

ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

539.12.01

КВАРКОНИЙ*)**Э. Д. Блум, Г. Дж. Фелдман**

«Атом», составленный из тяжелых кварка и антикварка, является наилучшей из имеющихся систем для изучения сил, которые связывают воедино элементарные составляющие сильновзаимодействующих частиц.

Наиболее удобным объектом изучения сил природы служит система из двух тел, связанных вместе взаимным притяжением. Например, Земля и Луна образуют одну из таких систем, используемых для наблюдения гравитационных взаимодействий. Атом водорода, составленный из электрона и протона, уже давно служит проверочным эталоном теории электромагнитных сил. Дейтон, состоящий из протона и нейтрона, является моделирующей системой для изучения сил, действующих в атомных ядрах. А теперь появилась аналогичная связанная система, позволяющая исследовать силы, которые действуют между кварками, — составными частями протонов, нейтронов и многих других частиц. Ее называют «кварконий». Она состоит из тяжелого кварка, связанного со столь же массивным антикварком. Сила, проявляющаяся при образовании кваркония, является самой сильной из всех доселе известных. Ее принято называть «цветной силой» (или силой взаимодействия цвета). Сейчас считают, что она служит источником всех ядерных сил.

Среди различных систем двух тел самой простой во многих отношениях является искусственно создаваемый атом, названный позитронием. Он состоит из электрона, связанного с позитроном (античастицей электрона). Подобно атому водорода, позитроний образован за счет притяжения противоположных по знаку электрических зарядов, но он намного симметричнее. В то время как протон в атоме водорода заметно больше и тяжелее электрона, обе компоненты структуры позитрония одинаковы по размеру и массе. Обнаружено несколько состояний позитрония. В каждом из них электрон и позитрон характеризуются определенным характером их движения, и потому каждое из этих состояний отличается от другого энергией. Зная энергетический спектр разных состояний, можно определить некоторые характеристики электромагнитных сил.

По своей структуре кварконий весьма похож на позитроний. Связанные внутри кваркония кварк и антикварк опять-таки одинаковы по размеру и массе, а допустимые моды движения в кварконии аналогичны

*) Bloom E. D., Feldman G. J. Quarkonium. — Scientific American, May 1982, v. 246, No. 5, pp. 42—53. — Перевод И. М. Дремина.

Авторы статьи — профессора Стэнфордского университета, США.

© Scientific American, Inc., 1982.

© Перевод на русский язык, издательство «Наука». Главная редакция физико-математической литературы, «Успехи физических наук», 1983.

соответствующим модам движения в позитронии, так что можно ожидать появления похожего энергетического спектра различных состояний. За прошедшие несколько лет были приложены большие усилия для детектирования разных состояний кваркония, и в результате было найдено около дюжины таких состояний. В качественном отношении они в точности соответствуют состояниям позитрония. С другой стороны, кварковые системы меньше позитрониевых примерно в 100 000 раз, а их полная масса или энергия заметно превосходит последние (в 3000 или даже в 10 000 раз). Более того, из детальных особенностей спектра кваркония очевидно, что цветная сила не только заметно больше электромагнитных сил, но и намного сложнее их.

□

Понятие о кварках было введено в физику в 1964 г. Мюрреем Гелл-Манном и Джорджем Цвейгом, работающими в Калифорнийском технологическом институте. Целью модели кварков было объяснение многообразия частиц, называемых адронами, которые дотоле рассматривались как элементарные. При образовании адрона кварки могут комбинироваться двумя способами. Три кварка, связанных вместе, составляют барион — член того подкласса адронов, который включает в себя протон и нейтрон. Связанная система из кварка и антикварка представляет мезон. Самым легким и наиболее известным из всех мезонов является пион. Системы кваркония, которые мы в дальнейшем будем описывать, также являются мезонами, но они намного тяжелее пиона.

Вначале считалось, что есть кварки только трех сортов, названные «верхним», «нижним» и «странным», или u , d и s *). Все известные тогда адроны могли быть описаны как комбинации из этих трех кварков (и их антикварков \bar{u} , \bar{d} , \bar{s}). Например, кварковый состав uud обладал всеми свойствами протона, а кварк-антикварковую систему $u\bar{d}$ можно было отождествить с положительно заряженным пионом. Могло показаться, что столь богатое разнообразие адронов должно предоставить огромные возможности для исследования сил, действующих между кварками. В действительности же эксперименты с протонами, нейтронами, пионами и другими «обычными» адронами могут дать нам лишь косвенную информацию о межкварковых силах. Причина этого заключается в том, что u -, d - и s -кварки сравнительно легкие. В самом деле, их масса, будучи выражена в энергетических единицах, оказывается сравнимой с энергией связи, которая удерживает кварки вместе в адроне. В результате этого кварки в обычном адроне движутся со скоростями, близкими к скорости света, а потому расчеты их свойств должны быть проведены с применением сложных методов специальной теории относительности. В общем случае такие вычисления практически оказывается проделать очень трудно.

Необходима была связанная система из более тяжелых кварков, в которой энергия связи была бы малой по сравнению с массами кварков. В ней кварки двигались бы значительно медленнее, со скоростями, много меньшими скорости света, а значит, усложнения, связанные с теорией относительности, не играли бы роли. Такая нерелятивистская кварковая система была обнаружена в 1974 г., когда был открыт необычный мезон с массой (в энергетических единицах) 3095. Этот мезон был открыт почти одновременно двумя группами экспериментаторов. Одна из групп, работавшая в Брукхейвенской национальной лаборатории, назвала новую частицу J . Другая группа из Стэнфордского центра линейного ускорителя

*) От английских слов *up*, *down*, *strange*. (Прим. перев.)

(СЛАК) назвала ее ψ (греческая буква «пси»), и именно это название мы и будем использовать здесь.

Что представляет собой ψ -мезон? Кажется невероятным сопоставить ему какую бы то ни было комбинацию u -, d - или s -кварков, в частности, потому, что все комбинации с соответствующими свойствами уже существуют в виде известных адронов. Однако еще примерно на десять лет раньше Джеймс Д. Бьёркен, работавший тогда в СЛАКе, и Шелдон Л. Глэшоу из Гарвардского университета высказали гипотезу о том, что может существовать четвертый аромат у кварков, который они назвали причудливым именем «чарм» или «очарование» (c). В 1970 г. Глэшоу и его коллеги, Джон Илиопулос и Лучано Майани, привели теоретические соображения в пользу того, что очарованный кварк должен существовать и должен быть заметно тяжелее других кварков. Незадолго до открытия ψ -частицы Томас В. Аппельквист и Х. Дэвид Политцер, которые в то время также работали в Гарварде, указали, что очарованный кварк и очарованный антикварк могли бы образовать нерелятивистское связанное состояние. Они назвали это связанное состояние чармонием, по аналогии с позитронием. Вскоре обнаруженная ψ -частица была признана одной из форм чармония, т. е. мезоном с кварковым составом $c\bar{c}$.

Открытие чармония стимулировало поиск еще более тяжелых кварков. Имелись основания считать, что они будут появляться парами, и следующая пара кварков вслед за уже известными была названа «боттом» (b — bottom) и «топ» (t — top). В 1976 г. Эстия Эйхтен и Курт Готтфрид из Корнеллского университета показали, что боттомоний (мезон с кварковым составом $b\bar{b}$) и топоний ($t\bar{t}$) должны являться нерелятивистскими системами, подобными чармонiu, но при этом они будут обладать намного более богатым спектром связанных состояний. Первое состояние боттомония было открыто в 1977 г. в Фермиевской Национальной ускорительной лаборатории (Фермилаб) вблизи Чикаго. Оно называется Υ (греческая буква ипсилон) и обладает массой, равной 9460 МэВ. Система «топоний» еще пока не обнаружена. Если таковая существует, то ее масса должна превышать 36 000 МэВ.

За прошедшие восемь лет спектр чармония был детально изучен и было положено начало исследованию спектра состояний боттомонiuма. Кроме того, было обнаружено несколько частиц, составленных из очарованного кварка в сочетании с кварком другого типа. Как говорят, такие частицы обладают «голым очарованием». Недавно появилось также сообщение об указаниях на обнаружение голого боттома. В этой статье мы, в основном, будем рассматривать системы, в которых тяжелый кварк связан с антикварком того же типа, как, например, $c\bar{c}$ -, $b\bar{b}$ - или предполагаемая $t\bar{t}$ -система. Именно для этих трех систем мы и будем использовать обобщающее название «кварконий».

□

Чтобы понять природу сил, ответственных за образование кваркония, следует начать с обсуждения свойств атома водорода и позитрония. Основная сила, притягивающая электрон к протону или позитрону, описывается законом Кулона. Этот закон гласит: сила прямо пропорциональна произведению электрических зарядов частиц и обратно пропорциональна квадрату расстояния между ними. Константа пропорциональности α служит мерой силы электромагнитных взаимодействий. Ее численное значение равно примерно $1/137$.

Классическая физика предсказывает, что частицы в позитронии или в атоме водорода должны падать друг на друга и в конце концов

столкнуться. Это предсказание противоречит эксперименту. Оно представляло собой серьезное препятствие в ранних попытках создания теории атома. Трудность была преодолена только с созданием квантовой механики в 20-х годах. Важным этапом на пути этого развития явилась модель атома водорода, выдвинутая Нильсом Бором в 1913 г. Бор просто постулировал, что электрон в водородном атоме может занимать лишь определенные дискретные орбиты. На каждой из разрешенных орбит электрон обладает определенной энергией и его энергия может измениться только при мгновенном скачкообразном переходе с одной на другую разрешенную орбиту. При переходе с одной орбиты на другую электрон либо испускает, либо поглощает фотон, или квант электромагнитного излучения, с энергией, в точности равной разнице энергий на этих двух орбитах.

Бор показал, что энергия связи электрона на заданной орбите равна E_0/n^2 , где E_0 — энергия связи на наименьшей орбите, а n — положительное целое число, называемое главным квантовым числом. Энергия связи равна той энергии, которую надо сообщить извне, чтобы полностью отделить электрон от протона. В случае атома водорода значение E_0 равно 13,6 эВ. Последовательные значения n приписываются следующим друг за другом орбитам, начиная с наименьшей из них. Для самой маленькой орбиты n равняется 1 и энергия связи равна 13,6 эВ, для следующей орбиты n равняется 2 и энергия связи равна $13,6/2^2$, или 3,4 эВ и т. д.

Боровскую модель можно применить и к позитронию, однако благодаря отличию масс протона и позитрона радиус данной орбиты в позитронии будет в два раза больше радиуса орбиты в атоме водорода при одном и том же главном квантовом числе. Поэтому энергия связи позитрония вдвое меньше 6,8 эВ для наименьшей из орбит. Последовательность состояний не меняется, но все энергии уменьшаются в два раза.

Для полного описания связанной системы необходимо задать не только энергию, но и момент импульса. В двухчастичных системах вклад в полный момент обусловлен тремя компонентами: вращением каждого из тел вокруг собственной оси и орбитальным движением этих двух тел вокруг их общего центра масс. Каждая из этих величин может быть представлена вектором, ориентированным вдоль оси вращения и имеющим длину, определяемую величиной момента импульса. Полный момент импульса системы можно было бы описать, задав величины и направления этих трех векторов. Однако имеется метод описания таких систем, который обладает той же информативностью, но лучше отражает их свойства симметрии. При описании состояний позитрония и кваркония более удобно задавать орбитальный момент, сумму двух спиновых моментов и полный момент импульса.

В системах огромных размеров, где законами квантовой механики можно пренебречь, векторы моментов импульса могут быть произвольными по величине и направлению. В некотором отношении описание момента в квантовомеханических системах проще. Квантовая механика не допускает извлечение наблюдателем полных сведений о векторе момента; можно измерить только абсолютную величину этого вектора и его проекцию на какую-либо одну ось в пространстве (хотя выбор этой оси произволен). Более того, измеренные величины могут принимать только определенные дискретные значения: момент импульса может быть либо целым, либо полуполым числом, если его выразить в единицах наименьшей возможной величины момента импульса (которая равна постоянной Планка, деленной на 2π). И последнее ограничение заключается в том, что орбитальный момент всегда должен быть меньше главного квантового числа n .

□

Орбитальный момент может принимать значения, задаваемые целыми числами в последовательности 0, 1, 2, 3 и т. д. В компактных обозначениях, принятых для описания атомных спектров за несколько лет до того, как Бор развил его модель, последовательные значения орбитального момента обозначаются буквами S, P, D и F. Боровская орбита и орбитальный момент состояния могут быть поэтому заданы подстановкой соответствующей буквы к главному квантовому числу. Например, наинизшее по энергии состояние позитрония обозначается $1S$. Это состояние с n , равным 1, и с равным нулю орбитальным моментом. Символом $2P$ обозначается состояние с n , равным 2, и единичным орбитальным моментом.

Как в случае позитрония, так и для кваркония отдельные составляющие их частицы обладают собственным спиновым моментом, равным $1/2$. Спины могут складываться только двумя способами. Если они направлены в разные стороны, они сокращают друг друга и система имеет суммарный спин, равный нулю. Если же они параллельны, то они складываются и суммарный спин равен единице. Полный момент системы зависит от относительной ориентации орбитального момента и суммарного спина или, точнее, от проекции вектора суммарного спина на ось вектора орбитального момента. Когда суммарный спин равен нулю, он, естественно, может иметь только одну возможную проекцию — нуль. Такое состояние называется синглетным, так как при заданном значении орбитального момента существует только одно возможное значение полного момента. Когда суммарный спин равен единице, он обладает тремя возможными проекциями вдоль вектора орбитального момента: $+1$, 0 и -1 . Эти значения отвечают трем возможным ориентациям — параллельной, перпендикулярной и антипараллельной. Состояние такого типа называется триплетом, так как при заданном значении орбитального момента существуют три различных состояния, отличающихся полным моментом.

Суммарный спин и полный момент указываются в обозначениях квантовых состояний системы с помощью индексов сверху и снизу. Для обозначения синглетных состояний принят индекс сверху 1, для триплетных состояний соответствующий индекс есть 3. Они ставятся сверху перед буквой. Полный момент системы характеризуется индексом, который ставят внизу после буквы. Так, 2^1P_1 обозначает состояние позитрония с главным квантовым числом, равным 2, единичным орбитальным моментом и суммарным спином, равным нулю. Поскольку суммарный спин равен нулю, состояние является синглетом и полный момент строго равен орбитальному моменту. Триплет состояний 2^3P_0 , 2^3P_1 и 2^3P_2 обладает тем же главным квантовым числом и тем же орбитальным моментом, причем для всех них суммарный спин равен единице. Они отличаются ориентацией суммарного спина по отношению к оси орбитального момента, что и приводит к трем разным значениям полного момента.

Кулоновская сила между электроном и позитроном зависит только от зарядов этих частиц и от расстояния между ними, она не зависит от их момента. Если бы кулоновская сила была единственной действующей силой в позитронии, то все состояния с одинаковым значением главного квантового числа n обладали бы одной и той же энергией. В действительности имеются и другие силы. Как спин, так и орбитальное движение электрических зарядов приводят к магнитным полям, которые в свою очередь вызывают притяжение и отталкивание, что может изменить энергию состояния. Например, в состоянии 1^1S_0 спины антипараллельны и результирующее магнитное взаимодействие приводит к притяжению. В состоянии 1^3S_1 спины параллельны и магнитное взаимодействие приводит

к отталкиванию. В результате первое из этих состояний имеет несколько меньшую энергию, нежели второе.

В позитронии энергетические сдвиги, связанные с моментом составляющих частиц, весьма малы и составляют не более пяти тысячных долей

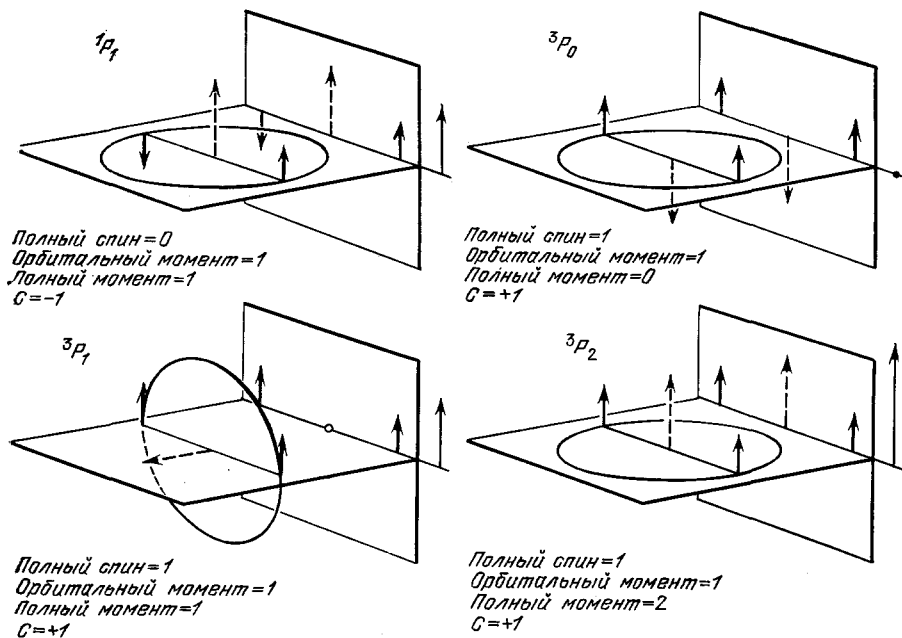


Рис. 1. Момент связанной системы можно описывать при помощи векторов, проецируемых на некоторую плоскость.

Полный момент складывается из двух составляющих — спинов частиц и их орбитального движения. И электроны, и кварки обладают спином, равным $1/2$ (сплошные стрелки на плоскостях); в состояниях, изображенных на рисунке, орбитальный момент равен единице (штриховые стрелки). Если проекции векторов спина имеют противоположные знаки, то суммарный спин системы равен нулю и полный момент (изображенный сплошной стрелкой сбоку от плоскости) равен ее орбитальному моменту. Получающееся при этом состояние называется синглетом, потому что проекции спиновых и орбитальных моментов имеют только одно суммарное значение. Это состояние обозначается 1P_1 , где P указывает на единичный орбитальный момент, единица сверху показывает, что это состояние синглетное, а единица снизу обозначает величину полного момента. Если векторы спина параллельны и направлены в одну сторону, то суммарный спин равен единице и он может обладать тремя возможными ориентациями по отношению к орбитальному моменту. Значит, образуется триплет состояний, обозначаемых 3P_0 , 3P_1 и 3P_2 . Индекс 3 сверху указывает на триплетность состояния, а индексы 0, 1 и 2 внизу равны величине полного момента в тех случаях, когда векторы суммарного спина и орбитального момента соответственно антипараллельны, перпендикулярны и параллельны. Другая характеристика связанной системы, называемая зарядовой четностью (C), определяется путем сложения абсолютных величин полного спина и орбитального момента, а не их проекций. Когда такая сумма оказывается нечетным числом (как это получается для 1P_1 -состояния), $C = -1$, а когда эта сумма четна (как в случае состояний 3P), $C = +1$.

от энергии связи. Аналогичные эффекты можно наблюдать и в кварконии, где спин и орбитальное движение кварков приводят к цветным магнитным полям. Однако разницы в энергиях в случае кваркония будут заметно больше. Полная энергия связи кваркония примерно в 100 миллионов раз больше энергии связи позитрония, а состояния с разным моментом обычно отделены энергиями, составляющими около одной пятой от энергии связи.

□

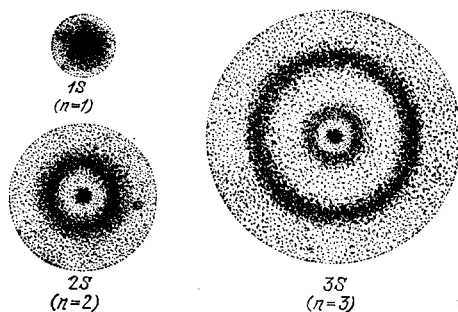
Аналогия между позитронием и кварконием может быть прослежена и в еще одном явлении — распаде связанных систем. Когда электрон и позитрон сближаются, они аннигилируют, а энергия, эквивалентная

сумме их масс, проявляется в виде электромагнитного излучения. Кварк может подобным же образом аннигилировать с подобным ему антикварком, причем освободившаяся энергия вначале проявляется в виде излучения, связанного с цветными силами. Однако для описания таких явлений боровская модель атома не годится.

Конечно, модель Бора была заменена более уточненным квантовомеханическим описанием. С современной точки зрения электрон и позитрон не имеют определенных орбит, и, в действительности, им нельзя приписать определенного положения в какой бы то ни было момент времени. Вместо этого можно вычислить только вероятность нахождения частицы

Рис. 2. Состояния связанной системы, состоящей из частицы и античастицы, описываются волновыми функциями, которые характеризуют вероятность появления частицы или античастицы в любой точке пространства.

Распределение плотности вероятности приведено для трех состояний позитрония — связанной системы, образованной электроном и позитроном. Более темные области указывают на большую вероятность. Каждое состояние характеризуется своим главным квантовым числом n и определенной буквой, указывающей на орбитальный момент системы. Изображенные три конфигурации являются S-состояниями с орбитальным моментом, равным нулю. Аналогичные состояния есть и у кваркония.



в заданной точке пространства. Вероятность определяется математической функцией, названной волновой функцией, которая различна для разных энергетических состояний. В случае S-состояний позитрония скорость распада при взаимной аннигиляции пропорциональна вероятности обнаружить обе частицы в одной и той же точке.

На скорость распада влияет ряд законов сохранения. Например, полный электрический заряд всех частиц после распада должен быть таким же, каким он был до распада. Должны также сохраняться энергия и импульс. Энергия позитрония примерно равна 1 МэВ, полный импульс равен нулю, так как в момент аннигиляции можно считать частицы движущимися в противоположных направлениях. Фотон может нести любую энергию, но поскольку его масса равна нулю, его импульс все время равен его энергии. Если бы позитрон распадался, превращаясь в один фотон, то энергия и импульс одновременно не могли бы сохраняться. Поэтому распад всегда приводит к рождению, по крайней мере, двух фотонов. Если эти два фотона испускаются в противоположных направлениях, то каждый из них может унести по половине полной энергии, а их импульсы равны и противоположны по знаку.

Свойства волновой функции, определяемые числом, называемым зарядовой четностью, приводят к дополнительным ограничениям на число испускаемых фотонов. Зарядовое сопряжение является воображаемой операцией, при которой все частицы заменяются на их античастицы. При применении этой операции к позитронию электрон превращается в позитрон, а позитрон заменяется на электрон. Следовательно, система все равно остается атомом позитрония, но составляющие частицы обменялись своей природой. В некоторых состояниях позитрония такая замена не приводит ни к каким последствиям. Однако в других состояниях этот обмен меняет знак волновой функции. Существует вполне определенный метод для прослеживания за тем, как данное состояние реагирует на операцию зарядового сопряжения. Когда заряды меняются местами, волновая функция состояния умножается на его зарядовую четность, имеющую значение $+1$ для состояний, которые не меняются при этой операции,

и -1 для других состояний. Зарядовая четность, обозначаемая буквой C , сохраняется во всех взаимодействиях, определяемых как электромагнитными, так и цветными силами.

Фотон, для которого его античастица совпадает с ним самим, обладает внутренней зарядовой четностью -1 . В случае системы, состоящей из нескольких фотонов или других частиц, значения C для всех частиц надо перемножить, чтобы определить зарядовую четность системы в целом.

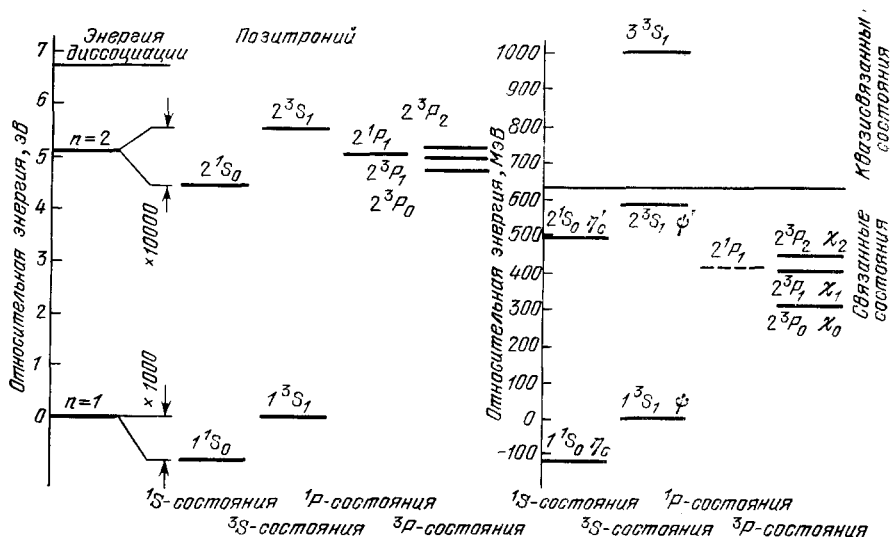


Рис. 3. Энергетические спектры состояний позитрония и чармония похожи друг на друга, но масштаб отличий по энергии между разными состояниями чармония больше приблизительно в 100 млн. раз.

Энергия состояния определяется главным квантовым числом и взаимными ориентациями спинов частиц и их орбитальных моментов. В позитронии разные комбинации моментов приводят всего лишь к небольшим сдвигам по энергии (указанным на рисунке путем раздвижки по вертикальной шкале), а в чармонии аналогичный сдвиг намного больше. Все энергии приводятся относительно состояния 1^1S_0 . Позитроний разваливается при энергии 6,8 эВ. Для перехода ψ -(пси)мезона (чармония) в квазисвязанное состояние необходимо 633 МэВ, потому что при такой энергии он может распадаться на пару D^0 - и \bar{D}^0 -мезонов. Состояние 2^1P_1 чармония пока еще не наблюдалось на опыте.

Отсюда следует, что состояние позитрония с $C = +1$ должно распадаться с рождением четного числа фотонов, причем реально это число практически всегда равно двум. Состояние позитрония с $C = -1$ должно приводить к распадам на нечетное число фотонов. Как было сказано ранее, распад на один фотон запрещен законами сохранения энергии и импульса и потому минимальное возможное число фотонов в этом случае равно трем.

Чем определяется зарядовая четность состояний позитрония? Ее можно выяснить, складывая абсолютные значения орбитального момента и суммарного спина. Если эта сумма абсолютных величин является четным числом, то $C = +1$; если же сумма нечетна, то $C = -1$. Так, для 2^1P_1 -состояния с равным единиче орбитальным моментом и нулевым спином эта сумма нечетна и потому C равно -1 . Для сравнения заметим, что состояния 2^3P_0 , 2^3P_1 и 2^3P_2 имеют как орбитальный момент, так и спин, равные единице, что приводит к четной сумме и зарядовой четности $+1$.

Различие в свойствах волновых функций разных состояний позитрония приводит к отличию времен их жизни. Для S-состояния величина волновой функции в точке, соответствующей нулевому расстоянию между частицами, определяет вероятность столкновения частиц, что является необходимым условием их аннигиляции. В состояниях, обладающих оди-

наковым значением волновой функции при нулевом относительном расстоянии частиц, таких, как, например, 1^1S_0 и 1^3S_1 , важным фактором при определении их времени жизни становится число испускаемых фотонов. Фактически время жизни увеличивается, когда приходится излучать большее число фотонов. Так, 1^1S_0 -состояние с $C = +1$ распадается на два фотона примерно за 10^{-10} с, тогда как 1^3S_0 -состояние при той же вероятности встречи электрона с позитроном обладает временем жизни примерно в 1000 раз ббльшим из-за того, что оно должно распадаться на три фотона, поскольку его зарядовая четность отрицательна.

□

Система позитрония может быть полностью описана с исключительной точностью теорией, носящей название «квантовая электродинамика» (или, сокращенно, КЭД). В этой теории силы, действующие между двумя электрически заряженными частицами, обусловлены обменом виртуальными фотонами, испускаемыми одной из частиц и поглощаемыми другой частицей. Эти фотоны называются виртуальными, потому что они никогда не могут быть наблюдаемы непосредственно в лабораторных условиях. Вероятность процесса испускания виртуального фотона электроном пропорциональна α — постоянной в законе Кулона, численное значение которой равно $1/137$.

Вычисление силы, действующей между электроном и позитроном, можно начать с определения той силы, которая появляется при обмене одним фотоном, и результат будет пропорционален α . Для большей точности можно учесть возможность обмена двумя фотонами. Такой расчет приведет к малой поправке к первоначальному результату, пропорциональной α^2 . Возможный обмен тремя фотонами даст еще меньшую поправку порядка α^3 . Для получения точного результата потребовалось бы проделать бесконечное число таких вычислений, но поскольку величина α достаточно мала, все поправки быстро становятся пренебрежимо малыми и хорошая точность может быть достигнута при учете всего лишь нескольких первых членов в этом ряду.

В последние годы была развита теория цветных сил между кварками. Она весьма напоминает КЭД и называется квантовой хромодинамикой или КХД. Подобно тому как КЭД описывает взаимодействия электрически заряженных частиц, КХД описывает силы, возникающие между частицами, несущими цветные заряды. Однако, в то время как существует всего лишь один тип электрического заряда, цветные заряды могут быть трех сортов, называемые обычно красным, синим и зеленым. (Эти названия, конечно, не имеют ничего общего с цветом в его обычном понимании.) Более того, тогда как в случае электромагнитных сил есть только один переносчик их — фотон, цветные силы передаются восемью разными переносчиками — их называют глюонами. Кварки и антикварки обладают цветными зарядами, и силы их взаимодействия обусловлены обменом глюонами.

Возможно, наиболее важным отличием КХД от КЭД является то, что глюоны сами несут цветной заряд, тогда как фотон электрически нейтрален. Кварк может непрерывно испускать и затем поглощать глюоны, которые эффективно распределяют свой цветной заряд по некоторой области пространства. Когда два кварка или же кварк и антикварк тесно подходят друг к другу, эти протяженные области действия цветного заряда начинают перекрываться. Вследствие этого перекрытия сила, действующая между частицами, оказывается не столь большой, как сила взаимодействия двух точечных зарядов, разделенных таким же расстоянием. По мере того как частицы сближаются, цветные силы между ними, кото-

рые вначале были достаточно сильны, «ослабевают» и становятся похожими на кулоновскую силу, обратно пропорциональную квадрату расстояния *). Это свойство КХД, названное асимптотической свободой, было обнаружено Политцером, а также Дэвидом Гроссом и Фрэнком Вильчеком из Принстонского университета. Именно поэтому Аппельквист и Политцер высказали предположение, что система чармония является нерелятивистским связанным состоянием.

Поведение силы взаимодействия кварка с антикварком при большом расстоянии между ними пока еще недостаточно ясно, но есть основания полагать, что эта сила остается постоянной, не зависящей от расстояния. Если это так, то энергия, необходимая для отделения кварка от антикварка, возрастает безгранично по мере того, как эти частицы удаляются друг от друга. Такой закон поведения сил мог бы объяснить, почему частицы с цветным зарядом (т. е. кварки и глюоны) не наблюдались поодиночке.

Одной из причин того, почему не удается детально описать поведение цветных сил на больших расстояниях, является тот факт, что в КХД, в отличие от КЭД, теоретические расчеты еще не всегда удается сделать. Постоянная тонкой структуры α в КЭД заменяется в КХД на величину α_s , численное значение которой заметно больше. Более того, эта величина растет по мере увеличения расстояния между частицами. Следовательно, вероятность испускания одного глюона довольно велика, а вероятность испускания двух, трех или большего числа глюонов отнюдь не является настолько малой, чтобы ею можно было пренебречь. Трудности проведения расчетов в КХД делают систему кваркония еще более важной с точки зрения изучения поведения цветных сил. КХД может дать указания для построения моделей действия этих сил, а эти модели, в свою очередь, можно будет затем проверить экспериментально на системе кваркония. При этом полученные результаты можно использовать для оценки области применимости и свойств теории.

□

Чтобы изучать кварконий, его надо прежде всего «родить». Наиболее эффективный способ сделать это предоставляет процесс аннигиляции электронов и позитронов при высоких энергиях. Этот процесс в своих основах близок к процессу распада позитрония, но вследствие большей энергии он может протекать по несколько отличному каналу. Электрон аннигилирует с позитроном, и при этом рождается одиночный фотон, что запрещено при распаде позитрония, поскольку в этом случае не сохраняются энергия и импульс одновременно. Эти величины, конечно, должны сохраняться и в процессе аннигиляции при высоких энергиях, однако принцип неопределенности Вернера Гейзенберга, в действительности, допускает временное нарушение сохранения энергии. Фотон не может существовать настолько долго, чтобы его удалось зарегистрировать, а распадается на две или большее число новых частиц. Такой фотон называется виртуальным.

В конечном состоянии, рожденном при распаде виртуального фотона, все законы сохранения должны быть удовлетворены. Это условие может быть выполнено весьма простым способом: виртуальный фотон порождает некую частицу и соответствующую ей античастицу. В некоторых случаях рождающаяся пара частицы и античастицы представляет собой просто новые электрон и позитрон, которые затем удаляются друг от друга и могут быть детектированы. Продуктами соударения могут также оказаться

*) Убывает константа пропорциональности, аналогичная α . (Прим. перев.)

кварк и антикварк, которые, однако, не способны разлететься с той же легкостью. Вместо этого появляются добавочные кварк-антикварковые пары, они связываются с первоначальной парой, так что в результате наблюдаемое конечное состояние представляет собой набор адронов.

Аннигиляцию при высоких энергиях наблюдают в устройствах, известных под названием накопительных колец, где потоки электронов и позитронов вращаются в противоположных направлениях внутри тороидальной вакуумной камеры. Большинство данных о чармонии, которые мы здесь опишем, было получено на накопительном кольце под названием СПИР (SPEAR), которое принадлежит СЛАКу. На СПИРе имеются

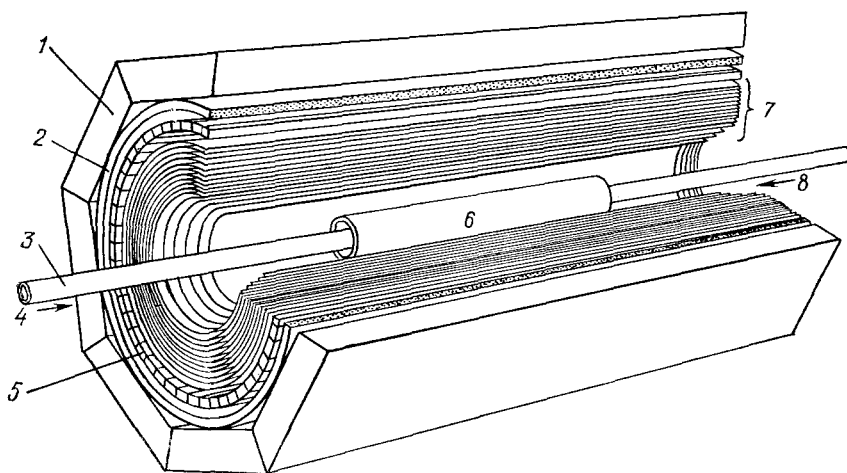


Рис. 4. Детектор Марк II на накопительном кольце СПИР обладает наибольшей эффективностью при измерениях импульсов электрически заряженных частиц.

В наполненной газом основной камере размещено около 12 800 проволочек, образующих 16 концентрических цилиндров. К ним подведено электрическое напряжение. Заряженная частица, проходя через камеру, ионизует атомы газа. Освобожденные электроны сносятся к положительно заряженной проволочке, что приводит к появлению импульса тока, величина которого измеряется. Вся камера помещена в магнитное поле, которое вызывает искривление траектории заряженной частицы. По радиусу кривизны можно оценить импульс частицы. Такие детекторы, как сцинтилляционные счетчики и ливневые счетчики, помогают в идентификации заряженных частиц; они регистрируют также и фотоны, но энергетическое разрешение их хуже, чем в установке Кристал-Бол. 1 — ливневые счетчики; 2 — обмотка магнита; 3 — накопительное кольцо; 4 — позитроны; 5 — сцинтилляционные счетчики (по времени пролета); 6 — сцинтилляционные счетчики; 7 — дрейфовая камера; 8 — электроны.

две области взаимодействия и потому одновременно можно работать с двумя детекторами. Используемые нами два детектора называются Марк II (MARK II) и Кристал-Бол (Crystal Ball). Они позволяют получать дополнительную друг по отношению к другу информацию.

Детектор Марк II был сделан сотрудниками СЛАКа и Лоуренсовской лаборатории Калифорнийского университета в Беркли. Он особенно эффективен при измерении энергии заряженных частиц, которые регистрируются устройством, называемым дрейфовой камерой. В такой камере внутри наполненного газом цилиндрического объема натянуты параллельно друг другу тонкие проволочки. К соседним проволочкам приложено электрическое поле с потенциалом в несколько тысяч вольт. Когда заряженная частица проходит через камеру, она ионизует газ и освобожденные электроны затем дрейфуют к ближайшей положительно заряженной проволочке, а возникающий ток детектируется электроникой. Путем фиксации времени прохождения соответствующего импульса тока можно с точностью порядка 2 мм восстановить траекторию частицы по мере ее

прохождения через 16 концентрических цилиндров, образованных натянутыми проводочками. Дрейфовая камера целиком помещена в сильное магнитное поле, которое искривляет траекторию заряженной частицы. По радиусу кривизны можно оценить импульс этой частицы.

В установке Марк II имеются также приборы, чувствительные к фотонам высоких энергий. Однако такие фотоны намного лучше регистрируются

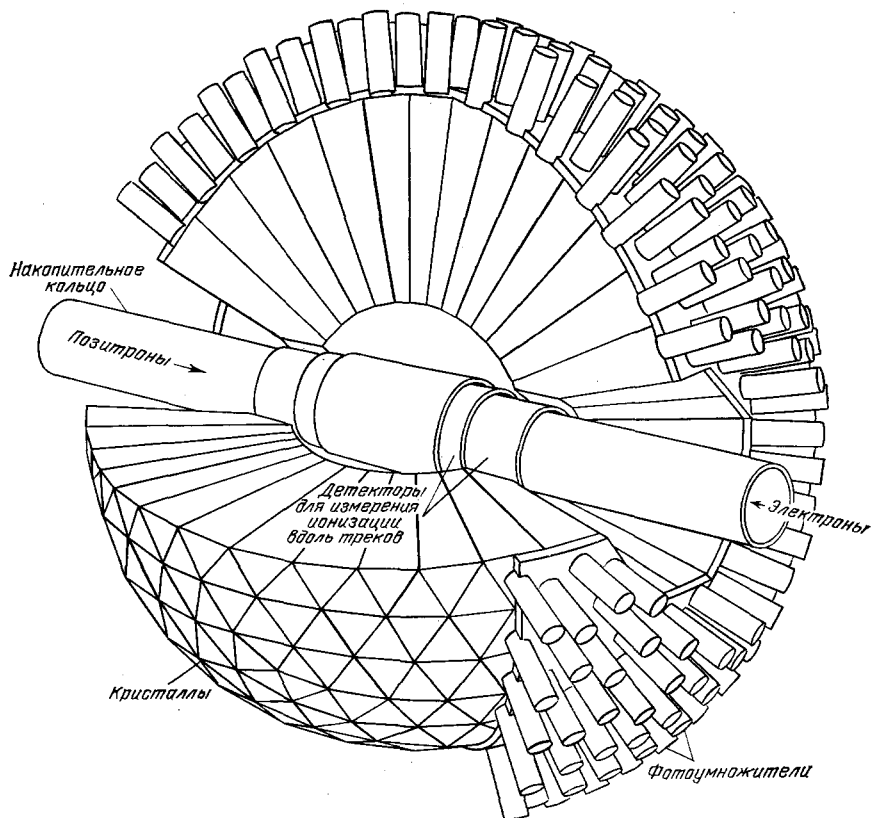


Рис. 5. Детектор Кристал-Бол является одной из установок, применяемых для изучения строения кваркония — состояния вещества, в котором имеются только кварк и антикварк одинакового типа.

Детектор расположен вокруг некоторой области накопительного кольца; потоки электронов высокой энергии и позитронов (или антиэлектронов) сталкиваются в центре детектора и рождают новые частицы, в том числе кварконий. Затем кварконий распадается на другие частицы, прохождение которых через детектор и регистрируется в нем. Кристал-Бол особенно чувствителен к фотонам, или квантам электромагнитного излучения. Основными элементами детектирующего устройства служат 732 кристалла йодистого натрия, которые окружают зону соударения, будучи размещены в соответствии с симметрией икосаэдра. (Дополнительные кристаллы на концах детектора не показаны.) В кристалле, поглотившем фотон, возникает световое излучение, которое регистрируется фотоумножителями. Направление вылета фотона и количество энергии, выделенной им в кристалле, дают информацию о состоянии, в котором находился кварконий в момент испускания фотона. Детекторы, измеряющие величину ионизации, помогают определить характеристики заряженных частиц. Кристал-Бол действовал около трех лет на СПИРе — накопительном кольце в Стэнфордском центре линейного ускорителя (СЛАКе). Сейчас он перевезен на ДОРИС — кольцо с большей энергией на Немецком электронном синхротроне (ДЭСИ) в Гамбурге.

в установке Кристал-Бол. Так как фотон является электрически нейтральной частицей, он не отклоняется в магнитном поле, и потому в установке Кристал-Бол магнитные поля не используются. Вместо этого фотон поглощается в плотном кристалле йодистого натрия, где он порождает каскад электрон-позитронных пар. Этот каскад вызывает сцинтилляцию

в кристалле, т. е. приводит к образованию множества фотонов с длинами волн в видимой области, которые и детектируются фотоумножителями.

Установка Кристал-Бол была разработана и создана сотрудниками Калифорнийского технологического института, Гарварда, Принстона и Стэнфорда. Основной составной частью установки является детектор, содержащий 732 кристалла, которые расположены симметрично вокруг зоны взаимодействия. Энергию фотона можно измерять с точностью в 2—3%, а направление его движения — с точностью до 1—2°.

□

Пси-мезон был открыт в СЛАКе с помощью установки Марк I — предшественника Марка II. Тогда эта установка использовалась для измерения скорости рождения адронов как функции энергии сталкивающихся электрона и позитрона. Если кварки, рожденные виртуальным

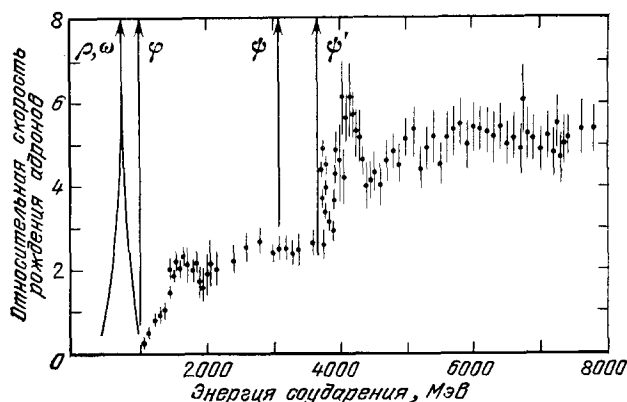


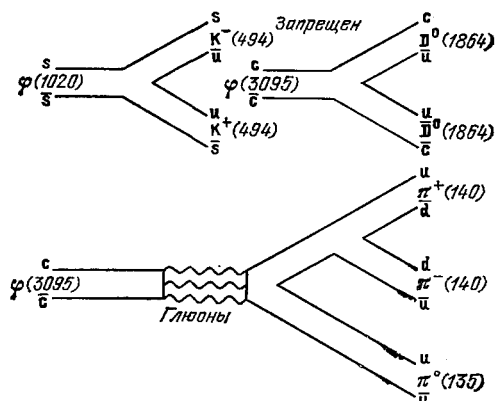
Рис. 6. Резкое увеличение эмиссии адронов (общее название для частиц, составленных из кварков) указывает на существование кварковых систем.

При энергиях выше 2400 МэВ данные были получены на СПИРе; данные при более низких энергиях получены на накопительных кольцах во Франции, Италии и СССР. Пики слева, обозначенные ρ (ро), ω (омега) и ϕ (фи), отвечают квазисвязанным состояниям более легких кварков. ψ и ψ' являются 1^3S_1 - и 2^3S_1 -состояниями чармония. Пик вблизи 3770 МэВ есть $3D_1$ -состояние чармония — квазисвязанного состояния, обозначаемого ψ'' . Рост кривой вблизи 4000 МэВ обусловлен рождением очарованных D-мезонов.

фотоном, вначале ведут себя как свободные частицы, то скорость рождения адронов должна быть пропорциональна сумме квадратов электрических зарядов всех кварков, которые можно родить при данной энергии. В большей части исследованной области энергий это предположение, как оказалось, подтверждалось экспериментами. Однако когда энергия сталкивающихся пучков была выбрана в точности равной 3095 МэВ, число испускаемых адронов внезапно возросло в сотни раз. Вскоре стало очевидно, что это резкое возрастание обусловлено наличием кварка нового типа. Кроме того, особо большая высота и узость этого пика указывали на нечто большее. При энергии 3095 МэВ предположение о том, что кварк и антикварк ведут себя как свободные частицы, совсем не оправдано. Очарованный кварк и антикварк — составляющие ψ -мезона — не рождаются свободными; с самого момента своего рождения они тесно связаны друг с другом.

ψ -мезон был уже не первым примером острого пика в скорости рождения адронов. При более низких энергиях подобным же образом были открыты ранее три других короткоживущих мезона: ρ (ро) при энергии 776 МэВ, ω (омега) при 782 МэВ и ϕ (фи) при 1020 МэВ. Можно было бы

предположить, что эти мезоны являются связанными состояниями верхнего, нижнего и странного кварков, хотя эти состояния, очевидно, должны были бы быть релятивистскими связанными состояниями. Такое объяснение правильно только отчасти: ρ -, ω - и ϕ -мезоны можно считать квазисвязанными, нежели полностью связанными состояниями. Разница между этими состояниями проявляется в том, могут ли кварки, являющиеся составными частями адрона, появляться в конечном итоге в его продуктах распада. Рассмотрим для примера ϕ -мезон, составленный из пары s и \bar{s} .



кварковой пары, с превращением ее в три глюона, которые в свою очередь порождают более легкие кварк-антикварковые пары и, в конце концов, обычные адроны. ϕ -мезон является связанным состоянием материи, носящим название чармоний (по аналогии с позитронием).

Он может распадаться при взаимной аннигиляции этой пары, но этот тип распада не является в данном случае доминирующим. Вместо этого s -кварк и \bar{s} -антикварк просто расходятся в разные стороны и появляется новая пара u -кварка и \bar{u} -антикварка, в результате чего образуется два новых мезона с кварковым составом su и $s\bar{u}$. Эти мезоны обозначаются K^+ и K^- и их суммарная масса на 32 МэВ меньше массы ϕ -мезона. Дополнительная энергия, равная 32 МэВ, превращается в кинетическую энергию движения K -мезонов.

ψ -мезон мог бы распадаться подобным же образом, если бы не причуда природы. Мезон, который состоит из c -кварка и \bar{u} -антикварка, называется D^0 , а его античастица с кварковым составом $\bar{c}u$ называется \bar{D}^0 . Масса нейтральных D -мезонов равна 1864 МэВ, и потому масса пары из частицы и античастицы есть 3728 МэВ, что на 633 МэВ превышает массу ψ . Поэтому ψ не может распадаться на два D -мезона, так как такой распад нарушил бы закон сохранения энергии. Таким образом, c и \bar{c} не могут избавиться один от другого, а могут лишь расстаться путем аннигиляции, превратившись в глюоны, которые уже затем преобразуются в кварки и, наконец, в обычные адроны. Этот процесс идет сравнительно медленно, и потому время жизни ψ оказывается в несколько сот раз больше, чем оно могло бы быть в противном случае.

По аналогии с наинизшим состоянием позитрония было предположено, что орбитальный момент ψ равен нулю. Однако, поскольку он рождается из виртуального фотона, его полный момент должен совпадать с моментом фотона, т. е. быть равным единице. Следовательно, ψ -мезон есть 1^3S_1 -состояние чармония, у которого n равно единице, спин тоже равен единице и отсутствует орбитальный момент.

Рис. 7. Кварк-антикварковые системы могут быть классифицированы как связанные или же как квазисвязанные в соответствии с их каналами распада.

Частица, названная ϕ -мезоном, является квазисвязанной. Она представляет собой 1^3S_1 -состояние странного кварка s и странного антикварка \bar{s} и обладает массой 1020 МэВ. При распаде ϕ -мезона s и \bar{s} просто расходятся и рождается новая кварк-антикварковая пара. В результате образуются мезоны, обозначаемые K^+ и K^- , с суммарной массой 988 МэВ. Остающиеся 32 МэВ превращаются в кинетическую энергию этих мезонов. В случае ϕ -мезона аналогичный процесс распада запрещен законом сохранения энергии. ϕ -мезон является 1^3S_1 -состоянием очарованного кварка c и очарованного антикварка \bar{c} . Его масса равна 3095 МэВ. Легчайшими частицами, содержащими очарованные кварки, являются D^0 - и \bar{D}^0 -мезоны, сумма масс которых равняется 3728 МэВ. Для образования такой пары ϕ -мезону не хватает 633 МэВ. Поэтому ϕ -мезоны распадаются за счет аннигиляции кварк-антикварковой пары.

Сразу же вслед за открытием ψ было предположено, что 2^3S_1 -состояние с теми же значениями спина и орбитального момента, но с главным квантовым числом равным двум, также могло бы являться связанным состоянием. Поиск такого состояния был предпринят путем увеличения энергии накопительных колец поэтапно на 2 МэВ. Двумя неделями позже была обнаружена частица, получившая название ψ' , при энергии 3684 МэВ. Она считается сейчас 2^3S_1 -состоянием $c\bar{c}$ -системы. Если бы ее энергия оказалась всего на 44 МэВ больше, она могла бы распадаться на D-мезоны и оказалась бы всего лишь квазисвязанной.

Если модель чармония правильна, то должны существовать, по крайней мере, еще пять дополнительных связанных состояний чармония, которые можно было бы детектировать при распадах с участием ψ и ψ' . Два

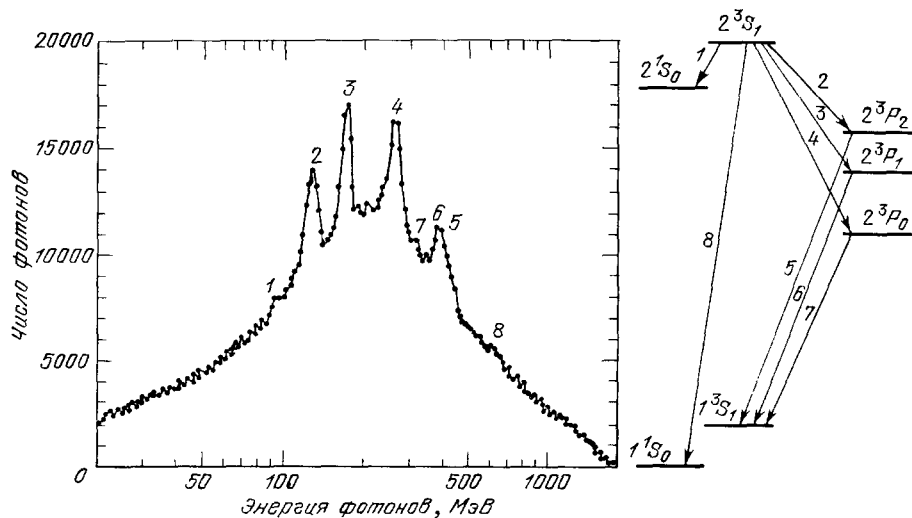


Рис. 8. Переходы между состояниями системы чармония были зарегистрированы детектором Кристал-Бол.

Только 1S_1 -состояния могут рождаться непосредственно в электрон-позитронных соударениях; другие же образуются, когда одно из 1S_1 -состояний распадается с испусканием фотона, который детектируется в установке Кристал-Бол. Пики в фотонном спектре слева обозначены цифрами, соответствующими переходам на схеме, приведенной справа.

из этих состояний являются синглетными S-состояниями, которые отличаются от ψ и ψ' только тем, что они обладают равными нулю как спином, так и орбитальным моментом. Они обозначаются 1^1S_0 и 2^1S_0 и называются очарованными η (эта)-мезонами. Точнее, их назвали η_c и η'_c по аналогии с обычным η -мезоном, который является 1^1S_0 -состоянием легких кварков. Частицы η_c и η'_c , как ожидалось, должны были обладать массами, примерно на 100 МэВ меньшими масс ψ и ψ' соответственно.

Остальные три из ожидаемых состояний должны были быть компонентами триплета с единичным орбитальным моментом 2^3P_0 , 2^3P_1 и 2^3P_2 . Их назвали χ (хи)-мезонами экспериментаторы, которые предприняли поиски этих мезонов. Согласно ожиданиям, их средняя масса должна была быть примерно на 200 МэВ меньше массы ψ' и они должны были разделяться друг от друга приблизительно на 50 и 150 МэВ. Модель чармония предсказывает также шестое состояние: это — синглетное состояние с нулевым спином и единичным орбитальным моментом, т. е. 2^1P_1 . Однако ожидаемая малая вероятность переходов между этим состоянием и всеми остальными приводит к тому, что обнаружить его оказывается невероятно трудно, и, действительно, оно до сих пор еще не найдено.

Синглетные S-состояния и триплетные P-состояния чармония нельзя рождать непосредственно при электрон-позитронной аннигиляции по двум причинам. Во-первых, за исключением 2^3P_1 -конфигурации, они отличаются своим полным моментом от момента виртуального фотона, так что их прямое рождение приводило бы к нарушению сохранения момента. Во-вторых, для всех пяти состояний сумма абсолютных величин полного спина и орбитального момента является четным числом (0 — в случае S-состояний и 2 — для P-состояний). Поэтому зарядовая четность всех этих состояний равна $+1$, тогда как для виртуального фотона она есть -1 . С другой стороны, зарядовая четность ψ и ψ' равна -1 , и потому они могут образовываться непосредственно. Состояния с $C = +1$ появляются только, когда ψ или ψ' распадаются на фотон и более низкую по энергии чармониевую конфигурацию, так как в результате такого процесса все законы сохранения остаются выполненными.

□

Первое доказательство существования χ -мезонов было получено в эксперименте, проведенном на ДОРИС (DORIS) — накопительном кольце, подобном СПИРу, на немецком электронном синхротроне (ДЭСИ—DESY) в Гамбурге. В последующие годы χ -мезоны наблюдались также и в других экспериментах, использовавших иные методы детектирования. Они имеют массы на 135, 180 и 270 МэВ меньше массы ψ' -мезона, что находится в хорошем согласии с предсказаниями модели чармония.

Группа экспериментаторов из Университета Мериленда, Университета Павиа из Италии, Принстона, Калифорнийского университета в Сан-Диего и Стэнфорда, работавшая на СПИРе, измерила массы χ -состояний и скорости перехода χ' в эти состояния. Они проводили измерения на первом варианте детектора с кристаллами йодистого натрия и регистрировали фотоны, испущенные при переходе из ψ' -состояния в χ , а не непосредственно сами χ -мезоны. Энергия такого фотона достаточно хорошо определена и равна приблизительно разности масс этих состояний. Были также проведены на Марк I измерения с целью поиска событий, в которых χ превращается в несколько заряженных частиц. Например, иногда χ может переходить в два отрицательно и два положительно заряженных пиона. По энергетическому и угловому распределениям этих пионов можно восстановить массу χ -состояния. Недавно еще более точные измерения были проведены на установках Кристал-Бол и Марк II.

Спин и характер орбитального движения χ -мезонов можно определить, зная характеристики адронов, испускаемых при распаде этих частиц, или же по угловому распределению фотонов. Первые же эксперименты показали, что ни одна из этих трех частиц не может быть 1S_0 -состоянием η_c или η'_c . Далее, если предположить, что один из мезонов обладал полным моментом, равным 2, второй имел момент 1, а третий — 0, то этим состояниям однозначно сопоставлялись их массы. Наиболее тяжелым должно было быть состояние с моментом, равным 2, затем следовало состояние с единичным моментом, а самым легким было состояние с нулевым моментом. Такова же последовательность 2^3P -состояний позитрония. Более тщательное изучение этого вопроса, проведенное с помощью установки Кристал-Бол, подтвердило впоследствии такое соответствие масс и полных моментов этих состояний чармония.

История открытия η_c - и η'_c -мезонов не столь проста. Экспериментаторы, работавшие на ДОРИС, сообщили о свидетельствах в пользу возможного кандидата на η_c еще в первые годы изучения спектра чармония. Они обнаружили аномально большое число распадов ψ -мезона на три фотона, среди которых два фотона имели общую массу (в их системе

массой 2980 МэВ, что примерно на 115 МэВ меньше массы ψ , в соответствии с предсказаниями модели чармония. Это состояние с массой 2980 МэВ впервые наблюдалось в виде маленького, но заметного пика в спектре фотонов, испускаемых при распаде ψ' . Затем пик с той же энергией был обнаружен и в спектре фотонов из распада ψ . Существование η_c -частицы вскоре было подтверждено на установке Марк II, где удалось зарегистрировать несколько случаев ее распада на адроны.

В августе 1981 г. было обнаружено последнее из пяти состояний чармония с $C = +1$ примерно там, где оно и предсказывалось. Коллаборация Кристал-Бол сообщила о наблюдении еще одного небольшого пика в спектре фотонов, испущенных при распаде ψ' -мезонов. Пик расположен при энергии 3592 МэВ, что приблизительно на 92 МэВ ниже массы ψ' . Это значение достаточно хорошо укладывается в область масс, предсказанных для η_c -мезона. После этих открытий η_c и η_c' все проблемы кажутся решенными и открыта дорога для применения модели кваркония к выяснению природы цветных сил.

□

Вероятно, наилучшей из кваркониевых систем, доступных сейчас для экспериментального изучения, является система $b\bar{b}$, или боттомоний.

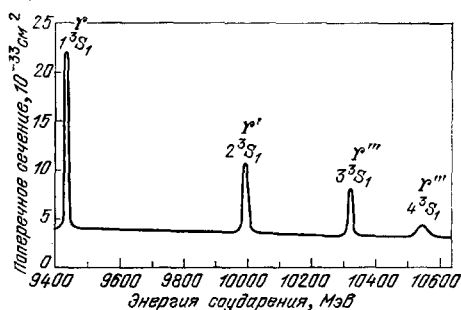


Рис. 9. Системы боттомония, составленные из боттом-кварка и боттом-антикварка, тяжелее соответствующих систем чармония и поэтому могут более четко выявить природу межкварковых сил.

В то время как у чармония есть только два полностью связанных состояния 3S_1 (ψ и ψ'), боттомоний обладает тремя аналогичными состояниями. Они обозначаются Υ (ипсилон), Υ' и Υ'' . Четвертая система боттомония, Υ''' , является квазисвязанной. Этот график основан на данных, полученных на накопительном кольце под именем КЕСР (CESR) в Корнелльском университете. Высота пиков приведена в единицах сечений, которые определяются вероятностью рождения той или иной частицы.

Она обладает преимуществами по отношению к чармонию, так как она заметно тяжелее его и потому служит лучшим приближением истинно нерелятивистской системы.

Когда в 1977 г. в Фермиевской лаборатории был открыт Υ , он был интерпретирован как 1^3S_1 -состояние боттомония в прямой аналогии с ψ , являющимся таким же состоянием чармония. При этом было сообщено также о возможном наблюдении 2^3S_1 -состояния, названного Υ' и предварительных указаниях на 3^3S_1 -состояние под названием Υ'' . Наличие трех связанных состояний боттомония (по сравнению с двумя связанными состояниями чармония) было важным предсказанием модели, предложенной Эйхтеном и Готтфридом.

Вследствие большей энергии связи боттомония набор соответствующих связанных состояний должен быть богаче, нежели такой набор у чармония. Каждой Υ -частице должно отвечать S-состояние с несколько меньшей массой — это состояния 1^1S_0 , 2^1S_0 и 3^1S_0 , которые были названы η_b , η_b' и η_b'' . Точно так же должны существовать три χ_b -частицы, представляющие триплет 2^3P -состояний, т. е. 2^3P_0 , 2^3P_1 , 2^3P_2 . Однако в системе боттомония $3P$ -состояния также должны быть связанными, в то время как в чармонии таких связанных состояний не появляется. Более того, наинизшие по энергии D-состояния, с орбитальным моментом, равным 2,

центра масс), равную 2830 МэВ, что на 265 МэВ меньше самого ψ . Они интерпретировали эти события, как испускание ψ -мезоном сравнительно низкоэнергичного фотона при переходе его в η_c -состояние, которое в свою очередь распадалось на два дополнительных наблюдавшихся фотона с суммарной массой 2830 МэВ, равной массе η_c . Зарегистрированный сигнал выглядел весьма внушительно, хотя и был довольно большой фон событий другого типа. Однако никакие другие эксперименты не смогли достаточно убедительно подтвердить результаты ДОРИС.

Были также указания и на кандидаты в η'_c -мезоны. Они основывались на четырех событиях, зарегистрированных детектором Марк I, и на таком же числе событий, полученных в экспериментах на ДОРИС. В этих событиях ψ' испускал фотон и превращался в η'_c , который затем излучал второй фотон, переходя на уровень ψ -мезона. Масса этого кандидата в η'_c была 3454 МэВ, т. е. на 230 МэВ меньше массы ψ' .

□

Ни один из этих кандидатов не вписывался с достаточной легкостью в модель чармония. Проблема заключалась в том, что массы оказывались чересчур малыми. В 1978 г. ожидаемая масса η_c была вычислена М. А. Шифманом, А. И. Вайнштейном, М. Б. Волопиным и В. И. Захаровым из Института теоретической и экспериментальной физики в Москве. Основываясь на теоретических принципах, связанных с КХД, они показали, что масса η_c должна быть примерно на 100 МэВ меньше массы ψ в пределах ошибки плюс или минус 20 или 30 МэВ. Отсюда они однозначно заключили, что либо кандидат на η_c -мезон (с массой на 265 МэВ меньшей массы ψ) не был истинным η_c -мезоном, либо простая модель чармония несправедлива.

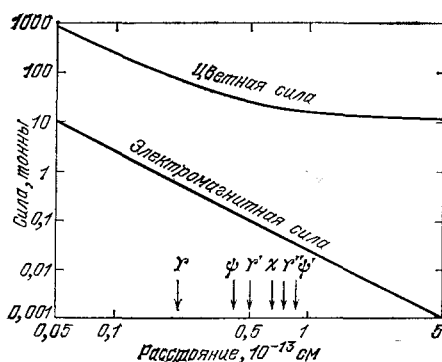
В этот момент статус гипотезы чармония был неопределенным. Были обнаружены три χ -мезона, и их свойства находились в хорошем согласии с предсказаниями модели, однако кандидатуры на η_c -состояния отличались от предсказаний модели как по их массам, так и по ряду других свойств. Представлялось неясным, достаточно ли хорошо была понята сама модель, чтобы ей можно было доверять в тех пунктах, где она, казалось, противоречила экспериментальным указаниям.

В 1978 г. экспериментаторы, работавшие с установкой Кристал-Бол, начали набор данных, и к 1979 г. они повторили измерения распада ψ -мезона на три фотона, т. е. той моды распада, в которой только и был обнаружен кандидат в η_c -мезоны. На установке Кристал-Бол можно было зарегистрировать намного большее число таких распадов, нежели ранее при работе на ДОРИС. Энергия фотонов измерялась при этом также с заметно большей точностью. Никакого кандидата в η_c -мезоны в прежнем месте просто не оказалось. В прежнем эксперименте почти наверняка была допущена ошибка, хотя пока не ясно, в чем она состояла. Возможно, она была обусловлена статистической флуктуацией в числе фоновых событий или же неверным учетом отклика детектора на такие флуктуации.

Кандидат в η'_c -мезоны умер подобной же смертью. В экспериментах на ДОРИС и с установками Марк II и Кристал-Бол на СПИР была прослежена вся энергетическая область, где лежал предполагаемый кандидат. Хотя все новые эксперименты были более чувствительными, нежели проведенные ранее, в них не было обнаружено никаких свидетельств наличия там η'_c -мезона. Частицы с массой 3454 МэВ просто не существовало.

Состояние неопределенности, наконец, было преодолено в 1979 г., когда коллаборация Кристал-Бол открыла частицу, которая, кажется, является настоящим η_c -мезоном. Новый кандидат в η_c -мезоны обладает

дение такой силы состоит в том, чтобы просто сложить закон обратной пропорциональности квадрату расстояния с постоянным слагаемым. Этот модельный закон поведения сил можно записать математически с помощью уравнения $F = (a/r^2) + b$, где F — цветная сила, r — расстояние между кварками, a и b — константы, которые надо определять экспериментально. На очень малых расстояниях член a/r^2 велик и приводит к основному вкладу в полную силу. При больших расстояниях, с дру-



яна, то из данных по кварконию следует, что ее величина должна быть около 16 т. Показанный выше закон изменения сил основан на модели, предложенной Джоном Ричардсоном, работавшим тогда в СЛАКе.

Рис. 11. Сила между кварками, носящая название цветной силы, оказывается подчиняющейся закону поведения при изменении расстояния, существенно отличающемуся от того, которым описывается поведение электромагнитных сил.

Сила электромагнитного взаимодействия двух частиц изменяется обратно пропорционально квадрату расстояния между ними. Такой закон поведения силы отвечает прямой спадающей линии на графике, приведенном в дважды логарифмическом масштабе. На весьма малых расстояниях цветная сила приблизительно следует закону обратной пропорциональности квадрату расстояния, но как только расстояние превышает примерно 10^{-13} см, эта сила, видимо, становится постоянной, не зависящей от расстояния. Если дальнodelствующая сила действительно постоянна,

гой стороны, член a/r^2 пренебрежимо мал и сила, в основном, определяется величиной b .

Эта модель поведения сил может быть проверена при попытках согласовать ее предсказания с данными о кварконию. Если выбранное поведение верно, то можно задаться вопросом о том, какие значения a и b приводят к наилучшему описанию экспериментальных результатов. Оказывается, что форма кривой согласуется с данными эксперимента и значение b равно примерно 16 тонн. Другими словами, два кварка притягивают друг друга с силой, по крайней мере, 16 тонн, независимо от того, сколь далеко они удалены друг от друга. Зная это, легче понять, почему кварк никогда еще не удавалось вытащить из адрона. Следует подчеркнуть, что путем таких рассуждений мы отнюдь не доказали, что постоянная сила между кварками действительно существует. Вряд ли такое доказательство возможно, когда имеются данные всего лишь о расстояниях порядка 10^{-13} см. В действительности, мы показали лишь, что имеющиеся в нашем распоряжении данные согласуются с предположением о наличии дальнodelствующей силы и в случае, если таковая существует, ее величина будет приблизительно равна 16 тонн.

Значение a в уравнении для закона поведения сил определить несколько труднее. Причина этого кроется в том, что a , в действительности, не является постоянной величиной, а слегка меняется при изменении расстояния. Значение a связано с вероятностью того, что кварк испустит глюон, определяемой величиной, которую мы обозначили α_s . В отличие от постоянной тонкой структуры α (определяющей вероятность испускания фотона электроном) α_s меняется с расстоянием и становится все меньше и меньше по мере того, как кварк и антикварк ближе подходят один к другому. Для области расстояний, изучаемых с помощью систем кваркония, α_s , кажется, близко к значению около $1/5$ (сравните с $1/137$ для α).

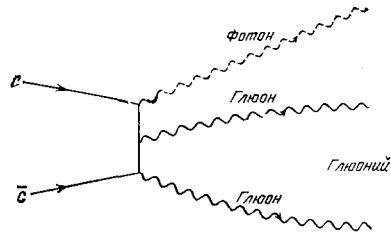
□

Заметный интерес к кварконию связан также с тесным параллелизмом между кварконием и позитронием и между КХД и КЭД. Однако в системах, управляемых цветными силами, имеется одна особенность, которой нет эквивалента в электромагнитных системах. Здесь должна существовать частица, полностью составленная из глюонов, связанных вместе их цветными зарядами. Аналогичным электромагнитным образованием была бы связанная система из двух фотонов, которая не может образоваться, потому что фотон электрически нейтрален.

Гипотетические глюонные связанные состояния обычно называют глюболами, но мы будем называть их системами глюония, чтобы более

Рис. 12. Глюоний является гипотетической связанной системой, составленной целиком из глюонов — частиц, которые обычно действуют как промежуточные, переносящие цветную силу между кварками.

Поскольку глюоны обладают цветными зарядами, они сами подвержены воздействию цветных сил и потому могут образовывать связанные состояния. Если глюоний существует, то он, вероятнее всего, образуется в событиях, где обильно рождаются глюоны. Одним из таких возможных механизмов является распад ψ -мезона на фотон и два глюона. В этом случае глюоны обязательно имеют противоположные цветные заряды и потому могут образовывать связанное состояние.



четко подчеркнуть их подобие кварконию. Если такие системы вообще существуют, то они образуются, вероятнее всего, при процессах распада тяжелого кваркония. Подобно тому как 1^3S_1 -состояние позитрония распадается на три фотона, 1^3S_1 -состояние чармония (т. е. ψ -частица) обычно приводит к рождению трех глюонов. В свою очередь глюоны рождают кварк-антикварковые пары, которые, комбинируясь, превращаются в обычные адроны. Однако примерно в десяти процентах случаев чармоний распадается на фотон и два глюона. Именно в таких событиях наиболее вероятно образование глюония. Два глюона, рожденных при распаде, обладают противоположными значениями цветного заряда и могут непосредственно сформировать связанную систему, нейтральную по цвету.

Не совсем ясно, как идентифицировать глюоний, даже если его удастся родить. Возможно также, что эта частица будет непрерывно переходить из двухглюонного состояния в кварк-антикварковое, так что концепция глюония в этом случае окажется не слишком-то осмысленной. Если же глюоний все-таки обладает фиксированными свойствами, то одной из отличительных характеристик его мог бы служить спектр состояний с разным полным моментом. Поскольку спин глюонов равен единице (а не половине, как у кварков), ожидаемое низшее состояние глюония является S-состоянием с полным моментом, равным 0 или 2. Это отличается его от кваркония, S-состояния которого имеют полный момент 0 или 1. Другим наводящим соображением служит тот факт, что глюоний должен рождаться более часто в процессах, которые богаты глюонами (таких, как распад кваркония на фотон и два глюона), по сравнению с другими взаимодействиями адронов. Подозрения на глюоний могут возникнуть, если будет обнаружена частица, которую не удастся вставить в установленные семейства мезонов.

Два года тому назад Даниель Шарр из СЛАКа, изучая данные, полученные с помощью детектора Марк II, обнаружил интересный канал распада ψ -частицы. Примерно в трех распадах ψ -мезона из тысячи рождались фотон и мезон с массой около 1420 МэВ. Шарр идентифицировал этот мезон с E-мезоном, который является одним из 2^3P_1 -состояний дег-

ких кварков и потому обладает единичным полным моментом. Эта находка представляется весьма удивительной, потому что Е-мезоны очень редко встречаются; хотя три распада из тысячи — достаточно малая доля от всех распадов ψ -частицы, тем не менее, это число рассматривается как указание на очень большую скорость рождения Е-мезонов.

Майкл Э. Чановитц из Лоуренсовской лаборатории в Беркли, а также другие авторы предположили, что разгадка может быть получена, если частица была неправильно идентифицирована. Частица, наблюдавшаяся при распаде ψ -мезона, была идентифицирована по ее массе и наиболее

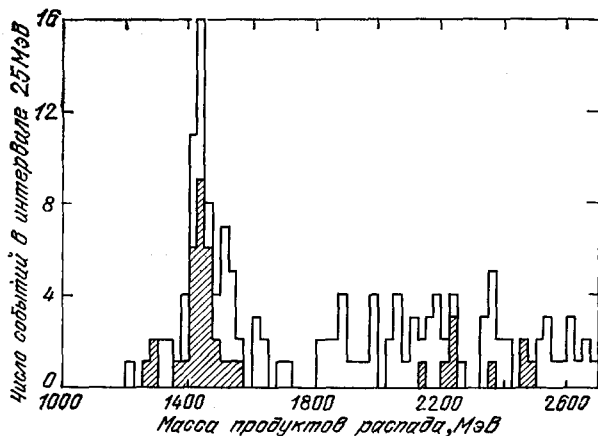


Рис. 13. Возможным свидетельством в пользу существования глюония может быть ι (йота) — частица, открытая в прошлом году при исследованиях на СПИРе.

Йота обладает массой 1420 МэВ и нулевым моментом. Она не вписывается ни в одно из хорошо установленных семейств мезонов, состоящих из кварка и антикварка. Она могла бы быть связанным состоянием двух глюонов, хотя не исключены и другие объяснения. Приведенные на рисунке случаи распада ψ -мезона, зарегистрированные детектором Марк II, были отобраны таким образом, чтобы оставались только события с определенным набором из трех частиц среди продуктов распада. Каждое из событий попадало в один из интервалов (ширина которых была выбрана по 25 МэВ) в соответствии с полной массой этих частиц. Пик, расположенный в интервалах от 1400 до 1450 МэВ, вызван ι -частицей. Заштрихованная часть указывает совокупность данных, полученную при наложении более жестких критериев отбора.

заметному каналу распада, которые совпадали с тем, что должно было быть для Е-мезона. Чановитц указал, что новая частица отличается от Е-мезона некоторыми чертами процессов ее рождения и распада. Он предположил, что наблюдавшаяся частица отнюдь не является Е-мезоном, а представляет собой совсем новую частицу с полным моментом, равным нулю.

Аргументы, приведенные Чановитцем, оказались верными. Это было показано в августе прошлого года, когда коллаборация Кристал-Бол сообщила об измерении момента частицы с массой 1420 МэВ. Он оказался равным нулю. Поскольку эта частица уже не могла быть Е-мезоном, ей было присвоено новое имя: ι (йота). Одновременно коллаборация Кристал-Бол объявила об открытии еще одной новой частицы среди продуктов распада ψ . Подобно йоте, вторая вновь открытая частица появляется в сочетании с фотоном, но масса ее больше: 1640 МэВ. Вторая частица была названа θ (тета). Было обнаружено, что ее полный момент равен 2.

Что представляют собой йота- и тета-частицы? На этот вопрос ответить нелегко. Если они являются кварк-антикварковыми состояниями, то йота должна принадлежать к 1S_0 -семейству мезонов, а тета — к 3P_2 -семейству. Они не могут быть членами этих семейств с $n = 1$, потому что все такие состояния уже заняты известными частицами. Они могли бы быть

состояниями с $n = 2$. Также они могли бы быть экзотическими «двойными» мезонами, составленными из двух кварков и двух антикварков. Конечно, они могли бы быть и состояниями глюония. Каждая из этих возможностей влечет за собой определенный спектр сопровождающих эти мезоны новых частиц. Если эксперименты покажут, что спектр имеет вид, характерный для глюония, то йота- и тета-мезоны будут признаны первыми примерами новой формы материи: частицами, обладающими межкварковыми силами в отсутствие кварков.

ЛИТЕРАТУРА

- 't Hooft G.— Sci. American, June 1980, v. 242, p. 90.— (Перевод: УФН, 1981, т. 135, с. 479.— *Прим. ред.*)
Scharre D. L. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1980, v. 97, p. 329.
Rich A.— Rev. Mod. Phys., 1981, v. 53, p. 127.
Edwards C. et al.— Phys. Rev. Lett., 1982, v. 48, p. 70.