 115 ГэВ (?)	LEP	2000

Выделены названия частиц, предсказанных теорией.

РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

Научно-популярная

- Окунь Л. Б.* α , β , γ ...Z. Элементарное введение в физику элементарных частиц. М.: Наука, 1985. (Б-чка «Квант». Вып. 45).
- Фритш Г.* Основа нашего мира. М.: Энергоатомиздат, 1985.
- Ахиезер А. И., Рекало М. П.* Элементарные частицы // Проблемы науки и технического прогресса. М.: Наука, 1986.
- Вайнберг С.* Открытие субатомных частиц. М.: Мир, 1986. (В мире науки и техники).
- Намбу Е.* Кварки // На переднем крае физики элементарных частиц. М.: Мир, 1984.
- Исаев П. С.* Обыкновенные, странные, очарованные, прекрасные... М.: Атомиздат, 1995.
- Копылов Г. И.* Всего лишь кинематика. М.: Наука, 1981. (Б-чка «Квант». Вып. 11).

Обзорная по физике частиц

- Перкинс Д.* Введение в физику высоких энергий. М.: Энергоатомиздат, 1991.
- Белокуров В. В., Ширков Д. В.* Теория взаимодействий частиц // Проблемы науки и технического прогресса. М.: Наука, 1986.
- Окунь Л. Б.* Физика элементарных частиц. М.: Наука, 1988.
- Райдер Л.* Элементарные частицы и симметрии. М.: Наука, 1983.

По методике эксперимента

- Клайнкнехт К.* Детекторы корпускулярных излучений. М.: Мир, 1990.
- Методы анализа данных в физическом эксперименте / Под ред. М. Реглера. М.: Мир, 1993.
- Грунен К.* Детекторы элементарных частиц. Новосибирск: Сибирский хронограф, 1999.

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Адрон 47, 76, 137, 257
Аннигиляция 68, 69, 257
Античастица 29, 65, 68, 69, 257
Аромат 123
Асимптотическая свобода 257
Барион 65, 257
Барионная асимметрия Вселенной 43, 118, 223
Барионное число 65, 77
Бозон 77, 257
 — калибровочный 79
 — Хигса 205, 236
Большой взрыв 219
Ботомоний 151
Вакуум физический 257
Великое объединение 208–214
Вероятность распада 257
Вильсона камера 23
Виртуальные частицы 81
Волновая функция 258
Время жизни 85
Вселенная 216–230
Гейгера–Мюллера счетчик 23
Гиперон 99, 258
Глубоконеупругие процессы 133–137, 258
Глюон 78, 125–129, 258
Детекторы 53–63
Диаграммы Фейнмана 82
Единицы физические 256
Законы сохранения 116
Заряженные токи 175–177
Изотопический спин 83
ИТЭФ 258, 266
ИФВЭ 88, 226, 258, 266
ИЯФ СО РАН 183, 258, 265
Калориметры 60
Квант 18
Квантовая механика 80, 258
 — теория поля 80, 258
 — хромодинамика 80, 258
 — электродинамика 80, 258
Квантовые числа 258
Кварк 78, 121–138, 148, 199, 258
Кварк-глюонная плазма 138–140
Коллаборация 259
Коллайдеры 51, 265
Комптон-эффект 18
Константы связи 208
Конфайнмент 121
Космические лучи 21–47, 259
Космология 216–230
Лептон 75, 156–169, 259
Лептонное число 77
Ливни космических лучей 26, 43–47
Масса 259
Мезон 259
Механизм Хигса 190
Множественное рождение адронов 44–47, 96
Мультиплет 83
Мюон 34–37
Нейтральные токи 175–178
Нейтрино 69–73, 157–161, 165–169, 231–234
Нейтрон 17
Несохранение четности 103–106
Нуклон 17, 83–91
ОИЯИ 11, 50, 98, 158, 266
Орбитальный момент 20, 259
Осцилляции нейтрино 166–169
 — нейтронов 213

- Очарованные частицы 145–147
- Партон** 135
- Планка постоянная 18, 259
- Позитрон 27, 28
- Поколения кварков и лептонов 152–155
- Протон 16
- Пузырьковые камеры 61, 62
- Распад протона** 210
- Резонансы 95
- Реликтовое излучение 219
- Релятивистская скорость 34, 260
- Релятивистская ядерная физика 10, 140, 243
- Светимость** 52
- Сечение дифференциальное 90
- полное 88
- упругое 88
- Сильное взаимодействие 47, 74
- Симметрии 119
- Слабое взаимодействие 75
- Солнечные нейтрино 167
- Спин 20, 65
- Спиральность 158
- Спонтанное нарушение симметрии 196
- Стандартная модель 193–196
- Странные частицы 99–114
- Струи 127
- Суперсимметрия 214, 237
- Счастицы 214
- Темное вещество** 227–230
- Тэватрон 164, 200, 265
- Упругое рассеяние 91, 260
- Ускорители 48–52
- Ферми константа** 171
- Фермион 76, 260
- ФИАН 43, 48, 57, 260
- Формфактор 130
- Фотон 18, 19
- Фундаментальные частицы 193, 260
- Хаббла постоянная** 218
- Цвет** 122, 144
- ЦЕРН 11, 175, 179–192, 197, 206, 239
- Чармоний** 144
- Четырехфермионное взаимодействие 171
- Четность 103
- Экзотические адроны 137
- Электромагнитное взаимодействие 29, 74
- Электрон 14
- Электронвольт 256
- Электронно-ядерные ливни 44, 45
- Электрослабое взаимодействие 170–190
- Элементарные частицы 79
- b*-кварк 148–151
- B*-мезон 148–151
- β -распад 69, 171
- c*-кварк 143
- CP*-симметрия 106–114, 117, 118
- C, P*-симметрии 103
- CPT*-теорема 115
- D*-мезон 147
- Δ -барион (изобара) 94, 95
- K*-мезон 99
- π -мезон 38–40, 64, 92
- t*-кварк 199–204
- τ -лептон 162–164
- W*-бозон 178–192
- X*-бозон 208
- Z*-бозон 178–192, 197–198
- ALICE 243
- ATLAS 242
- BNL 265
- CDF 200
- CMS 239–241
- DELPHI 191
- DESY 258, 265
- D0 200
- FNAL 164, 200, 260, 265
- HERA 129, 265
- KEK 168, 259, 265
- LEP 186, 206
- LHC 11, 239–244
- SLAC 141, 260
- SPEAR 141
- SPS 180, 266
- SppS* 180–183
- SSC 11
- UA1 184, 185

Научное издание

*ЛЮБИМОВ А.
КИШ Д.*

ВВЕДЕНИЕ В ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНУЮ ФИЗИКУ ЧАСТИЦ

Редактор *Е.В. Калининкова*
Оригинал-макет: *Е.М. Граменицкая*

ЛР № 071930 от 06.07.99
Подписано в печать 07.12.01. Формат 60×90/16
Бумага офсетная № 1. Печать офсетная
Усл. печ. л. 17. Уч.-изд. л. 17. Тираж 400 экз.

Издательская фирма «Физико-математическая литература»
МАИК «Наука/Интерпериодика»
117864 Москва, Профсоюзная, 90
E-mail: fizmat@maik.ru

Отпечатано с готовых диапозитивов
в ППП «Типография «Наука»
121099 Москва, Шубинский пер., 6
Заказ №

Налоговая льгота — общероссийский классификатор
продукции ОК-005-93, том 2; 953000 — книги, брошюры

ISBN 5-9221-0209-5



9 785922 102094