

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

539.12.01

НОВЫЕ ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ

В. И. Захаров, Б. Л. Иоффе, Л. Б. Окунь

СОДЕРЖАНИЕ

I. Введение	228
II. Эксперименты по рождению новых частиц на встречных электрон-позитронных пучках	232
1. Определение ширины резонансов. Учет радиационных эффектов (234).	
2. Спин и четность ψ -мезона (237). 3. Нелептонные распады ψ -мезона (240).	
4. Распады ψ' -мезона (242).	242
III. Эксперименты по рождению новых частиц в пучках адронов, фотонов и нейтрино	245
1. Открытие узкого резонанса в реакции $p\text{Be} \rightarrow e^+e^-X$ (245). 2. Рождение ψ -мезонов в нуклон-ядерных и нуклон-нуклонных столкновениях (246).	
3. Эксперименты по фоторождению ψ -мезонов (247). 4. Качественные эффекты рождения очарованных частиц в нейтринных реакциях (248).	
5. Эксперименты по рождению мюонных пар в нейтринном пучке (249).	
IV. Кварковые модели новых частиц	250
1. Кварковые модели (250). а) Три кварка (250). б.) Нейтральные токи (251).	
в) Четвертый кварк (253). г) $SU(4)$ -симметрия (253). д.) Чарм и суперзаряд (253). е) Аналогия с лептонами (254). ж) Цветные кварки и белые адроны (254). з) Альтернатива (255). и) Кварки с целыми зарядами (255).	
к) Нестабильные кварки (256). л) Глюоны (256). м) Глюон не может быть белым (256). н) Цветные глюоны и массы белых адронов (257).	
о) «Реалистические» цветные кварки (258). п) Невылетающие кварки (258).	
р) Неабелева локальная симметрия и асимптотическая свобода (259).	
с) Аннигиляция $e^+e^- \rightarrow$ адроны (260). т) Распад $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ (260).	
2. Кварки и ψ -мезоны (260). а) ψ -мезоны — цветные? (261). б) Чармоний (262). в) Распады $\psi \rightarrow e^+e^-$ и $\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ (262). г) Распад $\phi \rightarrow 3\pi$ и правило Цвейга (262). д) Правило Цвейга и массы мезонов (263). е) Правило Цвейга и цветные глюоны (263). ж) ψ' -мезон (264). з) Другие уровни чармония (265). и) Распады ψ' на очарованные мезоны? (266). к) Резонанс $4,15 \text{ Гэв}$ (267).	
3. Кварки и очарованные частицы (267). а) Векторные мезоны (267).	
б) Псевдоскалярные мезоны (268). в) Сильные и электромагнитные распады мезонов (269). г) Лептонные распады мезонов (269). д) Нелептонные распады мезонов (270). е) Правило $\Delta T = 1/2$ и октетное усиление (270). ж) Роль цветных кварков в октетном усилении (271). з) Роль цветных глюонов в октетном усилении (272). и) Усиление в $SU(4)$ (272).	
к) Правила отбора по T -, U -, V -спинам (272). л) Переход $c \leftrightarrow s$ (273). м) Ожидаемые ширины распадов D - и F -мезонов (273). н) Переходы $D^0 \leftrightarrow \bar{D}^0$ (274). о) D -мезоны и нарушение CP -инвариантности (275). п.) Барийные $SU(4)$ -мультиплеты (275). р) $SU(3)$ -мультиплеты очарованных барионов (276). с) Обозначения барионов (276). т) Массы барионов (277).	
V. Другие модели новых частиц	278
1. ψ, ψ' — промежуточные бозоны? (278). 2. Частицы с новыми аддитивными квантовыми числами (281). 3. Модель Швингера (282). 4. ψ — квазидерные мезоны? (282). 5. ψ — солитоны? (283).	

VI. Механизмы рождения новых частиц	283
1. Рождение новых частиц в e^+e^- -аннигиляции (283).	
2. Рождение новых частиц в столкновениях адронов (286). а) Отношение сигнала к фону в рождении ψ -мезонов (286). б) Рождение ψ -мезонов в центральных столкновениях (288). в) Мультипериферические модели рождения ψ -мезонов (289).	
3. Рождение новых частиц в электромагнитных взаимодействиях (291). а) Модель векторной доминантности (291). б) Модель обобщенной векторной доминантности (292). в) Скейлинг в eN -рассеянии и e^+e^- -аннигиляции (292). г) Партоновая модель (293). д) Партоны и кварки (293). е) Пространственно-временная картина партоновой модели (294). ж) Фоторождение ψ -мезонов и модель векторной доминантности (295). з) Фоторождение ψ -мезонов и реджевские схемы (295). и) Инклюзивное фото- и электро-рождение очарованных частиц в партоновой модели (297). к) Фото- и электророждение ψ -мезонов в партоновой модели (298).	
4. Рождение очарованных частиц в слабых взаимодействиях ¹ (299). а) Рождение очарованных частиц на валентных партонах и «море» партонов пар (299). б) Оценки сечений рождения очарованных частиц в модели векторной доминантности (300). в) Зависимость сечения дифракционного рождения от Q^2 (301). г) Сечение рождения очарованных частиц в партоновой модели (302). д) Рождение очарованных частиц нейтральными токами (303). е) Учет масс очарованных частиц (304). ж) Сравнение теоретических предсказаний с опытными данными (305). з) Модели с «лишними» кварками (306).	
VII. Заключительные замечания	307
Литература	308
К главе I (308). К главе II (308). К главе III (309). К главе IV (309). К главе V (310). К главе VI (311).	

I. ВВЕДЕНИЕ

В ноябре 1974 г. в физике элементарных частиц было сделано замечательное открытие: была открыта новая частица — узкий резонанс весьма большой массы — 3,3 массы протона (3,1 $G\text{эв}$). Ширина нового резонанса оказалась очень малой — 70 $кэв$, т. е. его время жизни составляет 10^{-20} $сек$ — большую величину по ядерным масштабам. Новая частица была открыта практически одновременно в двух лабораториях в США. В Брукхейвенской Национальной лаборатории она была обнаружена группой С. Тинга путем исследования спектра эффективных масс рождающихся электронно-позитронных пар при столкновении протонов с энергией 30 $G\text{эв}$ с ядрами бериллия¹ *). На ускорителе со встречными электронными и позитронными пучками в Стэнфорде она была найдена при изучении сечения аннигиляции позитронов с электронами².

История открытия резонанса довольно интересна. Группа Тинга начала опыты с весны 1974 г. Эксперимент, который она вела, был весьма трудным: достаточно сказать, что при столкновении протона с ядром Ве вероятность рождения электронно-позитронной пары в интересующей области эффективных масс составляла $\sim 10^{-8}$ от полной вероятности неупругого столкновения. Ранее эксперименты подобного рода в реакции $p + \text{ядро} \rightarrow \mu^+\mu^- + \text{«все»}$ проводились группой Ледермана³ и дали ряд интересных результатов: была выяснена зависимость сечения рождения мюонных пар от эффективной массы пары и обнаружено «плечо» в спектре масс мюонных пар в области 3—4 $G\text{эв}$. Никаких резонансов в спектре масс мюонных пар группа Ледермана не видела. Экспериментальная установка группы Тинга имела, однако, существенное преимущество перед установкой Ледермана: ее разрешение по энергии регистрируемых пар было значительно лучшим, что способствовало поискам узких резонансов. К осени группа Тинга набрала достаточное количество событий

*) В статье дана раздельная, по главам, нумерация ссылок на цитируемую литературу.

(около 500 к концу октября), находившихся в основном в узкой области спектра эффективных масс e^+e^- пар вблизи 3 Гэв.

В Стэнфорде (SLAC) группа Б. Рихтера, М. Перла, Г. Гольдхабера, М. Чиновского и др. на ускорителе со встречными электронными и позитронными пучками СПИР (SPEAR) вела в 1973—1974 гг. измерения сечения аннигиляции электронно-позитронных пар в сильно взаимодействующие частицы — адроны, которые дали ряд ценных результатов *). До июня 1974 г. СПИР работал на энергии каждого из пучков 2,5 Гэв, в июне он был остановлен для переоборудования и повышения энергии до 4—5 Гэв и вновь введен в действие в сентябре. На вновь запущенном ускорителе группа Рихтера решила повторить свои эксперименты, прерванные в июне, с более частым шагом по энергии. Начав измерения 9 ноября, они довольно быстро обнаружили возрастание сечения аннигиляции $e^+e^- \rightarrow$ адроны в области 3,1—3,2 Гэв, а затем, доведя точность измерения энергии встречных пучков до 0,1%, 10 ноября с несомненностью впервые наблюдали резонанс — более чем десятикратное (а через несколько часов после улучшения точности до 0,01% и стократное) возрастание сечения.

Два сообщения об открытии новой частицы были получены редакцией «Physical Review Letters» одно за другим — 12 и 13 ноября. Группа Тинга назвала новую частицу J , группа Рихтера — ψ . Когда об открытии J — ψ частицы стало по телефону известно в Европе, группа итальянских физиков, работающих на ускорителе со встречными e^+e^- пучками ADONE во Фраскати (Италия), подняла энергию ускорителя до $2 \times 1,55 = 3,1$ Гэв — величины, необходимой для рождения резонанса (ранее ускоритель работал на энергии $2 \times 1,5 = 3,0$ Гэв) и в течение нескольких дней также наблюдала этот резонанс в той же реакции, $e^+e^- \rightarrow$ адроны, где он наблюдался в Стэнфорде. Свое сообщение итальянские физики продиктовали в редакцию «Physical Review Letters» по телефону. В результате в номере «Physical Review Letters» от 2 декабря 1974 г. появилось сразу три статьи ^{1, 2, 6} с сообщениями об открытии новой частицы. Вскоре на встречных электронно-позитронных кольцах в Стэнфорде была открыта еще одна частица, сходная с предыдущей, ее масса оказалась равной 3,9 массы протона (3,7 Гэв), а ширина порядка нескольких сотен килоэлектрон-вольт ⁷. Обе открытые частицы, поскольку они наблюдались как резонансы в системе e^+e^- , должны иметь целый спин, т. е. являться бозонами. В дальнейшем новые частицы мы будем называть ψ -бозонами (или ψ -мезонами), бозон с массой 3,1 Гэв именовать просто ψ , а бозон с массой 3,7 Гэв — ψ' .

Удивительные свойства новых частиц состоят, прежде всего, в их малой ширине при столь большой массе. Известные ранее частицы — тяжелые мезоны и барионы — с массами около 2—3 Гэв имели ширины порядка нескольких сотен Мэв, т. е. на 3 порядка большие, чем у новых частиц. Поэтому малая ширина новых мезонов означала, что открыты элементарные частицы какого-то нового типа, распад которых на обычные сильно взаимодействующие частицы — π - и K -мезоны и нуклоны сильно подавлен.

Возможность существования новых типов частиц интенсивно обсуждалась физиками в течение ряда последних лет, и в этом смысле открытие их не было удивительным (более того, имелись даже теоретические предложения ⁸⁻¹⁰ искать новые частицы в опытах по e^+e^- -аннигиляции, где они и были обнаружены, и в фоторождении ¹¹, где они были найдены впоследствии). Однако ожидалось ^{10,11}, что эти частицы должны иметь

*) Обсуждение результатов этих опытов см. в обзорах ^{4,5}.

большую ширину, чем реально наблюдаемые, либо обладать совсем иными свойствами, так что открытие явилось, так сказать, подарком судьбы.

Малые ширины распада новых мезонов на обычные адроны могли бы означать, что либо новые мезоны вообще не взаимодействуют сильно с обычными адронами, либо их распады сильно подавлены из-за наличия каких-то запретов.

Открытие повлекло за собой лавину теоретических работ, интерпретирующих новые частицы. Прежде всего, должен был быть решен вопрос, имеют ли эти частицы сильное взаимодействие — являются адронами или же принадлежат к частицам, обладающим только слабыми и электромагнитными взаимодействиями, т. е. являются так называемыми промежуточными бозонами.

Возможность существования бозонов, обладающих только слабыми и электромагнитными взаимодействиями — промежуточных бозонов, обсуждалась в течение многих лет в связи с проблемой слабых взаимодействий (см., например, ¹²). Предполагалось, что аналогично фотону, который переносит электромагнитные взаимодействия, существуют заряженные промежуточные бозоны, являющиеся переносчиками слабых взаимодействий, сопровождаемых передачей заряда от адронов к лептонам, таких как процесс β -распада. Ряд теоретических соображений, связанных с построением единой теории слабых и электромагнитных взаимодействий, с одной стороны, и недавнее обнаружение слабых нейтральных токов в нейтринном эксперименте с другой, указывают на возможность существования также нейтральных промежуточных бозонов Z^0 . Такие нейтральные промежуточные бозоны Z^0 можно было бы пытаться отождествлять с новыми мезонами, поскольку ширины Z^0 , согласно теоретическим оценкам, должны быть близки к наблюдавшимся экспериментально. Однако на основании единой теории слабых и электромагнитных взаимодействий ожидалось, что массы Z^0 бозонов будут порядка нескольких десятков $G\text{эв}$, что делало неожиданным их открытие при 3 Гэв . При дальнейшем изучении свойств ψ -бозонов было установлено, что четность сохраняется во взаимодействиях ψ с лептонами и что, хотя распады $\psi \rightarrow$ адроны говорят о полуслабом (как у промежуточных бозонов) взаимодействии ψ с адронами, в других процессах, таких как распады $\psi' \rightarrow \psi +$ адроны, взаимодействие ψ с адронами сильное. Это показывает, что ψ не могут быть нейтральными промежуточными бозонами слабых взаимодействий. (Некоторые, не исключенные пока экспериментом, возможности для описания ψ , как промежуточных бозонов, обсуждаются ниже в гл. V).

Таким образом, для правдоподобного описания ψ -мезонов остается только возможность, что ψ являются адронами, но в силу каких-то запретов, например, наличия у них новых квантовых чисел, их распад на обычные адроны сильно подавлен (но разрешен распад $\psi' \rightarrow \psi +$ адроны).

Возможность, а в некоторых случаях даже необходимость существования адронов с новыми, не известными до сих пор на опыте, квантовыми числами, сохраняющимися в сильных взаимодействиях, предсказывались теоретически в течение последних нескольких лет. Теоретически, исходя из двух различных аргументаций, появились две гипотезы о существовании адронов с двумя новыми квантовыми числами. Одно из них получило название «очарования» (чарма), другое — «цвета».

Необходимость введения в теорию нового квантового числа очарования возникла из физики слабых взаимодействий. Из теории слабых взаимодействий, предполагающей, что есть только обычные и странные частицы (т. е. что симметрия адронов есть $SU(3)$), путем рассмотрения виртуальных процессов при высоких энергиях был получен вывод о сравнительно большой вероятности распадов странных частиц на лептонные

пары с равным нулю зарядом (например, распадов $K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$; см. обзор¹³). Экспериментально таких распадов с ожидаемой вероятностью не наблюдалось. Для того чтобы преодолеть эту трудность, было предположено¹⁴, что существуют адроны, обладающие новым квантовым числом — очарованием. Сильные взаимодействия приближенно симметричны по всем типам адронов, включая очарованные (если существует один тип очарованных частиц, т. е. одно новое квантовое число, то симметрия сильных взаимодействий $SU(4)$, если два — то $SU(5)$ и т. д.), а слабые взаимодействия устроены так, что в виртуальных процессах при высоких энергиях вклад очарованных частиц нацело сокращает вклад обычных в амплитудах распадов типа $K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$. В гипотезе очарованных частиц квантовое число «очарование», C , сохраняется в сильных и электромагнитных взаимодействиях, но не сохраняется в слабых.

Важное отличие очарованных частиц от обычных состоит в том, что в то время, как для любого $SU(3)$ -мультиплета обычных частиц средний по мультиплету заряд $\langle Q \rangle = 0$, для $SU(3)$ -мультиплета очарованных частиц $\langle Q \rangle \neq 0$, так что каждый такой мультиплет можно характеризовать величиной $\sigma = 3\langle Q \rangle$, получившей название суперзаряда¹⁵.

В ряде отношений физика очарованных частиц должна быть аналогична физике странных частиц. Так же, как и странные частицы, очарованные частицы должны рождаться парами. Наинизшие по массам очарованные мезоны и барионы могут распадаться на обычные или странные частицы только за счет слабых взаимодействий и будут жить по ядерным масштабам довольно долго: $\sim 10^{-13} - 10^{-14}$ сек.

В рамках гипотезы об очарованных частицах ψ -бозоны не могут быть сами очарованными, их квантовое число $C = 0$. Это утверждение вытекает как из факта рождения ψ при столкновении электрон — позитрон, которое должно идти в предполагаемой схеме через виртуальный фотон $e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow \psi$, так и из величин ширин и времен жизни ψ -мезонов. Поэтому малую ширину ψ -мезонов приходится объяснять, вводя дополнительную гипотезу о том, что ψ и ψ' являются как бы слабо связанными системами двух очарованных частиц с $C = \pm 1$, для которых вероятность собраться в одной точке и аннигилировать в обычные адроны весьма мала.

Введение нового квантового числа — «цвета», могущего принимать три значения, скажем, красный, синий и желтый, обусловлено рядом теоретических достоинств, которыми обладают модели с этими квантовыми числами (см., например, ¹⁶). В таких моделях предполагается, что сильные взаимодействия, помимо обычной $SU(3)$ -симметрии, являются $SU(3)'$ -симметричными относительно преобразований в трехмерном пространстве трех цветов, а переносчиками цветовых взаимодействий служат 8 векторных мезонов.

В силу того, что в «цветовых» теориях взаимодействие переносится октетом векторных частиц, эффективный заряд здесь не растет на малых расстояниях, как в квантовой электродинамике или мезонных теориях, а убывает, т. е. в теории нет так называемой трудности «нуля-заряда» — обращения в нуль физического заряда при любом значении голого заряда. Убывание эффективного заряда на малых расстояниях означает, что асимптотически при больших передаваемых импульсах частицы выступают как свободные («асимптотическая свобода»). Этот вывод находит свое подтверждение в экспериментальных данных по глубоко неупругому электроорождению и рассеянию нейтрино.

Другое достоинство цветовой теории состоит в последовательном описании данных барионной спектроскопии на основе модельных представлений (кварковой модели; см. гл. IV). Существуют также и иные достоинства теории с цветовой симметрией.

Согласно гипотезе цвета обычные адроны являются смесью с равными весами всех трех цветов, т. е. белыми. В рамках цветовой гипотезы может появиться большое число новых адронов, отличающихся новыми квантовыми числами. Здесь, однако, введение электромагнитных и слабых взаимодействий в теорию не определяется столь однозначно свойствами схемы, как в случае гипотезы об очаровании. В частности, можно считать, что электромагнитное взаимодействие нарушает цветовую симметрию. Именно такой вариант цветовой гипотезы предпочтителен для описания ψ -бозонов. В этом случае ψ -бозоны являются цветными частицами. Их малая ширина распада на адроны и рождение в реакции e^+e^- получают свое объяснение: оба процесса идут за счет нарушения цвета электромагнитным взаимодействием. Одно из основных следствий для ψ -мезонов состоит в том, что главным типом распада являются распады $\psi \rightarrow \gamma + \text{адроны}$, т. е. в распадах ψ в большинстве случаев должны присутствовать γ -кванты.

В обеих гипотезах — очарования и цвета — можно сделать ряд предсказаний относительно типов и масс новых частиц, их распадов и взаимодействий, которые могут быть сравнены с опытом как в уже исследуемых процессах с ψ -мезонами, так и в возможных экспериментах по поискам новых частиц. Одна из важных, возникающих здесь, проблем состоит в том, смогут ли эти гипотезы объяснить не укладывавшиеся ранее, до открытия ψ -мезонов, в теоретическую схему результаты опытов по аннигиляции e^+e^- в адроны⁶. При сравнении обеих гипотез с имеющимися экспериментальными данными нельзя сказать, что все обстоит гладко: у той и у другой гипотезы есть свои трудности. (Особенно это относится к цветовой гипотезе.)

Помимо гипотез промежуточных бозонов, очарованных и цветных частиц, были предложены также другие теоретические схемы описания ψ -мезонов. Они, однако, не являются столь подробно разработанными, как указанные выше.

Независимо от того, окажется ли правильной какая-либо из рассматриваемых сейчас теоретических схем, теперь, после открытия ψ -мезонов, мы можем в течение ближайших нескольких лет ожидать бурного развития физики элементарных частиц — открытия новых частиц, исследования их свойств, — которые, возможно, приведут нас к более ясному пониманию законов природы.

В гл. II и III обзора будут изложены экспериментальные факты относительно ψ -мезонов и дана их теоретическая интерпретация на основе феноменологического подхода, по возможности, без использования теоретических гипотез. Далее, в гл. IV на кварковом языке будут рассмотрены основные положения указанных выше теоретических гипотез — очарования и цвета. В гл. V будут обсуждаться альтернативные интерпретации ψ -мезонов. Наконец, в гл. VI будут теоретически рассмотрены механизмы рождения новых частиц.

II. ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО РОЖДЕНИЮ НОВЫХ ЧАСТИЦ НА ВСТРЕЧНЫХ ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННЫХ ПУЧКАХ

Основные физические характеристики ψ -мезонов (ширина, спин, четность и т. д.) были определены в опытах по аннигиляции электроно-позитронных пар $e^+e^- \rightarrow \psi$, проводившихся на ускорителе на встречных пучках SPEAR (Стэнфорд, США)¹⁻⁵. Данные по аннигиляции $e^+e^- \rightarrow \psi$, согласующиеся с результатами SPEAR, были получены также на ускорителях ADONE⁶ (Фраскати, Италия) и DORIS⁷ (DESY, Гамбург, ФРГ).

Экспериментальная установка СПИР^{5,8} — магнитный детектор (рис. 1) состояла из соленоида 3 м диаметром и 3 м длины с однородным магнит-

ным полем 4 кгс , ось которого совпадала с направлением оси пучков. Частицы, возникавшие в области взаимодействия, последовательно проходили вакуумную камеру, внутренний триггер (3 мм), сцинтиллятор, служивший для подавления фона от космических лучей, магнитострикционную проводочную искровую камеру, цилиндрический слой из 48 пластиковых сцинтилляторов толщиной по 2,8 см, являвшихся внешними триггерами,

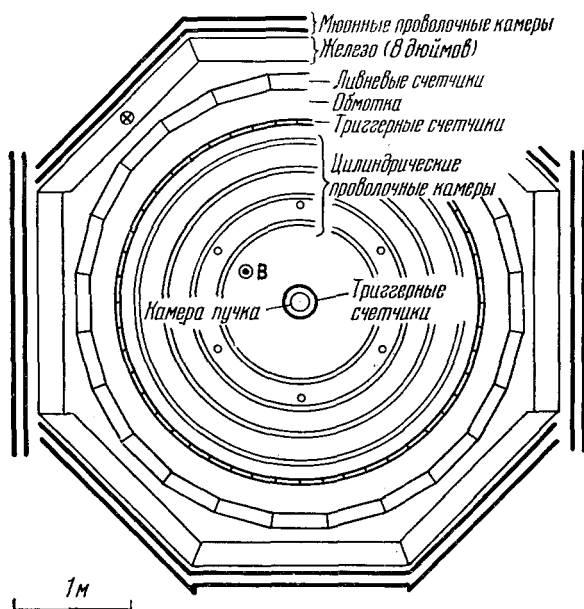


Рис. 1. Экспериментальная установка — магнитный детектор СПИР.

магнитное кольцо (толщиной в одну радиационную длину), цилиндрический ряд из 24 сцинтилляционных счетчиков (со свинцом), осуществлявших идентификацию электронов, 20-см железное ярмо магнита, использовавшееся также как адронный фильтр, и, наконец, два промежутка плоских искровых камер, регистрировавших мюоны. Установка вырезала телесный угол $0,65 \times 4\pi \text{ стер}$, симметричный относительно 90° к оси пучков. Измеренные в опытах СПИР *) сечения процессов $e^+e^- \rightarrow$ адроны, $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ в области резонанса ψ (3,1 Гэв) и процесса $e^+e^- \rightarrow$ адроны в области резонанса ψ' (3,7 Гэв) представлены на рис. 2, 3. Как следует из этих данных, существование и малая ширина резонансов ψ и ψ' не вызывают ни малейших сомнений. Экспериментальное разрешение по суммарной энергии пучков составляло в опытах СПИР около 2,8 Мэв, так что из непосредственных экспериментальных данных относительно ширины резонансов может быть получена лишь верхняя оценка $\Gamma < 2,8 \text{ Мэв}$.

В ходе дальнейших, более точных, измерений зависимости сечения аннигиляции e^+e^- в адроны от энергии в СПИР был обнаружен максимум в сечении при полной энергии e^+e^- в СЦИ 4,15 Гэв, который может быть интерпретирован как резонанс. Экспериментальные данные по полному сечению аннигиляции $e^+e^- \rightarrow$ адроны приведены на рис. 4. В дальнейшем этот резонанс мы будем обозначать ψ (4,15). Как видно из рис. 4, резонанс ψ (4,15), в отличие от ψ и ψ' , — широкий, с шириной около 200—300 Мэв.

*) К середине февраля 1975 г. в опытах СПИР было наблюдеено около 100 000 событий в области резонанса ψ и около 30 000 событий в области ψ' .

1. Определение ширин резонансов. Учет радиационных эффектов

Величины парциальных ширин резонансов могут быть определены из экспериментальных кривых рис. 2, 3 путем использования формулы Брейта — Вигнера

$$\sigma_f(E) = \pi \lambda^2 \frac{2J+1}{4} \frac{\Gamma_{ee} \Gamma_f}{(E-M)^2 + (\Gamma^2/4)}, \quad (2.1)$$

где σ_f — сечение парциального процесса $e^+e^- \rightarrow \psi \rightarrow f$ (например, $f = h$ (адроны), e^+e^- , $\mu^+\mu^-$), λ — длины волны e^+ или e^- в СЦИ $\lambda \approx 2/M$, M — масса резонанса, J — его спин, Γ_{ee} — ширина распада в e^+e^- , Γ_f и Γ — парциальные и полные ширины, E — полная энергия e^+e^- в СЦИ. Если ширина экспериментального разрешения $\Delta E \gg \Gamma$, то значение $\sigma_f(E)$ в пике определяется интегралом от выражения (2.1) по энергии

$$\sigma_f^{\text{пик}} \approx \frac{1}{\Delta E} \int \sigma_f(E) dE = \frac{2\pi^2}{\Delta E} \frac{2J+1}{M^2} \Gamma_{ee} \frac{\Gamma_f}{\Gamma}. \quad (2.2)$$

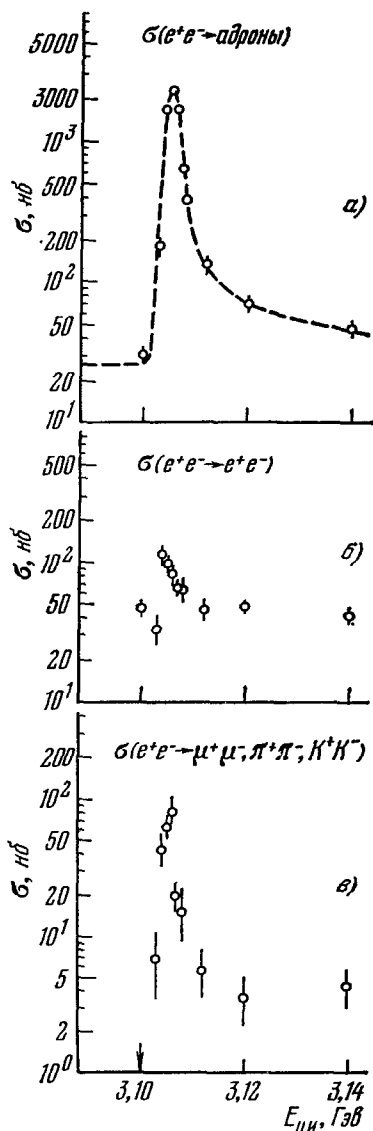


Рис. 2. Сечение аннигиляции e^+e^- в области энергий вблизи резонанса ψ (3, 1) Полные сечения аннигиляции $\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{адроны})$ (а), $\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^-)$ (б) и $\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$ (в). В данном эксперименте μ нельзя было отличить от π и K , но, как показали дальнейшие опыты, вклад π^- и K^- мезонов в сечение $\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-, \pi^+\pi^-, K^+K^-)$ мал.

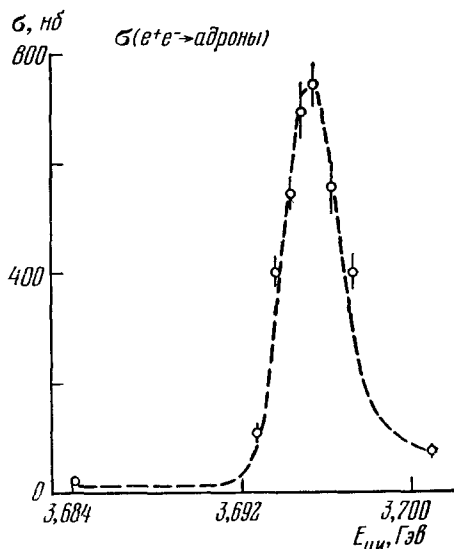


Рис. 3. Сечение аннигиляции $e^+e^- \rightarrow \text{адроны}$ вблизи резонанса ψ' (3, 7).

В случае гауссовского распределения по энергиям e^+e^- пучков, которое имеет место в рассматриваемых экспериментах

$$w(E, E') dE = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-(E'-E)^2/2\sigma^2},$$

получим

$$\Delta E = \sqrt{2\pi\sigma} \quad (2.3)$$

Соотношение (2.2) позволяет, исходя из экспериментального значения в пике (или, что чаще бывает удобнее, из $\int \sigma_f^{\text{эксп}}(E) dE$), найти величину

$\Gamma_e \Gamma_f / \Gamma$ и, если известно отношение Γ_e / Γ (т. е. отношение вероятности распада $\psi \rightarrow e^+e^-$ к полной вероятности) определить Γ_e и полную ширину Γ . Хотя соотношения (2.1), (2.2), в принципе, решают задачу определения ширины на основе экспериментальных данных о сечениях, они нуждаются, однако, в важном уточнении, вызванном учетом радиационных эффектов.

Радиационные эффекты связаны с испусканием в процессе $e^+e^- \rightarrow \psi$ виртуальных и реальных фотонов. В первом порядке по $e^2 = \alpha = 1/137$ вклад виртуальных фотонов в вершину взаимодействия $e^+e^- \rightarrow \psi$ описывается диаграммой рис. 5, а испусканию реальных фотонов, т. е. процессу $e^+e^- \rightarrow \psi + \gamma$, соответствуют диаграммы рис. 6.

Если полная энергия e^+ и e^- в системе центра инерции E несколько превышает M , то в процессе аннигиляции электрону или позитрону выгодно испустить мягкий γ -квант с энергией $E_\gamma \approx E - M$, поскольку после испускания γ -кванта система e^+e^- окажется в резонансе. Это обстоятельство приводит к значительному возрастанию всех парциальных сечений аннигиляции e^+e^- в области выше резонанса, т. е. появлению «радиационного хвоста», отчетливо наблюдаемого на кривых рис. 2, 3 *). Парциальные сечения аннигиляции e^+e^- с испусканием мягкого γ -кванта ($E_\gamma \ll M$) $e^+e^- \rightarrow \psi + \gamma \rightarrow f + \gamma$ в области выше резонанса $E \gtrsim M$ в первом порядке по α легко могут быть рассчитаны на основе диаграммы рис. 6^{9,10}. При этом, очевидно, нет необходимости учитывать испускание γ -квантов конечными частицами, вклад которых должен быть мал (порядка Γ/E_γ при $E_\gamma \gg \Gamma$ по отношению к вкладу диаграмм рис. 6).⁹ Учет радиационных

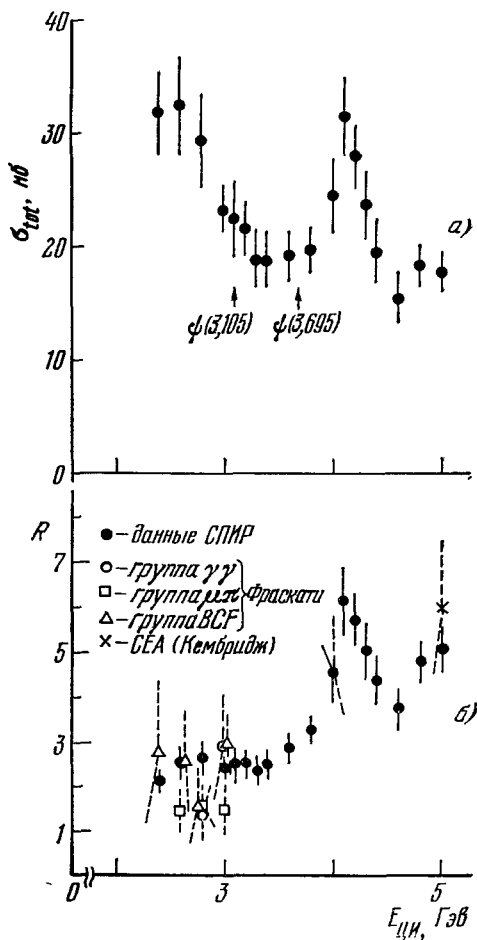


Рис. 4. Зависимость σ от энергии в СЦИ сечения аннигиляции $e^+e^- \rightarrow$ адроны $\sigma_{\text{tot}}(e^+e^- \rightarrow \text{адроны})$ (а) и зависимость от энергии отношения (б)

$$R = \sigma(e^+e^- \rightarrow \text{адроны}) / \sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-).$$

*) Аналогичный эффект должен наблюдаться при рождении ψ в адронных столкновениях (или фоторождении) с последующим распадом $\psi \rightarrow e^+e^-$. Здесь происходит испускание фотона конечными e^+e^- , радиационный «хвост» расположен слева от резонанса, и его форма определяется (2.4) с заменой $E - M \rightarrow M - E_{e^+e^-}$.

поправок более высокого порядка является, однако, существенным, поскольку вклад их, помимо α , пропорционален произведению больших логарифмов $\ln(M/m_e) \ln[M/(E-M)]$ (m_e — масса электрона). Парциальное сечение аннигиляции e^+e^- в f -й канал распада ψ с испусканием недетектируемого мягкого γ -кванта в области $E > M$, $E - M \gg \Gamma$, $E - M \gg \Delta E$, рассчитанное в дважды логарифмическом приближении (т. е. с учетом членов $\sim [\alpha \ln(M/m_e) \ln(M/E_\gamma)]^n$), имеет вид ⁹⁻¹⁴

$$\sigma_f(E) = \frac{4\alpha}{\pi} \int \sigma_f(E') dE' \cdot \frac{1}{E-M} \left(\ln \frac{M}{m_e} - \frac{1}{2} \right) \gamma(E-M), \quad (2.4)$$

где $\int \sigma_f(E') dE'$ определен в (2.2),

$$\gamma(\varepsilon) = \exp \left[-\frac{4\alpha}{\pi} \left(\ln \frac{M}{m_e} - \frac{1}{2} \right) \ln \frac{M}{2\varepsilon} \right]. \quad (2.5)$$

В выражении (2.4) пренебрежено членами порядка $\alpha \ln(M/m_e)$, и поэтому точность его в интересующих нас случаях порядка 10%. Более точное выражение, учитывающее линейные по $\alpha \ln(M/m_e)$ члены и тем самым обладающее точностью $\sim 1\%$, приведено в работах ¹²⁻¹⁴.

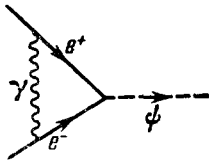


Рис. 5.

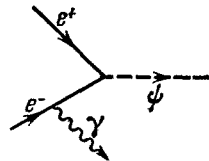
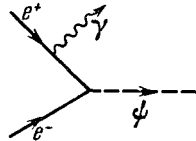


Рис. 6.

В случае узкого резонанса, когда экспериментальное разрешение таково, что $\Delta E \gg \Gamma$, усредненные по экспериментальному разрешению парциальные сечения аннигиляции в пике с учетом радиационных поправок, рассчитанных в дважды логарифмическом приближении, отличаются от (2.2) на множитель $\gamma(\Delta E)$ ⁹⁻¹⁴:

$$\sigma_{f\text{рад}}^{\text{пик}} = \sigma_f^{\text{пик}} \gamma(\Delta E), \quad (2.6)$$

где $(\sigma_f^{\text{пик}})$ определено соотношением (2.2), а $\gamma(\Delta E)$ — формулой (2.5). Подставляя в (2.5) числа $M = 3,1 \text{ Гэв}$, $\Delta E = 2,8 \text{ Мэв}$, находим $\gamma(\Delta E) \approx 0,5$, т. е. радиационные поправки оказываются весьма существенными.

Приведем еще формулу, которой часто пользуются, выражающую интеграл по области резонанса и радиационного «хвоста» от экспериментально измеряемого сечения с учетом экспериментального разрешения и испускания недетектируемых мягких фотонов, как функцию верхнего предела ¹¹

$$\begin{aligned} A(E, E_{\min}) &= \int_{E_{\min}}^E dE'' \int_{-\infty}^{\infty} dE' \sigma_{f\text{рад}}(E') w(E'', E') = \\ &= \int \sigma_f(E') dE' \cdot \gamma(E-M). \end{aligned} \quad (2.7)$$

При выводе (2.7) использованы те же предположения, что и в (2.4).

Как следует из (2.4), (2.6), (2.7), ширины резонанса можно определять из экспериментальных данных о сечениях, рассматривая как область пика, так и область радиационного хвоста. Можно, и это является, по-видимому,

наилучшим способом, сравнивать с экспериментом общую теоретическую формулу с учетом радиационных эффектов, пригодную как в области резонанса, так и в области радиационного хвоста. Такая формула, однако, зависит от конкретного вида экспериментального разрешения, и расчеты по ней могут быть проведены только численно.

Таблица I

Резонанс	$M, M_{эв}$	$\int \sigma_h(E) dE,$ $nb \cdot M_{эв}$	$\Gamma_{ee}, \text{кэв}$	B_{ee}	Γ
ψ	3095 ± 5	9900 ± 1500	$4,8 \pm 0,6$	$0,069 \pm 0,009$	$69 \pm 15 \text{ кэв}$
ψ'	3684 ± 5	3700 ± 600	$2,2 \pm 0,3$	$(0,97 \pm 0,16) \cdot 10^{-2}$	$225 \pm 56 \text{ кэв}$
$\psi(4,15)$	~ 4150	~ 5650	$4,2 \pm 0,6$	$1,7 \cdot 10^{-5}$	$250 \pm 50 M_{эв}$

Интеграл $\int \sigma_h(E) dE$ по области резонанса (без радиационных поправок) определен формулой (2.2) для $f=h$, Γ_{ee} — ширина распада $\psi \rightarrow e^+e^-$, $B_{ee} = \Gamma_{ee}/\Gamma$. Для ψ -мезона $\Gamma_{\mu\mu}/\Gamma_{ee} = 1,00 \pm 0,05$, для ψ' $\Gamma_{\mu\mu}/\Gamma_{ee} = 0,89 \pm 0,16$. Разность масс ψ и ψ' определена с лучшей точностью, чем сами массы, $M_{\psi'} - M_{\psi} = 590 \pm 1 M_{эв}$.

В табл. I приведены полученные в результате обработки экспериментальных данных (вычитания фона и учета радиационных эффектов) значения ширин резонансов ψ и ψ'^{3-5} . Туда же для полноты картины включены данные по резонансу $\psi(4,15)$.

В табл. I при вычислении Γ_{ee} и Γ (за исключением Γ для $\psi(4,15)$) спин резонансов был принят равным 1 (см. ниже), $\sigma_h(E)$ определялось экспериментально числом событий с адронными треками. В случае ψ -резонанса B_{ee} (или $B_{\mu\mu}$) было определено на опыте как отношение числа событий с рождением e^+e^- (или $\mu^+\mu^-$) к полному числу событий в области резонанса, причем адронные события регистрировались только, если среди адронов были заряженные. (Естественно предположить, что распад ψ или ψ' только на нейтральные адроны маловероятен.) При определении B_{ee} и Γ предполагалось, что отсутствуют какие-либо ненаблюдаемые нейтральные типы распадов ψ , например, распады $\psi \rightarrow n\gamma$, $\psi \rightarrow \gamma\pi^0$, $\psi \rightarrow \bar{\nu}\nu$ и др. Экспериментально были получены ограничения на относительные вероятности распадов $\Gamma(\psi \rightarrow 2\gamma)/\Gamma_{ee} < 0,05$, $\Gamma(\psi \rightarrow \pi^0\gamma)/\Gamma_{ee} < 0,13$ (90% достоверность)⁷⁶.

Вероятность распада $\psi \rightarrow \bar{\nu}\nu$ может быть оценена, исходя из данных нейтринного эксперимента $\Gamma_{\bar{\nu}\nu} < (10^{-2} - 10^{-3}) \Gamma_{ee}$ (см. раздел 1 гл. V).

2 С п и н и ч е т н о с т ь ψ -м е з о н а

Имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные показывают, что спин и четность ψ -мезона $J^P = 1^-$, и четность сохраняется при распадах $\psi \rightarrow e^+e^-$, $\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ (а также, по-видимому, при распадах $\psi \rightarrow$ адроны).

Выводы о спине и четности ψ -мезона вытекают из измерений углового распределения мюонов и электронов в реакциях $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ и $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ в области резонанса и измерений полного сечения реакции $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ в области интерференции резонанса с фоном.

В области резонанса процесс $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ описывается диаграммой рис. 7. В случае равного нулю спина ψ -мезона угловое распределение

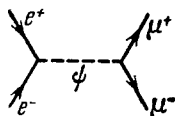
вылетающих мюонов изотропно

$$J = 0, \quad \frac{d\sigma}{d\Omega} \sim \text{const.} \quad (2.8)$$

Если спин ψ -мезона равен 1 и четность во взаимодействии ψe^+e^- или $\psi \mu^+\mu^-$ сохраняется, то угловое распределение имеет вид:

$$J = 1, P \text{ сохраняется, } \frac{d\sigma}{d\Omega} \sim 1 + \cos^2 \theta, \quad (2.9)$$

где θ — угол между импульсами e^+ и μ^+ . При несохранении четности (но сохранении CP) вместо (2.9) будем иметь:



$$J = 1, P \text{ не сохраняется,} \\ \frac{d\sigma}{d\Omega} \sim (1 + \cos^2 \theta) + \frac{8\lambda^2}{(1 + \lambda^2)^2} \cos \theta, \quad (2.10)$$

где в случае $\mu - e$ -универсальности $\lambda = g_A/g_V$ — отношение аксиальной и векторной констант взаимодействия $\psi e \gamma_\nu (1 + \lambda \gamma_5) e$ или $\psi \mu \gamma_\nu (1 + \lambda \gamma_5) \mu$. (В отсутствие $\mu - e$ -универсальности $\lambda^2 = g_A(e) g_A(\mu) / g_V(e) g_V(\mu)$.) В частности, для двухкомпонентного взаимодействия $\lambda = 1$ и

$$J = 1, \quad V - A, \quad \frac{d\sigma}{d\Omega} \sim (1 + \cos \theta)^2. \quad (2.11)$$

Как видно из (2.10), (2.11), несохранение четности вызывает асимметрию вперед — назад. Экспериментальные данные по угловому распределению в реакции $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ в области ψ -мезона представлены на рис. 8. Эти данные заставляют отвергнуть спин 0 для ψ -мезона (а также спин 2, для которого угловое распределение имеет вид $d\sigma/d\Omega \sim \sim 1 - 3 \cos^2 \theta + 4 \cos^4 \theta$, и более высокие спины). Как следует из рис. 8, экспериментальные данные удовлетворительно согласуются с формулой (2.9), т. е. с равным 1 спином ψ при сохранении четности. Из этих же данных может быть получено ограничение на возможную величину несохранения четности $\lambda^2 \lesssim 0,05$.

Изучение полного сечения реакции $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ в области интерференции резонанса с фоном ниже резонанса позволяет определить не только спин резонанса, но и его четность. Фоновый процесс аннигиляции $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ описывается диаграммой рис. 9 с обменом виртуальным фотоном. Очевидно, что интерференция диаграмм рис. 7 и 9 будет отлична от нуля лишь в случае векторного ψ -мезона (или, когда во взаимодействие ψ -мезона как с электроном, так и с мюоном вносит значительный вклад состояние с $J^P = 1^-$). Поэтому наблюдение заметной интерференции резонанса с фоном в сочетании с указанным выше фактом сохранения четности при $\psi \rightarrow e^+e^-$ и $\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ распадах явилось бы доказательством того, что ψ

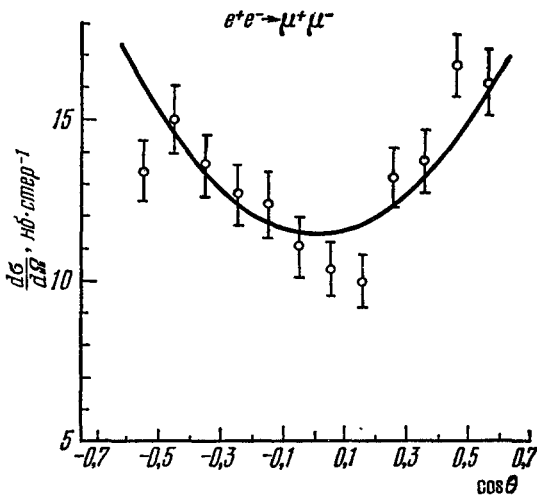


Рис. 8. Угловое распределение мюонов в реакции $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$.

является векторным мезоном *). Сумма диаграмм рис. 7, 9 приводит к следующему выражению для полного сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, учитывающему как резонансный, так и фоновый эффекты в предположении $\mu - e$ -универсальности и сохранения четности и, для простоты, без учета радиационных поправок, которые в области интерференции, однако, весьма существенны ¹³:

$$\sigma_{e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-}(E) = \frac{3\pi}{M^2} \left[\frac{\Gamma_{ee}^2}{(E-M)^2 + (\Gamma^2/4)} + \frac{4\alpha}{3} \frac{\Gamma_{ee}(E-M)}{(E-M)^2 + (\Gamma^2/4)} + \frac{4\alpha^2}{9} \right]. \quad (2.12)$$

Выражение (2.12) имеет минимум при

$$E - M \approx -\frac{3\Gamma_{ee}}{2\alpha} \approx -1 \text{ Мэв}. \quad (2.13)$$

Отметим, что в процессе $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ подобный минимум (при $J_\psi = 0$; 1) ниже резонанса отсутствует, и знак интерференционного члена оказывается положительным, что обусловлено тем, что в этот процесс, помимо диаграмм, аналогичных рис. 7, 9, дает вклад также диаграмма рис. 10 с обменом пространственно-подобным фотоном, интерференция которой с диаграммой рис. 7 при $E - M < 0$ в измеряемой в опытах СПИР области углов оказывается положительной и превосходящей в полном сечении интерференционный член от диаграмм рис. 7, 9.

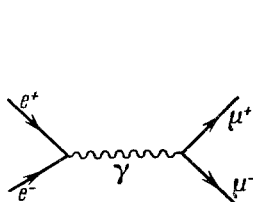


Рис. 9.

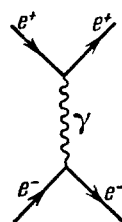


Рис. 10.

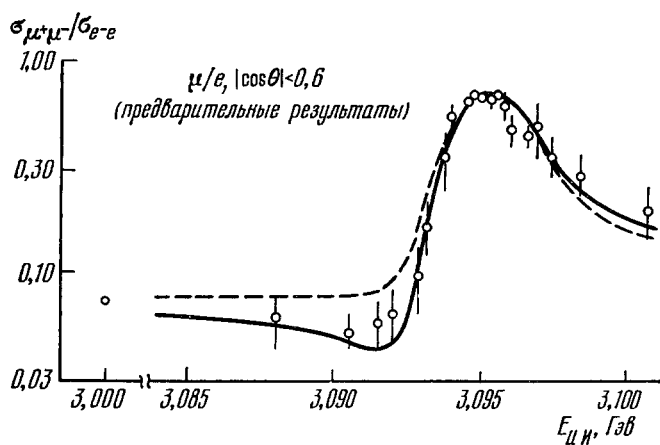


Рис. 11. Зависимость от энергии отношения $\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-) / \sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^-)$. Сплошная кривая — результат теоретического расчета в предположении интерференции резонанса с фоном, штриховая — то же без интерференции.

Экспериментальные значения и теоретические кривые для отношения сечений $\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-) / \sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^-)$ в области интерференции, приведенные на рис. 11, определенно говорят в пользу деструктивной интерференции в области ниже резонанса и тем самым доказывают, что

*) Неисключенная при этом возможность, когда четность не сохраняется только во взаимодействии ψ с электронами, закрывается экспериментальными данными по угловому распределению e^+e^- в реакции $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, в области резонанса согласующимися с учетом вклада диаграммы рис. 10 с теорией при $J^P = 1^-$.

спин и четность ψ -мезона $J^P = 1^-$, т. е. такие же, как у фотона, и, следовательно, зарядовая четность ψ -мезона отрицательна.

Заметим, что сделанные выше выводы о P - и C -четности ψ -мезона относятся к его взаимодействиям с лептонами. Подобные выводы могли бы не иметь отношения к взаимодействиям ψ с адронами, если бы в этих взаимодействиях P - и C -четность не сохранялась. Так как во взаимодействиях ψ с лептонами P - и C -четность сохраняется, то естественно предположить, что это же имеет место и во взаимодействиях ψ с адронами. В дальнейшем мы будем исходить из этого предположения. (Некоторые дополнительные аргументы в пользу сохранения C -четности при распадах ψ на адроны будут приведены в следующем разделе.)

3. Нелептонные распады ψ -мезона

Исследование нелептонных распадов ψ -мезона представляет интерес в ряде отношений: а) изучение адронных распадов ψ -мезона позволяет определить изотопический спин T и G -четность образующихся адронных состояний, т. е. если ψ -мезон является адроном и изоспин в адронных распадах ψ сохраняется, найти его T и G ; б) поиски распадов $\psi \rightarrow \gamma +$ адроны дают возможность проверить различные гипотезы о природе ψ -мезона; в) если ψ -мезон является адроном, то в продуктах распада $\psi \rightarrow \gamma +$ адроны можно надеяться найти новые адронные состояния; г) изучение продуктов распада $\psi \rightarrow$ адроны (спектр состояний, множественность и т. д.) важно для понимания как природы самого ψ -мезона, так и других процессов при высоких энергиях (аннигиляции $p\bar{p}$, $e^+e^- \rightarrow$ адроны и др.).

Рассмотрим распады $\psi \rightarrow$ адроны. Будем считать, что C -четность сохраняется при распадах ψ . Допустим сначала, что адроны образуются в состоянии с определенным значением изотопического спина $T = 0$ или 1 , не рассматривая больших значений T . Поскольку C -четность ψ -мезона отрицательна, то при $T = 0$ или 1 G -четность образующихся адронов равна соответственно -1 или $+1$. В силу того, что G -четность пиона отрицательна, отсюда следует, что распады $\psi \rightarrow$ пионы разрешены на нечетное число пионов при $T = 0$ и на четное число пионов при $T = 1$. Пусть ψ -мезон является адроном, характеризуется определенным значением изотопического спина $T = 0$ или $T = 1$ и распады $\psi \rightarrow$ адроны происходят за счет сильного (или умеренно-сильного) взаимодействия, сохраняющего изотопический спин. Даже и в этом случае нельзя, однако, утверждать, что при распаде ψ адроны образуются в чистом состоянии с определенным T . Из наличия распада $\psi \rightarrow e^+e^-$, который в этом случае должен идти через виртуальный фотон, следует, что определенная доля распадов ψ на адроны также должна идти через виртуальный фотон, т. е. может быть смесью состояний с $T = 0$ и $T = 1$. Парциальная ширина распада $\psi \rightarrow H$ через виртуальный фотон (H — некоторое адронное состояние) равна

$$\Gamma_{\psi \rightarrow \gamma \rightarrow H} = \Gamma_{ee} R_H, \quad (2.14)$$

где R_H — отношение сечений аннигиляции $e^+e^- \rightarrow H$ к сечению аннигиляции $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ вне резонанса

$$R_H = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow H)}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)}. \quad (2.15)$$

Таким образом, в рассматриваемом случае доля адронов с изотопическим спином, отличным от изоспина ψ , однозначно определяется величиной R_H , измеряемой независимо. Иными словами, отношение сечений аннигиляции e^+e^- в адроны с изоспином, отличным от изоспина ψ , к сечению аннигиляции e^+e^- в мюоны должно быть одинаковым в резонансе

и в фоне. Заключение об изотопическом спине ψ -мезона может быть сделано на основе экспериментальных данных о сечениях аннигиляции e^+e^- в $2\pi^+2\pi^-$, $2\pi^+2\pi^-\pi^0$, $3\pi^+3\pi^-$, $3\pi^+3\pi^-\pi^0$. Согласно этим данным⁵

$$\frac{[\sigma(2\pi^+2\pi^-)/\sigma(\mu^+\mu^-)]_{\text{рез}}}{[\sigma(2\pi^+2\pi^-)/\sigma(\mu^+\mu^-)]_{\text{фон}}} = 0,82 \pm 0,22,$$

$$\frac{[\sigma(3\pi^+3\pi^-)/\sigma(\mu^+\mu^-)]_{\text{рез}}}{[\sigma(3\pi^+3\pi^-)/\sigma(\mu^+\mu^-)]_{\text{фон}}} = 1,10 \pm 0,54,$$

тогда как аналогичные отношения для образования $2\pi^+2\pi^-\pi^0$ или $3\pi^+3\pi^-\pi^0$ больше 7. (Заметим, что поскольку $R = \sigma(e^+e^- \rightarrow \text{адроны})/\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-) \approx 2,5$ вне резонанса, то отношение вероятности распада ψ в адроны через виртуальный фотон к полной вероятности распада $\psi \rightarrow$ адроны составляет $B_{ee}R \approx 0,068 \cdot 2,5 = 0,17$.) Из совокупности этих фактов вытекает вывод, что изотопический спин ψ равен нулю, а G -четность отрицательна *). Эти же факты говорят также в пользу сохранения C -четности при распаде ψ на адроны. Действительно, если бы C -четность при распаде ψ на адроны не сохранялась, то не было бы оснований для того, чтобы все распады $\psi \rightarrow 2\pi^+2\pi^-$ шли через виртуальный фотон.

Равенство нулю изотопического спина ψ -бозона приводит к ряду следствий для адронных распадов. В частности, распад $\psi \rightarrow \pi^+\pi^-$ может идти только через виртуальный фотон, и для ширины этого распада имеет место соотношение

$$\frac{\Gamma_{\pi^+\pi^-}}{\Gamma_{ee}} = \frac{1}{4} |F_{\pi}(M^2)|^2 \approx 10^{-3}, \quad (2.16)$$

где $F_{\pi}(q^2)$ — электрический форм-фактор π -мезона $|F_{\pi}(3,1^2 \text{ Гэв}^2)|^2 \approx 4 \cdot 10^{-3}$ ¹⁵. В отличие от $\pi^+\pi^-$, система K^+K^- с $J^P = 1^-$ может находиться в состоянии с $T = 0$, поэтому (так как $|F_{\pi}| \approx |F_K|$ ¹⁵) $\Gamma_{K^+K^-}$ должна быть заметно больше $\Gamma_{\pi^+\pi^-}$. Следует, впрочем, иметь в виду, что в точной $SU(3)$ -симметрии, если ψ является $SU(3)$ -синглетом, прямой (не через виртуальный фотон) распад $\psi \rightarrow K^+K^-$ также является запрещенным. Поэтому измерение вероятностей распадов $\psi \rightarrow \pi^+\pi^-$ и $\psi \rightarrow K^+K^-$ может явиться одним из способов проверки $SU(3)$ -симметрии в распадах ψ -мезонов. В настоящее время на $\Gamma_{\pi^+\pi^-}$ и $\Gamma_{K^+K^-}$ экспериментально имеются только ограничения сверху $\Gamma_{\pi^+\pi^-}/\Gamma_{ee} < 2,5 \cdot 10^{-2}$, $\Gamma_{K^+K^-}/\Gamma_{ee} < 2,5 \cdot 10^{-2}$.

Аналогичным образом, ширина распада $\psi \rightarrow \bar{p}p$ должна быть заметно больше ширины, получаемой в предположении, что распад идет через виртуальный фотон. Эта последняя равна

$$\frac{(\Gamma_{\bar{p}p})_{\text{вирт } \gamma}}{\Gamma_{ee}} = v_p [|G_M(M^2)| + b |G_E(M^2)|^2], \quad (2.17)$$

где $G_E(q^2)$, $G_M(q^2)$ — электрический и магнитный форм-факторы протона, v_p — его скорость, $b \approx 0,2$ — кинематический фактор. При $|G_M| = |G_E| = 0,12$ (экстраполяция по закону $1/q^2$ от измеренного на опыте значения $|G_M| = |G_E| = 0,27$ при $q^2 = 4,4 \text{ Гэв}^2$; см.¹⁶)

$$\frac{\Gamma(\psi \rightarrow \gamma \rightarrow \bar{p}p)}{\Gamma_{ee}} = 1,5 \cdot 10^{-2}. \quad (2.17')$$

*) Строго говоря, такое утверждение имеет место лишь в том случае, когда ψ -мезон является адроном и взаимодействует с лептонами через виртуальный фотон. Если ψ -мезон не был бы адроном и обладал бы прямым распадным взаимодействием с лептонами и адронами, то формулировку, приведенную в тексте, нужно было бы заменить на следующую (см. раздел 1 гл. V); в прямое распадное взаимодействие $\psi \rightarrow$ адроны в основном дают вклад адронные состояния с $T = 0$ и $G = -1$. Указанные при этом следствия для $T = 0$ остаются в силе.

Если форм-фактор протона во времени-подобной области убывает так же, как и в пространственно-подобной, т. е. по закону q^{-4} , то вместо (2.17') получится

$$\frac{\Gamma(\psi \rightarrow \gamma \rightarrow \bar{p}p)}{\Gamma_{ee}} \approx 0,3 \cdot 10^{-2}. \quad (2.17'')$$

Величины (2.17') и (2.17'') следует сравнить с экспериментальным значением $\Gamma_{pp}/\Gamma_{ee} \approx 3 \cdot 10^{-2}$.

Как уже отмечалось выше, большой интерес представляют поиски распадов $\psi \rightarrow \gamma +$ адроны. Если ψ -мезон является цветной частицей и цвет нарушается электромагнитным взаимодействием (см. гл. IV), то такой распад должен быть основным типом распада ψ с испусканием адронов. При этом адроны должны рождаться в состоянии с $T = 0$ и $G = +1$, т. е. при распадах $\psi \rightarrow \pi\pi + \gamma$ число пионов должно быть четным. Экспериментальная информация по этому вопросу получена путем изучения спектра недостающих масс в распаде $\psi \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^- + X$. В спектре по m_X в области $m_X \approx m_{\pi^0}$ наблюдается большой пик, смещенный вправо от точки $m_X = 0$, но экспериментальное разрешение по массе таково, что нельзя быть уверенным, что в данном распаде не происходит в заметном числе испускание γ -квантов. В пользу утверждения о том, что пик при $m_X \approx 0 \div m_{\pi^0}$ обусловлен π -мезоном, а не γ -квантом, говорит также тот факт, что в спектре масс $\pi^+\pi^-\pi^0$ (π^0 из области пика) наблюдается четкий максимум при массе ω -мезона⁵.

На вероятности распадов $\psi \rightarrow \gamma\eta_c$ с последующим распадом $\eta_c \rightarrow 2\gamma$ (η_c — псевдоскалярный мезон со скрытым очарованием; см. гл. IV) в настоящее время экспериментально существуют лишь ограничения сверху^{7 б}

$$\frac{\Gamma(\psi \rightarrow \gamma\eta_c)}{\Gamma_{ee}} \frac{\Gamma(\eta_c \rightarrow 2\gamma)}{\Gamma(\eta_c \rightarrow \text{все})} < 0,2 \quad (90\%-ная \text{ достоверность}) \quad (2.18)$$

4. Распады ψ' -мезона

Важный экспериментальный факт относительно распадов ψ' -мезона состоит в наблюдении распада $\psi' \rightarrow \pi\pi^+\pi^-$, вероятность которого составляет^{4,5}

$$\frac{\Gamma(\psi' \rightarrow \pi\pi^+\pi^-)}{\Gamma(\psi' \rightarrow \text{все})} = 0,31 \pm 0,04. \quad (2.19)$$

Экспериментально было получено также, что

$$\frac{\Gamma(\psi' \rightarrow \psi + \text{все})}{\Gamma(\psi' \rightarrow \text{все})} = 0,54 \pm 0,08, \quad (2.19')$$

и, следовательно,

$$\frac{\Gamma(\psi' \rightarrow \psi + \text{все})}{\Gamma(\psi' \rightarrow \pi\pi^+\pi^-)} = 1,8 \pm 0,1. \quad (2.19'')$$

Из этих данных могут быть сделаны определенные выводы о квантовых числах ψ' -мезона. Система двух пионов, образующихся в распаде $\psi' \rightarrow \psi 2\pi$, может находиться в состояниях с изотопическим спином $T = 0, 1, 2$. При этом отношение суммы вероятностей распадов $\psi' \rightarrow \psi\pi^+\pi^-$ и $\psi' \rightarrow \psi\pi^0\pi^0$ к вероятности распада $\psi' \rightarrow \pi\pi^+\pi^-$ будет соответственно составлять

$$\frac{\Gamma(\psi' \rightarrow \pi\pi^+\pi^-) + \Gamma(\psi' \rightarrow \psi\pi^0\pi^0)}{\Gamma(\psi' \rightarrow \pi\pi^+\pi^-)} = 1,5; 1,0; 3,0. \quad (2.20)$$

Из сравнения (2.20) с (2.19'') следует, что чистое состояние двух пионов с $T = 2$ исключается экспериментальными данными.

Далее, состояние двух пионов с $T = 1$ является C -нечетным. Если принять, что ψ' является адроном (аргументация в пользу этого предположения будет дана ниже) и, следовательно, рождается при столкновении e^+e^- через виртуальный фотон, то $J_{\psi'}^P = 1^-$ и C -четность ψ' отрицательна. Поскольку C -четность ψ также отрицательна, то при сохранении C -четности в распаде $\psi' \rightarrow \psi 2\pi$ распад $\psi' \rightarrow \psi 2\pi$ с рождением пионов в состоянии с $T = 1$ (т. е. в p -волне) запрещен. Таким образом, экспериментальным данным (2.19) не противоречит (из чистых состояний) только состояние двух пионов с $T = 0$. Из формул (2.19') и (2.20) при этом следует, что распады $\psi' \rightarrow \psi + \text{все}$ в подавляющей доле идут по каналу $\psi' \rightarrow \psi \pi\pi$. Предполагая, что изотопический спин в распаде $\psi' \rightarrow \psi \pi\pi$ сохраняется, и принимая в соответствии со сказанным ранее $T_{\psi} = 0$, мы приходим к выводу, что $T_{\psi'} = 0$, т. е. что все квантовые числа J, P, C, T ψ' -мезона такие же, как у ψ .

Абсолютная величина парциальной ширины распада $\psi' \rightarrow \psi \pi^+ \pi^-$ может быть определена с помощью данных табл. 1 и отношения (2.19):

$$\Gamma(\psi' \rightarrow \psi \pi^+ \pi^-) = 70 \pm 20 \text{ кэв.} \quad (2.21)$$

Используя (2.21), оценим эффективную силу взаимодействия в распаде $\psi' \rightarrow \psi \pi\pi$. Рассмотрим простейшую модель, когда эффективный гамильтониан взаимодействия, обуславливающего этот распад, имеет вид

$$H = \sqrt{4\pi} \lambda \psi_{\mu}' \psi_{\mu} \pi^+ \pi^-, \quad (2.22)$$

где λ — константа связи. В выражении (2.22) учитывается только вклад s -волны в системе двух пионов и пренебрежено $\pi\pi$ -взаимодействием в конечном состоянии. Можно думать, что d -волна в $\pi\pi$ -системе вносит малый вклад в амплитуду. Оценки влияния $\pi\pi$ -взаимодействия будут сделаны ниже. Гамильтониану взаимодействия (2.22) отвечает ширина $\psi' \rightarrow \psi \pi^+ \pi^-$ распада

$$\Gamma(\psi' \rightarrow \psi \pi^+ \pi^-) = \frac{\lambda^2}{48\pi^2} \frac{\Delta^3}{MM'} f, \quad (2.23)$$

где M' — масса ψ' , $\Delta = M' - M$ и f — поправочный множитель, учитывающий конечность массы пиона, $f \approx 1/3$. Сравнивая (2.23) и (2.21), находим

$$\lambda^2 \approx 6, \quad (2.24)$$

т. е. распад $\psi' \rightarrow \psi \pi\pi$ обусловлен *сильным* взаимодействием. Это обстоятельство чрезвычайно важно для теоретического описания ψ -мезонов.

Следует отметить, что хотя значения λ^2 оказались довольно большими, соответствующее им эффективное взаимодействие заметно слабее обычных сильных взаимодействий, т. е. является как бы умеренно-сильным. Чтобы убедиться в этом, рассчитаем по теории возмущений с помощью гамильтониана (2.22) сечение процесса $\pi^+ + \psi' \rightarrow \pi^+ + \psi$ при сравнительно небольших энергиях $E_{\pi} \lesssim 1 \text{ Гэв}$ в системе покоя ψ' . (Рассеяние π на ψ' в этом приближении происходит в s -волне.) Находим

$$\sigma(\pi^+ + \psi' \rightarrow \pi^+ + \psi) = \frac{\lambda^2}{4} \frac{1}{MM'}. \quad (2.25)$$

Из формулы (2.25) видно, что при λ^2 , определяемых (2.24), $\sigma(\pi^+ + \psi' \rightarrow \pi^+ + \psi)$ мало по сравнению с обычными адронными сечениями $\sigma \sim \sim 1/m_{\pi}^2$, а также при $E_{\pi} < 1 \text{ Гэв}$ мало по сравнению с унитарным пределом для s -волны $\sigma_{\text{унит}} = 4\pi/E_{\pi}^2$.

Оценим теперь силу $\psi' \pi\pi$ взаимодействия в другом предельном случае, считая, что распад $\psi' \rightarrow \psi \pi\pi$ идет через скалярный σ -мезон с массой $m_{\sigma} \approx 550 \text{ Мэв}$ и $T = 0$ $\psi' \rightarrow \psi \sigma$, $\sigma \rightarrow \pi\pi$. (Спектр пионов в распаде $\psi' = \psi \pi^+ \pi^-$ не исключает такой возможности (рис. 12).)

Основываясь на данных о спектре пионов в этом распаде, мы считаем σ обычным сильновзаимодействующим мезоном с шириной распада $\sigma \rightarrow \pi\pi$ порядка $100-200 \text{ МэВ}$. Записывая распадное взаимодействие $\psi' \rightarrow \psi\sigma$ в виде

$$H = \sqrt{4\pi} g m_\sigma \psi'_\mu \psi_\mu \sigma, \quad (2.26)$$

находим для этого случая

$$\Gamma(\psi' \rightarrow \psi\sigma) = \frac{g^2}{2} \sqrt{2m_\sigma (\Delta - m_\sigma)} \frac{m_\sigma^2}{MM'}, \quad (2.27)$$

так что значению ширины (2.21) отвечает величина константы связи

$$g^2 = 3 \cdot 10^{-2}. \quad (2.28)$$

Сечение процесса рассеяния $\pi^+\psi' \rightarrow \pi^+\psi$ в этой модели описывается диаграммой с обменом σ -мезоном и при малых энергиях пионов $E_\pi \lesssim m_\sigma$ равно

$$\sigma(\pi^+\psi' \rightarrow \pi^+\psi) \approx \frac{8\pi}{3} g^2 \frac{\Gamma_\sigma}{m_\sigma} \frac{1}{M'M}, \quad (2.29)$$

где Γ_σ — ширина σ -мезона. При g^2 , определенном согласно (2.28), и $\Gamma_\sigma/m_\sigma \lesssim 1/2$ величина (2.29) оказывается примерно на порядок меньшей, чем по формуле (2.25).

Таким образом, в обеих моделях мы приходим к выводу, что распад $\psi' \rightarrow \psi\pi\pi$ обусловлен сильным взаимодействием, но это взаимодействие заметно (на 2—3 порядка в сечении) слабее обычных сильных взаимодействий.

В настоящее время нет однозначной интерпретации относительной малости $\pi\pi\psi'\psi$ взаимодействия: она может быть связана с тем, что вообще взаимодействие ψ с обычными адронами является умеренно-сильным либо со специальной малостью недиагонального взаимодействия $\psi'\pi \rightarrow \psi\pi$ *), либо, наконец, с тем, что малым является лишь взаимодействие π с ψ при малых энергиях. Последнее может быть, например, следствием гипотезы частичного сохранения аксиального тока PCAC-условия Адлера. (Малость матричного элемента в этом случае определяется параметром $(p_\pi + p_{\pi'})/m_{\pi'}^2 \sim 1/5$, и не исключено, что ее одной недоста-

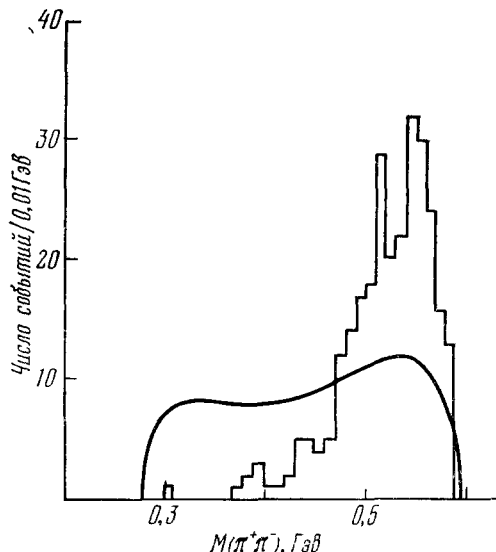


Рис. 12. Спектр по эффективной массе $M(\pi^+\pi^-)$ системы двух пионов в распаде $\psi' \rightarrow \psi\pi^+\pi^-$ (см. 5).

точно для объяснения малости $\pi\pi\psi'\psi$ взаимодействия. Кроме того, при обсуждении применимости гипотезы PCAC к распаду $\psi' \rightarrow \psi\pi\pi$ следует иметь в виду, что в выражение для матричного элемента может входить инвариант $p_\pi p_{\pi'}$, стремящийся к нулю при $p_\pi \rightarrow 0$, отношение которого к $m_{\pi'}^2$ порядка 1 в реальном распаде $\psi' \rightarrow \psi\pi\pi$. Спектр по $M(\pi^+\pi^-)$ в распаде $\psi' \rightarrow \psi\pi\pi$ на основе гипотезы PCAC был рассчитан в работе¹⁷.

Так как распад $\psi' \rightarrow \psi + \text{все}$ идет с 50%-ной вероятностью, а вероятность распада $\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ или $\psi \rightarrow e^+e^-$ составляет около 7%, то примерно в 3,5% случаев мюоны (или электроны), видимые при распадах ψ' , возникают в результате каскадного процесса

$$\begin{aligned} \psi' &\rightarrow \psi + \text{все}, \\ &\quad \downarrow \\ &\quad \mu^+\mu^- (e^+e^-), \end{aligned}$$

*) Такая малость могла бы быть, например, обусловлена тем, что распад $\psi' \rightarrow \psi\pi\pi$ подавлен какими-либо запретами (сохранением изоспина, если $T_{\psi'} = 1$).

и в 1,5% случаев в результате распадов

$$\begin{aligned} \psi' &\rightarrow \psi + 2\pi^0, \\ &\quad \quad \quad \downarrow \\ &\quad \quad \quad \mu^+\mu^-, \end{aligned}$$

что заметно превосходит долю мюонов (или электронов) от прямого распада $\psi' \rightarrow \mu^+\mu^-$ (e^+e^-). Это обстоятельство затрудняет экспериментальное определение вероятности прямых распадов $\psi' \rightarrow \mu^+\mu^-$ (e^+e^-) и, как следствие, полной ширины ψ' , поскольку экспериментальная установка СПИР охватывает не весь телесный угол, π^0 -мезоны не регистрируются, а точность определения энергии μ и e невелика.

III. ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО РОЖДЕНИЮ НОВЫХ ЧАСТИЦ В ПУЧКАХ АДРОНОВ, ФОТОНОВ И НЕЙТРИНО

1. Открытие узкого резонанса в реакции $p\text{Be} \rightarrow e^+e^-X$

Одновременно с наблюдением ψ -мезонов в e^+e^- -столкновениях узкий резонанс в системе e^+e^- был открыт группой Тинга в Брукхейвене¹. Изучалось инклюзивное рождение электроно-позитронных пар в столкновениях протонов с ядрами бериллия:

$$p\text{Be} \rightarrow e^+e^-X \quad (3.1)$$

(где X — произвольное адронное состояние) при начальной энергии протонов 28,5 Гэв. Полученное распределение по эффективной массе электрон-позитронной пары $m_{e^+e^-}$ представлено на рис. 13. Экспериментальное разрешение составляет 25 Мэв, и наблюдаемая форма пика согласуется с тем, что ширина резонанса пренебрежимо мала по сравнению с экспериментальным разрешением. Отметим, что часть событий слева от резонанса, т. е. с меньшей массой, связана с радиационным распадом резонанса на e^+e^- и фотон (см. гл. II, примечание на стр. 235).

Экспериментаторы, открывшие резонанс, назвали его J -частицей. Спин и четность резонанса, если распад $J \rightarrow e^+e^-$ обусловлен электромагнитным взаимодействием, равны $J^P = 1^-$. В дальнейшем мы отождествляем J с ψ (3.1).

Полное сечение рождения ψ -мезонов в опыте¹ измерено не было, поскольку регистрировались частицы только в очень ограниченной области импульсов. Для оценки авторы работы¹ предположили, что сечение рождения ψ зависит от продольного и поперечного импульса, так же как сечение рождения ρ -мезона:

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} \sim \exp(-6p_\perp), \quad (3.2)$$

где $p_\perp$ — поперечный импульс ψ -мезона в Гэв, E — энергия резонанса в системе центра масс. Тогда произведение сечения рождения ψ на вероят-

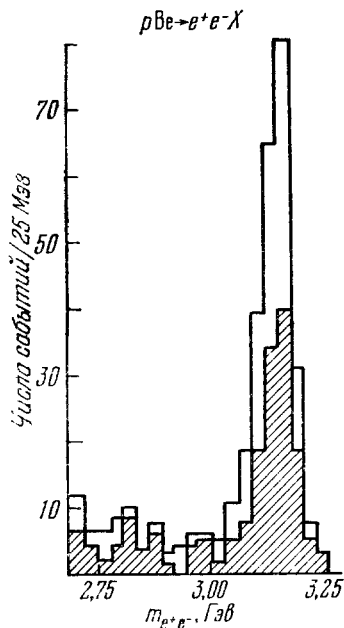


Рис. 13. Распределение по инвариантной массе пары e^+e^- в реакции $p\text{Be} \rightarrow e^+e^-X$ согласно данным работы¹.

Штрихованные и нештрихованные события относятся к нескольким различным режимам работы ускорителя.

ность распада по каналу e^+e^- равно

$$\sigma(pN \rightarrow \psi X) \frac{\Gamma(\psi \rightarrow e^+e^-)}{\Gamma(\psi \rightarrow \text{все})} \sim 10^{-34} \text{ см}^2, \quad E_p = 28,5 \text{ ГэВ}. \quad (3.3)$$

Резонансы с большими массами и, в частности, ψ' и ψ (4,15) обнаружены не были на уровне выхода e^+e^- пар составляющего 1% от выхода пар с массой m_ψ . Резонанс ψ (4,15) действительно не должен проявляться в таком опыте, поскольку вероятность его распада на e^+e^- очень мала, $\sim 10^{-5}$. Для ψ' относительная малость парциальной ширины распада на e^+e^- может только частично объяснить отрицательный результат поиска этого резонанса в эксперименте ($\Gamma_{ee}/\Gamma_{\text{tot}}$ для $\psi' \sim$ в 10 раз меньше, чем для ψ^2). Дополнительное подавление примерно на порядок величины сечения рождения ψ' часто связывают с термодинамической моделью и большей массой ψ' по сравнению с массой ψ . Неясно, однако, насколько эта модель применима к рождению ψ -мезонов (см. ниже, стр. 289). Возможно, в опыте¹ скажутся пороговые эффекты в рождении тяжелых частиц.

2. Рождение ψ -мезонов в нуклон-ядерных и нуклон-нуклонных столкновениях

Позже рождение ψ -мезонов в адронных столкновениях было наблюде-
но также в Лаборатории им. Ферми (Батавия, США) и на встречных
кольцах в ЦЕРНе. На ускорителе в Батавии изучалась реакция³

$$n \text{ Be} \rightarrow \mu^+ \mu^- X \quad (3.4)$$

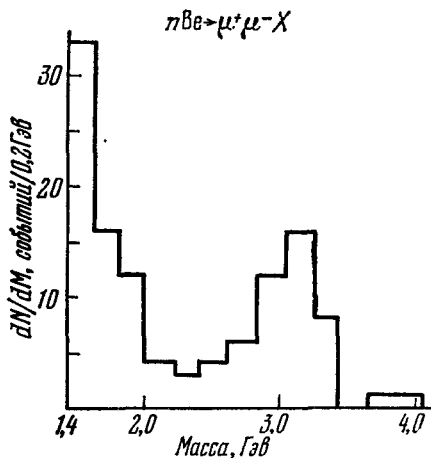


Рис. 14. Распределение по инвариантной массе $\mu^+\mu^-$ в реакции $n\text{Be} \rightarrow \mu^+\mu^-X$ согласно данным работы³.

при начальной энергии нейтронов $E_n = 250 \pm 50 \text{ ГэВ}$. Распределение событий по массе мюонной пары $m_{\mu\mu}$ для области $m_{\mu\mu} > 1,4 \text{ ГэВ}$ представлено на рис. 14. Пик в области масс $\sim 3 \text{ ГэВ}$ включает 43 события.

Имеющаяся экспериментальная установка позволяет изучать зависимость сечения рождения от поперечного $p_\perp$ и продольного $p_\parallel$ импульса ψ -мезонов (вместо $p_\parallel$ часто пользуются скейлинговой переменной $x = p_\parallel/p_N$). Получено, в частности, указание на то, что распределение по поперечному импульсу значительно более широкое, чем для рождения ρ -мезонов (отметим, что помимо динамических причин, связанных с большой массой ψ -мезонов, более широкое распределение по $p_\perp$ может быть связано с каскадным процессом $p \text{ Be} \rightarrow \psi' X \rightarrow \psi X'$).

Если предположить в согласии с полученными данными, что сечение зависит от $p_\perp$ и x следующим образом:

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} \sim e^{-10x} e^{-2p_\perp^2}, \quad (3.5)$$

то

$$\sigma(n \text{ Be} \rightarrow \psi X) \frac{\Gamma(\psi \rightarrow \mu^+\mu^-)}{\Gamma(\psi \rightarrow \text{все})} = \begin{matrix} 3,6 \cdot 10^{-33} \text{ см}^2/\text{нуклон}, & x > 0,24, \\ 1,7 \cdot 10^{-33} \text{ см}^2/\text{нуклон}, & x > 0,32. \end{matrix} \quad (3.6)$$

Вариация параметров распределения по x и $p_{\perp}$ в пределах, не противоречащих опыту, меняет сечение примерно в два раза.

На встречных кольцах ЦЕРНа было наблюдеено рождение ψ -мезонов в pp -соударениях ⁴

$$pp \rightarrow \psi X, \quad (3.7)$$

$$\quad \quad \quad \downarrow$$

$$\quad \quad \quad \longrightarrow e^+e^-,$$

при начальной энергии каждого из пучков ~ 30 Гэв.

Согласно предварительным данным, полученным на статистике 8 событий типа (3.7), сечение рождения ψ -мезонов составляет величину порядка

$$\sigma(pp \rightarrow \psi X) \frac{\Gamma(\psi \rightarrow e^+e^-)}{\Gamma(\psi \rightarrow \text{все})} \sim 4 \cdot 10^{-32} \text{ см}^2, \quad E_p \sim 10^3 \text{ Гэв}. \quad (3.8)$$

Сравнение результатов экспериментов по рождению ψ -мезонов, выполненных при различной начальной энергии и в разных лабораториях, затруднительно, поскольку экспериментально установки имеют неодинаковое разрешение по энергии и углу вылета лептонов и определение сечения всегда связано с некоторой процедурой экстраполяции. Видно, однако, что величина сечения растет с энергией.

3. Эксперименты по фоторождению ψ -мезонов

Та же группа экспериментаторов, которая выполнила эксперимент по рождению ψ -мезонов в нейтронном пучке, наблюдала ⁵ фоторождение ψ -мезонов на ядрах бериллия:

$$\gamma \text{ Be} \rightarrow \psi X, \quad (3.9)$$

$$\quad \quad \quad \downarrow$$

$$\quad \quad \quad \longrightarrow \mu^+\mu^-.$$

Начальная энергия фотонов превышала 80 Гэв и в среднем составляла ~ 150 Гэв.

Экспериментальный выход ψ -мезонов составляет

$$\sigma(\gamma \text{ Be} \rightarrow \psi X) \frac{\Gamma(\psi \rightarrow \mu^+\mu^-)}{\Gamma(\psi \rightarrow \text{все})} = (16 \pm 5) 10^{-33} \text{ см}^2/\text{ядро}. \quad (3.10)$$

Пересчет этого числа на величину сечения фоторождения ψ -мезонов на нуклонах требует, во-первых, разделения механизмов дифракционного рождения на ядре как целом и на отдельных нуклонах и, во-вторых, учета парциальной ширины распада.

В работе ⁶ предполагалось, что дифференциальное сечение имеет вид

$$\frac{d\sigma}{dt}(\gamma \text{ Be} \rightarrow \psi X) \sim A^2 e^{40t} + A e^{bt}, \quad (3.11)$$

где A — атомный номер, t — квадрат переданного импульса (в Гэв²). Первый член в формуле (3.11) отвечает рассеянию на ядре как целом, а второй — на отдельных нуклонах. Величина параметра b не была определена точно, но оказалось, что значение $b = 4 \text{ Гэв}^{-2}$ хорошо описывает полученные данные.

Принимая предположение (3.11) и наклон $b = 4 \text{ Гэв}^{-2}$, получаем из (2.10) сечение фоторождения ψ -мезонов на нуклонах, равное

$$\sigma(\gamma N \rightarrow \psi X) = (13 \pm 5) \cdot 10^{-33} \text{ см}^2, \quad E_{\gamma} \sim 150 \text{ Гэв}. \quad (3.12)$$

Напомним в связи с этим, что сечение фоторождения ρ -мезонов составляет 14 000 нб, ω -мезонов — 2000 нб, ϕ -мезонов — 600 нб (1 нб = 10^{-33} см^2).

Фоторождение ψ -мезонов наблюдалось также при более низких энергиях в Стэнфорде (SLAC, США)⁶. При энергии 21 Гэв оно составляет примерно 10 нб:

$$\sigma(\gamma N \rightarrow \psi X) \approx 10 \cdot 10^{-33} \text{ см}^2, \quad E_\gamma = 21 \text{ Гэв}. \quad (3.13)$$

Обнаружена также сильная зависимость сечения от энергии: при изменении начальной энергии от 14 до 21 Гэв сечение возрастает примерно в 3 раза. На ускорителе в СЛАКе измерено не только полное сечение, но и дифференциальное сечение рождения ψ -мезонов под малыми углами, которое оказалось равным⁶

$$\left. \frac{d\sigma(\gamma N \rightarrow \psi N)}{dt} \right|_{t=0} = (25 \pm 5) \cdot 10^{-33} \text{ см}^2/\text{Гэв}^2, \quad (3.14)$$

а величина наклона

$$b = 2,5 - 3,0 \text{ Гэв}^{-2}.$$

Получены также первые оценки сечения фоторождения ψ' -мезонов

$$\sigma(\gamma N \rightarrow \psi' X) \approx 0,5\sigma(\gamma N \rightarrow \psi X). \quad (3.15)$$

Однако эта оценка сделана на очень бедной статистике в несколько событий.

4. Качественные эффекты рождения очарованных частиц в нейтринных реакциях

Во всех нейтринных экспериментах, которые проводятся в настоящее время, ведется поиск реакций рождения очарованных частиц:

$$\nu_\mu N \rightarrow \mu^- h_c X, \quad (3.16)$$

где h_c — адрон, содержащий c -кварк (см. гл. IV).

Непосредственный поиск резонанса h_c в распределении по эффективной массе в большинстве случаев невозможен: обычно измеряется только импульс мюона или (и) полная энергия адронов. Поэтому чаще обсуждаются качественные эффекты: рождение мюонных пар, нарушение правил $\Delta Q = \Delta S$ (где ΔQ и ΔS — изменения заряда и странности адронов), нарушение скейлинга. Опишем кратко эти эффекты.

а) Образование мюонных пар

$$\nu_\mu N \rightarrow \mu^+ \mu^- X \quad (3.17)$$

может быть связано либо с рождением ψ -мезонов или пары очарованных частиц

$$\begin{array}{l} \nu_\mu N \rightarrow \psi X, \quad \nu_\mu N \rightarrow h_c \bar{h}_c X \\ \quad \quad \quad \searrow \\ \quad \quad \quad \mu^+ \mu^-, \end{array} \quad (3.18)$$

нейтральными токами, либо с рождением очарованной частицы заряженными токами и последующим ее распадом на лептонную пару и адроны:

$$\begin{array}{l} \nu_\mu N \rightarrow \mu^- h_c X, \\ \quad \quad \quad \searrow \\ \quad \quad \quad \mu^+ \bar{\nu} X', \end{array} \quad (3.19)$$

где X, X' — системы адронов. Возможно также образование пары μe , но в большинстве установок идентификация лептона связана с прохождением большой длины железа, и электроны не регистрируются. Поиск μe пар возможен в пузырьковых камерах.

К настоящему времени две группы экспериментаторов сообщили о наблюдении мюонных пар в нейтринном эксперименте в Батавии ^{7,8}. (см. ниже). Кроме того, один случай образования $\mu\bar{\mu}$ пары наблюден в камере «Гаргамель» в ЦЕРНе. Фон от обычных слабых взаимодействий оценивается авторами в $\sim 10^{-3}$ события ⁹.

б) Эффективное нарушение правила $\Delta Q = \Delta S$, например наблюдение реакции

$$\nu_{\mu} p \rightarrow \mu^{-} \pi^{-} \pi^{+} \pi^{+} \Lambda \quad (3.20)$$

(здесь $\Delta S = -1$, $\Delta Q = +1$) также могло бы служить косвенным указанием на рождение очарованных частиц. Действительно, пусть очарованный кварк рождается в реакции

$$\nu_{\mu} n \rightarrow \mu^{-} c, \quad (3.21)$$

а распадается нелептонным образом

$$c \rightarrow p \lambda \bar{n}, \quad (3.22)$$

так что эффективно происходит реакция $\nu_{\mu} n \rightarrow \mu^{-} p \lambda \bar{n}$. Видно, что в этом случае $\Delta Q = -\Delta S$. При достаточно высокой энергии амплитуда таких процессов не содержит никакой малости по сравнению с амплитудой одиночного рождения странных частиц в обычном слабом взаимодействии и нарушение правила $\Delta Q = \Delta S$ могло бы быть большим (в распадах странных частиц справедливость этого правила установлена с точностью порядка 1%).

В нейтринном эксперименте в Брукхейвене идентифицирован один случай реакции (3.20). Фон оценивается авторами в $3 \cdot 10^{-5}$ события ¹⁰.

в) Нарушение скейлинга в нейтринных реакциях может быть связано с пороговыми эффектами рождения новых частиц. Тяжелые частицы будут рождаться в основном при большой передаче энергии ν и небольшим значении Q^2 . Поэтому ожидается избыток событий при $y \equiv \nu/E_{\nu} \sim 1$ и $x \equiv Q^2/2m\nu \ll 1$.

Кроме того, можно ожидать специфических эффектов, например, в распределении по инвариантной массе адронной системы. Экспериментальные поиски характерного нарушения скейлинга в нейтринных реакциях также привели к положительным результатам ¹¹, и мы обсудим их подробнее ниже (см. стр. 305). Отметим, что поскольку во всех случаях речь идет о лишь косвенном проявлении новых короткоживущих частиц, то даже наблюдение обсуждаемых эффектов не позволяет сделать однозначный вывод о существовании очарованных частиц.

5. Эксперименты по рождению мюонных пар в нейтринном пучке

Как уже упоминалось, реакция рождения мюонных пар (3.17) наблюдается двумя группами экспериментаторов в Батавии. В эксперименте группы HPW (Гарвард — Пенсильвания — Висконсин) ⁷ было зарегистрировано 14 мюонных пар на общей статистике нейтринных и антинейтринных событий — $8 \cdot 10^4$ событий — и начальной энергии $E_{\nu, \bar{\nu}} > 40$ Гэв. С учетом эффективности регистрации мюонов вероятность рождения мюонной пары составляет примерно 1% от полного сечения:

$$\frac{\sigma(\nu_{\mu}(\bar{\nu}_{\mu}) N \rightarrow \mu^{+}\mu^{-} X)}{\sigma(\nu_{\mu}(\bar{\nu}_{\mu}) N \rightarrow \mu X)} = (9 \pm 3) \cdot 10^{-3}, \quad (3.23)$$

где указана только статистическая ошибка, а систематическая оценивается авторами работы ⁷ как фактор 2.

Распределение по массе образующихся мюонов не имеет пика при массе ψ -мезона, и поэтому обсуждается реакция рождения очарованных частиц (3.19). Второй мюон может образовываться также и в результате обычных лептонных распадов π - или K -мезонов. Возможность отделения такого механизма от реакции рождения и распада очарованных частиц связана с тем, что время жизни очарованных частиц должно быть намного меньше.

Фоновые условия подробно обсуждались в работе группы Калифорнийского технологического института⁸. Оказалось, что из наблюдаемых 19 событий — кандидатов рождения мюонных пар — 15 может быть отнесено к фону. Фон по оставшимся 4 событиям (в нейтринной экспозиции) оценивается как 0,4 события. Величина наблюдаемого эффекта не противоречит отношению (3.23).

Отметим, что в экспериментальных работах содержится также анализ других возможных механизмов образования мюонных пар (рождение промежуточных бозонов, тяжелых лептонов) и показано, что характеристики наблюдаемых событий, видимо, согласуются только с гипотезой рождения короткоживущих адронов, распадающихся лептонным образом.

IV. КВАРКОВЫЕ МОДЕЛИ НОВЫХ ЧАСТИЦ

Открытие ψ -мезонов вызвало всплеск интереса к кварковым моделям адронов. Большая часть опубликованных теоретических работ, посвященных интерпретации ψ -мезонов как адронов, рассматривает эти частицы в рамках модели 12 кварков, в которой имеется четыре типа кварков трех разных цветов. Более того, существование частиц, свойства которых похожи на свойства ψ -мезонов, предсказывалось на основе кварковой модели несколько лет назад.

Экспериментальная ситуация в настоящее время довольно неопределенная, и не исключено, что опыт отвергнет наиболее популярные гипотезы о кварковой структуре ψ -мезонов. Тем не менее обсуждение этих гипотез кажется уместным. Для этого имеется ряд оснований. Во-первых, они могут оказаться правильными. Во-вторых, могут оказаться правильными, если не они сами, то их будущие модификации. В-третьих, вне рамок этих гипотез трудно понять смысл той программы экспериментов по поискам новых частиц, которая ведется сегодня на всех крупнейших ускорителях в мире. Наконец, в-четвертых, кварковая модель сегодня содержит ряд красивых физических идей, механизмов и эффектов. Новые мезоны являются хорошим поводом, чтобы познакомить с ними более широкий круг физиков.

Ниже мы рассмотрим состояние модели кварков накануне открытия ψ -мезонов. В частности, мы обсудим аргументы в пользу перехода от трех кварков к двенадцати. Затем мы рассмотрим, как в рамках кварковой модели описываются ψ -мезоны. И, наконец, обсудим свойства пока еще не открытых так называемых очарованных частиц, предсказываемые моделью 12 кварков.

1. Кварковые модели

а) Т р и к в а р к а. Модель трех кварков воспроизводит целый ряд свойств адронов, проявляющихся в сильных, электромагнитных и слабых взаимодействиях. Из трех кварков p , n , λ , электрические заряды которых равны соответственно $2/3$, $-1/3$, $-1/3$, барионный заряд равен $1/3$, а спин — $1/2$, можно построить все известные $SU(3)$ -мультиплеты мезонов и барионов. В частности, нонеты псевдоскалярных и векторных мезо-

нов и барионные мультиплеты: октет с $J^P = 1/2^+$ и декуплет с $J^P = 3/2^+$. Эти мультиплеты отвечают низшим орбитальным состояниям кварков — состояниям с $l = 0$. Известны также многочисленные $SU(3)$ -мультиплеты с $l \geq 1$, например, мезонные мультиплеты с $l = 1$ ($J^P = 2^+, 1^+, 0^+$) или барионные мультиплеты с отрицательной четностью. Однако в большинстве своем эти мультиплеты изучены существенно хуже: не все входящие в них частицы обнаружены на опыте, в ряде случаев не установлены значения спина и четности уже обнаруженных частиц.

Модель трех кварков хорошо описывает электромагнитные свойства адронов: магнитные моменты, электромагнитные разности масс, амплитуды электромагнитных распадов мезонов и т. д. Наконец, модель прекрасно описывает широкий круг слабых процессов. В рамках модели слабый заряженный адронный ток имеет вид

$$j_W = \bar{p}n_0 = \bar{p}(n \cos \theta + \lambda \sin \theta),$$

где $\bar{p}$ — оператор рождения p -кварка, n, λ — операторы уничтожения n - и λ -кварков, а θ — угол Кабиббо. Эксперимент дает значение угла $\theta \approx 15^\circ$.

Взаимодействия тока $\bar{p}n_0$, а также заряженных лептонных токов $\bar{\nu}_e e$ и $\bar{\nu}_\mu \mu$ проявляются в β -распаде ядер, многочисленных слабых распадах мезонов и барионов, а также в реакциях, идущих под действием нейтрино, например, $\nu + n \rightarrow \mu^- + p$.

Однако модель трех кварков имеет ряд серьезных недостатков, для преодоления которых приходится увеличивать число кварков. Серьезную трудность для модели трех кварков представляет отсутствие на опыте нейтральных токов с изменением странности.

б) Нейтральные токи. Прежде всего, в рамках модели трех кварков не удастся описать процессы, обусловленные слабыми нейтральными токами. Речь идет о нейтральных лептонных токах типа $\bar{\nu}_\mu \nu_\mu, \nu_e \bar{\nu}_e, e\bar{e}, \mu\bar{\mu}$, адронных токах, сохраняющих странность: $\bar{p}p, \bar{n}n, \bar{\lambda}\lambda$, и, наконец, о нейтральных адронных токах, меняющих странность: $\bar{p}\lambda$ и $\bar{\lambda}p$.

Теоретические аргументы в пользу существования нейтральных токов обсуждались на протяжении ряда лет. Дело в том, что введение таких токов позволяет построить последовательную, перенормируемую теорию слабого взаимодействия и избавиться от расхождений, возникающих в высших порядках слабого взаимодействия. Двумя неотъемлемыми элементами большого класса перенормируемых теорий слабого взаимодействия являются: 1) симметрия между заряженными и нейтральными слабыми токами, 2) промежуточные бозоны — заряженные $W^\pm$ и нейтральные Z^0 , взаимодействующие с этими токами. Примером такой теории является простейший вариант модели Вайнберга, в котором Z -бозон взаимодействует с лептонными токами $\bar{\nu}_e \nu_e, \bar{\nu}_\mu \nu_\mu, e\bar{e}, \mu\bar{\mu}$ и адронными токами $\bar{p}p$ и $\bar{n}_0 n_0$, где $n_0 = n \cos \theta + \lambda \sin \theta$, причем константа этого взаимодействия примерно такая же, как и взаимодействия заряженных бозонов W с токами $\bar{e}\nu_e, \bar{\mu}\nu_\mu, \bar{p}p$. Взаимодействие нейтрального нейтринного тока $\bar{\nu}_\mu \nu_\mu$ с адронными токами, сохраняющими странность ($\bar{p}p$ и $\bar{n}n$), было обнаружено экспериментально в 1973 г. в ЦЕРНе и подтверждено затем в аналогичных экспериментах в других лабораториях. Речь идет о реакциях типа $\nu_\mu + \text{нуклон} \rightarrow \nu_\mu + \text{адроны}$ и $\bar{\nu}_\mu + \text{нуклон} \rightarrow \bar{\nu}_\mu + \text{адроны}$. Сечения этих реакций составляют соответственно $\sim 0,2$ и $\sim 0,4$ от сечений аналогичных реакций, обусловленных взаимодействием заряженных токов: $\nu_\mu + \text{нуклон} \rightarrow \mu^- + \text{адроны}$ и $\bar{\nu}_\mu + \text{нуклон} \rightarrow \mu^+ + \text{адроны}$.

Наблюдались также несколько событий, которые можно интерпретировать как рассеяние $\nu_\mu + e^- \rightarrow \nu_\mu + e^-$, обусловленное взаимодействием нейтральных токов ($\bar{\nu}_\mu \nu_\mu$) и ($\bar{e}e$). Таким образом, теория получила первые экспериментальные подтверждения.

Вместе с тем эта теория предсказывает ряд процессов, в которых участвуют нейтральные токи с изменением странности: $K_L \rightarrow \bar{\mu}\mu$, $K \rightarrow \bar{e}e$, $K \rightarrow \bar{\nu}\nu$ и т. д.

На опыте эти процессы на много порядков (например, распад $K_L \rightarrow \bar{\mu}\mu$ на 8 порядков) подавлены по сравнению с соответствующими распадами, идущими за счет заряженных токов: $K^+ \rightarrow \mu^+\nu$, $K \rightarrow e\nu$, $K \rightarrow \mu\nu$. Теория же в своем простейшем варианте (в рамках модели трех кварков) дает для «нейтральных» распадов (типа $K_L \rightarrow \bar{\mu}\mu$) и «заряженных» распадов (типа $K^+ \rightarrow \mu^+\nu$) сравнимые вероятности. Это следует из того, что

$$\bar{n}_0 n_0 = \bar{n}n \cos^2 \theta + \bar{\lambda}\lambda \sin^2 \theta + (\bar{n}\lambda + \bar{\lambda}n) \cos \theta \sin \theta,$$

и, следовательно, взаимодействие токов $\bar{n}\lambda$ и $\bar{\lambda}n$ того же порядка, что и тока $\bar{n}n$, а взаимодействие последнего, в свою очередь, того же порядка, что и заряженных токов $\bar{n}p$ и $\bar{\lambda}p$.

Аналогичная трудность возникает и с разностями масс K_L и K_S -мезонов. Произведение $(\bar{n}\lambda)(\bar{n}\lambda)$ дает слишком быстрый переход $K^0 \rightarrow \bar{n}\lambda \rightarrow \lambda\bar{n} \rightarrow \bar{K}^0$ и в результате недопустимо большую разность масс K_L и K_S -мезонов, на много порядков превышающую экспериментальное значение этой величины.

Следует подчеркнуть, что указанные трудности существуют, вообще говоря, независимо от модели Вайнберга и существования Z^0 -бозонов и были обнаружены до того, как эта модель была предложена. Дело в том, что эффективные взаимодействия типа $(\bar{\mu}\mu)(\bar{\lambda}n)$ или $(\bar{n}\lambda)(\bar{n}\lambda)$ возникают во втором порядке теории возмущений даже в теории, где есть только заряженные токи.

Простейшая диаграмма второго порядка по слабому взаимодействию, соответствующая переходам $\bar{\lambda}n \rightarrow \bar{\mu}\mu$, имеет вид рис. 15, а:

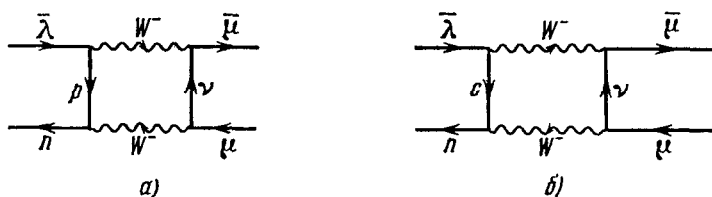


Рис. 15.

Вычисление амплитуд распада $K_L \rightarrow \bar{\mu}\mu$ и разности масс K_L - и K_S -мезонов, проведенное с учетом сильных взаимодействий, относительно которых предполагалось только их $SU(3)$ -симметрия, привело к выводу о возникновении за счет больших виртуальных импульсов недопустимо большого вклада в эти величины.

Итак, в теориях с тремя кварками p , n , λ не удастся получить требуемую экспериментом малую вероятность распадов типа $K_L \rightarrow \bar{\mu}\mu$ и малую величину разности масс K_L - и K_S -мезонов.

в) Ч е т в е р т ы й к в а р к. Введение четвертого кварка, имеющего тот же заряд, что и p -кварк, снимает эту трудность. Если предположить, что два кварковых дублета: (p, n_0) и (c, λ_0) , где $\lambda_0 = -n \sin \theta + \chi \cos \theta$, входят в слабое взаимодействие симметричным образом, то нейтральные токи с сохранением странности остаются, а с изменением странности исчезают:

$$\bar{n}_0 n_0 + \bar{\lambda}_0 \lambda_0 = \bar{n} n + \bar{\lambda} \lambda.$$

При этом в самом нейтральном токе роль c -кварка весьма своеобразна: он нужен «только» для того, чтобы симметричным образом ввести в ток комбинации n_0 и λ_0 . Однако во втором и более высоких порядках теории слабого взаимодействия c -кварк участвует непосредственно, компенсируя нежелательные диаграммы с p -кварками. Например, диаграмма рис. 15, б компенсирует обсуждавшуюся выше диаграмму рис. 15, а.

Если учесть, что заряженные токи имеют вид $\bar{p} n_0$ и $\bar{c} \lambda_0$, то легко проверить, что в пределе $m_c = m_p$ сумма диаграмм рис. 15, а и б равна нулю, и нежелательные взаимодействия типа $(\bar{\mu} \mu)$ ($\bar{\lambda} \lambda$) не возникают даже во втором порядке слабого взаимодействия. При $m_c \neq m_p$ в сумме диаграмм рис. 15, а и б по-прежнему обращается в нуль вклад области больших виртуальных импульсов $p^2 \gg m_c^2, m_p^2$, так что результирующий вклад оказывается малым — порядка $G^2 (m_c^2 - m_p^2) \sin \theta \cdot \cos \theta / \sqrt{2} \pi^2$, и

$$\frac{\Gamma(K_L \rightarrow \mu^+ \mu^-)}{\Gamma(K^+ \rightarrow \mu^- \nu)} \approx \frac{G^2 m_c^4 \cos^2 \theta}{2\pi^4} \quad \text{при } m_c \gg m_p.$$

Поскольку ограничения на распад $K_L \rightarrow \bar{\mu} \mu$ очень сильные $\Gamma(K_L \rightarrow \bar{\mu} \mu) \leq 10^{-8} \Gamma_{K_L}$, то отсюда следует, что m_c не может быть заметно больше 10 ГэВ .

г) $SU(4)$ -с и м м е т р и я. Чтобы подобные компенсации не нарушались сильным взаимодействием, необходимо, чтобы последнее было хотя бы приближенно симметричным относительно двух кварков: c и p . В сочетании с $SU(3)$ -симметрией трех кварков (p, n, λ) это приводит к требованию $SU(4)$ -симметрии. $SU(4)$ -симметрия нарушена в природе гораздо сильнее, чем $SU(3)$. Однако полностью ее нарушить нельзя, так как при этом исчезли бы необходимые нам компенсации. Нарушение $SU(4)$ -симметрии должно стремиться к нулю при больших виртуальных импульсах, значительно превышающих разность масс p - и c -кварков. Существование нарушенной $SU(4)$ -симметрии означает, например, что известные мезонные нонеты должны входить в 16-плеты, а известные барионные октет и декуплет должны входить в соответствующие 20-плеты.

Заметим, что если бы при больших виртуальных импульсах ($p^2 \gg m_c^2$) роль сильных взаимодействий была пренебрежимо мала и кварки были бы при таких импульсах практически голыми, то для взаимной компенсации диаграмм типа рис. 15, а и б мы не нуждались бы в $SU(4)$ -симметрии сильного взаимодействия. Однако обсуждаемые ниже модели сильного взаимодействия не обладают таким свойством «сверхсходимости».

д) Ч а р м и с у п е р з а р я д. При рассмотрении частиц, входящих в $SU(4)$ -мультиплеты, удобно ввести аддитивное квантовое число «суперзаряд»: $\sigma = 3 \langle Q \rangle$, где $\langle Q \rangle$ — средний заряд $SU(3)$ -мультиплета. Для триплета кварков p, n, λ $\sigma = 0$, и поэтому все частицы, построенные из кварков p, n, λ , супернейтральны. Для c -кварка $\sigma = 2$, и частицы, содержащие c -кварк или какие-то другие кварки с $\sigma \neq 0$, можно называть суперзаряженными.

Чтобы указать на различие n - и λ -кварков, говорят, что λ -кварк, в отличие от n -кварка, несет квантовое число «странность» S ($S(\lambda) = -1$). Аналогичным образом, чтобы указать на различие p - и s -кварков, говорят, что s -кварк несет квантовое число чарм C ($C(s) = +1$). Из сказанного выше следует, что $C = \sigma/2$. Иногда вместо слова «чарм» используют слова «очарование» и «шарм». Частицы, содержащие s -кварки, называют очарованными, шармованными, чармированными, суперзаряженными. Все эти названия кажутся неудачными, но лучших — пока нет. Частицы, содержащие пару ss , называются в литературе частицами со скрытым очарованием.

е) **Аналогия с лептонами.** Интересно сопоставить четыре кварка и четыре лептона:

$$\begin{array}{c} p, n, s, \lambda_\theta, \\ \nu_e, e, \nu_\mu, \mu. \end{array}$$

В слабые токи эти частицы входят аналогичным образом. В частности, в заряженном слабом токе они представлены своими левыми компонентами $\psi_L = (1/2)(1 + \gamma_5)\psi$. Четыре левых изотопических дублета, входящих симметричным образом в слабый ток, имеют вид

$$\begin{pmatrix} p_L \\ n_{\theta L} \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} c_L \\ \lambda_{\theta L} \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \nu_{\mu L} \\ \mu_L \end{pmatrix}.$$

Именно стремление к лептон-адронной симметрии лежало первоначально в основе гипотезы о существовании s кварков. Не исключено, однако, что как лептонный, так и кварковый ряды нуждаются в продолжении. (см. стр. 298), Сохранится ли при этом симметрия лептонов и кварков? Как она будет выглядеть?

ж) **Цветные кварки и белые адроны.** Переход от трех кварков к четырем кажется пока достаточным, чтобы справиться с трудностями, возникающими в слабых взаимодействиях. Однако для преодоления трудностей, возникающих в понимании сильных и электромагнитных взаимодействий адронов, кажется необходимым утроить число кварков каждого типа: p, n, λ, s .

Такое утроение снимает противоречие между спином и статистикой кварков, возникающее в кварковой модели барионов. Например, Ω^- -гиперон состоит из трех λ -кварков с параллельными спинами, находящихся в s -волне, что запрещено принципом Паули. Если все три λ -кварка, входящие в Ω^- -гиперон, разные: $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$, то это противоречие исчезает. При этом волновая функция трех λ -кварков в Ω^- -гипероне полностью антисимметрична и имеет вид $\epsilon^{ikh}\lambda_i\lambda_k\lambda_l$ ($i, k, l = 1, 2, 3$). То же относится и к волновым функциям кварков в других барионах. Например, в Δ^{++} -барион соответствует волновая функция $\epsilon^{ikh}p_ip_kp_l$.

Таблицу 12 кварков можно записать в таком виде:

$$\begin{pmatrix} p_1 & p_2 & p_3 \\ n_1 & n_2 & n_3 \\ \lambda_1 & \lambda_2 & \lambda_3 \\ c_1 & c_2 & c_3 \end{pmatrix}.$$

Принято говорить, что столбцы таблицы отличаются друг от друга цветом. Например, 1 — желтый, 2 — синий, 3 — красный. Если сильные взаимодействия полностью вырождены по цвету, то мы имеем дело с цветовой $SU(3)$ -симметрией; ее обозначают обычно $SU(3)'$. При этом обычные барионы, построенные с помощью $SU(3)$ -инвариантного антисимметричного тензора ϵ^{ikh} , принадлежат к синглетному представлению группы $SU(3)$ и являются, так сказать, белыми. Белыми являются и обычные

мезоны. Например:

$$\pi^+ = \frac{1}{\sqrt{3}} p_i \tilde{n}^i = \frac{1}{\sqrt{3}} p_i \tilde{n}^k \delta_k^i = \frac{1}{\sqrt{3}} (p_1 \tilde{n}^1 + p_2 \tilde{n}^2 + p_3 \tilde{n}^3).$$

(Тензор δ_k^i также является инвариантным тензором цветовой группы $SU(3)'$.)

з) **А л т е р н а т и в а.** Введя понятие цвета, мы оказываемся перед выбором:

1) Можно предположить, что цветовая симметрия является строгою, что $SU(3)'$ -инвариантным является не только сильное, но и электромагнитное и слабое взаимодействия. В этом случае заряды кварков не зависят от их цвета и должны быть дробными.

2) Можно предположить, что электромагнитное взаимодействие (и, возможно, слабое) нарушает цветовую симметрию. При этом заряды кварков могут быть целыми.

Поиски в космических лучах, на ускорителях и в окружающем нас веществе не привели к обнаружению дробнозарядных кварков. (С особенно высокой точностью доказано отсутствие так называемых реликтовых кварков в окружающем нас веществе. Экспериментальная верхняя граница в этом случае примерно на 15 порядков ниже, чем значение, полученное на основе расчетов в рамках модели горячей Вселенной, дающих 1 кварк на 10^{10} протонов.) Поэтому в случае строгой цветовой $SU(3)'$ -симметрии и дробнозарядных кварков естественными являются попытки построения такой теории, в которой кварки (и вообще цветные частицы) не могут существовать в свободном состоянии.

Если же кварки обладают целыми зарядами, то электромагнитный ток не является цветовым синглетом. И естественно ожидать, что в этом случае и другие цветовые заряды, и, следовательно, цветные частицы физически наблюдаемы.

В дальнейшем мы будем иметь в виду обе возможности.

и) **К в а р к и с ц е л ы м и з а р я д а м и.** Электрические заряды цветных кварков равны зарядам обычных супернейтральных дробнозарядных кварков только после усреднения по цветам:

$$\begin{aligned} Q_{p_i} &= Q_{c_i} = \frac{2}{3} + \alpha_i, \\ Q_{n_i} &= Q_{\lambda_i} = -\frac{1}{3} + \alpha_i, \\ \sum_{i=1}^3 \alpha_i &= 0. \end{aligned}$$

Наиболее часто обсуждаются цветные кварки со следующим набором целых зарядов:

$$Q = \begin{pmatrix} \text{ж} & \text{с} & \text{к} \\ 1 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & -1 \\ 1 & 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{matrix} p \\ n \\ \lambda \\ c \end{matrix}.$$

Этим значениям зарядов отвечают $\alpha_1 = \alpha_2 = 1/3$, $\alpha_3 = -2/3$. Стабильные целозарядные кварки не исключены опытом, если их массы достаточно велики. Масс-спектрометрические поиски тяжелых однозарядных частиц исключают концентрации таких частиц, большие 10^{-18} для масс от 6 до 16 $G\text{эв}$. Было бы целесообразно расширить диапазон поисков.

к) **Нестабильные кварки.** Целозарядные цветные кварки могут быть нестабильны. В литературе обсуждались различные варианты нестабильных кварков. Один из них предполагает, что барионные заряды кварков целые и описываются, например, матрицей

$$B = \begin{pmatrix} \text{ж} & \text{с} & \text{к} \\ 1 & 1 & -1 \\ 1 & 1 & -1 \\ 1 & 1 & -1 \\ 1 & 1 & -1 \end{pmatrix} \begin{matrix} p \\ n \\ \lambda \\ c \end{matrix}.$$

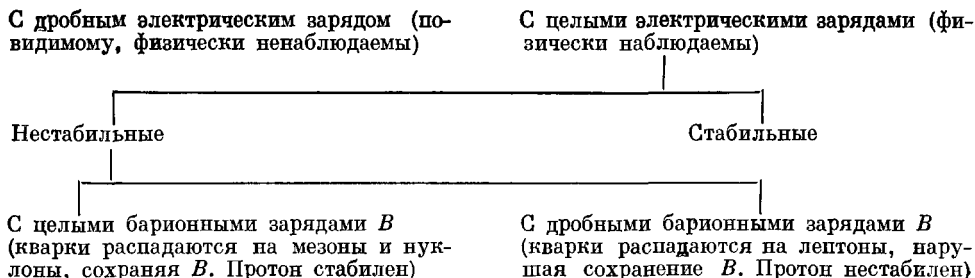
При этом кварки, нарушая цветовую симметрию, могли бы распадаться на обычные белые мезоны и нуклоны (красные кварки распадались бы на антинуклоны).

Согласно другому варианту барионные заряды кварков дробные и равны $1/3$, но кварки распадаются на лептоны с нарушением барионного и лептонного зарядов. При этом оказывается, что можно согласовать между собой время жизни кварка $\lesssim 10^{-10}$ сек и время жизни протона $\gtrsim 10^{37}$ сек, если предположить, что кварк раз в 10 тяжелее протона, и учесть, что распад протона происходит лишь в третьем порядке теории возмущений по взаимодействию, разваливающему кварк, так как все три кварка в протоне должны распасться одновременно.

Следует отметить, однако, что несохранение барионного заряда уже на самых ранних стадиях горячей Вселенной должно было бы привести к существенно меньшей барионной асимметрии Вселенной, чем та, которая наблюдается сейчас.

Нижеследующая схема суммирует обсуждаемые варианты кварков:

КВАРКИ



л) **Г л ю о н ы.** Как устроены сильные взаимодействия между кварками? На первый взгляд, ответить на этот вопрос нельзя, особенно, если учесть, что мы вообще не знаем, существуют ли кварки. Однако имеется ряд требований, которым должно удовлетворять сильное взаимодействие кварков, чтобы приводить к наблюдаемым на опыте закономерностям в свойствах адронов. Обычно предполагают, что сильные взаимодействия между кварками обусловлены обменом векторными частицами, получившими название глюонов (от английского слова glue — клей).

В рамках теории Вайнберга глюоны должны быть $SU(4)$ -синглетами, т. е. не нести никаких квантовых чисел типа изоспина, странности, суперзаряда. Вообще группа симметрии слабого и электромагнитного взаимодействий $G(W)$, с одной стороны, и группа симметрии сильного взаимодействия $G(S)$, с другой, должны быть независимы. Группа симметрии полного лагранжиана должна факторизоваться и иметь вид $G(W) \times G(S)$. В противном случае фейнмановские диаграммы, содержащие как обмены глюонами, так и обмены промежуточными бозонами, дали бы слишком большие эффекты несохранения четности и странности в адронных процессах.

м) **Г л ю о н не может быть белым.** Казалось бы, наиболее естественным было бы предложить, что существует лишь один глюон, являющийся синглетом как относительно группы $SU(4)$, так и относительно группы $SU(3)'$. При этом теория сильного взаимодействия была бы аналогична теории электромагнитного взаимодействия. Однако такой синглетный по $SU(3)'$ глюон не годится, по крайней мере, по трем причинам.

Во-первых, хотя в этом случае можно объяснить существование мезонов (так как кварк и антикварк протягиваются), но трудно объяснить существование барионов, так как два кварка отталкиваются друг от друга. Это заключение основано на рассмотрении некоторой совокупности диаграмм, и кажется крайне маловероятным, чтобы неучтенные диаграммы превратили отталкивание в притяжение.

Во-вторых, теория с одним белым глюоном имела бы слишком высокую степень симметрии: вместо $SU(4) \times SU(3)'$ она имела бы симметрию $SU(12)$, так как все 12 кварков взаимодействовали бы с глюоном совершенно одинаково. Особенно опасна была бы при этом подгруппа $SU(9)$, отвечающая девяти цветным кваркам p_i, n_i, λ_i . Известные мезоны вместе со своими цветными аналогами должны были бы входить в 81-плеты. Если цветовая симметрия строгая, то расщепление масс в таких 81-плетах происходило бы лишь за счет нарушения обычной $SU(3)$ -симметрии и должно было бы быть не больше, чем в обычных нонетах, что исключено опытом.

Если цветовая $SU(3)'$ -симметрия нарушена гораздо сильнее, чем обычная $SU(3)$, то массы мезонов, входящих в один $SU(9)$ -мультиплет, были бы сильно расщеплены. Существование большого числа сравнительно тяжелых цветных мезонов мы сегодня исключить не можем. Но возможность эта не кажется особенно привлекательной.

Наконец, третье возражение против белого глюона заключается в том, что в случае обмена белыми глюонами эффективные глюонные «заряды» кварков растут по мере того, как кварки сближаются друг с другом и растут переданные импульсы. Такое усиление взаимодействия на малых расстояниях возникает за счет суммарного вклада некоторой последовательности диаграмм и приводит к асимптотической ультрафиолетовой неустойчивости теории. Это теоретическое явление было открыто еще в середине 50-х годов в обычной электродинамике. Заряд на расстоянии r связан с зарядом на расстоянии R соотношением

$$e^2(R) = \frac{e^2(r)}{1 + [e^2(r)/3\pi] \ln(R^2/r^2)}.$$

Отсюда следует, что физический перенормированный заряд $e(R)$ на больших расстояниях R оказывается стремящимся не к постоянной $\sqrt{\alpha}$, а к нулю, как $[\ln(R/r)]^{-1/2}$. Эта трудность получила в 50-е годы название «нуля заряда» (Ландау, Померанчук). Из той же формулы следует, что конечному $e(R)$ отвечают $e(r)$, растущие с уменьшением r .

Эксперименты по глубоконеупругому взаимодействию электронов и нейтрино с нуклонами указывают на то, что при больших переданных импульсах сильное взаимодействие между кварками падает, а не растет. По-видимому, имеет место явление, которое получило название асимптотической свободы. Теория белых глюонов не может воспроизвести свойство асимптотической свободы, давая вместо этого асимптотический рост сильного взаимодействия.

н) Цветные глюоны и массы белых адронов. Таких трудностей нет в модели, в которой сильное взаимодействие обусловлено обменом октетом цветных глюонов, взаимодействующих с восемью цветными зарядами — генераторами группы $SU(3)'$. Соответствующий сильный ток имеет вид

$$j_S = \bar{p}\gamma_\mu \lambda_i p + \bar{n}\gamma_\mu \lambda_i n + \bar{\lambda}\gamma_\mu \lambda_i \lambda + \bar{c}\gamma_\mu \lambda_i c,$$

где γ_μ — четыре матрицы Дирака ($\mu = 1, 2, 3, 4$), а λ_i — восемь известных матриц, генераторов группы $SU(3)'$:

$$\begin{aligned} \lambda_1 &= \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, & \lambda_2 &= \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, & \lambda_3 &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, & \lambda_4 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \\ \lambda_5 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 \end{pmatrix}, & \lambda_6 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}, & \lambda_7 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix}, & \lambda_8 &= \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -2 \end{pmatrix}. \end{aligned}$$

Легко видеть, что в этом случае $SU(12)$ -вырождения не возникает, так как сильное взаимодействие не обладает $SU(12)$ -инвариантностью: его симметрия $SU(4) \times SU(3)'$. Более того, если ограничиться потенциальным приближением, то нетрудно показать, что массы белых частиц должны быть меньше, чем массы цветных, причем притяжение существует не только между кварком и антикварком, но и между кварками.

Рассмотрим потенциальное взаимодействие двух кварков или кварка и антикварка. Оно обусловлено обменом глюоном, переносящим цветовой заряд, и поэтому зависит от того, в каком цветовом состоянии находятся взаимодействующие кварки. Обсуждаемый обменный потенциал пропорционален

$$\lambda^i \lambda^j = \sum_{i=1}^8 \lambda_i^i \lambda_i^j,$$

где верхний индекс 1(2) указывает, что матрица действует на цветовые степени свободы первого (второго) кварка. Очевидно, что

$$2\lambda^1\lambda^2 = (\lambda^1 + \lambda^2)^2 - (\lambda^1)^2 - (\lambda^2)^2.$$

Складывая квадраты восьми матриц λ_i , получаем, что $(\lambda^2)^2 = 16/3$. Что касается квадратичного оператора Казимира $(1/4)(\lambda^1 + \lambda^2)^2$, то его значение определяется размерностью состояния, в котором находятся два кварка. Если это состояние синглетное (в случае $q + \bar{q}$), то собственное значение $(\lambda^1 + \lambda^2)^2$ равно нулю. Если оно триплетное, то это значение равно 16/3. Таким образом, кварк и антикварк в синглетном состоянии притягиваются в два раза сильнее, чем два кварка в триплетном состоянии. (Обозначим соответствующие потенциалы $2U$ и U соответственно.)

Учтем теперь, что белый барион, например нуклон, состоит из трех кварков, находящихся в полностью антисимметричном по цвету состоянии $\varepsilon^{ijk}q_iq_jq_k$, так что каждая пара кварков в нуклоне находится в триплетном состоянии типа $\varepsilon^{ijk}q_iq_j$. Поскольку в нуклоне три таких пары, суммарная энергия притяжения кварков в нуклоне оказывается $3U$, что в 1,5 раза больше, чем притяжение кварка и антикварка в белом мезоне. Таким образом, энергия притяжения кварков в белых частицах пропорциональна числу кварков, из которых эти частицы состоят.

о) «Реалистические» цветные кварки. Согласно гипотезе реалистических целозарядных кварков, свободные кварки достаточно тяжелые (например, $m_q \sim 10 \text{ Гэв}$), но в белых адронах их масса почти полностью «съедается» притяжением между ними. Обнаруженное выше свойство насыщения глюонных сил в случае обменного глюонного потенциала служит указанием на то, что такая возможность могла бы реализоваться, если U близко к m_q . При этом оставшаяся эффективная масса кварка мала: $\bar{m}_q = m_q - U$ — меньше или порядка нескольких сотен $Mэв$. (Следует подчеркнуть, что при такой большой энергии связи рассуждения, основанные на рассмотрении потенциала, могут претендовать лишь на роль наводящих. Достаточно отметить, что небольшое увеличение глубины потенциала может дать отрицательную эффективную массу кварка $\bar{m}_q$ в наивном приближении нерелятивистского потенциала, или — мнимую, в случае уравнения типа Бете — Солпитера.)

Если $\bar{m}_q \ll m_q$, то массы цветных частиц будут значительно больше, чем массы белых адронов. Так, массы триплетных дикварков будут порядка m_q . В секстетных дикварках и октетных парах $q\bar{q}$ частицы отталкиваются друг от друга, причем энергия отталкивания равна $U/4$ в первом случае и $U/8$ — во втором.

Заметим, что для произвольного представления $T_{[b]}^{[a]}$ группы $SU(3)$

$$C(a, b) = \frac{1}{3} (a^2 + b^2 + ab + 3a + 3b),$$

где $C(a, b)$ — значение квадратичного оператора Казимира $(1/4) \left(\sum_m \lambda^m \right)^2$. Размерность представления $T_{[b]}^{[a]}$ равна

$$N = \frac{1}{2} (a+1)(b+1)(a+1+b+1).$$

Для $N = 1$: $a = b = 0$, $C = 0$; для $N = 3$: $a = 1$, $b = 0$, $C = \frac{3}{4}$; для $N = 6$: $a = 2$, $b = 0$, $C = 10/3$; для $N = 8$: $a = b = 1$, $C = 3$; для $N = 10$: $a = 3$, $b = 0$, $C = 4$.

В случае «реалистических» тяжелых кварков их заряды должны быть, естественно, целыми, а их необнаружение на опыте должно объясняться большой массой кварков и (или) их нестабильностью. В этом случае среди 8 глюонов лишь два обязательно электрически нейтральны, а 6 — имеют заряды $\pm(2\alpha_1 + \alpha_2)$, $\pm(2\alpha_2 + \alpha_1)$, $\pm(\alpha_1 - \alpha_2)$ (см. выше выражение для зарядов цветных кварков, стр. 255).

Если устремить $m_q \rightarrow \infty$ и $U \rightarrow \infty$ таким образом, чтобы $\bar{m}_q = m_q - U$ оставалось порядка $1/3 \text{ Гэв}$, то от модели «реалистических» кварков мы перейдем к модели нефизических невылетающих кварков. Это — простейшая модель невылетаания. Другие модели более изощрены.

п) Невылетающие кварки. В последние годы вопросу о невылетаании кварков посвящено большое число теоретических работ. Основные надежды здесь связаны со свойствами октета цветных глюонов.

Предполагают, что восемь глюонов безмассовы и генерируются восемью сохраняющимися цветовыми токами. Так как сами глюоны несут цветовые заряды, то источниками глюонов являются не только кварки, но и сами глюоны. Если провести аналогию с фотонами, то глюоны представляют собой «светящийся свет» (обычные фотоны,

не «светятся»). Очевидно, что при малых импульсах глюонов это свечение должно стать особенно большим и может иметь место инфракрасная нестабильность теории. Теоретические ожидания заключаются в том, что из-за инфракрасной нестабильности потенциал взаимодействия между цветовыми зарядами не будет падать с ростом расстояния между ними и в результате два цветных заряда, например кварк и антикварк, образующие мезон, не смогут освободиться друг от друга, даже если энергия возбуждения мезона будет сколь угодно велика.

До сих пор мы всегда имели в физике дело с потенциалами, спадающими до нуля с ростом расстояния, либо медленно, как в случае кулоновского потенциала (рис. 16, а), либо быстро, как в случае потенциала Юкавы (рис. 16, б). Если действительно цветные глюоны приводят к потенциалам, растущим с расстоянием, то мы попадаем в ситуацию, изображенную на рис. 16, в. Как бы ни была велика энергия, переданная кварку, он не сможет вылетать на свободу из воронки, изображенной на рис. 16, в. Кварк

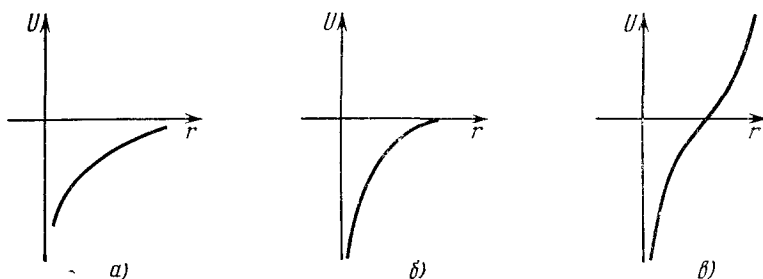


Рис. 16.

можно забросить на один из верхних уровней, но затем он перейдет в исходное состояние, излучив свою энергию в виде частиц (фотонов, лептонов и белых кварков).

Невылетание должно также распространиться и на другие цветные частицы, в том числе и на глюоны, так чтобы свободные цветные заряды вообще не могли существовать и все наблюдаемые частицы были только белыми.

При таком подходе, в противоположность модели реалистических цветных кварков, цветовая симметрия должна быть строгой, электрические заряды кварков не должны зависеть от их цвета, и, следовательно, должны быть дробными.

р) Неабелева локальная симметрия и асимптотическая свобода. Теория безмассовых векторных частиц, взаимодействующих с сохраняющимися изотопическими токами, была впервые предложена в 1954 г. Янгом и Миллсом. Принято говорить, что такая теория обладает локальной $SU(2)$ -симметрией. Это означает, что она инвариантна относительно изотопических поворотов, величина которых является функцией мировой точки. В отличие от теории фотонов, которая инвариантна относительно локальных абелевых (коммутирующих друг с другом) калибровочных преобразований, теория Янга — Миллса инвариантна относительно неабелевых калибровочных преобразований. Цветные глюоны отвечают локальной $SU(3)$ -симметрии. Важным свойством таких неабелевых калибровочных теорий является то, что на малых расстояниях эффективная величина зарядов ослабевает и при стремящихся к нулю расстояниях, отвечающих асимптотически большому переданному импульсам, заряды стремятся к нулю. Такие теории называются асимптотически свободными. В случае неабелевых теорий, в отличие от абелевых, имеет место антиэкранировка исходного заряда, «помещенного» в вакуум. Так, цветные заряды на расстояниях R и r связаны между собой в случае $SU(3)'$ -симметрии соотношением

$$g^2(R) = \frac{g^2(r)}{1 - (25/12\pi) g^2(r) \ln(R^2/r^2)}.$$

Из-за знака минус в знаменателе заряд на больших расстояниях больше, чем на малых. При достаточно больших R знаменатель обращается в нуль, $g^2(R)$ становится бесконечно большим. Мы видим, что асимптотическая свобода в ультратонкой области (при малых r) тесно связана с нестабильностью в инфракрасной области (при больших R). Именно с этой инфракрасной нестабильностью теории цветных глюонов связывают надежды тех теоретиков, которые пытаются построить теорию абсолютного записания цветных кварков внутри белых адронов.

Следует подчеркнуть, однако, что между обращением эффективного заряда в бесконечность на больших расстояниях, как это следует из выражения для $g^2(R)$, и потенциалом типа воронки, изображенным на рис. 16, в, имеется провал,

заполненный пока лишь оптимистическими надеждами, изучением одномерных моделей и моделей с дискретным, решетчатым пространством-временем. Цель этих модельных рассуждений — получить между двумя цветными зарядами что-то вроде трубки силовых линий глюонного поля; ее обычно называют струной. Энергия такой струны росла бы пропорционально ее длине, и поэтому два цветовых заряда, связанных струной, не могли бы уйти друг от друга.

Свойство асимптотической свободы означает, в частности, что при рассмотрении сильно связанных кварков, находящихся в нижней части воронки на рис. 16, *е*, можно пользоваться теорией возмущений.

Асимптотическая свобода является теоретическим основанием партонной модели, успешно объясняющей явление скейлинга в глубоконеупругом электророждении и в нейтринных реакциях при высоких энергиях, а также в адрон-адронных столкновениях. Слабое взаимодействие между кварками на малых расстояниях позволяет рассматривать их как партоны — гипотетические точечные составляющие адронов.

После того как мы рассмотрели основные аргументы в пользу цвета, кратко остановимся на двух других явлениях, для интерпретации которых привлекают цветные кварки.

с) А н н и г и л я ц и я $e^+e^- \rightarrow$ а д р о н ы. Согласно партонной картине аннигиляция e^+e^- в адроны при больших энергиях происходит путем аннигиляции в пару кварк-антикварк. При этом предполагается, что сечение этого процесса такое, каким оно было бы для точечных, голых кварков, а последующее превращение пары $q\bar{q}$ в адроны не меняет величины этого сечения. Тогда отношение сечения аннигиляции в адроны к сечению аннигиляции в пару $\mu^+\mu^-$ равно

$$R \equiv \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{адроны})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} = \sum_i Q_i^2,$$

где Q_i — заряд кварка типа i , а суммирование ведется по всем сортам рождающихся пар кварков. Ниже порога рождения очарованных частиц следует учитывать рождение пар $p\bar{p}$, $n\bar{n}$, $\lambda\bar{\lambda}$. При этом величина R равна $4/9 + 1/9 + 1/9 = 2/3$ в модели трех бесцветных кварков и равна 2 в модели трех цветных кварков. На опыте $R \approx 2,5$ в области $1,5-3,5$ Гэв и $R \approx 5,5$ в области $4,5-7,5$ Гэв. Заметим, что при энергиях, значительно превышающих порог рождения пары $c\bar{c}$, должно быть $R = 2 + (4/9) 3 = 10/3$. В рамках партонной модели большие асимптотические значения R означали бы существование других типов кварков, кроме p , n , λ , *с*. Наличие у p -, n -, λ -кварков больших зарядов и суперзарядов ($\alpha_1 \neq 0$ и (или) $\alpha_2 \neq 0$), которое также привело бы к большим значениям R , по-видимому, противоречит данным по глубоконеупругому взаимодействию электронов и нейтрино с нуклонами.

т) Р а с п а д $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$. Расчет ширины распада $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ в рамках кварковой модели на основе частичного сохранения аксиального тока обладает замечательным свойством: поправки к нему за счет виртуальных сильных взаимодействий должны быть малы. Этот расчет дает

$$\Gamma = \frac{F^2 m_\pi^3}{64\pi}, \quad \text{где} \quad F = \frac{\sqrt{2}}{\pi} \frac{\alpha S}{f_\pi},$$

$\alpha = 1/137$, $f_\pi = 0,96 m_{\pi^+}$ — константа, определяющая ширину распада $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu$, $S = Q_p^2 - Q_n^2 = (Q_p - Q_n)(Q_p + Q_n) = 1/3$ в модели одноцветных кварков и $S = \sum_{\alpha=1}^3 (Q_{p\alpha}^2 - Q_{n\alpha}^2) = \sum_{\alpha=1}^3 Q_{p\alpha} + \sum_{\alpha=1}^3 Q_{n\alpha} = 1$ в модели цветных кварков. Эксперимент противоречит значению $S = 1/3$ и хорошо согласуется с $S = 1$.

О других достоинствах цветных кварков и цветных глюонов мы будем говорить ниже, обсуждая свойства ψ -мезонов и очарованных адронов.

2. Кварки и ψ -мезоны

Теоретическая модель ψ -мезонов должна в первую очередь ответить на два вопроса. 1) Каким адронным степеням свободы отвечают ψ -мезоны? 2) Каким запретом обусловлена малая ширина этих частиц?

В рамках кварковых моделей обсуждались три возможности: 1) ψ -мезоны являются цветными мезонами (цветными аналогами ϕ , ω или ρ); 2) ψ -мезоны являются ортосостояниями 3S_1 системы $c\bar{c}$, получившей

название орточармония (по аналогии с ортопозитронием); 3) ψ -мезоны являются ортосостояниями каких-то других кварков, а не c -кварка. (Случаи, когда искали одно, а находили другое, не столь уж редки в физике: достаточно напомнить историю открытия мюонов.)

Основное внимание ниже мы уделим обсуждению свойств орточармония. Но сначала несколько слов о гипотезе цветных ψ -мезонов.

а) ψ -мезоны — цветные? Эта возможность привлекла к себе внимание по понятным причинам. Если сильное взаимодействие сохраняет цвет, то сильные адронные распады ψ -мезонов будут запрещены и могла бы получить объяснение их малая ширина. Вопрос о том, какие именно цветовые состояния векторного 81-плета сопоставить ψ - и ψ' -мезонам, не имеет однозначного ответа. Если цветовая симметрия нарушается лишь электромагнитными взаимодействиями, а заряды кварков равняются (1, 1, 0) для p , (0, 0, -1) для n , λ , то электромагнитный ток преобразуется следующим образом:

$$j_{3-м} = \bar{p}_1 p_1 + \bar{p}_2 p_2 + \bar{n}_3 n_3 - \bar{\lambda}_3 \lambda_3 = (p_1 p_1 + p_2 p_2 + p_3 p_3) - (\bar{p}_3 p_3 + \bar{n}_3 n_3 + \bar{\lambda}_3 \lambda_3) \sim \\ \sim \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix}' - \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}',$$

где матрица без штриха действует в пространстве $SU(3)$, а со штрихом — в цветовом пространстве $SU(3)'$. Первое слагаемое сохраняет цвет, так как пропорционально

$$\text{матрице } \begin{pmatrix} 1 & & \\ & 1 & \\ & & 1 \end{pmatrix}', \text{ второе — не сохраняет. При этом поскольку матрица } \begin{pmatrix} 0 & \\ & 0 & \\ & & 1 \end{pmatrix}'$$

диагональна, то второе слагаемое сохраняет проекцию цвета. (В этом смысле оно похоже на массовый член $\Delta m \bar{\lambda} \lambda$, нарушающий обычную $SU(3)$ -симметрию.) Кроме того, оно инвариантно относительно $SU(2)'$ -подгруппы преобразований в пространстве желтого и синего цветов, а также относительно обычной $SU(3)$ -группы и ее изотопической подгруппы. Поэтому переход $\psi \rightarrow \gamma \rightarrow e^+ e^-$ возможен лишь для мезонов ω_8 и φ_8 , которые являются изотопическими скалярами как относительно $SU(2)$, так и относительно $SU(2)'$. Индекс 8 означает, что в $SU(3)$ -пространстве соответствующие мезонные состояния конструируются с помощью матрицы λ_8 :

$$\varphi_8 = \frac{1}{\sqrt{6}} (\lambda_1 \bar{\lambda}_1 + \lambda_2 \bar{\lambda}_2 - 2\lambda_3 \bar{\lambda}_3), \\ \omega_8 = \frac{1}{\sqrt{6}} \left[\frac{1}{\sqrt{2}} (p_1 \bar{p}_1 + n_1 \bar{n}_1) + \frac{1}{\sqrt{2}} (p_2 \bar{p}_2 + n_2 \bar{n}_2) - \frac{2}{\sqrt{2}} (p_3 \bar{p}_3 + n_3 \bar{n}_3) \right].$$

Переход $\psi \rightarrow \gamma \rightarrow e^+ e^-$ невозможен для остальных цветных мезонов, например φ_3 , ρ_3 и т. д. Естественно поэтому предположить, что $\psi = \omega_8$, $\psi' = \varphi_8$. Распады таких цветных ψ - и ψ' -мезонов должны происходить за счет электромагнитного взаимодействия (это, вообще говоря, не относится к распадам $\psi' \rightarrow \psi + \text{адроны}$). В частности, адронные распады ψ и ψ' должны сопровождаться испусканием фотонов. При этом в силу изоскалярности фотонов, уносящих цвет, их G -четность отрицательна и поэтому система π -мезонов в распаде $\psi \rightarrow \pi\pi + \gamma$ должна иметь положительную G -четность, т. е. n должно быть четным. Экспериментальная проверка этого предсказания могла бы решить судьбу обсуждаемой схемы. Представляют интерес также поиски распадов $\psi \rightarrow \text{адроны} + e^+ e^-$. Заметим, что в рамках схемы наиболее вероятными должны быть распады $\psi \rightarrow \text{адроны} + \gamma$; распады $\psi \rightarrow \text{адроны} + e^+ e^-$ должны составлять долю $\sim \alpha$ от первых, а распад $\psi \rightarrow e^+ e^-$ иметь еще меньшую вероятность. То, что на опыте распад $\psi \rightarrow e^+ e^-$ составляет порядка 6% полной ширины ψ -мезона, является аргументом против интерпретации ψ -частиц как цветных мезонов.

С чисто теоретической точки зрения такая интерпретация кажется мало привлекательной. Она повлекла бы за собой предсказание огромных $SU(9)$ -мультиплетов: ψ -мезоны, в частности, входили бы в 81-плет. В рамках модели цветных глюонов такого приближенного $SU(9)$ вырождения белых и цветных мезонов нет. Напомним, что в приближении обменного потенциала кварк и антикварк в цветовом октете отталкиваются и не образуют связанного состояния, а кварк и кварк в цветовом триплете притягиваются. Поэтому в потенциальном приближении цветового октета мезонов быть не должно, а если уж они все-таки существуют, то подавно должны существовать и иметь гораздо более легкие массы дикварки, образующие цветовой триплет. Следует подчеркнуть, что они должны быть физически наблюдаемы.

Обсуждались и более сложные цветовые интерпретации ψ -мезонов, основанные на том, что не только электромагнитное, но и сильное взаимодействие нарушает цвет. При этом φ_8 и ω_8 могут распадаться сильно, а узкими должны быть ω_3 , φ_3 и ρ_8 , где

$$\omega_3 = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\frac{1}{\sqrt{2}} (p_1 \bar{p}_1 + n_1 \bar{n}_1) - \frac{1}{\sqrt{2}} (p_2 \bar{p}_2 + n_2 \bar{n}_2) \right],$$

$$\varphi_3 = \frac{1}{\sqrt{2}} (\lambda_1 \bar{\lambda}_1 - \lambda_2 \bar{\lambda}_2),$$

$$\rho_8 = \frac{1}{\sqrt{6}} \left[\frac{1}{\sqrt{2}} (p_1 \bar{p}_1 - n_1 \bar{n}_1) + \frac{1}{\sqrt{2}} (p_2 \bar{p}_2 - n_2 \bar{n}_2) - \frac{2}{\sqrt{2}} (p_3 \bar{p}_3 - n_3 \bar{n}_3) \right].$$

б) Ч а р м о н и й. Если предположить, что ψ -мезон представляет собой основное 3S_1 -состояние кварков $c\bar{c}$, то сразу же возникает ряд вопросов:

- 1) Можно ли объяснить наблюдаемую ширину распадов $\psi \rightarrow e^+e^-$?
- 2) Можно ли объяснить наблюдаемую ширину распадов $\psi \rightarrow$ адроны?
- 3) Какому состоянию системы $c\bar{c}$ отвечает ψ' -мезон? Каковы должны быть распады этого мезона?
- 4) Каковы должны быть свойства мезонов, отвечающих 1S_0 -состоянию пары $c\bar{c}$?
- 5) Каковы должны быть свойства мезонов, отвечающих состояниям пары $c\bar{c}$ с орбитальным моментом, отличным от нуля (P - и D -состояний)?
- 6) Какому состоянию системы $c\bar{c}$ отвечает резонанс $4,15 \text{ Гэв}$, если он входит в то же семейство, что ψ - и ψ' -мезоны, и почему так велика ширина этого резонанса?

в) Р а с п а д ы $\psi \rightarrow e^+e^-$ и $\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$. Распад $\psi \rightarrow \gamma \rightarrow e^+e^-$ разумно сравнить с распадами $\rho \rightarrow e^+e^-$, $\omega \rightarrow e^+e^-$, $\varphi \rightarrow e^+e^-$. Если бы массы всех этих мезонов были одинаковы, то в рамках кварковой модели их ширины относились как квадраты соответствующих зарядов

$$\Gamma_\psi : \Gamma_\rho : \Gamma_\omega : \Gamma_\varphi = Q_c^2 : \frac{(Q_p - Q_n)^2}{2} : \frac{(Q_p + Q_n)^2}{2} : Q_\lambda^2 = 8 : 9 : 1 : 2.$$

На опыте $\Gamma_\psi = 5,3 \text{ кэв}$, $\Gamma_\rho = 6,3 \text{ кэв}$, $\Gamma_\omega = 0,7 \text{ кэв}$, $\Gamma_\varphi = 1,3 \text{ кэв}$, что близко к предсказанию. К сожалению, о согласии теории с опытом говорить нельзя, так как мы не учли различия масс, весьма существенного в случае ψ . Если предположить, что ширина пропорциональна массе, то оказывается, что ширина ψ примерно в три-четыре раза меньше предсказываемой. Даже в таком виде согласие неплохое, учитывая грубость модели.

г) Р а с п а д $\varphi \rightarrow 3\pi$ и п р а в и л о Ц в е й г а. Почему подавлены распады $\psi \rightarrow$ адроны? Прежде, чем попытаться ответить на этот вопрос, обратим внимание на то, что похожее подавление известно уже давно: мы имеем в виду распад $\varphi \rightarrow 3\pi$. Ширина распада составляет всего $0,7 \text{ Мэв}$, хотя этот распад не запрещен правилами отбора по $SU(3)$ или изоспину. Если сравнить эти $0,7 \text{ Мэв}$ с «ожидаемой шириной» $\sim 350 \text{ Мэв}$, то видно, что распад $\varphi \rightarrow 3\pi$ подавлен примерно в 500 раз. («Ожидаемую» ширину получают, взяв за основу ширину распада $\omega \rightarrow 3\pi$, равную 10 Мэв , и пересчитав, как она увеличилась бы при росте массы распадающегося мезона m с 780 Мэв до 1020 Мэв . При этом учитывают, что $\Gamma \sim m^7$ при пренебрежении массами π -мезонов и что учет этих масс, а также учет ρ -резонанса в цепочке $\omega \rightarrow \pi + \rho \rightarrow 3\pi$ дополнительно увеличивают оцениваемую вероятность. Получающаяся «ожидаемая» ширина 350 Мэв ,

по-видимому, несколько завышена, поскольку такие большие ширины характерны скорее для более тяжелых мезонов, например, ρ' , масса которого $1,6 \text{ Гэв}$. Так что более правильно говорить о подавлении распада $\phi \rightarrow 3\pi$ не в 500, а, скажем, в 300 раз.)

Заметим, что распад $\phi \rightarrow K\bar{K}$ имеет ширину $\sim 3 \text{ Мэв}$, несмотря на малый фазовый объем, и его матричный элемент не подавлен. В рамках кварковой модели это выглядит таким образом, что аннигиляция кварков

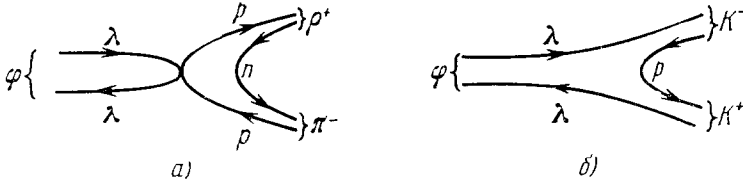


Рис. 17.

$\lambda\bar{\lambda}$, из которых состоит ϕ -мезон, в пары кварков $\bar{p}p$ и $n\bar{n}$ запрещена, а распад, в котором исходные λ - и $\bar{\lambda}$ -кварки не аннигилируют, разрешен. Пример запрещенного распада изображен на рис. 17, а, пример разрешенного — на рис. 17, б. Закономерность, согласно которой аннигиляционные диаграммы типа рис. 17, а малы, носит название правила Цвейга.

д) Правило Цвейга и массы мезонов. Малость аннигиляции $\lambda\bar{\lambda} \rightarrow \bar{p}p, n\bar{n}$ приводит к тому, что примесь $\bar{p}p$ и $n\bar{n}$ в ϕ -мезоне должна быть мала, то же относится к примеси $\lambda\bar{\lambda}$ в ω -мезоне: $\omega \approx (1/\sqrt{2})(\bar{p}p + n\bar{n}) + \epsilon\lambda\bar{\lambda}$, где $\epsilon \sim 5\%$. На то, что мала также амплитуда аннигиляционного перехода кварков $\bar{p}p \rightarrow n\bar{n}$, указывает малое расщепление масс ρ^0 - и ω -мезонов ($m_\rho = 770 \pm 10 \text{ Мэв}$, $m_\omega = 782,7 \pm 0,6 \text{ Мэв}$). (Если бы аннигиляция отсутствовала, массы были бы вырождены.) То, что, несмотря на малость аннигиляции, мы имеем все же дело с состояниями с определенным изоспином $T = 1$ $\rho^0 = (1/\sqrt{2})(\bar{p}p - n\bar{n})$ и $T = 0$ $\omega = (1/\sqrt{2})(\bar{p}p + n\bar{n})$, а не с состояниями $\bar{p}p$ и $n\bar{n}$, обусловлено тем, что изотопически инвариантное расщепление масс p - и n -кварков значительно меньше амплитуды аннигиляционного перехода $\bar{p}p \rightarrow n\bar{n}$.

Для псевдоскалярных мезонов правило Цвейга нарушается значительно сильнее, чем для векторных. Об этом свидетельствует сильное расщепление масс η^0 и π^0 -мезонов.

е) Правило Цвейга и цветные глюоны. В рамках кварковой модели природу правила Цвейга можно попытаться качественно объяснить следующим образом. Пара кварк — антикварк при аннигиляции должна перейти в глюоны. Рассмотрим аннигиляцию пары, находящейся в белом состоянии 3S_1 . Перейти в один цветной глюон такая пара не может из-за сохранения цвета. (В замкнутом нами случае белых глюонов такой переход был бы разрешен.) Перейти в два глюона она не может из-за сохранения зарядовой четности и цвета. Следовательно, минимальное число глюонов, в которое может перейти такая пара, — это три. Если считать, что константа взаимодействия глюона с кварками меньше единицы ($\alpha_s = g^2 \sim 1/2$), и вычислить вероятность распада $\phi \rightarrow 3_s\gamma$, где γ_s обозначает глюон, то можно получить наблюдаемую аннигиляционную ширину ϕ -мезона ($\Gamma(\phi \rightarrow 3\pi) \sim 0,7 \text{ Мэв}$). При этом в духе партонных расчетов вторую

ступень процесса (в данном случае превращение трех глюонов в три пиона) не рассматривают, предполагая, что вероятность процесса в основном определяется первой ступенькой, т. е. $\Gamma(\varphi \rightarrow 3\gamma_S) \approx \Gamma(\varphi \rightarrow 3\pi)$. При расчете исходят из того, что система $\lambda\bar{\lambda}$ подобна ортопозитронию, причем роль величины $\alpha = 1/137$ играет величина α_S . Если считать, что основной уровень пары $\lambda\bar{\lambda}$, отвечающий φ -мезону, лежит в узкой — «кулоновой» части обменного потенциала, то для расчета аннигиляции $\varphi \rightarrow 3\gamma_S$ можно (для безмассовых глюонов) воспользоваться формулами трехфотонной аннигиляции позитрония. Если аналогичным образом вычислить ширину распада $\varphi \rightarrow \gamma \rightarrow e^+e^-$, то отношение

$$\frac{\Gamma(\varphi \rightarrow e^+e^-)}{\Gamma(\varphi \rightarrow 3\pi)} = \frac{\Gamma(\varphi \rightarrow \gamma \rightarrow e^+e^-)}{\Gamma(\varphi \rightarrow 3\gamma_S)} = \frac{18\pi}{5(\pi^2 - 9)} \frac{\alpha^2}{\alpha_S^3} \approx 10 \frac{\alpha^2}{\alpha_S^3}.$$

При $\alpha_S \approx 1/2$ это дает $\sim 4 \cdot 10^{-3}$, что следует сравнить с экспериментальным отношением $\sim 2 \cdot 10^{-3}$.

В случае псевдоскалярных мезонов сохранение C -четности и цвета разрешает двухглюонную аннигиляцию пары $q\bar{q}$ в ${}^1\bar{S}_0$ -состоянии. Поэтому аннигиляционные эффекты в этом случае больше. Это могло бы частично объяснить большое расщепление масс η - и η' -мезонов и большую примесь λ -кварков в η -мезоне.

Аналогичные оценки применяют и к распадам ψ -мезона. При этом, используя выражение для α_S , получающееся в асимптотически свободной теории, полагают, что $\alpha_S(m_\psi) \approx 0,2$. Это примерно на порядок увеличивает отношение лептонной и адронной ширин ψ -мезона по сравнению с тем же отношением для φ -мезона и приближает его к экспериментальному значению.

Следует отметить, однако, необоснованность использования $\alpha_S(m_\psi) \approx 0,2$ при вычислении вероятности распада на свободные глюоны с $m_{\lambda_S} = 0$.

ж) ψ' -мезон. В рамках кварковой модели естественно предположить, что ψ' представляет собой радиально-возбужденное 3S_1 -состояние с радиальным квантовым числом $n_r = 1$. Если исходить из «чармониевой» модели, то ширина распада $\psi' \rightarrow e^+e^-$ должна быть пропорциональна $|\psi(0)|^2$ — вероятности найти кварк и антикварк в центре чармония. Для кулоновского потенциала $|\psi_{n_r}(0)|^2 = 1/\pi(n_r + 1)^3$ и, следовательно,

$$\frac{\Gamma(\psi' \rightarrow e^+e^-)}{\Gamma(\psi \rightarrow e^+e^-)} \sim \frac{1}{8}.$$

Для осцилляторного потенциала

$$|\psi_{n_r}(0)|^2 = \frac{(2n_r + 1)!!}{\pi^{3/2} 2^{n_r} n_r!},$$

причем основной уровень отвечает $n_r = 0$, а следующий радиально-возбужденный уровень имеет $n_r = 1$. Следовательно,

$$\frac{\Gamma(\psi' \rightarrow e^+e^-)}{\Gamma(\psi \rightarrow e^+e^-)} \sim \frac{3}{2}.$$

Экспериментально это отношение порядка $1/2 - 1/3$, так что, если говорить о потенциале, то он, по-видимому, промежуточный между кулоновским и осцилляторным (см. рис. 16, в). Если бы все адронные распады ψ' происходили за счет аннигиляции $c\bar{c}$ на малых расстояниях, то, согласно чармониевой модели, адронная ширина ψ' была бы $\lesssim 30$ кэв, что примерно на порядок меньше экспериментального значения.

Что касается распада $\psi' \rightarrow \psi + 2\pi$, составляющего примерно половину всех адронных распадов ψ' -мезона, то он может происходить и тогда когда c - и $\bar{c}$ -кварки находятся далеко друг от друга, так как в этом распаде c - и $\bar{c}$ -кварк сохраняются. Такой распад в меньшей степени запрещен, чем адронные распады ψ -мезона, он может происходить за счет двухглюонного обмена (рис. 18), причем глюоны в этом процессе имеют сравнительно низкие энергии и, следовательно, более сильное взаимодействие.

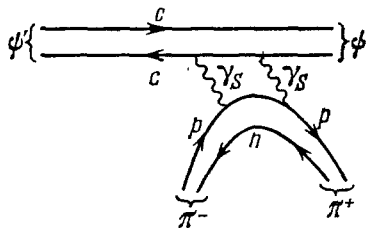


Рис. 18.

Вопрос о том, по каким еще каналам распадается ψ' -мезон (кроме канала $\psi' \rightarrow \psi + 2\pi$), пока не ясен. Как уже говорилось выше, в чармиевой модели распады ψ' на обычные π - и K -мезоны должны быть малы. Поэтому в основном обсуждаются две возможности: 1) радиационные распады, 2) распады, происходящие с испусканием очарованных мезонов.

з) Другие уровни чармония. На возможность радиационных распадов указывает рассмотрение уровней чармония, отвечающих другим спиновым и орбитальным состояниям пары $c\bar{c}$.

Обсудим сначала вопрос о парахармонии, т. е. об 1S_0 -состоянии. Если обратиться к сравнению известных векторных и псевдоскалярных мезонов $\rho - \pi$, $K^* - K$, $\omega - \eta$, $\phi - \eta'$, то можно ожидать, что масса основного состояния парахармония (его обозначают η_c) меньше, чем масса ψ . Если разность масс $m_\psi - m_{\eta_c}$ невелика (естественной кажется величина $\sim 100 \text{ Мэв}$), то распад $\psi \rightarrow \eta_c \gamma$ будет подавлен малостью фазового объема. Распад $\psi' \rightarrow \eta_c \gamma$ может быть подавлен лишь ортогональностью радиальных ψ -функций для состояний с $n_r = 1$ и $n_r = 0$. Ожидаемая ширина его, как показывают расчеты, порядка нескольких кэв . Ведущиеся сейчас поиски среди продуктов распада ψ' фотонов с энергией порядка 700 Мэв представляют очень большой интерес. Отношение распадов $\eta_c \rightarrow 2\gamma$ и $\eta_c \rightarrow$ адроны должно составлять порядка $(\alpha/\alpha_s)^2 \sim 10^{-3}$. Однако оценка эта может быть грубо неправильной.

Известно, что псевдоскалярные η и η' мезоны соответствуют кварковым состояниям, в которых аннигиляционное перемешивание $\lambda\bar{\lambda} \leftrightarrow n\bar{n} \leftrightarrow r\bar{r} \leftrightarrow \lambda\bar{\lambda}$ не мало. На большую величину аннигиляционных перемешиваний $n\bar{n} \leftrightarrow r\bar{r}$ указывает, в частности, большая разность масс π^0 - и η^0 -мезонов. Большое перемешивание в этом случае связывают с тем, что в псевдоскалярных мезонах, в отличие от векторных, возможны двухглюонные промежуточные состояния.

Вместе с тем аннигиляционное перемешивание $c\bar{c} \leftrightarrow r\bar{r}$, $c\bar{c} \leftrightarrow n\bar{n}$ и $c\bar{c} \leftrightarrow \lambda\bar{\lambda}$ должно быть мало не только для векторных частиц, но и для псевдоскалярных. Это значит, что η_c -мезон должен быть практически чистым состоянием пары $c\bar{c}$ и что примесь этой пары к другим псевдоскалярным мезонам η и η' должна быть ничтожна, так как в противном случае должны были бы с большой вероятностью идти сильные распады типа $\psi \rightarrow \eta \omega^0$ или $\psi \rightarrow \eta' \omega^0$. Такая высокая чистота η_c -состояния, по-видимому, связана с его большой массой. Однако полное понимание этого вопроса пока отсутствует.

Другие состояния чармония отвечают орбитальным возбуждениям.

Напомним, как выглядят нерелятивистские уровни в кулоновском и осцилляторном потенциалах:

Осциллятор	«Кулон»
$E_n = \omega (n + 3/2),$	$E_n = -\frac{1}{2} \frac{m\alpha^2}{n^2},$
$n = 2n_r + l$	$n = n_r + l + 1.$

Здесь n — главное квантовое число, n_r — радиальное квантовое число, l — орбитальное квантовое число. В кулоновом потенциале $2S$ - и $2P$ -уровни вырождены. В осцилляторном потенциале уровень с $n_r = 0, l = 1$ лежит в два раза ниже, чем уровень с $n_r = 1, l = 0$. Поэтому можно ожидать, что P -уровни чармония имеют массы порядка $3,5 \text{ Гэв}$.

Электрические дипольные переходы из состояния ψ' (т. е. 2^3S_1) в P -состояния (а из последних в ψ (1^3S_1)) могли бы составлять значительную часть распадов ψ' -мезона. При этом должны испускаться фотоны с энергией $\sim 200 \text{ Мэв}$ при переходе $\psi' \rightarrow P$ -состояния и с энергией $\sim 400 \text{ Мэв}$ при переходах $P \rightarrow \psi$.

Что касается D -состояния ($l = 2, n_r = 0$), то это состояние должно быть расположено близко от ψ' . Оно могло бы рождаться за счет перехода $e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow {}^3D_1$, однако из-за центробежного отталкивания $|\psi(0)|^2$ в этом состоянии намного меньше, чем в состоянии 2^3S_1 , и поэтому сечение образования соответствующего мезона на встречных e^+e^- -пучках также должно быть мало.

Подчеркнем, что вероятности обсуждаемых радиационных переходов между уровнями чармония не содержат $|\psi(0)|^2$ и не запрещены правилом Цвейга. Если монохроматические фотоны, соответствующие радиационным переходам между уровнями чармония, не будут обнаружены, то это могло бы быть объяснено тем, что P -уровни чармония лежат выше $2S$ -уровня. Такая инверсия уровней по сравнению с тем, что предсказывает осцилляторная модель, могла быть обусловлена существованием сильного притяжения с коротким радиусом, опускающего S -уровни, или сильного спин-орбитального взаимодействия, поднимающего P -уровни. Избавиться подобным образом от перехода $\psi' \rightarrow \eta_c \gamma$ нельзя. Поэтому поиски этого распада особенно интересны.

и) Распады ψ' на очарованные мезоны? Ожидаемые свойства очарованных мезонов мы подробно обсудим ниже, а пока

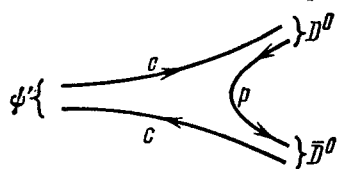


Рис. 19.

рис. 19. В кварковой модели в пределе $SU(4)$ -симметрии легко получить соотношение между электромагнитными разностями масс:

$$m_{D^+} - m_{D^0} = m_{K^0} - m_{K^+} + 2(m_{\pi^+} - m_{\pi^0}) \approx 13 \text{ Мэв}.$$

Это соотношение учитывает, что заряды p -, n -, $\bar{\lambda}$ -, $\bar{s}$ -кварков относятся как $2 : -1 : -1 : 2$, а мезоны имеют вид

$$D^+ = c\bar{n}, \quad D^0 = c\bar{p}, \quad K^0 = n\bar{\lambda}, \quad K^+ = p\bar{\lambda}, \quad \pi^+ = p\bar{n}, \quad \pi^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(p\bar{p} - n\bar{n}).$$

Поэтому $m_{D^+} - m_{D^0} = m + 6K$, $m_{K^0} - m_{K^+} = m - 3K$, $m_{\pi^+} - m_{\pi^0} = (9/2) K$, где m — разность масс p - и n -кварков, а K — энергия кулоновского притяжения n - и $\bar{n}$ -кварков. Если эти соотношения справедливы хотя бы приближенно, то распады $\psi' \rightarrow D^0 \bar{D}^0$ должны быть значительно более вероятны, чем распады $\psi' \rightarrow D^+ D^-$ из-за большего фазового объема. D -мезоны должны распадаться слабым образом в основном на несколько мезонов (2 — 3 π -мезона + 1 K -мезон или 3 — 4 π -мезона), а также на лептоны. Поиски лептонов, K -мезонов и пиков в распределениях по инвариантным массам нескольких π -мезонов на встречных электроно-позитронных пучках в ближайшее время должны дать ответ на вопрос, происходит ли распад $\psi' \rightarrow D \bar{D}$.

г) Р е з о н а н с 4,15 Гэв. Эти же опыты должны также дать ответ на вопрос: распадается ли на $D \bar{D}$ резонанс 4,15 Гэв? Ширина этого резонанса ~ 300 Мэв указывает на то, что его распад не запрещен какими-либо правилами отбора. В кварковой модели естественно поэтому считать, что его масса значительно выше порога рождения пары $c\bar{c}$ (разумеется, не свободных, а запертых) и выше порога распада на $D \bar{D}$. Обычно предполагают, что этот резонанс отвечает 3S_1 -состоянию с $n_r = 2$. При этом естественно, что его электронная ширина, определяющая его образование при столкновении e^+e^- , пропорциональная $|\psi(0)|^2$, примерно такая же, как и ψ - и ψ' -мезонов.

3. К в а р к и и о ч а р о в а н н ы е ч а с т и ц ы

Модель четырех цветных кварков предсказывает существование большого числа новых частиц с отличным от нуля суперзарядом. Однако из-за того, что $SU(4)$ -симметрия сильно нарушена, предсказание масс этих частиц не является очень определенным. Основываясь на требованиях компенсации вклада p - и s -кварков в слабых процессах, можно заключить лишь, что эти массы должны быть меньше десяти Гэв. Если ψ -мезоны действительно являются связанными состояниями $c\bar{c}$, то это фиксирует шкалу масс очарованных частиц и позволяет предсказать их массы с гораздо большей точностью.

а) В е к т о р н ы е м е з о н ы. В рамках нарушенной $SU(4)$ -симметрии ψ -мезон должен принадлежать семейству, состоящему из 16 векторных мезонов (табл. II). Если предположить, что массы мезонов равны

Т а б л и ц а II

	$\bar{p}$	$\bar{n}$	$\bar{\lambda}$	$\bar{c}$
p	$\frac{1}{\sqrt{2}}(\omega^0 + \rho^0)$	ρ^+	K^{+*}	$\bar{D}^{0*}$
n	ρ^-	$\frac{1}{\sqrt{2}}(\omega^0 - \rho^0)$	K^{0*}	D^{-*}
λ	K^{-*}	$\bar{K}^{0*}$	φ^0	F^{-*}
c	D^{0*}	D^{+*}	F^{+*}	ψ^0

сумме масс составляющих их кварков, то

$$m_{D^*} = \frac{1}{2} (m_\psi + m_\omega) = 1,94 \text{ Гэв},$$

$$m_{F^*} = \frac{1}{2} (m_\psi + m_\phi) = 2,01 \text{ Гэв}.$$

Очевидно, что эта оценка крайне предварительная. Она не учитывает, в частности, различия в силах, связывающих, например, ss , $s\bar{p}$ и $p\bar{p}$. Некоторые авторы предпочитают квадратичные массовые формулы. Тогда

$$m_{D^*}^2 = \frac{1}{2} (m_\psi^2 + m_\omega^2), \quad m_{D^*} = 2,26 \text{ Гэв},$$

$$m_{F^*}^2 = \frac{1}{2} (m_\psi^2 + m_\phi^2), \quad m_{F^*} = 2,3 \text{ Гэв}.$$

В любом случае, однако, массы очарованных векторных мезонов должны быть близки к 2 Гэв.

Разумеется, ψ' -мезонам отвечает другое семейство, состоящее из 16 более тяжелых векторных мезонов. Сегодня более или менее надежно известны лишь ρ' -мезоны с $J^P = 1^-$ и массой 1,6 Гэв. Поэтому очень интересны поиски не только суперзаряженных D'^* - и F'^* -мезонов, но и супернейтральных членов этого 16-плета: ω' и ϕ' и т. д.

б) Псевдоскалярные мезоны. Расщепление 1S_0 - и 3S_1 -уровней должно, по-видимому, привести к тому, что массы псевдоскалярных очарованных D - и F -мезонов, подобно тому, как это имеет место у обычных мезонов, должны быть меньше, чем массы соответствующих векторных мезонов D^* и F^* , а масса η_c меньше массы ψ (обозначения см. в табл. III). Если среди продуктов распада ψ' есть D -мезоны, то

Таблица III

	$\bar{p}$	$\bar{n}$	$\bar{\lambda}$	$\bar{c}$
p	$\frac{\eta'}{\sqrt{3}} + \frac{\eta}{\sqrt{6}} + \frac{\pi^0}{\sqrt{2}}$	π^+	K^+	$\bar{D}_0$
n	π^-	$\frac{\eta'}{\sqrt{3}} + \frac{\eta}{\sqrt{6}} - \frac{\pi^0}{\sqrt{2}}$	K^0	D^-
λ	K	$\bar{K}^0$	$\frac{\eta'}{\sqrt{3}} - \frac{2\eta}{\sqrt{6}}$	F^-
c	D^0	D^+	F^+	η_c

$m_D \approx 1,84 \text{ Гэв}$. Можно думать, что величина расщепления $\eta_c - \psi$ меньше, чем $D - D^*$, а последняя меньше, чем $K - K^*$ (чем тяжелее кварки, тем меньше их глюонные «магнитные» моменты).

Очарованные векторные мезоны должны быть тяжелее псевдоскалярных в пределе $SU(4)$ -симметрии. Учитывая нарушение этой симметрии, мы не можем, однако, исключить, что, например, $m_{F^*} < m_F$. Такой аномальный знак «сверхтонкого» расщепления указывал бы на то, что аномальным является знак глюонного «магнитного» момента c -кварка. Заметим, что даже в этом случае должно быть $m_\psi > m_{\eta_c}$.

в) Если $m_{D^*} - m_D > m_\pi$, то будет происходить сильный распад $D^* \rightarrow D + \pi$. Если же $m_{D^*} - m_D < m_\pi$, то основным распадом D^* -мезонов будет радиационный $D^* \rightarrow D + \gamma$. В случае F^* распад $F^* \rightarrow F\pi$ запрещен сохранением изоспина и поэтому должен доминировать распад $F^* \rightarrow F\gamma$. Аналогичные соображения применимы к быстрым распадам псевдоскалярных мезонов в том случае, если они тяжелее соответствующих векторных мезонов.

г) Лептонные распады мезонов. Легчайшие из суперзаряженных мезонов с данными значениями чарма C , странности S и заряда Q должны быть стабильны и распадаться лишь за счет слабых взаимодействий. Слабый ток, меняющий суперзаряд, имеет вид $(-\bar{n} \sin \theta + \bar{\lambda} \cos \theta) c$. Поэтому лептонные распады D - и F -мезонов должны происходить за счет взаимодействия

$$\frac{G}{\sqrt{2}} (-\bar{n} c \cos \theta + \bar{\lambda} c \sin \theta) (\bar{\nu}_\mu + \bar{\nu}_e) + \text{э. с.}$$

и должны быть похожи на лептонные распады K -мезонов (K_{l2} , K_{l3} , K_{l4}). Доминировать должны распады, амплитуды которых пропорциональны $\cos \theta$: $D^+ \rightarrow \bar{K}^0 \mu^+ \nu$, $D^+ \rightarrow \bar{K}^0 e^+ \nu$, $D^0 \rightarrow K^- \mu^+ \nu$, $F^+ \rightarrow \mu^+ \nu \eta$ и т. д. Кроме двух- и трех-частичных распадов, будут идти также распады с двумя или большим числом мезонов в конечном состоянии типа $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ e^+ \nu$.

В слабых распадах векторных мезонов наиболее интересными были бы двухчастичные распады типа $F^* \rightarrow \mu \nu$, не подавленные сохранением спинальности.

Учитывая нарушение $SU(4)$ -симметрии лишь в фазовом объеме, можно грубо оценить ширину распада типа D_{l3} . Например,

$$\Gamma(D^* \rightarrow \bar{K}^0 e^+ \nu) \approx \left(\frac{m_D}{m_K}\right)^5 2 \operatorname{ctg}^2 \theta \Gamma(K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu) \approx 2 \cdot 10^3 \cdot 20 \cdot 4 \cdot 10^6 \approx 1,6 \cdot 10^{11} \text{ сек}^{-1}.$$

Более точные оценки абсолютных ширин лептонных распадов с учетом форм-факторов пока отсутствуют. Не сделаны пока оценки вероятностей распадов типа D_{l4} .

Однако знание слабого тока позволяет предсказать некоторые симметрийные соотношения между амплитудами лептонных распадов. Лептонные амплитуды $\sim \cos \theta$ должны удовлетворять правилам отбора

$$\Delta C = \Delta S = -1, \quad \Delta T = 0, \quad \Delta U = 1/2, \quad \Delta V = 1/2;$$

здесь C — чарм (значение C равно числу c -кварков в частице), S — странность, проекции T , U , V спинов кварков определены в табл. IV. Значения

Таблица IV

	p	n	λ	c
T_3	$+\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	0	0
U_3	0	$+\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	0
V_3	$-\frac{1}{2}$	0	$+\frac{1}{2}$	0

T , U , V спина D - и F -мезонов определяются их кварковой структурой: $D^0 = c\bar{p}$, $D^+ = c\bar{n}$, $F^+ = c\bar{\lambda}$. Из правила отбора $\Delta T = 0$ следует, например, что

$$\Gamma(D^0 \rightarrow K^- \mu^+ \nu) = \Gamma(D^+ \rightarrow \bar{K}^0 \mu^+ \nu).$$

Для лептонных амплитуд $\sim \sin \theta$ должны выполняться правила отбора

$$\Delta C = \pm 1, \quad \Delta S = 0, \quad \Delta T = \frac{1}{2}, \quad \Delta U = \frac{1}{2}, \quad \Delta V = 0.$$

д) Нелептонные распады мезонов. Нелептонные распады D - и F -мезонов обусловлены произведениями токов $(\bar{p}n_\theta)$ и $(\bar{\lambda}_\theta c)$. Отдельные слагаемые произведения с $\Delta C = -1$ должны удовлетворять правилам отбора, указанным в табл. V. Смысл подчеркнутых чисел будет

Таблица V

	$\cos^2 \theta (\bar{p}n) (\bar{\lambda}c)$	$\cos \theta \sin \theta [(\bar{p}\lambda) (\bar{\lambda}c) - (\bar{p}n) (\bar{n}c)]$	$-\sin^2 \theta (\bar{p}\lambda) (\bar{n}c)$
ΔS	-1	0	$\underline{+1}$
ΔT	1	$\underline{\frac{1}{2}}, \frac{3}{2}$	$\underline{0}, 1$
ΔU	1	1	1
ΔV	$\underline{0}, 1$	$\underline{\frac{1}{2}}, \frac{3}{2}$	1

разъяснен позднее. Указанные правила отбора непосредственно следуют из кварковой структуры соответствующих слагаемых. Например, правило отбора $\Delta U = 1$ для члена $\sim \sin \theta \cos \theta$ следует из того, что разность $\lambda\bar{\lambda} - n\bar{n}$ представляет собой компоненту U -триплета. Знак минус в данном случае обусловлен тем, что p - и c -кварки связаны в заряженном токе с ортогональными комбинациями n_θ и λ_θ . Приведем некоторые соотношения, вытекающие из правил $\Delta T = 1$ и $\Delta U = 1$:

$$\Delta T = 1 : (K^- \pi^+)_{D^0} + \sqrt{2} (\bar{K}^0 \pi^0)_{D^0} = (\bar{K}^0 \pi^+)_{D^+}, \quad (\pi^+ \pi^0)_{F^+} = 0,$$

$$\Delta U = 1 : (K^+ \bar{K}^0)_{F^+} - \sqrt{\frac{3}{2}} (\pi^+ \eta^0)_{F^+} = (\bar{K}^0 \pi^+)_{D^+},$$

$$(\bar{K}^0 \pi^0)_{D^0} = \sqrt{3} (\bar{K}^0 \eta^0)_{D^0};$$

здесь, например, $(K^- \pi^+)_{D^0}$ обозначает амплитуду распада $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$.

Чтобы лучше понять ожидаемые свойства нелептонных распадов очарованных частиц, рассмотрим известные свойства нелептонных распадов странных частиц.

е) Правило $\Delta T = 1/2$ и октетное усиление. Хорошо известно, что амплитуды нелептонных распадов странных частиц усилены по сравнению с теми значениями, которые бы они имели, если бы представляли собой произведения матричных элементов токов, взятых из соответствующих лептонных распадов. Так, например, амплитуда распада $K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-$ более чем на порядок превышает произведение токовых множителей, взятых из амплитуд распадов $K^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu$ и $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu$. При этом усиливаются амплитуды, удовлетворяющие правилу $\Delta T = 1/2$, представляющие собой компоненту октета. Что касается амплитуд с $\Delta T = 3/2$, то они ослабевают. Произведение токов $(\bar{n}p)$ и $(\bar{p}\lambda)$ дает нелептонный лагранжиан $(\bar{n}p)(\bar{p}\lambda)$, который содержит

как переходы с $\Delta T = 1/2$, так и переходы с $\Delta T = 3/2$. Для ряда распадов подавление переходов с $\Delta T = 3/2$ следует из частичного сохранения аксиального тока. Однако такой механизм не является ни универсальным, ни достаточно сильным. Можно представить себе несколько путей универсального динамического усиления амплитуд с $\Delta T = 1/2$.

Первый — аннигиляция p и $\bar{p}$ на малых расстояниях, приводящая к эффективному переходу $\lambda \leftrightarrow n$ и описываемая протонной петлей на рис. 20, а. Вклад такой диаграммы при $-q^2 \gg m_p^2$ имеет вид

$$\frac{G}{\sqrt{2}} \bar{\lambda} \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) \lambda_i n \frac{g_S q^2}{3 (4\pi)^{3/2}} \ln \frac{m_W^2}{-q^2}$$

и представляет собой сумму монополярного и анапольного глюонных моментов; здесь m_W и m_p — массы W -бозона и протонного кварка, q — 4-импульс глюона, g_S — константа взаимодействия глюона с кварками: $g_S^2 = \alpha_S$.

В модели четырех кварков петли с p -кварком (рис. 20, а) и с c -кварком (рис. 20, б) должны взаимно компенсироваться в пределе точной $SU(4)$ -симметрии. Их суммарный

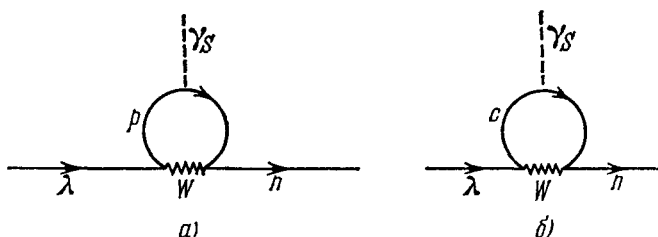


Рис. 20.

вклад пропорционален $\ln(m_c^2/q^2)$ при $m_p^2 \ll -q^2 \ll m_c^2$ и стремится к нулю при $q^2 \gg m_c^2$. При $\alpha_S \lesssim 1$ эффективная слабая константа обсуждаемых моноанопольных моментов составляет $\sim 0,1G$, и вопрос о том, могут ли обусловленные ими амплитуды оказаться больше, чем амплитуды от простого четырехфермионного произведения слабых кварковых токов, пока не ясен.

Другой возможный путь — усиление выражения

$$(\bar{n}p)(\bar{p}\lambda) - \frac{1}{\sqrt{2}} (\bar{n}n)(\bar{n}\lambda),$$

имеющего $\Delta T = 1/2$. В это выражение входит член $(\bar{n}n)(\bar{n}\lambda)$, который мог бы более или менее естественно возникнуть из исходного члена $(\bar{n}p)(\bar{p}\lambda)$, если бы были изовекторные глюоны. В случае симметрии $G_S \times G_W$ глюоны изоскалярны и член $(\bar{n}n)(\bar{n}\lambda)$ возникает лишь за счет аннигиляции $pp \rightarrow$ глюоны $\rightarrow nn$ и не имеет нужного вида: произведения $V - A$ -токов. Введение же нейтрального тока $\bar{n}\lambda$, меняющего странность, в исходный лагранжиан в рамках калибровочных моделей слабого взаимодействия приводит к трудностям с распадами типа $K_L \rightarrow \mu^+\mu^-$ и разностью масс K_L - и K_S -мезонов, о которых говорилось выше, и потому неудовлетворительно.

Третий путь — усиление состояний, антисимметричных относительно перестановки n и $\bar{p}$ в выражении $(\bar{n}p)(\bar{p}\lambda)$, приводящее к выражению

$$(\bar{n}p)(\bar{p}\lambda) - (\bar{p}p)(\bar{n}\lambda).$$

То, что полученное выражение дает $\Delta T = 1/2$, видно из того, что начальное состояние $p\lambda$ имеет $T = 1/2$, а конечное $p\bar{n} - p\lambda$ имеет $T = 0$. Как будет видно из дальнейшего, в модели цветных кварков и цветных глюонов происходит динамическое усиление антисимметричных амплитуд, принадлежащих октетному представлению $SU(3)$, и ослабление симметричных амплитуд, принадлежащих представлению 27.

ж) Роль цветных кварков в октетном усилении. Хорошо известно, что четырехфермионная $V - A$ -амплитуда антисимметрична относительно перестановки спинов и импульсов двух начальных (или конечных) частиц. В силу обобщенного принципа Паули из этого следует, что она должна быть симметрична относительно перестановки всех внутренних степеней свободы. Поэтому для белых кварков октетное усиление путем антисимметризации в локальном пределе невозможно. Оно, однако, становится возможным для цветных кварков, если предположить, что

имеет место также и антисимметрия по цветовым индексам:

$$[(\bar{n}^i p_i) (\bar{p}^k \lambda_k) - (\bar{p}^i p_i) (\bar{n}^k \lambda_k)] \varepsilon_{ikl} e^{i'k'l'}.$$

Полученное выражение симметрично при одновременной перестановке изотопических ($\bar{n} \leftrightarrow \bar{p}$) и цветовых ($i \leftrightarrow k$) переменных. Очень существенно, что это выражение является цветовым инвариантом и, следовательно, дает переходы между белыми частицами. По существу роль цвета здесь такая же, как и в согласовании спина и статистики кварков при построении из них барионов.

з) Роль цветных глюонов в октетном усилении. Если цветные кварки дают возможность для усиления антисимметричных амплитуд с $\Delta T = 1/2$, то цветные глюоны приводят к динамической реализации этой возможности.

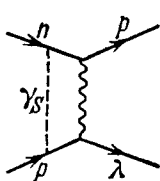


Рис. 21.

Расчеты диаграмм типа изображенных на рис. 21 и более сложных, учитывающих обмен произвольным числом глюонов, приводят к заключению, что амплитуды переходов с $\Delta T = 3/2$ ослабевают в ε раз, а с $\Delta T = 1/2$ усиливаются в ε^2 раз, где

$$\varepsilon = \left(\frac{\alpha_S(\mu)}{\alpha_S(m_W)} \right)^{6/25};$$

здесь m_W — масса W -бозона, а μ — некоторая характерная адронная масса $\lesssim 1$ Гэв, α_S — глюонный аналог $\alpha = 1/137$ в электродинамике. Значение α_S зависит от величины переданного импульса поскольку, как уже отмечалось выше, в асимптотически свободной теории взаимодействие ослабляется на малых расстояниях. В случае $SU(3)$ -симметрии

$$\alpha_S(m_1) = \frac{\alpha_S(m_2)}{1 + (25/6\pi) \alpha_S(m_2) \ln(m_1/m_2)}.$$

Выбирая, например, $\alpha_S \sim 1$ при $\mu \sim 1$ Гэв, можно получить $\varepsilon^3 \sim 5$. На опыте амплитуды с $\Delta T = 3/2$ составляют несколько процентов от амплитуд с $\Delta T = 1/2$. Так что относительное усиление с $\varepsilon^3 \sim 5$ недостаточно. Возможно, что наблюдаемый на опыте эффект складывается из нескольких: только что обсужденного, упоминавшегося выше следствия частичного сохранения аксиального тока, а также переходов $\lambda_8^0 \leftrightarrow n$.

и) Усиление в $SU(4)$. При переходе от трех цветных кварков к четырем обсуждавшемуся выше механизму октетного усиления может быть дано $SU(4)$ -симметричное обобщение.

Рассмотрим произведение двух токов $\bar{q}^\alpha q_\beta$ и $\bar{q}^\gamma q_\delta$, где $\alpha, \beta, \gamma, \delta = 1, 2, 3, 4$. Легко понять, что полученный из произведения этих токов антисимметричный тензор $T_{[\beta\delta]}^{\alpha\gamma}$ принадлежит 20-плету. Действительно, мы имеем наверху и внизу по 6 антисимметричных комбинаций. Но полученный путем антисимметризации тензор приводим

$$6 \times \bar{6} = 36 = 1 + 15 + 20.$$

В произведении $(\bar{p}n_0)(\lambda_0 c)$ все четыре кварка разные. Поэтому такое произведение не может входить ни в 1, ни в 15, но только в 20. И мы приходим к выводу, что должно быть усилено 20-плетное представление $SU(4)$.

Посмотрим теперь, какие $SU(3)$ -представления содержатся в 20-плете $T_{[\beta\delta]}^{\alpha\gamma}$. Величина $[\alpha\gamma]$ преобразуется как $3 + \bar{3}$, причем ($\alpha = 4; \gamma = 1, 2, 3$) отвечает представлению $\bar{3}$, а $\alpha = 1, 2, 3; \gamma = 4$, $1, 2, 3$ — представлению $\bar{3}$. Поэтому

$$6 \times \bar{6} = (3 + \bar{3})(\bar{3} + 3) = 1 + (1 + 8 + 3 + \bar{3}) + (8 + 6 + \bar{6}).$$

Таким образом, $20 = 8 + 6 + \bar{6}$. При этом октет не содержит c -кварка, секстет содержит c , а антисекстет — $\bar{c}$.

Мы видим, что усилению октетных амплитуд в распадах c -транных частиц должно отвечать усиление секстетных амплитуд в распадах очарованных частиц.

к) Правила отбора по T -, U -, V -спинам. Секстетное усиление приводит к тому, что в выражении $(\bar{p}n_0)(\lambda_0 c)$ операторы $\bar{p}$ и λ_0 антисимметризованы. При этом $[p\lambda]$ имеет $V = 0$, а $[p\bar{n}]$ имеет $T = 0$. Отсюда следует, что член $\cos^2 \theta (\bar{p}n)(\bar{\lambda}c)$ должен удовлетворять правилу $\Delta V = 0$, член $\sin^2 \theta (\bar{p}\lambda)(\bar{n}c)$ — правилу $\Delta T = 0$, а член $\cos \theta \sin \theta [(\bar{p}\lambda)(\bar{\lambda}c) - (\bar{p}n)(\bar{n}c)]$ — правилам $\Delta T = 1/2, \Delta V = 1/2$. Заметим, что $\Delta T = 1/2$ всегда справедливо для члена $(\bar{p}\lambda)(\bar{\lambda}c)$, а для члена $(\bar{p}n)(\bar{n}c)$ получается лишь в результате антисимметризации $[p\bar{n}]$. Аналогично, $\Delta V = 1/2$ всегда справедливо

для члена $(\bar{p}n)$ ($\bar{n}s$), для члена же $(\bar{p}\lambda)$ ($\bar{\lambda}s$) получается лишь в результате антисимметризации $[\bar{p}\lambda]$.

Значения ΔT , ΔU , ΔV , следующие из секстетного усиления, подчеркнуты в таблице правил отбора для нелептонных распадов очарованных частиц, приведенной выше (см. стр. 270).

Из правила $\Delta V = 0$ следует, что распад $D^+ \rightarrow K^0 \pi^+$ запрещен. Действительно, D^+ — V -синглет, а $\bar{K}^0$ и π^+ — компоненты V -дублета. Конечное состояние с $V = 0$ имеет вид $(\bar{K}^0 \pi^+ - \pi^+ \bar{K}^0)$. Но оно антисимметрично при перестановке $\bar{K}^0 \leftrightarrow \pi^+$ и поэтому запрещено для бозонов, находящихся в состоянии с орбитальным моментом, равным нулю. Если в соотношениях, полученных ранее на основе правил $\Delta T = 1$, $\Delta U = 1$, учесть, что $\Gamma(D^+ \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+) = 0$, то мы получим

$$\begin{aligned}\Gamma(D^0 \rightarrow K^- \pi^+) &= 2\Gamma(D^0 \rightarrow \bar{K}^0 \pi^0), \\ 2\Gamma(F^+ \rightarrow K^+ \bar{K}^0) &= 3\Gamma(F^+ \rightarrow \pi^+ \eta^0).\end{aligned}$$

Целый ряд аналогичных соотношений может быть получен и для других каналов распада D - и F -мезонов, а также для распадов очарованных барионов.

л) Переход $s \leftrightarrow p$. Если бы нелептонные распады очарованных адронов происходили за счет взаимодействия $\bar{s}p + \bar{p}s$, то распады должны были подчиняться следующим правилам отбора:

$$\Delta S = 0, \quad \Delta T = 1/2, \quad \Delta U = 0, \quad \Delta V = 1/2.$$

Соответствующие амплитуды представляли бы собой компоненты $SU(3)$ -триплета и $SU(4)$ -15-плета. В этом случае D -мезон распадался бы на π -мезоны, а не на $\bar{K}$ -мезон + π -мезоны. Если бы оказалось, что среди продуктов распада резонанса при $4,15 \text{ ГэВ}$ мало K -мезонов, то взаимодействие $\bar{s}p + \bar{p}s$ привлекло к себе внимание. Однако такое взаимодействие имеет ряд серьезных теоретических дефектов.

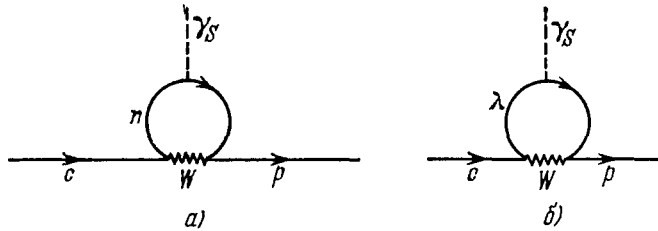


Рис. 22.

В модели Вайнберга переход $s \leftrightarrow p$ возникает за счет суммы диаграмм рис. 22. В пределе точной $SU(3)$ -симметрии суммарный вклад этих диаграмм равен нулю. В результате переход должен быть меньше аналогичного перехода $n \leftrightarrow \lambda$. Это обстоятельство делает механизм перехода $s \leftrightarrow p$ маловероятным в рамках модели Вайнберга.

м) Ожидаемые ширины распадов D - и F -мезонов. Надежно предсказать парциальные ширины D - и F -мезонов пока не удается. Суммарную ширину полулептонных каналов можно оценить, взяв ширину мюона $\Gamma_\mu = 1/2 \cdot 10^{-6} \text{ сек}^{-1}$ и увеличив ее в $2 (m_c/m_\mu)^6$ раз, где m_c — масса очарованного мезона (или кварка?). При $m_c \sim 2 \text{ ГэВ}$ получаем $\Gamma_{\text{semilept}} \approx 3 \cdot 10^{12} \text{ сек}^{-1}$. При такой оценке подразумевается, что s -кварк распадается как точечная частица, а сильные взаимодействия перераспределяют продукты распада, но не меняют полной вероятности распада.

Что касается нелептонных распадов, то их ширину предсказать труднее. По сравнению с полулептонными распадами они должны быть усилены (вспомним секстетное усиление и большое отношение сечений аннигиляции e^+e^- в адроны и в $\mu^+\mu^-$: $R \approx 2,5$). Следует отметить, однако, что секстетное усиление должно быть значительно слабее октетного, так как очарованные частицы значительно тяжелее странных частиц (с учетом зависимости α_s).

от характерных переданных импульсов секстетное усиление дает фактор всего порядка двойки). Учитывая все неопределенности, можно сказать, что доля полупентонных распадов лежит, по-видимому, где-то в интервале от 1 до 50%.

В нелептонных распадах должны доминировать многочастичные каналы $\bar{n} \sim 4$. Такая множественность ($\bar{n} = 4, 5$) характерна для продуктов аннигиляции e^+e^- и $p\bar{p}$ при энергии в системе центра масс порядка $2 \Gamma_{\text{эв}}$.

н) Переходы $D^0 \leftrightarrow \bar{D}^0$. Поскольку слабое взаимодействие не сохраняет чарм, то в вакууме должны происходить переходы $(D^0 = c\bar{p}) \leftrightarrow \leftrightarrow (\bar{D}^0 = \bar{c}p)$, подобные хорошо известным переходам $(K^0 = n\bar{\lambda}) \leftrightarrow \leftrightarrow (\bar{K}^0 = \bar{n}\lambda)$. Эти переходы должны приводить к существованию двух состояний с определенными массами и временами жизни: с большим временем жизни D_L^0 и с меньшим — D_S^0 . В отличие от того, что имеет место в случае K_L^- и K_S^- -мезонов, оба времени жизни D_L^- и D_S^- -мезонов малы: $\tau_L = 1/\Gamma_L \sim \tau_S = 1/\Gamma_S \approx 10^{-13} - 10^{-14}$ сек и $\Gamma_S - \Gamma_L \ll \Gamma_S + \Gamma_L$. Последнее утверждение основывается на том, что интерферировать между собой могут только распады D^0 и $\bar{D}^0$ в адронные состояния, не имеющие странности: 2π , 3π , 4π , ... Но амплитуды этих распадов малы $\sim \cos \theta \sin \theta$. Амплитуды же $\sim \cos^2 \theta$ основных распадов типа $D^0 \rightarrow \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$ и $\bar{D}^0 \rightarrow \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$ не интерферируют друг с другом и дают одинаковый вклад в распад D_L и D_S . (Мы здесь пока пренебрегаем возможными эффектами нарушения CP -инвариантности и считаем, что

$$D_L \approx D_1^0 \equiv \frac{1}{\sqrt{2}} (D^0 - \bar{D}^0), \quad D_S \approx D_2^0 \equiv \frac{1}{\sqrt{2}} (D^0 + \bar{D}^0),$$

где D_1^0 имеет положительную CP -четность, а D_2^0 — отрицательную). В результате то обстоятельство, что запрещены распады $D_2 \rightarrow 2\pi$, очень слабо оказывается на полных ширинах:

$$\frac{\Gamma_S - \Gamma_L}{\Gamma_S + \Gamma_L} \ll \text{tg}^2 \theta \sim 5\%.$$

(Напомним, что в случае K -мезонов запрет распада $K_2 \rightarrow 2\pi$ является определяющим: $\Gamma_L/\Gamma_S \sim 2 \cdot 10^{-3}$.) Специально малой оказывается и разность масс D_L^- и D_S^- -мезонов. Это следует из того, что в пределе $SU(3)$ -симметрии переходы $c\bar{p} \rightarrow \bar{c}p$ запрещены. Проще всего это видно на сумме

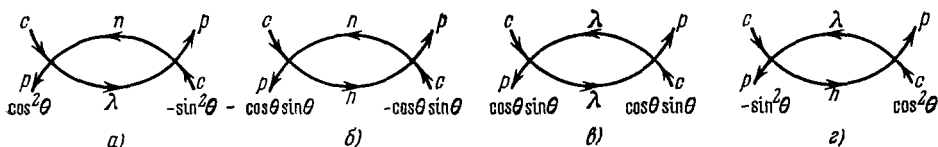


Рис. 23.

петель рис. 23. У каждой из вершин на рисунке указана величина соответствующей константы взаимодействия, получающейся при перемножении слабых токов. Видно, что в пределе $SU(3)$ -симметрии ($m_n = m_\lambda$) суммарный вклад четырех диаграмм равен нулю. Разумно ожидать, что $|m_{D_L} - m_{D_S}| \ll \Gamma_{D_S}$.

Из-за малого времени жизни D -мезонов экспериментальное наблюдение осцилляционных явлений в их распадах затруднено. Сравнительно просто, однако, наблюдать эффекты, выживающие после интегрирования по времени.¹

Так, например, благодаря переходам $D^0 \leftrightarrow \bar{D}^0$ исходный D^0 -мезон в некоторой малой доле случаев будет распадаться по каналу $K^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$. Нетрудно получить, что

$$\frac{N(D^0 \rightarrow K^+\mu^-\bar{\nu}_\mu)}{N(D^0 \rightarrow K^+\mu^+\nu_\mu) + N(D^0 \rightarrow K^+\mu^-\bar{\nu}_\mu)} = \frac{1}{2} \frac{(\Gamma_S - \Gamma_L)^2 + 4(m_S - m_L)^2}{(\Gamma_S + \Gamma_L)^2 + 4(m_S - m_L)^2}.$$

При нелептонных распадах D^0 -мезонов, конечные состояния с аномальным знаком странности возникают не только из-за переходов $D^0 \leftrightarrow \bar{D}^0$, но и благодаря малому члену в нелептонном лагранжиане $-\sin^2 \theta (\bar{n}c)(\bar{p}\lambda)$. Например,

$$\frac{N(D^0 \rightarrow K^+\pi^-)}{N(D^0 \rightarrow K^-\pi^+)} \approx \sin^4 \theta + \frac{m_S - m_L}{\Gamma_S + \Gamma_L} \sin^2 \theta + 2 \left(\frac{m_S - m_L}{\Gamma_S + \Gamma_L} \right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{\Gamma_S - \Gamma_L}{\Gamma_S + \Gamma_L} \right)^2;$$

здесь мы положили $\cos^2 \theta \sim 1$ и пренебрегли более высокими степенями отношения $(m_S - m_L)/(\Gamma_S + \Gamma_L)$.

о) D -мезоны и нарушение CP -инвариантности. Система $D^0 - \bar{D}^0$ является прекрасным объектом для проявлений эффектов нарушения CP -инвариантности даже в том случае, если это нарушение происходит в сверхслабом взаимодействии. С учетом нарушения CP

$$D_S = D_1 + \varepsilon_D D_2, \quad D_L = D_2 + \varepsilon_D D_1.$$

Это приводит к ряду интересных эффектов. Так, например, при распаде резонанса типа ψ' на пару $D^0 + \bar{D}^0$ должна возникнуть зарядовая асимметрия продуктов распада D -мезонов.

Рассмотрим распады на $K^+\mu^-\bar{\nu}$ и $K^-\mu^+\nu$. Если обозначить через N^{++} и N^{--} число пар $(K^+\mu^-\bar{\nu}, K^+\mu^-\bar{\nu})$ и $(K^-\mu^+\nu, K^-\mu^+\nu)$, то зарядовая асимметрия равна

$$\delta_D = \frac{N^{++} - N^{--}}{N^{++} + N^{--}} = \frac{4 \operatorname{Re} \varepsilon_D (1 + |\varepsilon_D|^2)}{(1 + |\varepsilon_D|^2)^2 + 4 (\operatorname{Re} \varepsilon_D)^2} \approx 4 \operatorname{Re} \varepsilon_D.$$

Зарядовая асимметрия должна быть и в нелептонных распадах пар D -мезонов (например, $K^+\pi$ и $K^-\pi$), в этом случае она несколько меньше из-за прямых распадов типа $D \rightarrow K^+\pi^-$, вероятность которых пропорциональна $\sin^4 \theta$.

Обнаружение CP -неинвариантных эффектов не только в распадах K^0 -мезонов, где они до сих пор наблюдались, могло бы дать ключ к нахождению механизма нарушения CP -инвариантности.

п) Б а р и о н н ы е $SU(4)$ -м у л ь т и п л е т ы. Четыре кварка удобно располагать в вершинах тетраэдра (рис. 24).

Это подчеркивает симметрию между ними. Составленные из кварков барионы также удобно расположить в виде тетраэдра (рис. 25).

Из четырех кварков можно сделать $4^3 = 64$ трехкварковых состояния. Эти 64 состояния разбиваются на четыре различных $SU(4)$ -мультиплета

$$64 = 4 + 20 + 20 + 20.$$

Здесь 4 состояния полностью антисимметричны. $[p\bar{n}\lambda]$, $[p\bar{n}c]$, $[p\bar{c}\lambda]$, $[c\bar{n}\lambda]$, 20 — полностью симметричны и два 20-плета обладают смешанной симметрией.

Чтобы определить число симметричных состояний, заметим, что они могут быть трех типов: $\{aaa\}$, когда все кварки одинаковые, $\{aab\}$, когда одинаковы два кварка, и $\{abc\}$, когда все кварки разные. Комбинаций $\{aaa\}$ — четыре, $\{aab\}$ — двенадцать (4×3), комбинаций $\{abc\}$ — четыре.

Итого 20 частиц. Именно в такой 20-плет должен входить известный $SU(3)$ -декуплет с $J^P = 3/2^+$. Два $SU(4)$ -20-плета смешанной симметрии содержат каждый по 12 комбинаций типа aab и по 8 комбинаций abc . К одному из таких 20-плетов принадлежит известный $SU(3)$ -октет с $J^P = 1/2^+$.

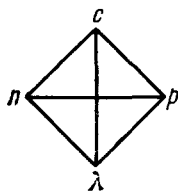


Рис. 24.

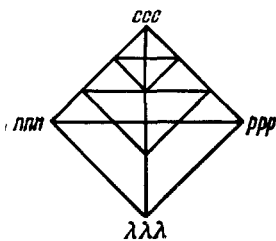
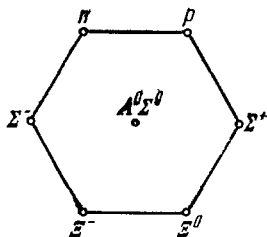


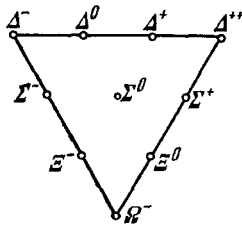
Рис. 25.

в четырех центрах граней лежат 24 комбинации типа abc . Всего частиц в тетраэдре $4 + 36 + 24 = 64$.

р) $SU(3)$ -мультиплеты очарованных барионов. Пирамида 64-барионных состояний естественным образом разбивается на $SU(3)$ -мультиплеты с определенным значением суперзаряда (чарма).



а)



б)

Рис. 26.

В основании пирамиды лежат 27 супернейтральных частиц, из которых 18 входят в известные барионные $SU(3)$ -мультиплеты: октет с $J^P = 1/2^+$ (рис. 26, а) и декуплет с $J^P = 3/2^+$ (рис. 26, б), отвечающие низшему орбитальному состоянию кварков. (Девять других частиц — синглет и октет — отвечают $l \neq 0$.) На следующем этаже пирамиды также расположено 27 частиц. Каждая из них содержит по одному s -кварку. Среди этих частиц имеются триплет и секстет с $J^P_i = 1/2^+$ и секстет с $J^P = 3/2^+$, отвечающие низшему орбитальному состоянию кварков. (Двенадцать других частиц — секстет и два триплета — отвечают $l \neq 0$.)

Еще выше лежат 9 частиц, содержащих по два s -кварка каждая: триплет с $J^P = 1/2^+$, триплет с $J^P = 3/2^+$ и триплет с $l \neq 0$.

Наконец, на вершине пирамиды лежит одна частица sss с $J^P = 3/2^+$.

с) Обозначения барионов. Общепринятых обозначений для очарованных барионов пока нет. Мы будем придерживаться обозначений обзора Гайяр, Ли и Рознера. Триплет (3) и секстет (6) барионов, содержащих один s -кварк, изображены на рис. 27, а и б. Верхние индексы указывают заряд бариона, нижние (в случае C -барионов) — изоспин. Каждому бариону сопоставлена его кварковая структура, при этом {...} означает симметризацию, а [...] — антисимметризацию соответствующих кварков. Значения $J^P = 1/2^+$ могут иметь все барионы, изображенные

на рис. 27, а и б. В силу симметрии кварковой ψ -функции значения $J^P = 3/2^2$ могут иметь лишь барионы, изображенные на рис. 27, б. Мы обозначаем барионы, имеющие одинаковые суперзаряд, изоспин и заряд, но различные значения спина и массы, одной и той же буквой. Например, Σ^+ ($M = 1189$, $J^P = 1/2^+$) и Σ^+ ($M = 1385$, $J^P = 3/2^+$).

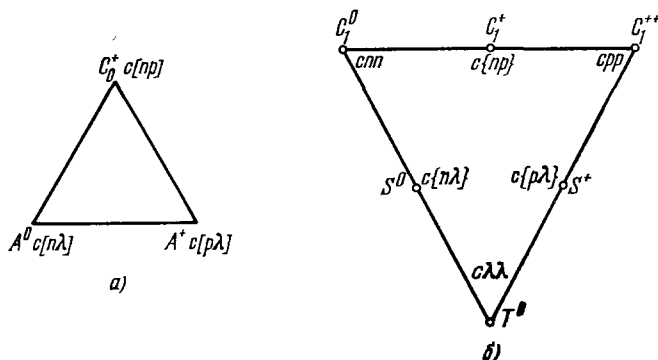


Рис. 27.

Барионы, содержащие два c -кварка, изображены на рис. 28. (Гайяр, Ли и Рознер обозначают их соответственно X_u^{++} , X_d^+ , X_s^+ , поскольку они используют другие обозначения кварков $p \leftrightarrow u$, $n \rightarrow d$, $\lambda \rightarrow s$). X -барионы с $l=0$ могут быть как с $J^P = 1/2^+$, так и с $J^P = 3/2^+$. Кроме того, есть триплет X -барионов с $l \neq 0$. Барион, содержащий три c -кварка, мы обозначим 0^{++} . $J^P(0^{++}) = 3/2^+$.

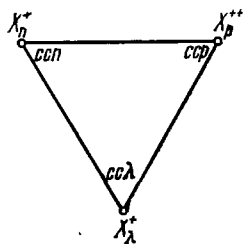


Рис. 28.

г) М а с с ы б а р и о н о в. Предсказания масс очарованных барионов сильно зависят от того, какими конкретными массовыми формулами пользуются те или иные авторы. Согласно некоторым оценкам $M(0^{++}) \sim 10$ Гэв. Более естественно, однако, ожидать, что $M(0^{++}) \sim 4,5 - 5$ Гэв. В основе такой оценки лежит сопоставление 0^{++} -бариона, состоящего из трех c -кварков, с ψ -мезоном, состоящим из c - и $\bar{c}$ -кварков. Массы этих частиц должны относиться, как 3 : 2, если энергия связи, приходящаяся на один кварк, одинакова для белых барионов и мезонов. При этом мы, разумеется, основываемся на линейных массовых формулах как для барионов, так и для мезонов. Заметим, что отношение масс Ω -гиперона ($\lambda\lambda\lambda$) и ϕ -мезона ($\lambda\bar{\lambda}$) действительно близко к 3/2. Таково же отношение M_Δ/M_ω . Исходя из $M(0^{++}) \sim 4,7$ Гэв и $M(\Delta) = 1,24$ Гэв и предполагая эквидистантность масс, легко оценить ожидаемые массы других барионов:

$$M(C) \sim 2,4 \text{ Гэв}, \quad M(S) \sim M(A) \sim 2,5 \text{ Гэв},$$

$$M(T) \sim 2,7 \text{ Гэв}, \quad M(X_p) = M(X_n) \sim 3,5 \text{ Гэв},$$

$$M(X_\lambda) \sim 3,7 \text{ Гэв}.$$

Самым легким из очарованных барионов должен быть, по-видимому, C_0^+ -барион с $J^P = 1/2^+$ — очарованный аналог Λ^0 -гиперона. По некоторым оценкам $m(C_0^+) \approx 2,1$ Гэв.

V. ДРУГИЕ МОДЕЛИ НОВЫХ ЧАСТИЦ

В настоящем разделе будут рассмотрены различные теоретические описания ψ -мезонов, отличные от гипотезы очарованных частиц и цветовой гипотезы.

1. ψ , ψ' — промежуточные бозоны

В пользу предположения, что ψ и ψ' принадлежат к семейству промежуточных бозонов, т. е. являются нейтральными партнерами заряженных промежуточных бозонов слабых взаимодействий, говорят данные о ширинах распада ψ и ψ' на лептоны и адроны.

Если ψ является промежуточным бозоном, т. е. существует прямое взаимодействие ψ с мюонами и электронами

$$\mathcal{H}_{\psi l} = \sqrt{4\pi} g_l \phi_\lambda (\bar{u}_e \gamma_\lambda u_e + \bar{u}_\mu \gamma_\lambda u_\mu) \quad (5.1)$$

с константой взаимодействия $g_e = g_\mu \equiv g_l$ (мы считаем, что четность в этом взаимодействии сохраняется (см. гл. II) и для простоты предполагаем μ — e -универсальность), то ширина распада $\psi \rightarrow ee$

$$\Gamma_{ee} = \Gamma_{\mu\mu} = \frac{1}{3} g_l^2 M. \quad (5.2)$$

Константа четырехфермионного взаимодействия, обусловленного обменом ψ -бозоном, по определению, равна

$$G = \sqrt{2} \frac{4\pi g_l^2}{M^2} = \sqrt{2} \frac{12\pi \Gamma_{ee}}{M^3}. \quad (5.3)$$

Подставляя в формулу (5.3) экспериментальные значения ширин из табл. I, находим для ψ - и ψ' -бозонов

$$\begin{aligned} G_\psi^l &= \frac{0,77 \cdot 10^{-5}}{m^2} = 0,77 G_F, \\ G_{\psi'}^l &= \frac{0,21 \cdot 10^{-5}}{m^2} = 0,21 G_F, \end{aligned} \quad (5.4)$$

где G_F — универсальная фермиевская константа слабого взаимодействия $G_F = 10^{-5}/m^2$, m — масса нуклона. Константы эффективных адрон-лептонных взаимодействий, которые могут быть получены из (5.3) заменой $\Gamma_{ee} \rightarrow \sqrt{\Gamma_{ee} \Gamma_h}$, также довольно близки к фермиевской $G_\psi^{lh} \approx 3G_F$, $G_{\psi'}^{lh} \approx 1,5 G_F$.

Близость этих констант к G_F говорит в пользу того, что ψ и ψ' могли бы быть промежуточными бозонами. Тогда, конечно, резонанс при массе $4,15 G\theta$, если он существует, не имеет к ним никакого отношения.

В разделе 3 гл. II было отмечено, что, согласно экспериментальным данным, отношение сечений процессов $e^+e^- \rightarrow 2\pi^+2\pi^-$, $3\pi^+3\pi^-$ и $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^- \rightarrow R_{2\pi^-}2\pi^-, R_{3\pi^+}3\pi^-$ одинаково в области ψ -мезона и в фоне вблизи него. При описании ψ как адрона этот факт находил естественное объяснение в том, что изотопический спин ψ равен нулю и распад $\psi \rightarrow 2\pi^+2\pi^-$ идет через виртуальный фотон. В гипотезе промежуточного бозона для объяснения этого факта необходимо допустить, что гамильтониан взаимодействия ψ с адронами имеет вид

$$\mathcal{H}_{\psi h} = \sqrt{4\pi} (g_{\mu, el}^{h, T=1} + g' j_{\mu}^{h, T=0}) \psi_\mu, \quad (5.5)$$

если электромагнитное взаимодействие адронов записывается как

$$\mathcal{H}_{el} = \sqrt{4\pi} e (j_{\mu, el}^{h, T=1} + j_{\mu, el}^{h, T=0}) A_\mu; \quad (5.6)$$

здесь g_l — та же константа, что и в (5.1), $j_{\mu, el}^{h, T=1}$ — часть электромагнитного тока адронов, соответствующая изоспину $T = 1$, $j_{\mu}^{h, T=0}$ — адронный ток с $T = 0$ (не обязательно совпадающий с частью электромагнитного тока адронов с $T = 0$ $j_{\mu, el}^{h, T=0}$).

Из (5.1), (5.5), (5.6), очевидно, следует, что для всех адронных состояний с $T = 1$ $R_{H,T=1}$ одинаково в области ψ -резонанса и в области фона. Для того чтобы $R_{H,T=0}$ в области ψ -мезона было много больше, чем в фоне, нужно выполнение условий $|g'| \gg \gg |g|$ или $(u) \sum_n |\langle 0 | j_{\mu}^{h, T=0} | n \rangle|^2 \gg \sum_n |\langle 0 | j_{\mu, el}^{h, T=0} | n \rangle|^2$.

Из распада $\psi' \rightarrow \psi \pi \pi$ известно, что взаимодействие $\psi' \psi \pi \pi$ характеризуется константой порядка единицы, т. е. является сильным (или умеренно сильным; см. гл. II). Поэтому описание ψ и ψ' как промежуточных бозонов возможно лишь в том случае, если принять, что ψ и ψ' обладают кроме полуслабого, линейного по ψ и ψ' взаимодействия с лептонами и адронами еще и сильным квадратичным по ψ , ψ' взаимодействием с адронами (сильное квадратичное по ψ , ψ' взаимодействие с лептонами исключено или, по крайней мере, ограничено отсутствием распадов $\psi' \rightarrow \psi \bar{l} l$).

Существование промежуточных бозонов, обладающих сильным квадратичным по своим полям взаимодействием с адронами, предполагалось в свое время для описания слабых взаимодействий¹. При этом их сильное квадратичное взаимодействие с адронами должно было обеспечить обрезание роста виртуальных слабых взаимодействий на малых расстояниях и, в частности, объяснить отсутствие распадов $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^-$ и малую разность масс K_L и K_S мезонов¹⁶ (см. также²). Мы будем, используя терминологию Эплквиста и Бьёркена^{1a}, называть такой промежуточный бозон стеноном.

В большинстве своих взаимодействий с адронами и лептонами стеноны не отличим от мезона адронной природы, который из-за каких-либо запретов слабо переходит в обычные адроны. Процессы одиночного и парного рождения ψ -мезонов в адронных столкновениях в обоих случаях могут иметь сходные сечения, а в силу наличия сильного квадратичного взаимодействия стенона с адронами сечение его рассеяния на нуклонах может быть порядка обычных адронных сечений, т. е. десятков миллибарн. В качестве грубой оценки сечения рождения стенона в нуклон-нуклонных столкновениях при высоких энергиях можно взять

$$\sigma(N + N \rightarrow \psi + \text{все}) \sim g_h^2 \sigma_h f(M^2), \quad (5.7)$$

где σ_h — величина порядка адронных полных сечений, $\sigma_h \sim 2 \cdot 10^{-26} \text{ см}^2$, $g_h^2 = 3\Gamma_h/M$, $f(M^2)$ — фактор, учитывающий уменьшение сечения рождения частицы с ростом ее массы. Принимая по аналогии с электророждением $f(M^2) \approx m_0^2/M^2$, $m_0 \sim 1 \text{ Гэв}$, получаем оценку $\sigma(N + N \rightarrow \psi + \text{все}) \sim \sim 10^{-31} \text{ см}^2$, не противоречащую, имея в виду ее грубость, экспериментальным данным³.

Отметим, что из сравнения оценки (5.7) с экспериментальными данными вытекает, что форм-фактор $f(M^2)$ не может быть очень малым, например, экспоненциально малым $f(M^2) \sim \exp(-M/M_0)$ с $M_0 \leq 300 \text{ Мэв}$, как это принимается в статистической теории. Это утверждение является общим и не относится только к стенонной модели, поскольку в любом подходе следует ожидать, что параметр малости, определяющий сечение одиночного рождения ψ -мезона будет того же порядка, что и параметр малости, определяющий распад ψ на адроны, т. е. порядка g_h^2 (см. гл. VI). В гипотезе стенона сечение фоторождения ψ на нуклоне $\gamma + N \rightarrow \psi + \text{все}$ при достаточно больших энергиях будет порядка

$$\sigma(\gamma + N \rightarrow \psi + \text{все}) \sim \alpha g_h^2 \sigma_h f \sim 1 \text{ нб.}$$

Полученное значение примерно на порядок меньше экспериментального⁴. Тем самым экспериментальные данные по фоторождению ψ -мезонов скорее

говорят против гипотезы стенона. Однако, ввиду грубости теоретических оценок, этот аргумент нельзя считать вполне убедительным и исключающим такую гипотезу.

Стенон отличается от ψ -мезона — адрона лишь тем, что обладает прямым взаимодействием с лептонами, в то время как взаимодействие ψ -мезона — адрона с мюонами и электронами происходит через виртуальный фотон. Это обстоятельство позволяет выяснить вопрос о том, чем является ψ -мезон: стеноном или адроном, путем исследования процесса электроророждения ψ на нуклонах⁵.

Электроророждение ψ -мезона — адрона на нуклоне описывается диаграммой рис. 29, и сечение процесса $e + N \rightarrow e + \psi + \text{адроны}$ имеет вид

$$\frac{d\sigma}{dQ^2 dv} = \frac{\alpha}{\pi} \frac{1}{Q^2} \frac{1}{E} \left(\frac{E-v}{v} + \frac{v}{2E} \right) \sigma_\gamma(Q^2, v); \quad (5.8)$$

здесь $v = E - E'$, $Q^2 = 4EE' \sin^2(\theta/2)$, E и E' — энергии начального и конечного электрона, θ — угол рассеяния, $\sigma_\gamma(Q^2, v)$ — сечение фоторождения виртуальным фотоном. (Предполагается, что $v^2 \gg Q^2$ и пренебрежено вкладом продольно поляризованных виртуальных фотонов.)

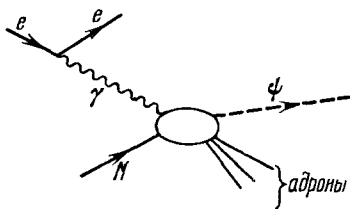


Рис. 29.

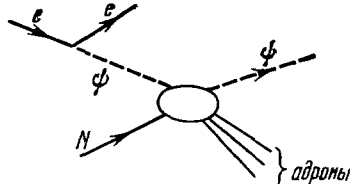


Рис. 30.

При $Q^2 \gg \alpha (g_h/g_l) M^2$ электроророждение стенона определяется диаграммой рис. 30 и в этой гипотезе

$$\frac{d\sigma}{dQ^2 dv} = \frac{g_l^2}{\pi} \frac{1}{(M^2 + Q^2)^2} \frac{Q^2}{E} \left(\frac{E-v}{v} + \frac{v}{2E} \right) \sigma_{\text{расс}}(Q^2, v), \quad (5.9)$$

где $\sigma_{\text{расс}}(Q^2, v)$ — сечение рассеяния виртуального стенона на нуклоне. Из сопоставления (5.8) и (5.9) видно, что зависимость $d\sigma/dQ^2 dv$ от Q^2 в области $\alpha M^2 \ll Q^2 \ll M^2$ сильно отличается для двух данных гипотез.

Оценим вклад в величину полного сечения электроророждения стенона за счет диаграммы рис. 30, т. е. вычислим интеграл от (5.9) по Q^2 и v . Примем, что $\sigma_{\text{расс}}(Q^2, v) = \sigma_0$ при $Q^2 < m_0^2$ и $\sigma_{\text{расс}}(Q^2, v) = \sigma_0 (m_0^2/Q^2)$ при $Q^2 > m_0^2$. Из (5.9) тогда будем иметь

$$\sigma(eN \rightarrow e\psi + \text{все}) \approx \frac{g_l^2}{\pi} \frac{m_0^2}{M^2} \left(1 + \frac{1}{2} \frac{m_0^2}{M^2} \right) \sigma_0 \left(\ln \frac{E}{v_m} - \frac{3}{4} + \frac{v_m}{E} - \frac{v_m^2}{4E^2} \right), \quad (5.10)$$

где $v_m = (M + 2m) M/2m$, m — масса нуклона. При $E = 20 \text{ Гэв}$, $m_0 = 1 \text{ Гэв}$, $\sigma_0 = 10 \text{ мб}$ $\sigma(eN \rightarrow e\psi + \dots) = 0,5 \text{ мб}$. Формулу (5.10) целесообразно сравнить с полным сечением электроророждения, вычисленным в предположении, что ψ является адроном. В интеграл здесь основной вклад вносит область малых Q^2 , и сечение электроророждения выражается через сечение фоторождения

$$\sigma(eN \rightarrow e\psi + \text{все}) = \frac{\alpha}{\pi} \sigma(\gamma N \rightarrow \psi + \text{все}) \ln \left(\frac{E}{m_e^2} \frac{m_0^2}{v_m} \right) \ln \frac{E}{v_m}, \quad (5.11)$$

где m_e — масса электрона и предполагается, что $E \gg v_m$. Подставляя в (5.11) числа при E порядка десятков Гэв и $\sigma(\gamma N \rightarrow \psi + \text{все}) \approx$

≈ 20 нбн, имеем $\sigma(eN \rightarrow e\psi + \text{все}) \sim 1$ нбн, т. е. вклад (5.8) и (5.9) одного порядка. Следует отметить, что в случае электророжения стенона область малых $Q^2 \ll \alpha M^2$ также описывается диаграммой рис. 29 и вклад ее в полное сечение электророжения приближенно равен (5.11).

Экспериментальные данные по рождению мюонных пар в нейтринном эксперименте, т. е. по измерению сечения реакции $\nu_\mu + N \rightarrow \mu^+ \mu^- + \text{все}$, позволяют в гипотезе стенона исключить возможность прямого взаимодействия ψ с нейтрино с константой $g_\nu \sim g_l^5$. Действительно, если бы такое взаимодействие имело место, то сечение рождения стенона в нейтринном опыте имело бы тот же порядок, что и сечение электророжения ψ . Несмотря на возможные неопределенности в величинах m_0 и σ_0 в (5.10)_з, можно оценить, что при $E_\nu \sim 100$ Гэв $\sigma(\nu N \rightarrow \nu\psi + \text{все}) \sim 10^{-34}$ см², и сечение рождения мюонных пар $\sigma(\nu N \rightarrow \mu^+ \mu^- \nu + \text{все}) \sim 7 \cdot 10^{-36}$ см². Это число на 3—4 порядка превышает экспериментальный верхний предел для той же величины $\sigma_{\text{эксп}} \sim 10^{-38} - 10^{-39}$ см².

Ряд работ был посвящен попыткам описания ψ -мезонов на основе различных конкретных схем теории промежуточных бозонов⁷. ψ и ψ' отождествлялись с нейтральными компонентами триплета промежуточных бозонов W^+ , W^0 , W^- с сильным квадратичным взаимодействием с адронами, предложенного ранее Маршаком и др.¹⁶. Такая модель^{7б} наталкивается на следующие трудности: 1) масса заряженного W -бозона должна быть сравнительно невелика ~ 4 Гэв, т. е. линейный рост с энергией сечения νN рассеяния должен прекратиться при E_ν порядка 10—20 Гэв, чего не наблюдается; 2) распад $\psi' \rightarrow \psi + \text{адроны}$ в основном идет через канал $\psi' \rightarrow \psi + K^0$, что, по-видимому, не соответствует опыту; 3) распад $\psi \rightarrow \text{адроны} + \gamma$ должен быть значительно более вероятен, чем $\psi \rightarrow e^+ e^-$. Рассматривалась^{7в} модель, в которой ψ , ψ' и ψ (4,15) являлись калибровочными полями, взаимодействующими с сохраняющимися электронным, мюонным и барионным токами соответственно, а смешивание между ψ , ψ' и ψ (4,15) возникало за счет взаимодействия с хиггсовскими мезонами. При этом в распадах ψ' появлялось значительное нарушение $\mu - e$ -универсальности $\Gamma_{\mu\mu}^{\psi'} \approx 8 \Gamma_{ee}^{\psi'}$, что противоречит опыту.

Предлагалась также модель^{7а} модель, в которой промежуточный бозон мог взаимодействовать с лептонами как прямым образом, так и через виртуальный фотон. Все эти модели не выглядят очень привлекательными, и обсуждение их, по-видимому, следует отложить до тех пор, пока эксперимент не даст недвусмысленных указаний в пользу какой-либо из них.

2. Частицы с новыми аддитивными квантовыми числами

Сразу после открытия ψ -мезона была выдвинута гипотеза⁸, что ψ -мезоны обладают новым квантовым числом (мы обозначим его S'), которое сохраняется в сильном взаимодействии, и нарушается некоторым новым взаимодействием, ответственным за распады ψ .

Характерным предсказанием этих моделей является утверждение о том, что ψ -мезоны являются линейной комбинацией полей D , которые не истинно нейтральны, и отличаются от античастиц значением квантового числа S' : $D \not\equiv \bar{D}$, $\psi \sim D + \bar{D}$.

Предполагалось, что ситуация с ψ -мезонами такая же, как со странными частицами, — возможно сильное ассоциативное рождение ψ -мезонов с сохранением S' и относительно слабые распады с нарушением S' . Поэтому предсказывался резкий ход с энергией сечения рождения ψ -мезонов. Сейчас уже известно, что сечение если и растет с энергией, то не очень быстро, и в любом случае составляет небольшую $\sim 10^{-4}$ часть полного

сечения вплоть до энергий $\sim 10^3$ Гэв. Однако только на основании этого факта отвергнуть обсуждаемую модель вряд ли возможно, поскольку подавление сечения может быть связано с большой массой ψ -мезонов.

Распад на электроны и мюоны обычно объясняется в обсуждаемой модели прямым взаимодействием ψ с лептонами, и в этом отношении модель сходна со стенойной гипотезой (см. раздел 1 гл. V). Опыты по проверке стенойной модели⁷ были бы также полезны и для выяснения справедливости гипотез о существовании нового квантового числа у ψ -мезона.

3. Модель Швингера

Швингер выдвинул гипотезу^{9а} о том, что ψ -мезоны принадлежат к семейству векторных и аксиальных полей, относительно слабо взаимодействующих с обычными адронами. Возможность существования таких мезонов обсуждалась Швингером ранее^{9б} в связи с проблемами теории слабых взаимодействий, и общее число таких мезонов предсказывается равным 18 (девять векторных и девять аксиальных полей).

Вместо обычной теории Кабиббо, согласно которой W -бозон взаимодействует с кварками, в схеме Швингера предполагается, что взаимодействие происходит с мезонами (которые принципиально не могут быть построены из кварков) и имеет вид

$$W^+ (v_{12} + \sin \theta_c v_{13} + \cos \theta_c v'_{13}) + \text{к. с.}, \quad (5.12)$$

где мы выписали только часть лагранжиана, относящуюся к векторным взаимодействиям заряженного промежуточного бозона; нештрихованные поля обозначают обычные векторные мезоны $v_{12} = \rho^+$, $v_{13} = K^{*+}$, а штрихованные — новые гипотетические поля, слабосвязанные с обычными адронами. Следствия из (5.12) совпадают со следствиями из теории Кабиббо для заряженных токов. Лагранжиан может быть выбран также таким образом, чтобы не содержать и $n\bar{l}$ -переходов.

Модель⁹ разработана недостаточно подробно, чтобы допустить непосредственное сравнение с опытом. С чисто феноменологической точки зрения предложенная схема сходна с моделью, согласно которой ψ -мезоны являются квантами нового полусильного взаимодействия.

4. ψ — квази ядерные мезоны?

При интерпретации экспериментов по аннигиляции $e^+e^- \rightarrow$ адроны следует учитывать возможность образования так называемых квази ядерных мезонов — сравнительно слабосвязанных состояний нуклона и антинуклона, двух нуклонов и двух антинуклонов, гиперона и антигиперона и т. д. Такие мезоны обсуждались ранее в ряде теоретических работ (см. обзор¹⁰) и явились объектом экспериментальных поисков¹¹. Гипотеза о том, что ψ -мезоны являются такими квази ядерными мезонами, обсуждается в ряде недавних работ¹².

Поскольку распад в адроны в этом случае не подавлен (он может идти без чисто глюонного промежуточного состояния), то доля канала e^+e^- должна быть мала $\lesssim \alpha^2 \sim 10^{-4}$. Поэтому интерпретация ψ - и ψ' -мезонов как квази ядер наталкивается на серьезные трудности. Малое количество странных частиц среди продуктов распада ψ -мезона опровергает интерпретацию этого мезона как связанной системы $\Omega\bar{\Omega}$.

В случае широких резонансов (типа 4,15 Гэв) ситуация, возможно, более благоприятна для квази ядерной гипотезы. Однако соответствующее рассмотрение в литературе пока отсутствует.

5. ψ -солитоны?

В последние годы в связи с идеей спонтанного нарушения симметрии возрос интерес к солитонам — стабильным классическим решениям полевых уравнений¹³⁻²⁰. В частности, были рассмотрены решения, имеющие вид очень тонких и плотных поверхностей, так называемых «стенок»¹⁴, а также пузырьков, образуемых этими поверхностями, аналогичных доменам в твердом теле (стенки являются границами между областями с различными значениями мезонного конденсата). Был рассмотрен мезонный конденсат в ядрах¹⁵, нити, аналогичные вихрям в сверхпроводнике¹⁶, а также решения типа дираковских монополей, так называемые «ежи»¹⁷.

Вопрос о том, не являются ли адроны такими классическими объектами, оживленно обсуждается в литературе. В частности, широко обсуждается модель адрона, представляющего собой классический пузырек, наполненный кварками¹⁸. В самое последнее время были обнаружены классические квазистабильные состояния, образуемые «стенками» при сближении их на малые расстояния¹⁹.

Было предложено²⁰ интерпретировать узкие ψ -мезонные резонансы как своеобразные квазистабильные пузырьки адронного конденсата. Однако непосредственная реализация такой идеи наталкивается на серьезные трудности. Непонятно, в частности, почему квазистабильный солитон так охотно распадается на пару e^+e^- .

Более детальное рассмотрение этой возможности, несомненно, станет неизбежным, если окажется, что эксперимент отвергает кварковые объяснения ψ -мезонов.

Идея описания ψ как колебательного состояния адронной материи, аналогичного гигантскому резонансу в ядрах, выдвинута в работе²¹.

VI. МЕХАНИЗМЫ РОЖДЕНИЯ НОВЫХ ЧАСТИЦ

1. Рождение новых частиц в e^+e^- -аннигиляции

Измерения аннигиляции e^+e^- в адроны при высоких энергиях ($E_{\text{ц.п.}} = 3-5$ ГэВ), выполненные в 1973—1974 гг., показали ряд необычных свойств этого процесса, не соответствовавших теоретическим ожиданиям (см., например, обзоры^{1,2}). Наиболее сильные разногласия с теорией состояли в следующем: 1) полное сечение $\sigma_{\text{tot}}(e^+e^- \rightarrow \text{адроны})$ практически оставалось постоянным в рассматриваемом интервале энергий, или $s = E_{\text{ц.п.}}^2$, а величина

$$R = \frac{\sigma_{\text{tot}}(e^+e^- \rightarrow \text{адроны})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)}$$

линейно росла с s , в то время как теоретически ожидалось поведение $\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{адроны}) \sim 1/s$ и $R = \text{const}$; 2) инклюзивные спектры по энергии E выделенного адрона, для которых теоретически ожидалось масштабно-инвариантное поведение $(1/\sigma_{\text{tot}}) d\sigma/dx = f(x)$, где $x = 2E/\sqrt{s}$ и $f(x)$ не зависит от s , оказались сильно зависящими от s . После открытия ψ - и ψ' -мезонов естественным образом возник вопрос, не являются ли они ответственными за необычные свойства процесса e^+e^- аннигиляции в адроны и, при их интерпретации как частиц со скрытым очарованием, не является ли поведение сечения $\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{адроны})$ следствием рождения очарованных частиц. Более точные измерения $\sigma_{\text{tot}}(e^+e^- \rightarrow \text{адроны})$, выполненные после открытия ψ - и ψ' -мезонов, привели к обнаружению резонанса $\psi(4,15)$, что сделало еще более правдоподобным объяснение поведения $\sigma_{\text{tot}}(s)$ на основе предположения о рождении очарованных частиц. Ниже мы рассмотрим теоретические предсказания для процесса $e^+e^- \rightarrow \text{адроны}$,

исходя из этой гипотезы. (Возможно, конечно, что поведение $\sigma_{\text{tot}}(s)$ и рождение ψ -мезонов связаны друг с другом, но не имеют отношения к очарованным частицам в теперешнем их понимании.)

В партонной модели асимптотическое при $s \rightarrow \infty$ выражение для введенной выше величины R имеет вид

$$R = \frac{\sigma_{\text{tot}}(e^+e^- \rightarrow \text{адроны})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} = \sum_i Q_i^2, \quad (6.1)$$

где Q_i — заряды партонов (предполагается, что все заряженные партоны — фермионы со спином $1/2$). Такое же выражение возникает в теориях с асимптотической свободой, причем в этих теориях можно также вычислить поправочный член к (1), пропорциональный $1/\ln(s/\mu_0^2)$:

$$R = \sum_i Q_i^2 \left[1 + \frac{a}{\ln(s/\mu_0^2)} \right] \quad (6.2)$$

(μ_0 — некоторая масса). Коэффициент a может быть вычислен в конкретных теориях.

В теории с тремя цветными квартетами кварков s, p, n, λ с дробными зарядами: $R_\infty = \sum_i Q_i^2 = 10/3$, $a = 12/25$ ³. Хотя экспериментальные дан-

ные лежат в существующей области энергий заметно выше асимптотического значения R для этой теории, сейчас нельзя утверждать, что они закрывают эту теоретическую возможность. Это связано с тем, что, во-первых, как следует из (6.2), подход к асимптотическому значению R осуществляется сверху. Во-вторых, в области, где начинается рождение очарованных частиц, возможно некоторое возрастание сечения аннигиляции $e^+e^- \rightarrow$ адроны, вызванное пороговыми эффектами и взаимодействием очарованных частиц в конечном состоянии, в частности, если это взаимодействие обусловлено дальнедействующими силами, как это предполагается при описании ψ как чармония. Если рождение очарованных частиц играет существенную роль в полном сечении аннигиляции $e^+e^- \rightarrow$ адроны, а массы их сравнительно велики $\gtrsim 2 \Gamma_{\psi}$, то это объясняет также нарушение масштабной инвариантности в инклюзивных спектрах.

Следует подчеркнуть, что значение $R_\infty = 10/3$ возникает для трех цветных квартетов кварков, для одного квартета будет $R_\infty = 10/9$, что резко противоречит опыту. Поэтому для объяснения экспериментальных данных мы должны принять, что либо при существующих энергиях $2/3$ рождающихся в e^+e^- -аннигиляции адронов являются цветными (что кажется маловероятным), либо для цветных состояний существует какой-то механизм удержания, препятствующий их реальному рождению, но не нарушающий законность вычисления R_∞ по партонной модели.

Если рост $R(s)$ при $\sqrt{s} > 3 \Gamma_{\psi}$ обусловлен рождением пар очарованных частиц, и основным типом распадов очарованных частиц являются распады с испусканием странных частиц, то при достаточно больших энергиях ($\sqrt{s} \gtrsim 4 \Gamma_{\psi}$) примерно в 40% событий в аннигиляции $e^+e^- \rightarrow$ адроны должны присутствовать K -мезоны. Если резонанс $\psi(4,15)$ есть связанное состояние $c\bar{c}$ кварков, то должна быть велика его ширина распада на $D\bar{D}$ и, возможно, π -мезоны (D -очарованные частицы). Тогда при $\sqrt{s} = 4,15 \Gamma_{\psi}$ в том же предположении относительно распадов очарованных частиц пик в сечении аннигиляции при отборе событий с K -мезонами в конечном состоянии должен быть выражен значительно яснее, чем в полном сечении.

Предположение, что резонанс $\psi(4,15)$ обусловлен рождением пар очарованных частиц (или (и) предположение о существенном — порядка 40% — вкладе рождения очарованных частиц в $\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{адроны})$ при

$\sqrt{s} \gtrsim 4 \text{ Гэв}$), в сочетании с обычно принимаемым положением (см. обсуждение в гл. IV) о том, что в распадах очарованных частиц доминируют нелептонные распады, приводит к следствиям, которые трудно согласовать с имеющимися экспериментальными данными.

Действительно, рассмотрим множественность образующихся адронов при аннигиляции e^+e^- в очарованные частицы и пионы $e^+e^- \rightarrow \bar{D}D + \text{пл.}$ D -мезон не может быть заметно легче $1,8 \text{ Гэв}$, иначе ψ' с большой вероятностью распадался бы на пару $\bar{D}D$, и его ширина не была бы столь малой. С другой стороны, $2 m_D < 4,15 \text{ Гэв}$. Поэтому в области резонанса $\psi(4,15)$ основными процессами с рождением D -мезонов должны быть $e^+e^- \rightarrow \bar{D}D$ и $e^+e^- \rightarrow \bar{D}D + \pi$, а при $E_{\text{ци}} \approx 4,5 - 5 \text{ Гэв}$ следует ожидать, что будет доминировать процесс $e^+e^- \rightarrow \bar{D}D\pi$.

При массе D -мезонов $m_D \approx 1,8 - 2,0 \text{ Гэв}$ средняя множественность заряженных частиц при нелептонных распадах D должна быть (см. также гл. IV) $\langle n_{\text{зар}} \rangle_D \approx 2,5 - 3,0$. (Такова или даже больше множественность в этой области масс при e^+e^- -аннигиляции или при аннигиляции $\bar{p}p$; см. например, обзор¹.) Отсюда с учетом пионов, рождающихся в процессе аннигиляции, следует, что средняя множественность заряженных частиц при $\sqrt{s} = 4,15 - 5 \text{ Гэв}$

$$\langle n_{\text{зар}} \rangle \approx 6.$$

Поскольку при $\sqrt{s} < 4 \text{ Гэв}$ $\langle n_{\text{зар}} \rangle \leq 4$, то, согласно приведенным выше рассуждениям, мы должны ожидать заметного на $\Delta \langle n_{\text{зар}} \rangle \approx 1$ увеличения множественности заряженных частиц при $\sqrt{s} = 4,15 \text{ Гэв}$ и выше. На опыте этого не наблюдается. Выход из возникшего противоречия, возможно, состоит в предположении, что в распадах D -мезонов значительную долю (порядка 50% или более) составляют полулептонные распады типа

$$D \rightarrow l + \nu + K + \text{пл.} \quad (6.3)$$

(Испускание K -мезонов здесь не нужно для наших рассуждений, оно предполагается для соответствия с обычными теоретическими схемами.) В распадах (6.3) следует ожидать средней множественности пионов $\langle m \rangle \sim 1$, так что $\langle n_{\text{зар}} \rangle \approx 2$ (включая лептоны), и для множественности заряженных частиц при $\sqrt{s} = 4,15 - 5 \text{ Гэв}$, если основным типом распада D являются полулептонные, получается

$$\langle n_{\text{зар}} \rangle \approx 4,6,$$

что, возможно, не противоречит экспериментальным данным. При этом, конечно, в значительном проценте событий ($\sim 20 - 30\%$) должны наблюдаться лептоны.

Гипотеза о доминирующей роли полулептонных и, может быть, лептонных распадов (если не происходит испускания K -мезонов) станет правдоподобной, если допустить, что спин наинизших бозонных состояний с $|C| = 1$ равен 1, т. е. очарованные векторные мезоны легче псевдоскалярных. Тогда для таких мезонов при $V - A$ -взаимодействии распады $D^* \rightarrow l + \nu$ не подавлены (если, конечно, изменение квантовых чисел C и S за счет слабого взаимодействия разрешает эти распады) и не подавлены распады $D^* \rightarrow l + \nu + \text{мезоны}$ с испусканием π - и K -мезонов малых энергий. Это обстоятельство может увеличить относительную вероятность полулептонных распадов.

Предположение о существенной роли полулептонных распадов мезонов решает также проблему «энергетического кризиса» в e^+e^- -аннигиляции

(т. е. увеличения с ростом s доли энергии, уносимой нейтральными частицами), поскольку значительная часть энергии в этом случае уносится нейтрино. Не исключено, что на основе данного предположения можно также решить проблему нарушения скейлинга в e^+e^- -аннигиляции в адроны.

Объяснение роста $R(s)$ с s и резонанса ψ (4,15), как обусловленных рождением очарованных частиц, приводит к определенным предсказаниям для величины отношения K^- -мезонов к π^- -мезонам. Экспериментально (см. обзоры ^{1,2}) отношение K^-/π^- составляет около 0,2 при $\sqrt{s} = 3,0$ Гэв и сравнительно мало меняется при переходе к $\sqrt{s} = 4,15$ и $\sqrt{s} = 4,8$ Гэв. (Такая величина также получается интегрированием экспериментального инклюзивного спектра $E d^3N/d^3p \sim e^{-E/T}$ с одним и тем же $T \approx 170$ Мэв для π и K -мезонов. Следует, впрочем, иметь в виду, что точность измерений спектра и отношений K^-/π^- при каждой энергии сравнительно невелика $\sim 30-50\%$.) Теоретически, если, как обычно предполагается, легчайшие из очарованных частиц — это частицы с $|C| = 1$, $|S| = 0$, следует ожидать, как уже говорилось выше, что при $\sqrt{s} = 4,15-5$ Гэв в 40% событий e^+e^- -аннигиляции в адроны будет по два K^- -мезона. Считая, что в остальных 60% событий при этих энергиях по-прежнему $K^-/\pi^- = 0,2$ и средняя множественность $\pi^- \langle n_{\pi^-} \rangle \approx 2$ для отношения K^-/π^- при $\sqrt{s} = 4,15-5$ Гэв, находим

$$\frac{K^-}{\pi^-} = 0,2 \cdot 0,6 + 0,5 \cdot 1/2 \cdot 0,4 = 0,22,$$

т. е. отношение K^-/π^- должно возрасти всего лишь на 10% (или на 25%, если $K^-/\pi^- \approx 0,15$ при $\sqrt{s} = 3-4$ Гэв). Такой рост не исключен современными экспериментальными данными. Если легчайшими из очарованных частиц являются мезоны с $|C| = 1$, $|S| = 1$, то, согласно правилу Цвейга, в подавляющем числе их распадов будут рождаться η - или ϕ -мезоны, что даст весьма специфическую картину конечных нелептонных состояний в e^+e^- -аннигиляции (большое число γ -квантов и (или) K -мезонов). Будем надеяться, что в ближайшее время эксперимент недвусмысленно ответит на все возникающие здесь вопросы.

2. Рождение новых частиц в столкновениях адронов

а) Отношение сигнала к фону в рождении ψ -мезонов. Некоторое общее представление о механизме рождения ψ -мезонов в столкновениях адронов может дать рассмотрение ⁴ отношения сигнала к фону, т. е. отношения числа событий в пике к числу событий вне пика. Фоновое рождение e^+e^- (или $\mu^+\mu^-$) пар представляет собой чисто электромагнитный процесс и сравнение сечений рождения ψ -мезона с сечением образования виртуального фотона близкой массы позволяет сделать грубые заключения о силе взаимодействия, ответственного за рождение ψ -мезонов. Кроме того, такое сравнение не требует знания абсолютной величины сечения.

Для сравнения интенсивности рождения ψ -мезонов в электрон-позитронных и нуклон-нуклонных столкновениях составим отношение

$$r = \frac{\sigma(NN \rightarrow l^+l^-X)_{\text{резонанс}}}{\sigma(NN \rightarrow l^+l^-X)_{\text{вне резонанса}}} \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow X)_{\text{вне резонанса}}}{\sigma(e^+e^- \rightarrow X)_{\text{резонанс}}} \frac{\Delta_1}{\Delta_2}, \quad (6.4)$$

где Δ_1 , Δ_2 — экспериментальное разрешение по массе пары в опытах по NN - и e^+e^- -столкновениям, $l = e, \mu$.

Графически, мы сравниваем отношение диаграмм рис. 31, а — б и рис. 32, а — б. Если бы ψ -мезоны представляли собой, например, промежуточные бозоны, полуслабым образом взаимодействующие с кварками и лептонами (см. гл. V), то естественно ожидать $r \sim 1$ поскольку при вычислении r в значительной степени сокращается влияние структуры сильных взаимодействий.

Составим отношение r для двух экспериментов, в которых были открыты ψ -частицы. В эксперименте на встречных e^+e^- -кольцах отношение эффекта к фону составляет, после внесения радиационных поправок, примерно 200 при разрешении по массе $\sim 2,5$ Мэв. В эксперименте группы

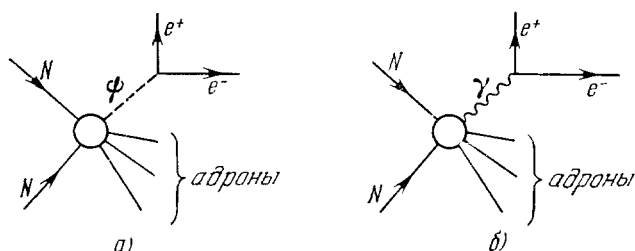


Рис. 31. Рождение ψ -мезона в нуклон-нуклонных столкновениях (а) и нерезонансное рождение пары e^+e^- в нуклон-нуклонных столкновениях (б).

Тинга отношение эффекта к фону зависит от того, брать фоновые события слева или справа от резонанса (т. е. при $m_{ee} < m_\psi$ или $m_{ee} > m_\psi$) (см. рис. 13). Из физических соображений кажется разумным сравнивать число событий с $m_{ee} = m_\psi$ и $m_{ee} > m_\psi$, поскольку радиационный распад $\psi \rightarrow e^+e^- \gamma$ приводит к рождению пар с массой m_{ee} несколько меньшей, чем

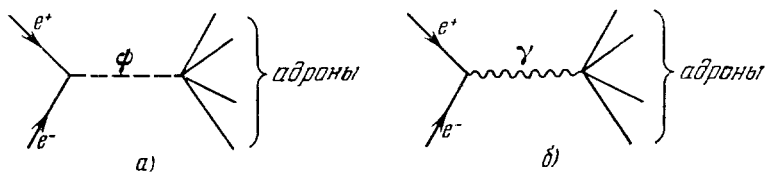


Рис. 32. Рождение ψ -мезона в e^+e^- -аннигиляции (а) и нерезонансное рождение адронов в e^+e^- -аннигиляции (б).

m_ψ , хотя не имеет отношения к собственно нерезонансному образованию пар e^+e^- . Формулы для вероятности радиационного распада приведены в гл. II, стр. 236, и можно убедиться, что его учет действительно существен. Кроме того, с ростом m_{ee} падает фон случайных совпадений. В результате для отношения эффекта к фону в опыте группы Тинга имеем ~ 80 при разрешении 25 Мэв. Таким образом, величина r в этом случае заметно превышает 1, $r \sim 5$.

Отношение r можно оценить, также используя данные группы Ли (см. ³ в гл. III), полученные при большей энергии начальных нуклонов. Если принять приведенную в работе оценку отношения сигнала к фону ~ 2 при разрешении 200 Мэв, то $r \sim 1$. Если бы величина r действительно падала с энергией, то это был бы очень интересный эффект. Однако малая величина r , видимо, связана в этом случае с фоном случайных совпадений. Уточнение r представляет большой интерес.

б) Рождение ψ -мезонов в центральных столкновениях. В рамках кварковой модели отношение r (см. (6.4)) не может быть заметно меньше единицы. Действительно, если возможен распад ψ -мезонов на адроны, то возможно и рождение ψ при аннигиляции кварков с последующим распадом ψ на e^+e^- . Соответствующая диаграмма рис. 33, а представляет собой обращенный во времени график рождения ψ в e^+e^- -столкновениях. Аналогично, электромагнитная аннигиляция пары $q\bar{q}$ (рис. 33, б) описывает рождение лептонных пар вне резонанса в нуклон-нуклонных столкновениях, а обращенный по времени процесс совпадает с нерезонансным рождением адронов в e^+e^- -аннигиляции. Поэтому $r \sim 1$

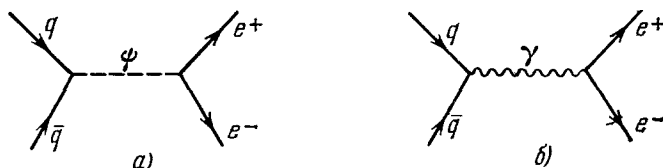


Рис. 33. Рождение ψ -мезона в аннигиляции кварков (а) и нерезонансное рождение пары e^+e^- в аннигиляции кварков (б).

при учете одних только графиков аннигиляции кварков (некоторые отклонения r от 1 могут быть связаны, например, с различием электромагнитных зарядов n - и p -кварков).

Ясно, что аннигиляция пары кварк-антикварк может описывать только центральные столкновения, т. е. процессы с большим выделением энергии $\sim m_\psi$ за короткие времена $\tau \sim 1/m_\psi$. Близость r к единице означает, что роль центральных столкновений не мала. Эффект падения r с энергией, обсуждавшийся в предыдущем разделе, означал бы, что роль аннигиляции $q\bar{q}$ в процессе образования ψ даже возрастает.

Отметим, что даже для рождения ψ в центральных столкновениях величина r может быть большой. Дело в том, что очарованные частицы могут рождаться не только в аннигиляции кварков, но и в столкновениях глюонов. Обычно считают, что в волновой функции нуклона при большой энергии нужно учитывать не только кварки, но и глюоны, которые переносят взаимодействие между ними. Из анализа экспериментальных данных можно заключить, что глюоны несут примерно половину импульса нуклонов. Если константа связи глюонов и кварков относительно мала, то сечение рождения очарованных кварков в глюон-глюонных столкновениях больше, чем при аннигиляции кварков. Подобные оценки сечения этого процесса можно найти в работе ⁵.

Следует, однако, иметь в виду, что c -кварки в глюон-глюонных столкновениях рождаются в зарядово-четном состоянии и могут перейти в ψ -мезоны только с испусканием пионов или других частиц. Вероятность такого перехода, который запрещен правилом Цвейга, трудно оценить теоретически. Сечение образования в глюон-глюонных столкновениях псевдоскалярных мезонов η_c , состоящих из c -кварков, видимо, заметно больше.

Другая возможность для увеличения сечения рождения ψ -мезонов была отмечена в работе ⁶. При большой энергии может проявиться примесь очарованных кварков в нуклоне, и сечение рождения очарованных частиц или ψ -мезонов в $c\bar{c}$ -аннигиляции может доминировать. Обычно считают, что c -кварки в нуклоне несут малую долю импульса нуклона, и в работе ⁶ предсказывается поэтому рост сечения образования ψ -мезонов в области малых значений скейлинговой переменной x ($x = p_\psi / p_N$).

В заключение этого раздела упомянем, что сечение рождения ψ -мезонов иногда оценивают ⁷ по термодинамической модели ⁸, согласно которой сечение мало из-за большой массы m_ψ :

$$\sigma(NN \rightarrow \psi X) \sim \exp\left(-\frac{\sqrt{m_\psi^2 + p_\perp^2}}{T}\right), \quad (6.5)$$

где $p_\perp$ — поперечный импульс, T — характерная температура, $T \sim 160$ Мэв.

Поскольку известно, что ψ -мезоны распадаются в обычные адроны с малой шириной, то, видимо, нет оснований думать, что за время столкновения устанавливается термодинамическое равновесие между очарованными и обычными кварками и применима формула (6.5). К парному рождению ψ эта оговорка, возможно, не относится.

в) **М у л ь т и п е р и ф е р и ч е с к и е м о д е л и р о ж д е н и я ψ -мезонов.** Как уже упоминалось, в сильных взаимодействиях возможно также периферическое рождение ψ -мезонов и очарованных частиц. Периферическое рождение ψ -мезонов часто связывают ⁹ с кварковыми диаграммами, разрешенными правилом Цвейга (см. гл. IV). Пример такой

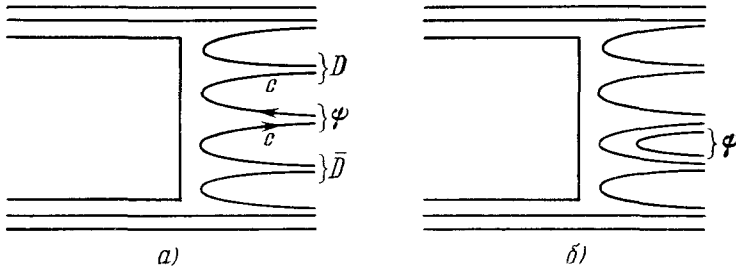


Рис. 34. Рождение ψ -мезонов в нуклон-нуклонных столкновениях в кварковой модели. Пример диаграммы, разрешенной правилом Цвейга (а), и диаграммы, запрещенной правилом Цвейга (б).

диаграммы приведен на рис. 34, а. Важно, что ψ -мезон рождается здесь совместно с парой очарованных мезонов $D\bar{D}$. Одиночное рождение ψ (см. диаграмму рис. 34, б) запрещено этим правилом. Проверка предсказания о совместном рождении ψ -мезонов и очарованных частиц была бы очень важна для выяснения природы как ψ -мезонов, так и правила Цвейга.

Если даже динамически совместное рождение ψ и очарованных частиц усилено, то для образования нескольких тяжелых частиц необходима достаточно большая начальная энергия. Поэтому можно ожидать сильную зависимость сечения от начальной энергии.

Согласно некоторым моделям при асимптотически большой энергии нет никакой малости сечения, связанного с большой массой ψ -мезонов. Так, согласно работе ¹⁰ сечение инклюзивного рождения очарованных частиц определяется сечением рассеяния очарованных частиц на нуклонах:

$$\frac{\sigma(D)}{\sigma(K)} = \frac{\sigma_{\text{tot}}(\psi N)}{\sigma_{\text{tot}}(\varphi N)}, \quad (6.6)$$

где $\sigma(D)$, $\sigma(K)$ — сечения инклюзивного рождения D - и K -мезонов, $\sigma_{\text{tot}}(\psi N)$ и $\sigma_{\text{tot}}(\varphi N)$ — сечения взаимодействия ψ - и φ -мезонов с нуклонами (здесь предполагается справедливость аддитивной кварковой модели, так что сечение $\sigma_{\text{tot}}(\psi N)$ или $\sigma_{\text{tot}}(\varphi N)$ складывается из сечений взаимодействия составляющих ψ - и φ -мезоны кварков). Предсказание (6.6) относится

к так называемой центральной части инклюзивного спектра, т. е. к рождению D - и K -мезонов с импульсами, составляющими относительно небольшую часть импульса налетающей частицы.

Априори нет оснований ожидать малости сечения рассеяния ψ на нуклоне, и отношение (6.6) может составлять величину порядка 1. Ниже, в связи с обсуждением модели векторной доминантности, мы приведем оценки сечений $\sigma_{\text{tot}}(\psi N)$ и $\sigma_{\text{tot}}(\varphi N)$, согласно которым отношение (6.6) порядка 1/5. Тогда, согласно (6.6), очарованных частиц должно рождаться много.

Однако достигнутые сейчас энергии, видимо, далеки от асимптотических, и сечение рождения очарованных частиц может быть сильно подавлено по кинематическим причинам. Основной кинематический эффект связан с необходимостью больших передач импульса при рождении тяжелых частиц. Если в столкновениях двух легких адронов рождаются две струи частиц с массами $\sqrt{s_1}$, $\sqrt{s_2}$, то величина минимального квадрата переданного импульса $t_{\min}$ определяется из условия

$$s |t_{\min}| = 4s_1 s_2,$$

где s — квадрат полной энергии сталкивающихся частиц. С другой стороны, известно, что зависимость вершин от t острая.

При очень большой энергии величина $t_{\min}$ может стать сколь угодно малой, и если весь эффект подавления сечения рождения ψ связан только с величиной $t_{\min}$, то при высоких энергиях сечение рождения ψ может стать большим, как это предсказывается, например, соотношением (6.6).

Более обоснованной кажется, однако, другая точка зрения, согласно которой существует аналогия между рождением тяжелых частиц и рождением π -мезонов с большими поперечными импульсами. С такой аналогией мы уже фактически сталкивались при обсуждении термодинамической модели (см. (6.5)). В мультипериферической модели нет оснований ожидать, что сечение экспоненциально падает с ростом $m_{\perp} = \sqrt{m^2 + p_{\perp}^2}$, однако существенной может быть по-прежнему зависимость только от $m_{\perp}$. Обоснование этого предположения следует из рассмотрения мультипериферических диаграмм типа «лестницы». Малость сечения рождения частиц с большим поперечным импульсом связана в этой модели с большим сходом с массовой поверхности в некоторых звеньях диаграммы. Можно убедиться, что сход с массовой поверхности в пропагаторах характеризуется $m_{\perp}$.

Имеющиеся данные по рождению π , K -мезонов, протонов, антипротонов не противоречат тому, что зависимость от $m_{\perp}$ универсальна для всех частиц, с точностью до фактора 2. Обобщая это наблюдение на случай рождения ψ -мезонов, можно оценить сечение их рождения, исходя из данных об образовании π -мезонов с большими поперечными импульсами, не вводя никаких неизвестных параметров. Согласно оценкам Л. Канецки полученное таким образом сечение рождения ψ не противоречит имеющимся данным. Важно, что при расчете связь ψ -мезонов с обычными адронами не предполагается малой. С другой стороны, известно, что ширина ψ мала. Согласие расчетов с опытом, видимо, означало бы, что ψ -мезоны рождаются парно, либо совместно с очарованными частицами. Такая возможность уже упоминалась выше при обсуждении правила Цвейга.

В заключение этого раздела приведем некоторые данные о рождении странных частиц и антипротонов, поскольку можно думать, что существует аналогия между рождением этих частиц и ψ -мезонов. Действительно, сечение рождения нуклонных пар может быть мало из-за их массы, а странных частиц — из-за запретов, следующих из правила Цвейга.

Экспериментально сечение рождения K -мезонов и Λ -гиперонов растет в изученном интервале энергий: при 10 Гэв сечение рождения K^0 -мезонов

составляет примерно 1 мбн, а при 10^3 Гэв — порядка 10 мбн; примерно такое же при этой энергии и сечение образования Λ -гиперонов, которое при энергии 100 Гэв достигает 4 мбн.

Инклюзивное сечение образования антипротонов в pp -столкновениях также растет вплоть до энергий встречных колец в ЦЕРНе: $\sim 0,4$ мбн при начальной энергии протонов 50 Гэв, ~ 1 мбн при 200 Гэв и 2—4 мбн при 1700 Гэв.

Наконец, сечение рождения пары $\Sigma^0 \bar{\Sigma}^0$, которое при относительно небольшой энергии подавлено как за счет массы Σ^0 -гиперона, так и за счет малости перехода обычных кварков в странные, при энергии 10^3 Гэв достигает заметной величины 0,4 мбн. Мы видим, таким образом, что странность не мешает странным частицам рождаться при высокой энергии.

3. Рождение новых частиц в электромагнитных взаимодействиях

Процессы рождения ψ -мезонов интересуют нас сейчас, прежде всего, с точки зрения выяснения свойств этих частиц. Однако уже на примере реакций рождения ψ -мезонов в адрон-адронных столкновениях мы видели, что оценки существенно зависят от моделей сильных взаимодействий.

Аналогичная ситуация имеет место и для фоторождения ψ -мезонов: интерпретация экспериментальных данных зависит от модели. Чаще всего используется модель векторной доминантности. Нам понадобится также партонная модель. Предварительно кратко опишем эти модели. Разумеется, изложение не претендует на полноту и имеет только целью облегчить понимание дальнейшего материала.

а) Модель ψ векторной доминантности. В этой модели (см., например, обзор ^{11а}) предполагается, что фотон переходит сначала в векторный мезон, который затем рассеивается на мишени. Сечение фоторождения выражается, таким образом, через сечение сильных взаимодействий векторных мезонов. Константу связи векторного мезона (V) с виртуальным фотоном можно найти из ширины электронного или мюонного распада, и обычно считается, что эта константа не меняется при изменении массы фотона от m_V (в распаде $V \rightarrow e^+e^-$, $\mu^+\mu^-$) до нуля (в реакции фоторождения векторного мезона). Константу связи фотона с векторным мезоном обозначают $(e/g_V) m_V^2$, и ширина распада $V \rightarrow e^+e^-$ (выражается через нее следующим образом:

$$\Gamma(V \rightarrow e^+e^-) = \frac{\alpha}{g_V^2/4\pi} \frac{m_V}{3}, \quad (6.7)$$

где $\alpha = e^2/4\pi = 1/137$, m_V — масса векторного мезона.

В модели векторной доминантности величина g_V имеет смысл константы связи векторного мезона с адронами. Например, g_ρ равна константе связи ρ -мезона с π -мезонами. В этом случае диаграмма с обменом ρ -мезоном воспроизводит зарядовую вершину взаимодействия фотона с π -мезонами при $q^2 = 0$. Аналогично, ω -мезон связан с изоскалярным током n - и p -кварков, ϕ -мезон — со странными кварками. Если есть очарованные кварки, то естественно обобщить модель векторной доминантности и считать, что g_ψ описывает сильное взаимодействие ψ -мезонов с c -кварками.

Поскольку есть несколько векторных мезонов — $\psi(3,1)$, $\psi(3,7)$, $\psi(4,15)$, то модель, вообще говоря, усложняется и не может претендовать на большую точность. К тому же с увеличением массы векторного мезона становится все более спорной экстраполяция константы связи фотона с мезоном из точки $q^2 = m_V^2$ в $q^2 = 0$.

В модели векторной доминантности, как уже упоминалось, сечение фоторождения выражается через сечение взаимодействия векторного мезона с мишенью:

$$\frac{d\sigma(\gamma N \rightarrow VN)}{dt} = \frac{e^2}{g_V^2} \frac{d\sigma(VN \rightarrow VN)}{dt}. \quad (6.8)$$

Если взаимодействие происходит при высокой энергии, то естественно считать амплитуду рассеяния вперед чисто мнимой. Тогда можно воспользоваться оптической теоремой:

$$\text{Im } A(VN \rightarrow VN) = s\sigma_{\text{tot}}(VN) \quad (6.9)$$

и выразить дифференциальное сечение фоторождения векторного мезона вперед через полное сечение VN взаимодействия

$$\left. \frac{d\sigma(\gamma N \rightarrow VN)}{dt} \right|_{t=0} = \frac{1}{16\pi} \frac{e^2}{g_V^2} \sigma_{\text{tot}}^2(VN). \quad (6.10)$$

Если амплитуда рассеяния вперед не является чисто мнимой, то правая часть (6.10) дает нижнюю границу для дифференциального сечения и из опыта можно получить ограничение сверху на величину $\sigma_{\text{tot}}(VN)$.

Модель векторной доминантности удовлетворительно описывает фоторождение ρ -, ω -, φ -, ρ' -мезонов (хотя в случае фоторождения φ , возможно, надо учитывать дополнительную зависимость от массы). При этом получены следующие значения констант связи и сечений:

$$\left. \begin{aligned} \frac{g_\rho^2}{4\pi} &\approx 2,5, & \sigma_{\text{tot}}(\rho, N) &\approx 25 \text{ мбн}, & \sigma_{\text{el}} &\approx 4,5 \text{ мбн}, \\ \frac{g_\omega^2}{4\pi} &\approx 18, & \sigma_{\text{tot}}(\omega, N) &\approx 25 \text{ мбн}, & \sigma_{\text{el}} &\approx 5 \text{ мбн}, \\ \frac{g_\varphi^2}{4\pi} &\approx 10, & \sigma_{\text{tot}}(\varphi, N) &\approx 10 \text{ мбн}, & \sigma_{\text{el}} &\approx 1 \text{ мбн}, \\ \frac{g_{\rho'}^2}{4\pi} &\approx 25 \frac{\Gamma_{2\pi^++2\pi^-}}{\Gamma_{\text{tot}}}, & \sigma_{\text{tot}}(\rho', N) &\approx 30 \text{ мбн}, & \sigma_{\text{el}} &\approx 6 \text{ мбн}. \end{aligned} \right\} \quad (6.11)$$

б) Модель обобщенной векторной доминантности. Модель векторной доминантности можно обобщить на случай непрерывного спектра адронных масс ¹¹⁶:

$$F_\gamma(Q^2, \nu) = \int \frac{\sigma_{e^+e^-}(\kappa^2) \kappa^4}{(Q^2 + \kappa^2)^2} F_h(\kappa^2, \nu) d\kappa^2, \quad (6.12)$$

где $\sigma_{e^+e^-}$ — сечение аннигиляции e^+e^- в адроны с массой κ , $F_\gamma(Q^2, \nu)$ — амплитуда рассеяния вперед фотона с энергией ν и квадратом 4-импульса $-Q^2$, $F_h(\kappa^2, \nu)$ — амплитуда рассеяния вперед адронной системы с массой κ и энергией ν . Нормировка амплитуд такова, что $\text{Im } F_{\gamma,h} = s \sigma_{\gamma,h}^{\text{tot}}$, где s — квадрат полной энергии в СЦИ, $\sigma_{\gamma,h}^{\text{tot}}$ — полное сечение взаимодействия фотона или адронной системы с мишенью. Для случая дифракционного рассеяния или чисто мнимой амплитуды рассеяния вперед F_γ и F_h в соотношении (6.12) можно понимать как полное сечение взаимодействия фотона и адронной системы с мишенью.

Обычный вариант доминантности ρ -, ω - и φ -мезонов отвечает тому, что сечение e^+e^- -аннигиляции в формуле (6.12) заменяется на сумму нескольких членов, пропорциональных δ -функции:

$$\begin{aligned} \frac{F_h(\kappa^2, \nu)}{i2m_N \nu} \sigma_{e^+e^-} &= \frac{e^4}{g_\rho^2} \sigma_{\text{tot}}(\rho N) \delta(\kappa^2 - m_\rho^2) + \\ &+ \frac{e^4}{g_\omega^2} \sigma_{\text{tot}}(\omega N) \delta(\kappa^2 - m_\omega^2) + \frac{e^4}{g_\varphi^2} \sigma_{\text{tot}}(\varphi N) \delta(\kappa^2 - m_\varphi^2), \end{aligned} \quad (6.13)$$

где $e^2/4\pi = 1/137$, g_ρ , g_ω , g_φ введены выше (см. (6.11)), $\sigma_{\text{tot}}(\rho N)$, $\sigma_{\text{tot}}(\omega N)$, $\sigma_{\text{tot}}(\varphi N)$ — полные сечения взаимодействия ρ -, ω -, φ -мезонов с нуклоном, и мы предположили для простоты, что амплитуда рассеяния векторного мезона на нуклоне чисто мнимая.

Ясно, что таким же образом можно учесть и более тяжелые мезоны, например ρ' -мезон с массой $m_{\rho'} = 1,6 \text{ Гэв}$.

в) Скейлинг в eN -рассеянии и e^+e^- -аннигиляции. Как известно, при больших передачах импульса Q и энергии ν , т. е. в так называемой глубоконеупругой области, было обнаружено скейлинговое поведение сечения рассеяния электрона (или мюона) на нуклоне. Оказалось, что существенной является зависимость только от отношения

$$x = \frac{Q^2}{2m_N \nu}, \quad (6.14)$$

а не от каждой из переменных Q^2 , ν в отдельности. Зная сечение при некоторых значениях Q^2 и ν , можно найти сечение при других Q^2 , ν , если одновременно изменить масштаб (scale) обеих переменных так, что x остается неизменным.

Оказалось, что полное сечение eN -рассеяния не имеет форм-фактора по Q^2 , как если бы внутри нуклона были точечные частицы. Иными словами, сечение взаимодействия виртуального фотона падает, как $1/Q^2$ (такое поведение сечения можно понять также, исходя не из аналогии с точечной частицей, а из более общих соображений, связанных с рассмотрением пространственно-временной картины рассеяния^{1,2}).

Теоретически естественно ожидать, что сечение аннигиляции e^+e^- в адроны при больших энергиях также ведет себя, как для точечных частиц, т. е.

$$\sigma(\kappa^2) \sim \frac{c}{\kappa^2}, \quad (6.15)$$

причем константа c равна сумме квадратов зарядов кварков. Поведение (6.15) можно обосновать в рамках довольно общих предположений (см., например, обзор³).

Скейлинговое поведение сечения приводит к важным выводам для модели обобщенной векторной доминантности (6.12). Видно, что амплитуда $F_h(\kappa^2, \nu)$ и, следовательно, сечение взаимодействия с мишенью адронной системы массы κ должно убывать с ростом κ , по крайней мере как κ^{-2} . В противном случае интеграл по κ^2 в правой части (6.12) сходится недостаточно быстро и не дает $F_\gamma \sim Q^{-2}$. (В принципе, сейчас нельзя исключить того, что при больших Q^2 , но очень малом отношении $Q^2/2m_N\nu$, т. е. в дифракционной области, нет скейлинга в глубоконеупругом рассеянии, и сечение, например, не падает с Q^2 . Тогда вывод о том, что $F_h \sim \kappa^{-2}$, не имеет места.)

Однако вывод о падении сечения взаимодействия векторных мезонов с их массой противоречит данным о фоторождении ρ' -мезонов (см. (6.11)). Для разрешения противоречия приходится отказаться от предположения о том, что есть только диагональные переходы, и допустить недиагональные, например $\rho N \rightarrow \rho' N$. Тогда из данных о фоторождении векторных мезонов непосредственно нельзя найти полные сечения их взаимодействия с нуклоном и рождение, например, ρ' -мезона может быть связано с дифракционным возбуждением ρ -мезона. Вводя целый спектр векторных мезонов и допуская недиагональные переходы между ними, можно согласовать¹³ скейлинг в eN -рассеянии и e^+e^- -аннигиляции с соотношением (6.12), но предсказательная сила модели при этом уменьшается.

г) **Партонная модель.** Альтернативным описанием рассеяния виртуального фотона (или слабого промежуточного W -бозона) на нуклоне при больших энергиях и переданных импульсах является партонная модель¹⁴.

Предполагается, что если время столкновения мало, т. е. переданный импульс велик по сравнению с характерными адронными массами $Q^2 \gg m_{\text{хар}}^2$, то фотон «видит» нуклон состоящим из точечных частиц — партонов. Рассеяние на партонах происходит как на точечных частицах, упругим образом. Партоны характеризуются внутренними квантовыми числами (спин, заряд, странность и т. д.) и импульсом, который при больших энергиях измеряется в долях импульса нуклона в системе центра масс или в системе с бесконечным импульсом:

$$x = \frac{p_{\text{parton}}}{p_N} \quad (6.16)$$

Из кинематики упругого столкновения легко найти, что введенная таким образом переменная совпадает со скейлинговой переменной $x = Q^2/2m_N\nu$.

Обычно считают, что квантовые числа партонов такие же, как у кварков, а распределение по переменной x определяется из опыта.

Различают так называемые валентные партоны и «море» партон-антипартонных пар, т. е. считают, что протон состоит из трех валентных кварков ppu , которые несут квантовые числа протона и пар $(p\bar{p})$, $(n\bar{n})$, $(\lambda\bar{\lambda})$, которые имеют вакуумные квантовые числа.

д) **Партоны и кварки.** Читателю, знакомому только с кварковой моделью, может показаться удивительным, что обсуждается вопрос о «море» пар кварк-антикварк в нуклоне, поскольку в кварковой модели нуклон строит только из трех кварков. Однако образ нуклона как связанного состояния трех кварков может быть полезен только в нерелятивистском рассмотрении.

Виртуально нуклон переходит в состояния с большим числом кварков. Правда, время таких флуктуаций мало:

$$\tau_{\text{флуктуации}} \sim \frac{1}{\Delta m}, \quad (6.17)$$

где Δm — разность масс нуклона и многокваркового (многочастичного) состояния, и если обсуждаются статические величины (магнитный момент нуклона, аксиальная константа β -распада нуклона и т. д.), то флуктуации, происходящие в малые времена, могут не сказываться. В глубоконеупругом рассеянии время столкновения мало, и флуктуации нуклона необходимо учитывать.

Чтобы точнее сформулировать понятие времени столкновения, перейдем в брейтовскую систему координат, где 4-импульс фотона (или W -бозона) имеет только третью компоненту $q = (0, 0, q_z, 0)$. Ясно, что величина $q_z = \sqrt{Q^2}$. Размеры области пространства, в которой локализован фотон, в этой системе координат можно оценить по принципу неопределенности:

$$\Delta z \sim \frac{1}{q_z} = \frac{1}{\sqrt{Q^2}}. \quad (6.18)$$

Время столкновения, в течение которого нуклон находится в поле фотона, также порядка

$$\tau_{\text{ст}} \sim \frac{1}{\sqrt{Q^2}} \quad (6.19)$$

и падает с ростом Q^2 .

Более того, время флуктуации в лабораторной системе координат (6.17) нельзя непосредственно сравнить с (6.19), а необходимо еще учесть релятивистское затягивание времени всех процессов в движущейся системе координат:

$$\tau'_{\text{флуктуации}} \sim \frac{1}{\Delta m} \frac{p_z}{m_N}, \quad (6.20)$$

где p_z — импульс нуклона в брейтовской системе координат. Величину p_z легко найти, исходя из инвариантности произведения 4-импульсов фотона и нуклона ($p_N q$):

$$p_z = \frac{m v}{q_z} = \frac{1}{2} \sqrt{Q^2} x^{-1}. \quad (6.21)$$

Из (6.20) и (6.21) следует, что чем меньше x при фиксированном Q^2 , тем больше масса виртуальных состояний нуклона, которые сказываются в глубоконеупругом рассеянии, так что именно при малых x естественно ожидать большой вклад моря партон-антипартоновых пар.

Антипартоны сказываются только при малых x и по другой причине. Как уже упоминалось, величина x равна доле импульса нуклона, приходящейся на партон, с которым произошло столкновение. Если во время столкновения нуклон состоит из большого числа пар ($q\bar{q}$) и трех валентных партонов, то доля импульса, приходящаяся на каждый партон, мала.

Отметим, что при малых значениях x часто пользуются реджевской моделью глубоконеупругого рассеяния. Это связано с тем, что малым x отвечает случай, когда энергия виртуального фотона намного больше его массы, и рассеяние фотона может быть похоже на рассеяние обычных адронов при высокой энергии. Равенству сечений взаимодействия частицы и античастицы в дифракционном рассеянии обычных частиц (теорема Померанчука) отвечает равенство функций распределения партонов и антипартонов при малых x .

Из экспериментальных данных известно, что при анализе полных сечений вкладом антипартонов можно в первом приближении пренебречь

$$\frac{P(\bar{p}) + P(\bar{n})}{P(p) + P(n)} \ll 0,1,$$

где $P(p, n, \bar{p}, \bar{n})$ — доля импульса нуклона, приходящаяся на партоны с квантовыми числами соответствующих кварков.

Известно также, что на партоны приходится примерно половина импульса нуклона. Обычно считают, что оставшийся импульс несут нейтральные глюоны, не участвующие ни в слабом, ни в электромагнитном взаимодействии. ■

е) Пространственно-временная картина партонной модели. В партонной модели также можно поставить вопрос о том, как согласовать соотношение (6.12) со скейлинговым поведением сечения. Оказывается, что подавление сечения рассеяния адронов большой массы (см. обсуждение выше модели обобщенной векторной доминантности) возникает здесь естественным образом^{15, 16}. Действительно, фотон переходит вначале в два энергичных партона, сечение взаимодействия которых с мишенью мало, поскольку партоны — точечные частицы, а рассеяние в одной волне при большой энергии ограничено условием унитарности $\sigma(s) \leq 1/s$.

Чтобы провзаимодействовать с мишенью, энергичный партон должен диссоциировать на медленные частицы, что в мультипериферической модели описывается диаграммой типа лестницы (рис. 35). В результате для развития ливня медленных частиц нужно время порядка

$$\tau_{\text{ливень}} \sim \frac{1}{m_{\text{хар}}} \frac{v}{\kappa}, \quad (6.22)$$

где $m_{\text{хар}}$ — некоторая характерная масса сильных взаимодействий, а v/κ — лоренцов фактор перехода из системы покоя адрона в лабораторную систему.

С другой стороны, время флуктуации, в течение которой фотон «существует» в виде адронов массы κ , ограничено принципом неопределенности и составляет величину порядка

$$\tau_{\text{флуктуации}} \lesssim \frac{1}{\kappa} \frac{v}{\kappa}. \quad (6.23)$$

Если $\kappa > m_{\text{хар}}$, то партон не успевает в течение всего времени флуктуации диссоциировать на менее энергичные частицы, и сечение мало.

Степень подавления сечения можно оценить следующим образом. Пусть фотон с энергией ν переходит в один партон почти с той же энергией и другой — с энергией порядка $m\omega$, где $\omega = 1/x$. Из сравнения (6.23) и (6.22) при $Q^2 \sim \kappa^2$ видно, что менее энергичный партон в этом случае успевает развить ливень медленных частиц, и рассеяние имеет место. Легко видеть, что фазовый объем таких конфигураций партонов, когда один значительно более энергичен, чем другой, составляет величину порядка $p_{\perp}^2/\kappa^2$ от полного, где $p_{\perp}$ — некоторый характерный поперечный импульс.

В результате сечение взаимодействия системы партонов с массой κ с мишенью оказывается подавленным в κ^{-2} раз по отношению к обычным адронным сечениям. Как упоминалось выше, именно такое падение сечения необходимо для согласования скейлинга в eN -рассеянии и e^+e^- -аннигиляции с соотношением (6.12).

Поскольку известно, что скейлинг в глубоконеупругом рассеянии наступает при $Q^2 \lesssim 1 \text{ Гэв}^2$, то характерная масса сильных взаимодействий не должна быть большой: $m_{\text{хар}} \approx m_p$ или меньше. Доминантность валентных партонов, которая обсуждалась в предыдущем разделе, на языке пространственно-временной картины в лабораторной системе координат означает, что при достигнутых энергиях померонный ливень не развивается, и сечение определяется низкоэнергетическими амплитудами взаимодействия партонов. Дифракционный режим должен наступить при более высокой энергии,

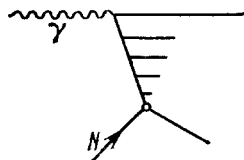


Рис. 35. Диаграмма типа «лестницы» для глубоконеупругого рассеяния фотона на нуклоне.

ж) Фоторождение ψ -мезонов и модель векторной доминантности. После короткого обсуждения модели векторной доминантности и партонной модели перейдем теперь к применению этих моделей к процессам рождения ψ -мезонов. В частности, модель векторной доминантности позволяет оценить сечение взаимодействия ψ -мезонов с нуклонами. Из имеющихся экспериментальных данных легко получить следующие оценки полного σ_{tot} и упругого σ_{el} сечения ψN -рассеяния:

$$\sigma_{\text{tot}}(\psi N) \sim 1 \text{ мбн}, \quad E_{\psi} \sim 150 \text{ Гэв}, \quad (6.24)$$

$$\sigma_{\text{el}}(\psi N) \approx \frac{\sigma_{\text{tot}}^2}{16\pi b} \sim 12 \text{ мкбн}, \quad (6.25)$$

где b — наклон дифракционного конуса, который для оценки мы приняли равным $b = 4 \text{ Гэв}^{-2}$.

Видно, что определенное таким образом сечение ψN -взаимодействия оказалось значительно меньше сечений рассеяния других векторных частиц (см. (6.11)). Эта малость может иметь разные объяснения: неприменимость модели векторной доминантности, неадронная природа ψ -мезонов, малость сечения взаимодействия очарованных кварков с обычными. Ниже мы обсудим эти возможности.

з) Фоторождение ψ -мезонов и реджевские схемы. Малость сечения взаимодействия ψ -мезонов с нуклонами, следующая из применения модели векторной доминантности к экспериментальным данным о фоторождении ψ -мезонов, предсказывается¹⁷⁻¹⁹ в некоторых реджевских схемах. Речь идет о моделях, которые связывают величину вычета полюса Померанчука с массой частицы.

В модели ^{20,21} величина вычета полюса Померанчука выражается через массы частиц спина 2, лежащих на соответствующих реджевских траекториях. Например, для рассеяния ρ -мезонов, состоящих из n -, p -кварков, важен обмен A_2 - и f -мезонами ($m_{A_2} = 1,31 \text{ Гэв}$, $m_f = 1,26 \text{ Гэв}$), которые построены из тех же кварков. Обоснование этого утверждения связано с применением дуальных моделей. Аналогично, вычет для ϕ -мезона определяется обменом f' ($m_{f'} = 1,51 \text{ Гэв}$). Поскольку f' -мезон тяжелее, чем f -мезон, то и сечение ϕN -рассеяния меньше сечения ρN -взаимодействия. Это предсказание согласуется с опытом (см. (6.11)). Естественно объясняются также и некоторые другие факты, относящиеся, например, к взаимодействию K -мезонов ²².

Количественно предсказывается следующее отношение вычетов полюса Померанчука для ψ - и ϕ -мезонов:

$$r_\psi: r_\phi = [1 - \alpha_{f'}(t)] [1 - \alpha_f(t)]^{-1}, \quad (6.26)$$

где $\alpha_{f'}$, α_{f_c} — траектории полюсов Редже с квантовыми числами f' -мезона и f_c -мезона, построенного из очарованных кварков, t -квадрат переданного импульса.

Траектория $\alpha_{f'}$ известна из опыта:

$$\alpha_{f'} \approx 0,15 + 0,8t. \quad (6.27)$$

Масса мезона f_c , состоящего из c -кварков, сейчас не определена, но положение траектории α_{f_c} можно оценить, если предположить, что α_{f_c} линейно зависит от t и наблюдаемые резонансы $\psi(3,7)$, $\psi(4,15)$ лежат на дочерних реджевских траекториях. Тогда

$$\alpha_{f_c} = -3,8 + 0,5t. \quad (6.28)$$

В дальнейшем нам также понадобится траектория α_f :

$$\alpha_f = 0,5 + 0,9t. \quad (6.29)$$

Отношение вычетов (6.26) определяет отношение полных сечений ϕN - и ψN -взаимодействий. Отношение сечений фоторождения ϕ - и ψ -мезонов зависит также от констант связи мезонов с фотоном g_ψ , g_ϕ и наклонов дифракционного конуса b_ψ , b_ϕ . Принимая значения g_ψ и g_ϕ , полученные из распадов $\psi \rightarrow e^+e^-$ и $\phi \rightarrow e^+e^-$, и считая наклоны b_ψ и b_ϕ равными, получаем ¹⁷⁻¹⁹

$$\sigma(\gamma N \rightarrow \psi N) = \sigma(\gamma N \rightarrow \phi N) \frac{r_\psi^2}{r_\phi^2} \frac{g_\phi^2}{g_\psi^2} \frac{b_\phi}{b_\psi} \sim 15 \text{ нбн}, \quad (6.30)$$

что очень хорошо согласуется с экспериментальным значением сечения $\sigma = 13 \pm 5 \text{ нбн}$.

К близким выводам приводит модель работы ²³, согласно которой амплитуда рассеяния векторного мезона падает с его массой.

Остановимся на двух следствиях из моделей с малым значением вычета полюса Померанчука для ψ -мезона ²⁴. Во-первых, полное сечение фоторождения очарованных частиц $D\bar{D}$ должно быть намного больше сечения фоторождения ψ -мезонов:

$$\frac{\sigma_{\text{el}}}{\sigma_{\text{tot}}^c} \ll 1, \quad (6.31)$$

где $\sigma_{\text{el}} = \sigma(\gamma H \rightarrow \psi N)$, $\sigma_{\text{tot}} = \sigma(\gamma N \rightarrow \psi X) + \sigma(\gamma N \rightarrow D\bar{D}X)$, $D\bar{D}$ — пара очарованных частиц. Мы учли здесь, что очарованные кварки плохо переходят в обычные и при рассеянии ψ -мезонов могут поэтому образовываться только частицы с c -кварками.

Для $\sigma_{\text{tot}}^c = 1 \text{ мбн}$, $b_\psi = 4 \text{ Гэв}^2$ имеем

$$\frac{\sigma_{\text{el}}}{\sigma_{\text{tot}}} = \frac{\sigma_{\text{tot}}}{16\pi b_\psi} \approx \frac{1}{80} \quad (6.32)$$

и для полного сечения фотопроизводства очарованных частиц в эксперименте, где изучалось фоторождение ψ (работа ⁵ в гл. III), получаем

$$\sigma(\gamma N \rightarrow D\bar{D}X) \approx 1 \text{ мкбн}, \quad (6.33)$$

т. е. примерно в одном проценте всех случаев должна рождаться пара очарованных частиц.

Это предсказание окажется неверным, если экспериментальное сечение фоторождения ψ , $\gamma N \rightarrow \psi X$ во много раз превосходит сечение упругого фоторождения $\gamma N \rightarrow \psi N$, либо если при достигнутых энергиях амплитуда рассеяния вперед определяется не мнимой, а действительной частью. Но в этом случае исчезает также согласие между теоретическим числом (6.30) и экспериментальными данными.

Второе следствие малости вычета полюса Померанчука для ψ -мезона, на котором мы хотели бы остановиться, относится к взаимодействию с ядрами. Если сечение ψN -взаимодействия действительно составляет 1 мбн, то ядра должны быть прозрачны для ψ -мезонов. Соответственно сечение когерентного рождения пропорционально $A^{4/3}$, а некогерентного — A , где A — атомный номер, причем в когерентном и некогерентном вкладе доминируют неупругие процессы.

Строго говоря, эти утверждения относятся к области энергий ψ -мезонов E_ψ , при которых ψ -мезоны рождаются внутри ядра, т. е. к энергиям $E_\psi < R_{\text{ядра}} m_\psi^2$, где $R_{\text{ядра}}$ — радиус ядра. При более высоких энергиях может наступить экранировка даже в том случае, если сечение взаимодействия ψ -мезонов с нуклонами мало. Не приводя подробной аргументации, укажем только, что ситуация может быть такой же, как при рассеянии фотонов: хотя сечение взаимодействия фотонов мало, в рассеянии на ядрах при большой энергии должна проявиться экранировка нуклонов.

и) Инклюзивное фото- и электророждение очарованных частиц в партонной модели. В партонной модели легче оценить инклюзивное рождение частиц, содержащих очарованные кварки, чем сечение отдельных каналов. Для оценок воспользуемся соотношением (6.12) и для простоты будем предполагать, что сечение e^+e^- -аннигиляции в адроны складывается из сечения аннигиляции в $p\bar{p}$ -, $n\bar{n}$ -, $\lambda\bar{\lambda}$ -кварки и очарованные кварки $c\bar{c}$. Порог рождения обычных частиц отождествим с массой ρ -мезонов m_ρ , а порог рождения частиц с c -кварками — с массой ψ -мезона m_ψ . Тогда в качестве грубой оценки сечений рассеяния фотона получаем

$$\sigma_\gamma(Q^2, \nu) \sim \left(\frac{e_p^2 + e_n^2 + e_\lambda^2}{m_\rho^2 + Q^2} + \frac{e_c^2 \sigma_c / \sigma_q}{m_\psi^2 + Q^2} \right) \frac{m_\rho^2 \sigma(Q^2=0, \nu)}{2/3}, \quad (6.34)$$

где $e_{p,n,\lambda,c}$ — заряды кварков, σ_c , σ_q — сечения взаимодействия с нуклоном обычных (q) и очарованных (c) кварков. Выражение (6.34) нормировано на сечение фоторождения $\sigma(Q^2=0)$.

Формула (6.34), если и может служить для оценок сечения рождения очарованных частиц, то только при очень больших энергиях. Действительно, при выводе (6.34) мы заменили в (6.12) амплитуду рассеяния вперед кварка на нуклоне ее асимптотическим значением $i s \sigma_{\text{tot}}$. Как уже упоминалось выше, при достигнутых энергиях имеет место так называемая доминантность валентных кварков, которая означает, что дифракционный

режим рассеяния еще не достигнут даже для обычных кварков. Есть все основания думать, что для очарованных частиц такой режим установится еще при более высокой энергии.

Поэтому при оценках сечения в доступной области энергий следует умножить последнее слагаемое в (6.34) на некоторую функцию энергии фотона $f(x')$, $x' = (Q^2 + m_c^2)/mv$, меньшую единицы.

Для оценки величины $f(x')$ заметим, что формула (6.34) предсказывает, фактически, нарушение скейлинга в глубоконеупругом рассеянии. С другой стороны, из опыта известно, что скейлинг для $Q^2 \sim m_\psi^2 \sim \sim 10 \text{ Гэв}^2$ выполняется с 10% точностью вплоть до энергий $v \sim 50 \text{ Гэв}$. Можно думать, что и вклад рождения очарованных частиц в этих условиях не превышает $\sim 10\%$, $\sigma_c/\sigma_q \lesssim 0,1$.

В сечении фоторождения также нет никаких аномалий в поведении с энергией. Данные хорошо описываются вкладом нескольких полюсов Редже, начиная с относительно низких энергий $\sim 5 \text{ Гэв}$. Точность здесь лучше, чем в случае электророждения, но с уменьшением Q^2 вклад второго члена в (6.34) падает и труднее получить ограничение на его величину,

к) Фот о- и электр о р о ж д е н и е ψ -мезонов в парто н н о й м о д е л и. Экспериментально измерено не инклюзивное рождение частиц с очарованными кварками, а сечение фоторождения ψ -мезонов. В партонной модели труднее оценивать сечение этого процесса, поскольку нужно дополнительно учесть вероятность $c\bar{c}$ -кваркам, возникшим в результате рассеяния, «собраться» именно в ψ -мезон, а не в любое другое состояние. Мы будем нормировать сечение фоторождения ψ -мезонов на рождение ρ -мезонов и для оценок предположим, что вероятность перехода обычных кварков $q\bar{q}$ в ρ -мезон и $c\bar{c}$ в ψ -мезон характеризуется ширинами распадов $\rho \rightarrow e^+e^-$ и $\psi \rightarrow e^+e^-$ (такой фактор возникает в модели обобщенной векторной доминантности (см. (6.12)).

В результате для отношения сечений фоторождения ψ - и ρ -мезонов получаем

$$\frac{\sigma(\gamma N \rightarrow \psi X)}{\sigma(\gamma N \rightarrow \rho X)} \sim \frac{m_\rho^2}{m_\psi^2} \frac{\sigma_c}{\sigma_q} \frac{\Gamma(\psi \rightarrow e^+e^-) m_\rho}{\Gamma(\rho \rightarrow e^+e^-) m_\psi}, \quad (6.35)$$

где σ_c , σ_q — сечение рассеяния очарованных и обычных кварков на нуклоне.

Если для отношения σ_c/σ_q при энергии $E_\gamma \sim 100 \text{ Гэв}$ взять величину $\sim 0,1$, как это следует из оценок предыдущего раздела, то для сечения фоторождения ψ -мезона получим ²⁴

$$\frac{\sigma(\gamma N \rightarrow \psi X)}{\sigma(\gamma N \rightarrow \rho X)} \sim \frac{1}{16} \frac{1}{10} \frac{1}{5} \sim \frac{1}{800}, \quad (6.36)$$

где отдельные множители отвечают различным факторам в правой части (6.35), или

$$\sigma(\gamma N \rightarrow \psi X) \sim 20 \text{ нбн}. \quad (6.37)$$

Результат оказывается близким к экспериментальному значению сечения при максимальной доступной энергии $E_\gamma \sim 150 \text{ Гэв}$ (см. гл. III). Учитывая грубость оценок, согласие кажется скорее случайным. Отметим также, что из инклюзивных сечений мы получили, строго говоря, оценку сверху на вклад второго члена в (6.34), поскольку ни нарушение скейлинга, ни аномалии в полном сечении фоторождения не были наблюдаемы. Поэтому оценка (6.37) представляет собой фактически верхнюю границу.

Для проверки теоретической схемы очень важно было бы изучение электророждения ψ -мезонов. Из формулы (6.34) следует, что с ростом

Q^2 относительный вклад рождения очарованных частиц в сечение увеличивается (по крайней мере, для фиксированного значения $x' = (Q^2 + m_\psi^2)/2m\nu$). Изучение электророждения ψ -мезонов позволило бы также проверить стенонную гипотезу природы ψ -мезона (см. гл. V).

Отметим, что поскольку в партонной модели нет доминантности векторных мезонов, то и оценки полного сечения фоторождения очарованных частиц, приведенные выше (см. стр. 297), не имеют места. Также и зависимость от атомного номера может быть иной, чем обсуждалось выше. К сожалению, неясно, можно ли будет на опыте различить следствия для взаимодействия ψ -мезонов с ядрами, которые следуют из модели векторной доминантности и партонной модели. Дело в том, что и в партонной модели предполагается какая-то малость сечения взаимодействия очарованных кварков, по крайней мере, при достижимых сейчас энергиях.

4. Рождение очарованных частиц в слабых взаимодействиях

а) Рождение очарованных частиц на валентных партонах и «море» партонных пар. Для оценки сечений рождения очарованных частиц в нейтринных экспериментах можно, как и при рассмотрении фоторождения ψ -мезонов, воспользоваться моделью векторной доминантности или партонной моделью. Остановимся сначала на некоторых качественных соображениях, общих для обеих моделей.

На валентных партонах возможна только одна реакция рождения очарованных частиц в нейтринном пучке

$$\nu_\mu n \rightarrow \mu^- c, \quad (6.38)$$

причем соответствующая амплитуда пропорциональна $\sin \theta_c$, где θ_c — угол Кабиббо, $\sin^2 \theta_c \sim 1/20$.

Примесь $\bar{n}$ -партонов позволяет наблюдать реакцию

$$\bar{\nu}_\mu \bar{n} \rightarrow \mu^+ \bar{c}. \quad (6.39)$$

На λ -кварках возможны процессы

$$\nu_\mu \lambda \rightarrow \mu^- c, \quad \bar{\nu}_\mu \bar{\lambda} \rightarrow \mu^+ \bar{c} \quad (6.40)$$

и соответствующая амплитуда пропорциональна $\cos \theta_c$.

Наконец, примесь s , $\bar{s}$ -партонов проявится в следующих переходах:

$$\begin{aligned} \nu_\mu \bar{s} &\rightarrow \mu^- \bar{\lambda}, & \bar{\nu}_\mu s &\rightarrow \mu^+ \lambda, \\ \nu_\mu \bar{c} &\rightarrow \mu^- \bar{n}, & \bar{\nu}_\mu c &\rightarrow \mu^+ n, \end{aligned} \quad (6.41)$$

амплитуды которых связаны соотношениями кроссинга с амплитудами (6.38), (6.39), (6.40).

На s -кварках возможно также упругое рассеяние нейтрино под действием нейтральных токов

$$\nu_\mu c \rightarrow \nu_\mu c. \quad (6.42)$$

В модели Вайнберга — Салама соответствующая амплитуда имеет вид

$$\frac{G}{2\sqrt{2}} \bar{\nu}_\mu \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) \nu_\mu [\bar{c} \gamma_\alpha c (1 - 4 \sin^2 \theta_W) + \bar{c} \gamma_\alpha \gamma_5 c], \quad (6.43)$$

где θ_W — угол Вайнберга, экспериментальная величина которого, по-видимому, равна $\sin^2 \theta_W \sim 0,3$, γ_α , γ_5 — обычные матрицы Дирака.

Рождение очарованных частиц на валентных кварках отвечает, грубо говоря, фрагментации мишени, т. е. рождению очарованных адронов с малым импульсом в лабораторной системе координат, а взаимодействие с партонами из «моря» пар кварк — антикварк отвечает фрагментации тока, или промежуточного бозона, т. е. образованию мезонов с большим импульсом в лабораторной системе координат.

Мы перечислили различные элементарные процессы рождения очарованных частиц на языке партонной модели. Разумеется, аналогичное рассмотрение возможно и в модели векторной доминантности^{19,25}. Согласно модели промежуточный бозон переходит сначала в векторный мезон, содержащий очарованный кварк, $F^* \sim \lambda \bar{c}$ или $D^* \sim n \bar{c}$. Амплитуда перехода в D^* содержит $\sin \theta_c$. Рассеяние на мишени λ ($\bar{\lambda}$)- или n ($\bar{n}$)-кварка отвечает процессам (6.38), (6.40), а рассеяние очарованных кварков — процессам (6.41).

Обычно считают (см., например, обсуждение фоторождения ψ -мезонов в модели векторной доминантности), что сечение взаимодействия очарованных кварков меньше, чем p -, n -, λ -кварков. Тогда амплитудами процессов (6.41) можно пренебречь. Аналогично, в партонной модели обычно предполагают, что примесь c -партонов в нуклоне меньше, чем λ -партонов, и тоже пренебрегают (6.41).

Если сечение рассеяния F^* и $\bar{F}^*$ на мишени равны между собой, то дифракционное рождение очарованных частиц в нейтринном и антинейтринном пучке одинаково. Аналогично, в партонной модели обычно предполагают, что распределение по импульсу λ - и $\bar{\lambda}$ -партонов одинаково.

б) Оценки сечений рождения очарованных частиц в модели векторной доминантности. Для вычисления сечения рождения очарованных частиц в модели векторной доминантности^{19,25} нужно знать константу перехода W -бозона в F^* -мезон и вычет полюса Померанчука для F^* -мезона (переходом $W \rightarrow D^*$, амплитуда которого пропорциональна $\sin \theta_c$, мы в дальнейшем пренебрегаем). Величину вычета r_{F^*} , можно найти в модели доминантности тензорных мезонов (см. стр. 246):

$$\frac{r_{F^*}}{r_\rho} = \frac{1}{2} (r_1 + r_2), \quad r_1 = \frac{1 - \alpha_f(t)}{1 - \alpha_{f'}(t)}, \quad r_2 = \frac{1 - \alpha_f(t)}{1 - \alpha_{f_c}(t)}, \quad (6.44)$$

где обозначения те же, что и в разделе о фоторождении ψ -мезонов. При выводе соотношения (6.44) использована также аддитивная кварковая модель: предполагается, что полное сечение взаимодействия F^* с мишенью складывается из сечений взаимодействия λ и c -кварков, составляющих F^* -мезон.

Константу перехода W -бозона в F^* -мезон, g_{F^*} , из опыта сейчас определить нельзя. В пределе $SU(4)$ -симметрии g_{F^*} равна константе перехода W -бозона в ρ -мезон, g_ρ . Можно думать, что это следствие $SU(4)$ -симметрии нарушается не очень сильно. Действительно, константы перехода фотона в ψ - и ρ^0 -мезоны связаны в пределе $SU(4)$ -симметрии соотношением $g_\psi = (2\sqrt{2}/3) g_\rho$ или $g_\psi \approx g_\rho$. На опыте $2g_\psi \sim g_\rho$, т. е. утяжеление ψ -мезона привело к изменению константы в два раза. F^* -мезон должен быть легче, чем ψ -мезон, и можно думать, что в этом случае нарушение $SU(4)$ -симметрии меньше. Мы примем для грубой оценки $1,5 g_{F^*} = g_\rho$.

Предполагая, что траектории $\alpha_f, \alpha_{f'}, \alpha_{f_c}$ описываются соотношениями (6.29), (6.27), (6.28) соответственно, получаем в качестве оценки сечения

дифракционного рождения очарованных частиц:

$$\sigma_{\text{diff}}^c \sim \frac{1}{4} \sigma_{\text{diff}}^{\text{tot}}, \quad (6.45)$$

где $\sigma_{\text{diff}}^{\text{tot}}$ — полное сечение дифракционного рождения. Подчеркнем, что $\sigma_{\text{diff}}^{\text{tot}}$ отличается от полного сечения взаимодействия нейтрино (или антинейтрино) с нуклоном. Если бы в сечении доминировал обмен ρ -мезоном, то полные сечения $\sigma_{\text{tot}}(\nu N)$ и $\sigma_{\text{tot}}(\bar{\nu} N)$ были бы примерно равны между собой. Экспериментально они отличаются примерно в три раза, т. е. максимально допустимым в скейлинговой области образом. Такое различие нейтринных и антинейтринных взаимодействий отвечает доминантности валентных партонов (см. стр. 294) и относительной малости дифракционных переходов.

Величину $\sigma_{\text{diff}}^{\text{tot}}$ можно оценить из соотношения

$$\frac{(1/3) \sigma_{\text{valence}} + \sigma_{\text{diff}}^{\text{tot}}}{\sigma_{\text{valence}} + \sigma_{\text{diff}}^{\text{tot}}} \approx \frac{\sigma_{\text{tot}}(\bar{\nu} N)}{\sigma_{\text{tot}}(\nu N)}. \quad (6.46)$$

Принимая $\sigma_{\text{tot}}(\bar{\nu} N) = 0,40 \sigma_{\text{tot}}(\nu N)$ (экспериментальные числа равны $0,37 \pm 0,02$ при энергиях ЦЕРНа и $0,36 \pm 0,05$ при энергии Батавии), получаем

$$\sigma_{\text{diff}}^{\text{tot}}(\nu N) \approx 0,1 \sigma_{\text{tot}}(\nu N), \quad (6.47)$$

$$\sigma_{\text{diff}}^{\text{tot}}(\bar{\nu} N) \approx 0,3 \sigma_{\text{tot}}(\bar{\nu} N). \quad (6.48)$$

Соответственно

$$\sigma_{\text{diff}}^c(\nu N) \approx 0,025 \sigma_{\text{tot}}(\nu N) \quad (6.49)$$

и

$$\sigma_{\text{diff}}^c(\bar{\nu} N) \approx 0,075 \sigma_{\text{tot}}(\bar{\nu} N). \quad (6.50)$$

Подробные оценки сечений рождения очарованных частиц можно найти в работе ²⁵⁶, согласно которой $\sigma_{\text{diff}}^c(\bar{\nu} N) = 0,1 \sigma_{\text{tot}}(\bar{\nu} N)$.

в) З а в и с и м о с т ь с е ч е н и я д и ф ф р а к ц и о н н о г о р о ж д е н и я о т Q^2 . Оценка (6.49), (6.50) относится, строго говоря, к значению $Q^2 = 0$. С увеличением Q^2 абсолютное значение сечения рождения очарованных частиц падает, но относительный его вклад в полное сечение растет

$$R_{\text{diff}} = \frac{\sigma_{\text{diff}}^c}{\sigma_{\text{diff}}^{\text{tot}}} \sim \frac{(Q^2 + m_\rho^2)^2}{(Q^2 + m_c^2)^2}, \quad (6.51)$$

где зависимость от Q^2 связана с пропагаторами векторных частиц. При $Q^2 = 1 \text{ ГэВ}^2$ отношение R_{diff} увеличивается, согласно (6.51), примерно в 7 раз по сравнению со своим значением при $Q^2 = 0$.

Однако доверять оценке (6.51) буквально нельзя, поскольку модель векторной доминантности неудовлетворительно описывает зависимость полного сечения от Q^2 : согласно модели оно падает, как Q^{-4} , а экспериментально, как Q^{-2} .

Важно подчеркнуть поэтому, что рост с Q^2 относительного вклада в полное сечение от рождения очарованных частиц не связан с конкретной моделью, использованной выше, а носит более общий характер. К аналогичному выводу можно прийти, например, рассматривая соотношение (6.12). Как пояснялось выше (см. стр. 293), скейлинговое поведение сечения электроорождения означает, что при больших энергиях интеграл в пра-

вой части (6.12) хорошо сходится и определяется подынтегральным выражением вблизи нижнего предела. В результате сечение взаимодействия виртуального фотона (или W -бозона) пропорционально Q^{-2} для обычных частиц и $(Q^2 + m_c^2)^{-1}$ для очарованных частиц, поскольку в последнем случае интегрирование по массе κ начинается с m_c . Тогда

$$R_{\text{diff}} \sim \frac{Q^2 + m_p^2}{Q^2 + m_c^2} \quad (6.52)$$

Измерение зависимости от Q^2 отношения R_{diff} , видимо, может служить проверкой того, действительно ли работает механизм дифракционного рождения.

В связи с обсуждением модели обобщенной векторной доминантности отметим, что оценки абсолютной величины сечения при $Q^2 = 0$ здесь в m_p^2/m_c^2 раз меньше, чем в модели обычной векторной доминантности. Причина заключается в том, что, согласно модели, сечение рассеяния векторного мезона падает с его массой. Согласно партонной модели также возникает фактор m_p^2/m_c^2 , но он связан не собственно с массой векторной частицы, а с большим сходом с массовой поверхности.

В модели обобщенной векторной доминантности можно дать следующую грубую оценку сечения рождения очарованных частиц:

$$\frac{\sigma_{\text{diff}}^c}{\sigma_{\text{diff}}^{\text{tot}}} \sim \frac{1}{4} \frac{\langle Q^2 \rangle + m_p^2}{\langle Q^2 \rangle + m_c^2}, \quad (6.53)$$

где $\langle Q^2 \rangle$ — среднее значение квадрата переданного импульса в дифракционных процессах, и мы сохранили прежние оценки для сечений взаимодействия кварков. Обычно считают, что дифракционное рассеяние характеризуется значениями скейлинговой переменной $x \lesssim 0,1$. Учитывая, что $x = Q^2/2m\nu$ и для нейтринных взаимодействий среднее значение $\langle \nu \rangle$ равно примерно $1/2 E_\nu$, получаем в качестве оценки $\langle Q^2 \rangle \approx 0,025 \cdot 2m_N E_\nu$.

г) Сечение рождения очарованных частиц в партонной модели. Рассмотрим рождение очарованных частиц в рамках партонной модели более подробно. Если пренебречь массами очарованных частиц, то сечение записывается аналогично обычному случаю:

$$\frac{d^2\sigma^c(\nu N)}{dx dy} = \frac{G^2 s}{2\pi} \{ \sin^2 \theta_C [n(x) + p(x)] + \cos^2 \theta_C \cdot 2[\lambda(x) + (1-y)^2 \bar{c}(x)] \}, \quad (6.54)$$

где $n(x)$, $p(x)$, $\lambda(x)$, $\bar{c}(x)$ — функции распределения n -, p -, λ - и $\bar{c}$ -партонов в нуклоне, $y = \nu/E_\nu$, $x = Q^2/2m_N \nu$, $s = 2m_N E_\nu$, θ_C — угол Кабиббо.

Если проинтегрировать сечение (6.54) по x и y , то получим

$$\frac{\sigma^c(\nu N)}{\sigma_{\text{tot}}(\nu N)} = \frac{P(\lambda) + (1/3)P(\bar{c}) + (1/2)\text{tg}^2 \theta_C [P(n) + P(p)]}{(1/2)[P(p) + P(n) + (1/3)P(\bar{p}) + (1/3)P(\bar{n})]}, \quad (6.55)$$

где $P(q)$ — полный импульс партонov соответствующего типа.

Как уже упоминалось, о функции распределения $\lambda(x)$ ($\bar{c}(x)$) экспериментально почти ничего не известно. Рождение очарованных частиц будет первым экспериментом, чувствительным к примеси λ -партонov в нуклоне. Остановимся кратко на различных теоретических оценках $\lambda(x)$.

1) Можно предположить, что доля импульса, приходящаяся на λ -партон, пропорциональна доле импульса, приходящейся на K -мезоны в инклюзивном рождении в сильных взаимодействиях. При этом используется образ нуклона, диссоциирующего в вакууме на лидирующий нук-

лон и π -, K -мезоны. В адрон-адронных столкновениях с малой передачей импульса вакуумная флуктуация переходит в обычные адроны, а в глубоконеупругих процессах фотон (или W -бозон) взаимодействует с составляющими адроны кварками. Импульс λ -кварков тогда пропорционален импульсу K -мезонов:

$$\frac{P(\lambda)}{P(\bar{n})} \approx \frac{P(\lambda)}{P(\bar{p})} \approx \frac{P(K)}{P(\pi)} \sim \frac{1}{5} - \frac{1}{10}. \quad (6.56)$$

Нельзя, однако, исключить того, что конечное адронное состояние в сильных взаимодействиях обедняется K -мезонами при распаде резонансов или тяжелых кластеров. Эти распады происходят за относительно большие времена, большие чем время глубоконеупругого столкновения. Поэтому часто пользуются и другими оценками.

2) Для оценки примеси λ -кварков можно воспользоваться соотношениями типа (6.6):

$$\frac{\lambda(x)}{\bar{n}(x)} \approx \frac{\lambda(x)}{p(x)} \approx \frac{\sigma(\lambda N)}{\sigma(\bar{p}N)} \approx \frac{\sigma(\psi N)}{\sigma(\rho N)} \sim \frac{1}{2,5}. \quad (6.57)$$

Действительно, в брейтовской системе координат сечение глубоконеупругого процесса выражается через плотность партонов $\bar{p}(x)$, $\bar{n}(x)$ или $\lambda(x)$. В лабораторной системе то же сечение выражается через амплитуду рассеяния кварка. Из требования эквивалентности этих двух подходов следует, что содержание партонов какого-либо сорта в нуклоне пропорционально сечению взаимодействия этих партонов с нуклонами $\sigma(\bar{p}N)$, $\sigma(\bar{n}N)$, $\sigma(\lambda N)$. Используя, далее, аддитивную кварковую модель, можно выразить сечение взаимодействия кварков через сечения взаимодействия адронов, например $\sigma(\psi N)$, $\sigma(\rho N)$.

Известно, однако, что такого рода соотношения могут довольно сильно нарушаться при доступных энергиях. Например, близкие рассуждения приводят к выводу о равенстве всех полных адронных сечений¹⁵.

3) Наконец, простейшая возможность оценки примеси λ -кварков состоит в предположении, что «море» партонных пар $SU(3)$ -симметрично, т. е. что

$$\bar{n}(x) = \bar{p}(x) = \lambda(x) = \bar{\lambda}(x). \quad (6.58)$$

В рамках этого предположения были проведены детальные модельные расчеты функций распределения партонов. При этом использовались дополнительные предположения, в частности, дуальность. Укажем, например, работу²⁶ и приведем простейшие аналитические выражения, предложенные Фаррар (цитируется по⁹⁶):

$$\begin{aligned} p(x) &= \frac{0,2(1-x)^7}{x} + \frac{1,89(1-x)^7}{x^{1/2}} + 5(1-x)^3, \\ n(x) &= \frac{0,2(1-x)^7}{x} + \frac{1,03(1-x)^7}{x^{1/2}} + 5(1-x)^3, \\ \bar{p}(x) = \bar{n}(x) = \lambda(x) = \bar{\lambda}(x) &= \frac{0,2}{x}(1-x)^7. \end{aligned}$$

Из изложенного выше следует, что вклад λ -кварков здесь, видимо, завышен по отношению к $\bar{n}$ -, p -кваркам.

д) Рождение очарованных частиц нейтральными токами. До сих пор мы обсуждали только рождение очарованных частиц заряженными токами. Возможны также процессы образования новых частиц в нейтринных реакциях за счет нейтральных токов.

Соответствующий член в гамильтониане был выписан выше (см. (6.43)) в рамках модели Вайнберга — Салама.

Векторная часть слабого тока пропорциональна электромагнитному току очарованных частиц, и соответствующий вклад в сечение может быть выражен через сечение электророждения очарованных частиц. Мы предположим, что сечение электророждения зависит от Q^2 , как $\sigma_V^2(Q^2) = \frac{m_\psi^2}{Q^2 + m_\psi^2} \sigma_V^c(0)$ (см. обсуждение на стр. 297). Для матричного элемента аксиального тока предположим для простоты, что он равен матричному элементу векторного тока. Такое допущение оправдано в партонной модели при больших передачах импульса и энергии.

Таким образом, можно получить

$$\frac{1}{2} (\sigma_{vN}^c + \sigma_{\bar{v}N}^c) = \frac{3G^2}{32\pi^3\alpha} [(-\cos^2 \theta_W + \frac{5}{3} \sin^2 \theta_W)^2 + 1] m_\psi^2 m_N E \sigma_V^c(Q^2 = 0). \quad (6.59)$$

К сожалению, полное сечение фоторождения очарованных частиц также неизвестно экспериментально (в разделе 3 этой главы были приведены различные теоретические оценки). Если принять наиболее оптимистическую оценку (6.33):

$$\sigma_V^c(Q^2 = 0) = 10^{-2} \sigma_V^{\text{tot}} \quad (Q^2 = 0), \quad (6.60)$$

то

$$\sigma_V^c \sim 0,1 \sigma_V^{\text{tot}} \quad (6.61)$$

и сечение рождения очарованных частиц нейтральными токами довольно велико.

Однако вывод (6.61) не совсем последователен. Действительно, соотношение (6.60) было получено в рамках модели векторной доминантности. Партонная модель приводит, видимо, к сечению, в несколько раз меньшему, т. е. $\sigma_V^c \sim 10^{-2} \sigma_V^{\text{tot}}$. С другой стороны, в рамках модели векторной доминантности непоследовательно удерживать вклад аксиального тока²⁵. Если $\sin^2 \theta_W \sim 0,3$, то это обстоятельство уменьшает оценку (6.61) примерно в 6 раз.

Таким образом, более вероятным кажется, что сечение рождения косых частиц не превышает 1—2% полного

$$\sigma_V^c \lesssim 10^{-2} \sigma_V^{\text{tot}}. \quad (6.62)$$

Приведем оценку сечения образования ψ -мезонов (см. также²⁵)

$$\frac{1}{2} [\sigma(vN \rightarrow \psi X) + \sigma(\bar{v}N \rightarrow \bar{\psi} X)] \approx 6 \cdot 10^{-42} E \text{ см}^2, \quad (6.63)$$

где энергия нейтрино (антинейтрино) измеряется в Гэв. Видно, что ожидаемое сечение рождения ψ -мезонов в нейтральных токах мало. Экспериментально рождение ψ в нейтринных реакциях наблюдается не было.

е) Учет масс очарованных частиц. Для сравнения численных оценок с опытом при достигнутых энергиях было бы важно учесть пороговые эффекты. Обычно массой партонов пренебрегают. В качестве первого приближения удержим теперь массу очарованного кварка, а обычные партоны будем по-прежнему считать безмассовыми.

Если нейтрино сталкивается с партоном, несущим долю x' импульса нуклона, то закон сохранения выглядит следующим образом:

$$q + p_N x' = p_c, \quad (6.64)$$

где q — переданный адронам импульс, p_c — импульс образовавшегося очарованного кварка.

Квадрируя (6.64), получаем

$$x' = \frac{Q^2 + m_c^2}{2m_N v}, \quad (6.65)$$

где массу очарованного кварка мы заменили на массу самой легкой очарованной частицы m_c (в дальнейшем мы принимаем $m_c = 2 \text{ ГэВ}$). Комбинация $x' = (Q^2 + m_c^2)/2m_N v$ естественно возникает и при рассмотрении времени жизни виртуального состояния адронов, в которое переходит W -бозон, так что выражение (6.65), возможно, имеет смысл.

Тогда вместо (6.54) получаем

$$\sigma_{\nu N}^c = \frac{G^2 s}{2\pi} \int_{m_c^2/s}^1 x' \left(1 - \frac{m_c^2}{sx'}\right)^2 \{2\lambda(x') \cos^2 \theta_C + [n(x') + p(x')] \sin^2 \theta_C\} dx', \quad m_c^2/sx' \leq y \leq 1, \quad (6.66)$$

где множитель, зависящий от m_c , возникает из выражения для сечения процесса $\nu\lambda \rightarrow \mu c$, если удержать массу c -кварка, а остальными массами пренебречь (мы пренебрегли также примесью s -кварков в нуклоне).

Экспериментально часто измеряют дифференциальное сечение $d\sigma/dQ^2$. Для $d\sigma^c/dQ^2$ можно получить следующее выражение:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^c}{dQ^2} = \frac{G^2}{\pi} \cos^2 \theta_C \int_{(Q^2 + m_c^2)/s}^1 \left(1 - \frac{m_c^2}{sx'}\right) \lambda(x') dx' + \\ + \frac{G^2}{2\pi} \sin^2 \theta_C \int_{(Q^2 + m_c^2)/s}^1 \left(1 - \frac{m_c^2}{sx'}\right) [n(x') + p(x')] dx'. \end{aligned} \quad (6.67)$$

Второй член здесь отвечает взаимодействию с валентными партонами и дает вклад только в нейтринные, но не антинейтринные сечения. Первый член описывает рассеяние на парах кварков $\lambda\bar{\lambda}$ (для нейтрино входит функция распределения λ -партонов, для антинейтрино — $\bar{\lambda}$ -партонов).

В заключение этого раздела приведем численные оценки сечения рождения очарованных частиц для нейтринного эксперимента в Батавии, в котором ведутся поиски специфических нарушений скейлинга, связанных с рождением тяжелых частиц. В качестве характерных значений кинематических переменных выберем $s = 80 \text{ ГэВ}^2$ и $Q^2 = 1,4 \text{ ГэВ}^2$:

$$\frac{d\sigma^c}{dQ^2} / \frac{d\sigma^{\text{tot}}}{dQ^2} = \begin{cases} 0,09, & s = 80 \text{ ГэВ}^2, \quad Q^2 = 1 \text{ ГэВ}^2, \\ 0,1, & s = 80 \text{ ГэВ}^2, \quad Q^2 = 4 \text{ ГэВ}^2 \end{cases} \quad (6.68)$$

в пучке нейтрино и

$$\frac{d\sigma^c}{dQ^2} / \frac{d\sigma^{\text{tot}}}{dQ^2} = \begin{cases} 0,08, & s = 80 \text{ ГэВ}^2, \quad Q^2 = 1 \text{ ГэВ}^2, \\ 0,1, & s = 80 \text{ ГэВ}^2, \quad Q^2 = 4 \text{ ГэВ}^2 \end{cases} \quad (6.69)$$

в пучке антинейтрино. Для оценки мы воспользовались модельными расчетами плотности партонов, выполненными в работе²⁶⁶ в предположении $\lambda(x) = \bar{\lambda}(x) = \bar{n}(x) = \bar{p}(x)$, которое, видимо, завышает плотность $\lambda, \bar{\lambda}$.

ж) Сравнение теоретических предсказаний с опытными данными. Как уже упоминалось в гл. III, в нейтринных экспериментах в Батавии обнаружены некоторые новые явления:

рождение мюонных пар, нарушение скейлинга. Хотя, разумеется, эти явления могут и не иметь отношения к рождению очарованных частиц, кажется естественным сравнить теоретические ожидания с первыми экспериментальными наблюдениями.

Если принять, что образование мюонных пар действительно связано с рождением и последующим распадом очарованных частиц, то наблюдаемая величина эффекта отвечает тому, что вероятность лептонного распада очарованных частиц довольно велика. Если сечение рождения очарованных частиц составляет примерно 5% от полного, то вероятность лептонного распада равна $\sim 20\%$.

Теоретически трудно понять наблюдаемый эффект нарушения скейлинга. В работе ²⁷ изучалось распределение по эффективной массе адронов, образовавшихся в $\bar{\nu}N$ -столкновениях, и обнаружен избыток событий с массой адронов $W > 5 \text{ Гэв}$ ($W^2 \approx 2m\nu$). Если отнести этот избыток за счет рождения очарованных частиц, то

$$\frac{d\sigma^c}{dQ^2} \bigg/ \frac{d\sigma_{\text{tot}}}{dQ^2} \bigg|_{Q^2 \lesssim 1 \text{ Гэв}^2} \sim 100\%, \quad \frac{d\sigma^2}{dQ^2} \bigg/ \frac{d\sigma_{\text{tot}}}{dQ^2} \bigg|_{Q^2 \sim 4 \text{ Гэв}^2} \sim 50\%. \quad (6.70)$$

Видно, что теоретические оценки (6.69) сильно расходятся с данными.

Во-первых, относительный вклад сечения рождения тяжелых частиц падает с Q^2 , а не растет. Теоретически это можно понять только как пороговый эффект, и тогда с ростом энергии эффект может вырасти. Во-вторых, величина эффекта значительно превышает оценки.

з) **Модели с «лишними» кварками.** Самая естественная интерпретация результатов работы ²⁷ — рождение новых частиц на валентных партонах с большой, т. е. не содержащей $\sin \theta_c$, константой связи. Тогда можно понять величину эффекта, но необходимо отказаться от модели с четырьмя кварками p , n , λ , c .

Если принять формулы для сечений рождения тяжелых частиц в партонной модели, полученные выше, то предположение о рождении новых частиц на валентных партонах может быть проверено по виду $d\sigma/dQ^2$, или спектра инвариантных масс адронов, рождающихся в $\bar{\nu}N$ -столкновениях. Для сравнения с опытом необходимо соотношения типа (6.67) проинтегрировать по экспериментальному спектру энергии антинейтрино. Мы не будем проводить детального сравнения теории с опытом, учитывая предварительный характер данных, а обратимся к некоторым общим свойствам моделей с очарованными кварками.

Ясно, что в теорию можно ввести больше чем четыре кварка. Например, дублеты по группе слабых взаимодействий $SU(2)_W$ в модели Вайнберга — Салама могли бы иметь следующий вид:

$$(p, n_1), (p', n_2), (p'', n_3) \quad (6.71)$$

где p, p', p'' — протонный кварк и два новых кварка с зарядом $2/3$, n_1, n_2, n_3 — комбинации полей с зарядом $-1/3$. Таким образом, помимо обычных p -, n -, λ -кварков вводятся три новых, p', p'', n' .

Известные кварки могли бы также входить не в дублеты, а в триплеты по группе $SU(2)_W$:

$$(p, n_\theta, \Delta), (p', \lambda_\theta, \Delta'), \quad (6.72)$$

где $n_\theta = n \cos \theta_c + \lambda \sin \theta_c$, $\lambda_\theta = \lambda \cos \theta_c - n \sin \theta_c$, Δ, Δ' — новые кварки с зарядом $-4/3$.

Выбор представлений группы $SU(2)_W$ в виде (6.71) или (6.72) обеспечивает отсутствие нейтральных $\bar{\lambda}n$ токов в первом порядке по слабому

взаимодействию и их подавление во втором порядке, как в модели четырех кварков. Рецепт построения моделей, не содержащий $\lambda\lambda$ -переходы, прост: все линейно независимые комбинации кварков с одинаковыми зарядами должны входить в одинаковые мультиплеты по группе слабых взаимодействий.

Как правило, помимо новых кварков необходимо вводить новые лептоны. Это требование связано с наблюдаемой на опыте универсальностью констант бета-распада нейтрона и мюона. Поскольку в калибровочных теориях константы связи вычисляются однозначно, то для объяснения универсальности слабой константы необходимо, чтобы мультиплеты адронов и лептонов были устроены одинаково. Введение новых кварков требует поэтому введения новых лептонов.

Исключение из этого правила было указано Барнетом²⁸, который предположил, что в опыте²⁷ проявляется взаимодействие с правыми кварками. К обычным двум дублетам (p, n_0) и (p', λ_0) добавляются дублеты

$$(p_R, n'_R \cos \varphi + \lambda'_R \sin \varphi) (p'_R, n'_R \sin \varphi - \lambda'_R \cos \varphi), \quad (6.73)$$

где n', λ' — новые кварки, а индекс R указывает на то, что взаимодействие имеет не $V - A$ -форму, как обычно, а $V + A$. Новых лептонов в этом случае вводить не надо, и универсальность константы слабого взаимодействия спасена здесь тем, что правые лептоны и кварки играют существенно разную роль.

Спектроскопия ψ -мезонов и очарованных частиц в модели с шестью кварками была рассмотрена Харари²⁹. Из общих свойств моделей с «лишними» кварками здесь отметим только, что предсказывается большее, чем в модели четырех кварков, асимптотическое значение отношения

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{адроны})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)},$$

и странные частицы могут теперь не образовываться в результате распада очарованных мезонов и барионов.

Отношение к модели с лишними кварками в дальнейшем будет зависеть, видимо, от развития экспериментальных данных.

VII. ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

В настоящее время (март 1975 г.) эксперимент еще не сказал решающего слова о теоретических моделях, которые мы обсуждали. Что будет, если он подтвердит идеи, лежащие в основе кварковой интерпретации ψ -мезонов?

Открытие α -, β -, γ -лучей в конце прошлого века положило начало исследованиям сильного, слабого и электромагнитного взаимодействий элементарных частиц при высоких энергиях. С тех пор исследования в этих трех областях были взаимосвязаны как в экспериментальном, так и в теоретическом отношениях. Достаточно напомнить, например, историю создания квантовой электродинамики Дираком и теории слабого взаимодействия Ферми.

Однако только в последнее десятилетие появилась надежда на создание единой теории всех взаимодействий элементарных частиц. Если эксперименты действительно подтвердят существование очарованных частиц, то это будет означать, что такие надежды имеют серьезное основание.

Открытия области странных частиц четверть века тому назад и области резонансов 15 лет тому назад необычно расширили наши представления о мире адронов. Однако теоретическое значение этих открытий в то время было неясно. В отличие от этого, открытие очарованных частиц,

если они будут открыты, может ознаменовать вступление в такую фазу физики элементарных частиц, которая аналогична фазе создания единой квантовой теории атомов и молекул 50 лет тому назад.

Даже в том случае, если очертания будущей единой теории элементарных частиц, видимые сегодня, — это всего лишь мираж, даже в этом наиболее скромном варианте — открытие суперзаряженных частиц очень далеко продвинет нас в понимании целого ряда явлений. К ним относятся слабые нейтральные токи, правило $\Delta T = 1/2$ в нелептонных распадах, нарушение CP -инвариантности, запрет Цвейга, характер сильных взаимодействий на малых расстояниях.

Институт теоретической и экспериментальной физики,
Москва

ЛИТЕРАТУРА

К главе I

1. J. J. Aubert et al., Phys. Rev. Lett. **33**, 1404 (1974).
2. J. E. Augustin et al., *ibid.*, p. 1406.
3. J. H. Christenson, G. S. Hicks, L. M. Lederman, P. J. Lemon, P. G. Pope, E. Zavattini, Phys. Rev. **D8**, 2016 (1973).
4. B. Richter, in: Proc. of 17th Intern. Conference on High Energy Physics. Rutherford Pub., 1974, p. IV-37.
5. Дж. Д. Бьеркен, В. Л. Иоффе, УФН **116**, 115 (1975).
6. C. Bacci et al., Phys. Rev. Lett. **33**, 1408 (1974).
7. G. S. Abrams et al., *ibid.*, p. 1453.
8. В. Л. Иоффе, В. А. Хозе, лекции на Школе физики в Ереване (1971), Препринт ЕрФИ ЕФИ-ТФ.И(72), Ереван, 1972.
9. А. Д. Долгов, В. И. Захаров, Письма ЖЭТФ **19**, 361 (1974).
10. M. K. Gaillard, B. W. Lee, J. L. Rosner, Rev. Mod. Phys. **47**, 277 (1975).
11. C. E. Carlson, P. G. O. Freund, Phys. Lett. **B39**, 349 (1972).
12. Л. В. Окунь, Слабое взаимодействие элементарных частиц, М., Физматгиз, 1963.
13. Ц. Ли, Ц. Ву, Слабые взаимодействия, М., «Мир», 1968.
14. В. Л. Иоффе, УФН **110**, 357 (1973).
15. S. L. Glashow, J. I. Iliopoulos, L. Maiani, Phys. Rev. **D2**, 1285 (1970).
16. Л. В. Окунь, Слабое взаимодействие и унитарная симметрия («Итоги науки»), М., Изд. ВИНТИ, 1965.
17. M. Gell-Mann, in: Proc. of 16th Intern. Conference on High Energy Physics, NAL, Batavia, 1972, p. 333.

К главе II

1. J. E. Augustin et al., Phys. Rev. Lett. **33**, 1406 (1974).
2. G. S. Abrams et al., *ibid.*, p. 1453.
3. A. M. Boyarski et al., Preprint SLAC-PUB-1572, LBL-3695, April 1975.
4. C. S. Abrams et al., Phys. Rev. Lett. **34**, 1181 (1975).
5. G. Feldman, M. Perl, Phys. Rept. (1975) (в печати).
6. C. Bacci et al., Phys. Rev. Lett. **33**, 1408 (1974).
7. a) L. Griegie et al., Phys. Lett. **B53**, 489 (1975).
b) W. Braunschweig et al., *ibid.*, p. 493.
8. J. E. Augustin et al., Phys. Rev. Lett. **34**, 233 (1974).
9. В. Н. Байер, В. С. Фадин, Phys. Lett. **B27**, 233 (1968); Письма ЖЭТФ **21**, 345 (1975).
10. J. Bonneau, F. Martin, Nucl. Phys. **B27**, 381 (1971).
11. J. D. Jackson, Radiation Corrections and Resonance Parameters in e^+e^- Annihilation (SLAC Theory Workshop of the ψ). Preprint SLAC-PUB-1515 (1974).
12. D. R. Yennie, Phys. Rev. Lett. **34**, 239 (1975).
13. Я. И. Азимов, А. И. Вайнштейн, Л. Н. Липатов, В. А. Хозе, Письма ЖЭТФ **21**, 378 (1975).
14. В. В. Бажанов, Г. П. Пронько, Л. Д. Соловьев, лекции на VIII школе по физике высоких энергий, Ереван, 1975; Письма ЖЭТФ **21**, 673 (1975).
15. M. Bernardini et al., Phys. Lett. **B46**, 261 (1973).
16. M. Castellano et al., Nuovo Cimento **A14**, 1 (1973).
17. М. Б. Волошин, Письма ЖЭТФ **21**, 733 (1975).

К главе III

1. J. J. Aubert et al., Phys. Rev. Lett. **33**, 1404 (1974).
2. C. S. Abrams et al., *ibid.*, p. 1453.
3. В. Кнапп et al., *ibid.* **34**, 1040 (1975).
4. Reports to the Intern. Conference on Physics, Paris, March 1975.
5. В. Кнапп et al., Phys. Rev. Lett. **34**, 1044 (1975).
6. J. T. Dakin et al., Phys. Lett. (в печати).
7. А. Бенвентуни et al., Phys. Rev. Lett. **34**, 419 (1975).
8. В. С. Барिश, Report to the Intern. Conference on Neutrino Physics, Paris, March 1975.
9. CERN Courier **4**, 103 (1975).
10. Е. Г. Саззولي et al., Phys. Rev. Lett. **34**, 1125 (1975).
11. А. Бенвентуни et al., *ibid.* **33**, 597.

К главе IV

Обзоры

- Р. Р. Феупман, Photon-Hadron Interactions, N. Y., W. A. Benjamin, Inc., 1972.
- Н. Нагари, ψ chology. Preprint SLAC, November 1974.
- Я. Коккедэ, Теория кварков. М., «Мир», 1971.
- М. F. Gaillard, В. М. Lee, L. L. Rosner, Rev. Mod. Phys. **47**, 277 (1975).
- Л. Б. Окунь, Адроны и кварки, М., Изд. МИФИ, 1974.

Цвет (ранние работы)

- О. W. Greenberg, Phys. Rev. Lett. **13**, 598 (1964).
- М. Y. Han, Y. Nambu, Phys. Rev. **B139**, 1038 (1965).
- Y. Nambu, in: Preludes in Theoretical Physics, Amsterdam, North-Holland, 1966, p. 133.
- Н. Н. Боголюбов, В. А. Матвеев, Нгуен Ван Хьеу, Д. Стоянов, Б. В. Струминский, А. Н. Тавхелидзе, В. П. Шелест, в кн. Вопросы физики элементарных частиц, вып. 5, Ереван, Изд. АН Арм. ССР, 1966, стр. 406.
- А. Тавхелидзе, in: Proc. of the Seminar on High Energy Physics and Elementary Particles (Trieste 1965), Vienna, IAEA, 1965, p. 763.
- Y. Miyamoto, Progr. Theor. Phys., Suppl. Extra No., 187 (1965).
- М. Gell-Mann, Quarks. CERN Preprint TH-1543 (1972).

Поиски кварков

- Л. Г. Ландсберг, УФН **109**, 569 (1973).
- L. W. Jones, Phys. Today, May 1973, p. 30.
- Г. М. Кукавадзе, Л. Я. Мемелова, Л. Я. Суворов, ЖЭТФ **47**, 1777 (1964).
- T. Alväger, Т. А. Науманн, Phys. Lett. **B24**, 647 (1967).
- Я. Б. Зельдович, Л. Б. Окунь, С. Б. Пикельнер, УФН **87**, 115 (1965).
- Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, Релятивистская астрофизика, М., «Наука» 1967.
- А. Д. Сахаров, Письма ЖЭТФ **5**, 32 (1967).
- J. C. Pati, A. Salam, Phys. Rev. Lett. **31**, 661 (1973).
- F. Reines, M. G. Crouch, University of California Preprint UCI-LO-P-19-84 (1974).
- H. S. Gurr, W. R. Kropp, F. Reines, B. S. Noyer, Phys. Rev. **158**, 1321 (1967).

Цветные глюоны

- Y. Nambu, in: Preludes in Theoretical Physics, Amsterdam, North-Holland 1966, p. 133.
- H. D. Politzer, Phys. Rept. **C14**, 129 (1974).
- A. D. Dolgov, L. B. Okun, V. I. Zakharov, Phys. Lett. **B27**, 258 (1973).
- H. Fritsch, M. Gell-Mann, H. Leutwyler, *ibid.*, p. 365.
- Y. Nambu, Models Concerning the Chemical Structure of Hadrons, Preprint EFI 73/24, Chicago, 1973.
- Y. Nambu, М. Хан, Three Triplets, Paraquarks and Colored Quarks. Preprint E. FI 73/27, Chicago, 1973.
- А. Д. Долгов, В. И. Захаров, Л. Б. Окунь, ЯФ **20**, 199 (1974).

ψ — цветные мезоны?

- А. А. Ансельм, Д. И. Дьяконов, Письма ЖЭТФ **21**, 239 (1975).
 С. Б. Герасимов, А. Б. Говорков, *ibid.*, стр. 306.
 Л. Э. Волковицкий, В. И. Захаров, А. Б. Кайдалов,
 Л. Б. Окунь, *ibid.*, стр. 298.
 М. Крамер, D. Schildknecht, F. Steiner, Preprint DESY 74/64.

Чарм (ранние работы)

- J. D. Bjorken, S. L. Glashow, Phys. Lett. **11**, 255 (1964).
 Y. Nara, Phys. Rev. **B134**, 701 (1964).
 P. Tarjanne, V. L. Teplitz, Phys. Rev. Lett. **11**, 447 (1963).
 D. Amati, H. Vasny, J. Nuys, J. Prentki, Phys. Lett. **11**, 190 (1964).
 В. В. Владимирский, Симметрия $SU(4)$. Препринт ИТЭФ № 262, Москва, 1964; Симметрия сильных взаимодействий и группа $SU(4)$. Препринт ИТЭФ № 290, Москва, 1964; Вырожденная SU_4 -симметрия сильных взаимодействий. Препринт ИТЭФ № 353, Москва, 1965.
 А. Салам, Симметрия сильных взаимодействий (рапортерский доклад в Дубне, 1964). Дополнение к книге К. Нишиджимы «Фундаментальные частицы», М., «Мир», 1965, стр. 429.
 L. Okun, Phys. Lett. **12**, 250 (1964).

Теория чармония

- C. E. Carlson, P. G. O. Frund, Phys. Lett. **B39**, 349 (1972).
 T. Appelquist, H. D. Politzer, Phys. Rev. Lett. **34**, 41 (1975).
 A. De Rujula, S. L. Glashow, *ibid.*, p. 46.
 T. Appelquist, A. De Rujula, H. D. Politzer, S. L. Glashow, *ibid.*, p. 365.
 B. J. Harrington, S. Y. Park, A. Yildiz, *ibid.*, p. 168.
 E. Eichten, K. Gottfried, T. Kinoshita, K. Kogut, K. D. Lane, T. M. Yan, *ibid.*, p. 369.
 J. Kogut, L. Susskind, *ibid.*, p. 767.
 А. А. Комар, Письма ЖЭТФ **21**, 298 (1975).

Слабые взаимодействия очарованных частиц

- S. L. Glashow, J. Iliopoulos, L. Maiani, Phys. Rev. **D2**, 1285 (1970).
 C. Bouchiat, J. Iliopoulos, Ph. Meyer, Phys. Lett. **B38**, 51 (1972).
 Б. Л. Иоффе, УФН **110**, 357 (1973).
 А. И. Вайнштейн, И. Б. Хриплович, УФН **112**, 685 (1974).
 Б. Л. Иоффе, Е. П. Шабалин, ЯФ **6**, 828 (1967).
 R. L. Kingsley, S. B. Treiman, F. Wilzek, A. Zee, Phys. Rev. **D11**, 1919 (1975).
 M. K. Gaillard, B. W. Lee, Phys. Rev. Lett. **33**, 108 (1974).
 G. Altarelli, L. Maiani, Phys. Lett. **B52**, 351 (1974).
 G. Altarelli, N. Cabibbo, L. Maiani, Nucl. Phys. **B88**, 285 (1975).
 М. В. Волошин, В. И. Захаров, Л. Б. Окунь, Письма ЖЭТФ **21**, 403 (1975).
 М. В. Волошин, В. И. Захаров, Л. Б. Окунь ЯФ **22**, 166 (1975).
 L. B. Okun, B. M. Pontecorvo, V. I. Zakharov, Препринт ОИЯИ Е2-8530, Дубна, 1975; Lett. Nuovo Cimento **13**, 218 (1975).
 B. A. Arbuzov, S. S. Gerstein, V. N. Folomeshkin, Preprint ИИЕР СТФ 75-11, Serpukhov, 1975.

Массовые формулы для очарованных частиц

- А. Д. Сахаров, Письма ЖЭТФ **21**, 554 (1975).
 S. Okubo, V. C. Mathur, S. Borchardt, Phys. Rev. Lett. **34**, 236 (1975).

Модели с числом кварков больше 12

- R. M. Barnett, Phys. Rev. Lett. **34**, 41 (1975).
 A. Soni, *ibid.*, p. 352.
 M. Suzuki, Phys. Lett. **B56**, 165 (1975).
 H. Harari, *ibid.* **B57**, 265.

К главе V

1. а) T. Ericson, S. L. Glashow, Phys. Rev. **B133**, 130 (1964).
 G. Feinberg, *ibid.* **B134**, 1295.
 б) S. Okubo, C. Ryan, R. E. Marshak, Nuovo Cimento **34**, 753, 759 (1964).

- R. E. Marshak, в кн. Проблемы теоретической физики (к 60-летию Н. Н. Боголюбова), М., «Наука», 1969, стр. 232.
- а) T. Appelquist, J. D. Bjorken, Phys. Rev. **D4**, 3726 (1971).
2. Б. Л. Иоффе, УФН **110**, 357 (1973).
3. В. Кнапп et al., Phys. Rev. Lett. **34**, 1044 (1975).
4. В. Кнапп et al., ibid., p. 1040.
5. В. И. Захаров, Б. Л. Иоффе, Л. Б. Окунь, ЖЭТФ **68**, 1635 (1975).
С. С. Герштейн, Ю. Ф. Пирогов, В. Н. Фоломешкин, ЯФ **21**, 1326 (1975).
6. A. Benvenuti et al., Phys. Rev. Lett. **34**, 419 (1975).
B. C. Barish, Report on Intern. Colloquim on Neutrino Physics at High Energy, Paris, March 1975.
7. а) T. N. Pham, B. Pire, T. N. Truong, Phys. Rev. Lett. **34**, 347 (1975).
б) R. E. Marshak, R. N. Mohapatra, ibid., p. 426.
в) A. D. Dolgov, CERN Preprint TH-1999 (1975).
8. H. T. Nieh, Tai Tsun Wu, Chen Wing Yang, Phys. Rev. Lett. **34**, 49 (1975).
9. J. Schwinger, а) ibid., p. 37; б) Phys. Rev. **D8**, 960 (1973).
10. И. С. Шапиро, УФН **109**, 431 (1973).
11. T. E. Kalogeropoulos et al., Phys. Rev. Lett. **33**, 1631, 1635 (1974).
12. A. Goldhaber, M. Goldhaber, ibid. **34**, 36 (1975).
H. P. Dürr, ibid., p. 422.
C. A. Heusch, CERN Preprint, 1975.
D. M. Tow et al., Phys. Rev. Lett. **34**, 499 (1975).
13. А. А. Тахтоджян, Л. Д. Фаддеев, ТМФ **21**, 2 (1974).
14. Я. Б. Зельдович, И. Ю. Кобzareв, Л. Б. Окунь, ЖЭТФ **67**, 3 (1974).
T. D. Lee, G. C. Wick, Phys. Rev. **D9**, 2291 (1974).
М. Б. Волошин, ЯФ **21**, 1331 (1975).
15. А. Б. Мигдал, ЖЭТФ **61**, 2209 (1971).
16. H. Nielsen, P. Olesen, Nucl. Phys. **B81**, 45 (1973).
17. А. М. Поляков, Письма ЖЭТФ **20**, 430 (1974).
G. 'tHooft, Nucl. Phys. **B74**, 276 (1974).
18. W. A. Bardeen et al., Phys. Rev. **D11**, 1094 (1975).
19. А. Е. Кудрявцев, Письма ЖЭТФ **22**, 178 (1975).
20. И. С. Шапиро, ibid, **21**, 624.
21. V. A. Kuzmin, V. M. Lobashov, V. A. Matveev, A. N. Tavkhelidze, JINR Preprint E2-8742, Dubna, 1975.

Главе VI

1. B. Richter, in: Proc. of 17th Intern. Conference on High Energy Physics, Rutherford Publ., 1974, p. IV-37.
2. Дж. Д. Бьёркен, Б. Л. Иоффе, УФН **116**, 115 (1975).
3. T. Appelquist, H. Georgi, Phys. Rev. **D8**, 4000 (1973).
A. Zee, ibid., p. 4038.
4. В. И. Захаров, Б. Л. Иоффе, Л. Б. Окунь, В. Д. Хованский, ЯФ **21**, 1064 (1975).
5. M. B. Einhorn, S. D. Ellis, Phys. Rev. Lett. **34**, 1190 (1975).
6. M. B. Green, M. Jacob, P. V. Landshoff, Preprint DAMP, 75/3 (1975).
7. J. Kirpfausz, J. Ranft, Phys. Lett. **B55**, 301 (1975).
8. R. Hagedorn, CERN Yellow Preprint 71/12 (1971).
9. а) Y. Iwasaki, Preprint of the Research Institute for Fundamental Physics, Kyoto, Kyoto University, 1975; Progr. Theor. Phys. **53**, 909 (1975).
б) D. Sivers, Preprint SLAC-PUB-1555 (1975).
10. G. Farrar, J. Rosner, Phys. Rev. **D10**, 2226 (1975).
11. а) F. J. Gilman, Phys. Rept. **C4**, 95 (1971).
б) В. Н. Грибов, ЖЭТФ **57**, 1306 (1969).
J. J. Sakurai, D. Schildknecht, Phys. Lett. **B40**, 121; **41B**, 489 (1972).
12. B. L. Ioffe, in: Proc. of the Intern. Seminar on Vector Mesons and Electromagnetic Interactions, Dubna, 1969.
13. H. Fraas, R. J. Read, D. Schildknecht, Nucl. Phys. **B86**, 346 (1975).
14. R. P. Feynman, Photon-Hadron Interactions, N. Y., Benjamin, Inc., 1972.
15. В. Н. Грибов, в кн. Элементарные частицы (Труды 1-й школы физики ИТЭФ), вып. 1, М., Атомиздат, 1975, стр. 65.

16. В. И. Захаров, Н. Н. Николаев, ЯФ **21**, 434 (1975).
 17. С. С. Герштейн, Ю. Ф. Пирогов, В. Н. Фоломешкин, *ibid.*, стр. 1326.
 18. M. R. Gaillard, B. W. Lee, J. Rosner, Rev. Mod. Phys. **47**, 112 (1975).
 19. T. Inami, Phys. Lett. **B56**, 291 (1975).
 20. C. E. Carlson, P. G. O. Freud, *ibid.* **B39**, 394 (1972).
 21. R. Carlitz, M. B. Green, A. Zee, Phys. Rev. Lett. **26**, 1515 (1971).
 22. Yu. F. Pirogov, N. L. Ter-Isaakian, Preprint EPI-76 (1974).
 23. Sh. Eremian, A. Js. Amatuni, G. G. Arakelian, A. P. Garyka, A. M. Zverev, Preprint EPT-TF-12 (1971).
 24. В. И. Захаров, Б. Л. Иоффе, Л. В. Окунь, ЖЭТФ **68**, 1635 (1975).
 25. а) В. А. Арбузов, S. S. Gerstein, V. N. Folomeshkin, Preprint ИИЕР 75-11; ЯФ **21**, 1322 (1975).
б) В. А. Арбузов, С. С. Герштейн, В. В. Лапин, В. Н. Фоломешкин, *ibid.* **22**, 173.
 26. а) R. MacElhany, S. F. Tuan, Phys. Rev. **D8**, 2267 (1973).
б) G. Altarelli, N. Cabibbo, L. Maiani, R. Petronzio, Nucl. Phys. **B69**, 531 (1974).
 27. A. Benvenuti et al., Phys. Rev. Lett. **34**, 597 (1975).
 28. M. Barnett, *ibid.*, p. 41.
 29. H. Harari, Phys. Lett. **B57**, 265 (1975).
-