

THE QUARK MODEL

J.J.J. Kokkedee

University of Nijmegen,
The Netherlands

W. A. BENJAMIN, INC.
NEW YORK · AMSTERDAM
1 9 6 9

Я. Коккедэ

Теория кварков

Перевод

А. С. ЖУКАРЕВА

Под редакцией

Д. ИВАНЕНКО

ИЗДАТЕЛЬСТВО «МИР»

МОСКВА 1971

Книга голландского теоретика Я. Коккедэ посвящена одной из самых интересных современных теорий строения материи из субчастиц — кварков. Несмотря на отсутствие прямого экспериментального подтверждения существования кварков, эта теория привела ко многим новым результатам и предсказаниям, проверенным опытом. В частности, это касается гипотезы строения так называемых адронов (мезонов и баронов) из кварков. В книге ясно и сжато излагаются основные представления теории кварков. В дополнениях приведены главные оригинальные работы, начиная с заметки Гелл-Манна, в которой впервые было высказано предположение о существовании кварков.

Книга рассчитана на широкий круг физиков, работающих в области теории элементарных частиц, а также на аспирантов и студентов, специализирующихся по теоретической физике.

Редакция литературы по физике

ЭВОЛЮЦИЯ МОДЕЛИ КВАРКОВ

Д. Иваненко

1. Унитарная симметрия и кварки

§ 1. Введение

Предложенная Гелл-Манном и Цвейгом в 1964 г. гипотеза субчастиц — кварков (q), из которых предполагаются построенными все сильно взаимодействующие частицы (адроны), т. е. барионы, мезоны и их возбужденные состояния — резонаны, мгновенно завоевала огромную популярность и вызвала многие сотни работ, большое число обзоров и рапортерских докладов на конференциях, подверглась философскому анализу и перекочевала в популярную литературу. Несомненно, это объясняется в основном следующими причинами: а) открытие примерно 30 элементарных частиц, а затем многих десятков резонансов обострило потребность отыскания немногих основных частиц или субчастиц, прежде всего для адронов; в этом отношении модель мезона, составленного из кварка и антикварка ($q\bar{q}$), и модель бариона, представляющего собой комбинацию трех кварков qqq , отвечала глубочайшей многовековой атомистической тенденции; б) математическая формулировка первоначального варианта модели кварков, основанная на унитарной симметрии $SU(3)$, весьма проста и допускает ряд довольно очевидных обобщений, прежде всего учет спина, что приводит к группе $SU(6)$ (о трудностях и усложнениях речь будет идти ниже); в) главная причина, конечно, заключается в том, что на основе наглядных предположений удалось понять классификацию адронов, пояснить и впервые рассчитать множество реакций, магнитных моментов и констант связи.

За истекшие 6 лет модель кварков прочно вошла в физику, хотя сами кварки до сих пор открыть не удалось;

ныне острота интереса к кваркам спала, дискуссии вокруг релятивизации $SU(6)$ затихли, уступив место идеям дуальности, новейшей гипотезе «партонов» и другим. Вместе с тем, отойдя, так сказать, несколько в сторону, теория кварков закрепила свои позиции, и наряду со специальными статьями, посвященными кваркам, модель кварков используется (менее явно) буквально во всех книгах, посвященных элементарным частицам, симметриям, токам, применениям теории групп к частицам, фигурирует в докладах и обзорах на всех конференциях по физике высоких энергий.

Предлагаемая советскому читателю относительно небольшая монография голландского теоретика профессора Якобуса Жана Жака Коккедэ отвечает имеющейся потребности в книге, специально посвященной кваркам. Достоинством книги является ясное физическое изложение основ кварковой модели и ее главных приложений, которому предпослано краткое математическое введение, посвященное унитарной симметрии. Коккедэ рассматривает низшие и ближайшие возбужденные состояния мезонов и барионов, магнитные моменты, процессы рассеяния и аннигиляции, убедительно трактуя их с помощью кварков.

Вместе с тем согласно стилю удачной серии «Фронтовые проблемы физики» (редактор Пайнс), в которой опубликована книга Коккедэ, в ней дается в виде дополнений перепечатка ряда оригинальных статей Гелл-Манна, Далица и других. По этим статьям читатель может войти в круг живых дискуссий и трудностей теории. Тем самым книга Коккедэ будет полезна широкому кругу читателей, как стремящихся впервые более серьезно ознакомиться с теорией кварков, так и желающих более подробно проанализировать детали. Книга и дополнения могут дать полезный материал для студенческих и аспирантских докладов.

Развитие физики последних лет побудило нас несколько изменить содержание дополнений. Во-первых, включены новая статья Коккедэ (по рекомендации автора), где рассматривается дуальность, и обзор Трефила, анализирующего выход за рамки первоначального предположения об аддитивности амплитуд рассеяния кварков (и тем самым независимости кварков в сталкивающихся

адронах). Статья Далица в оригинальном издании по предложению самого автора заменена на другую его статью, дающую удачное сжатое изложение построения семейств адронов из кварков. Ряд статей, частично уже устаревших, опущен; опущены также статьи советских авторов, которые опубликованы в доступных советскому читателю изданиях.

Необходимо указать, что некоторые новые идеи — магнитные кварки, нелинейные кварки, кварки в звездах, «партоны», связь кварков с дуальностью и экзотичностью, не нашли отражения в книге, написанной около двух лет назад; эти вопросы кратко изложены в настоящей статье, в которой дано также самое сжатое изложение истории вопроса и приведен дополнительный список литературы.

§ 2. Унитарная симметрия

Ближняя предыстория кварков связана с идеей скончавшегося в октябре 1970 г. японского физика Сакамы, предложившего строить адроны из триплета реальных частиц p , n , Λ и их античастиц, что развивало догадку Ферми — Янга о возможности построить π -мезоны, допуская какие-то сверхсильные взаимодействия между парами нуклонов и антинуклонов. Модель Сакамы позволила ориентироваться во многих реакциях, и ее алгебраическая структура привела к группе $SU(3)$. Группа $SU(2) \times Y$, отвечающая сохранению изоспина и гиперзаряда (д'Эспанья — Прентки), которая ранее также оказалась полезной, является подгруппой $SU(3)$; группа изоспина $SU(2)$ была введена в ядерную физику Гейзенбергом еще в 1932 г. Однако, когда выяснилось, что весь октет барионов (p , n , Λ , Σ^+ , Σ^0 , Σ^- , Ξ^- , Ξ^0) обладает одной и той же относительной четностью (+1) и что все его компоненты по существу подобны друг другу, модель Сакамы пришлось оставить. Существенно при этом, что внимание было вновь обращено на различные группы и алгебры Ли.

Напомним, что Киллинг и Картан классифицировали все простые компактные связные группы Ли в виде бесконечных серий классических групп и соответствующих алгебр: A_l , B_l , C_l , D_l (A_l : $SL(l+1)$) — группа

линейных преобразований, ее компактная подгруппа $SU(l+1)$ — группа унимодулярных унитарных преобразований в комплексном пространстве $(l+1)$ измерений; $B_l: SO(2l+1)$ — группа ортогональных преобразований в вещественном пространстве $(2l+1)$ измерений; $C_l: Sp(2l)$ — симплектическая группа в комплексном $2l$ -мерном пространстве; $D_l: SO(2n)$ — группа ортогональных преобразований в вещественном $2l$ -пространстве); к ним добавляются исключительные группы G_2, F_4, I_6, E_7, E_8 .

В отношении наилучших кандидатов для классификации адронов даже еще в 1962 г. конкурировали «восьмеричный путь», т. е. $SU(3)$, ведущая к представлениям $\{3\}, \{8\}, \{10\}$ (Гелл-Манн, Неэман) и G_2 (рапортерский доклад д'Эспанья на 11-й Рочестерской конференции 1962 г.). Решающим аргументом в пользу признания главной роли за $SU(3)$ явилось предсказание свойств частицы Ω^- , заполнившей последнее вакантное место в декуплете и открытой в начале 1964 г. Поскольку свободным оставался триплет, это естественно привело к гипотезе триплета кварков, но уже состоящего не из реальных частиц, а из субчастиц и субантичастиц q и \bar{q} (прапротон p' , пранейтрон n' , пралямбда-гиперон λ') с барионным зарядом $B = 1/3$ и электрическими зарядами $\pm 1/3, \pm 2/3$. Мезоны строятся из различных пар $q\bar{q}$, барионы — из троек qqq (или $\bar{q}\bar{q}\bar{q}$).

Заметим, что другая линия единой теории связана с предложением де Бройля «сливать» волновые функции частиц спина $1/2$, получая при некотором дополнительном условии волновые функции высшего спина (примером является попытка построения нейтринной теории света — Йордан, Крониг, Соколов). В известной мере развитием этого направления явилось предложение положить в основу нелинейное спинорное уравнение, где нелинейный добавок к уравнению Дирака (или Вейля) описывает самодействие и приводит к реальным частицам, как возбужденным состояниям фундаментального нелинейного спинорного поля (Гейзенберг — Дюрр, Иваненко — Бродский — Курдгелайдзе — Наумов — Мирианашвили). Ниже мы уделим внимание этой боковой линии, которая,

несмотря на глубокий подход и ряд интересных результатов, стоит еще относительно далеко от главных направлений теории элементарных частиц.

Следующим этапом теории адронов явилась статическая группа $SU(6)$, в которой комбинировались унитарный и обычный спины, подобно тому как в теории ядра Вигнер использовал $SU(4)$, комбинируя изоспин и обычный спин (Пайс, Гюрши, 1964). Отметим сразу же, что в основе всей теории кварков в конце концов лежит группа $SU(6) \times O(3)$, где $O(3)$ учитывает основное и возбужденные состояния кварков ($L = 0, 1, \dots$). Иногда вместо $SU(6)$ берут $U(6)$, учитывая группу сохранения барионного числа $U(1)$, что не меняет сути дела. Можно также взять за основу $U(6) \times U(6) \times O(3)$, где вторая группа $U(6)$, или $SU(6)$, относится к антибарионам.

Довольно быстро были предложены варианты целочисленных (не дробных) зарядов, с тремя триплетами кварков, а также трактовка кварков согласно парастатистике, допускающей, наглядно говоря, несколько фермионов в одном и том же состоянии.

Уже на этом первом этапе наряду с довольно большими успехами группы $SU(6)$ [мы не выделяем подэтапа, связанного с одной $SU(3)$] в смысле размещения барионов по мультиплетам, расчета магнитных моментов, объяснения смеси ($\omega - \phi$), установления соотношений между константами связи, сечениями реакций и ширинами, установления массовых формул Окубо и др. (при допущениях нарушения основной унитарной симметрии) и другими достижениями выяснился ряд трудностей принципиального характера и ряд ошибочных конкретных выводов.

В общем прекрасном согласии с опытом находится вывод в кварковой модели значения $3/2$ для отношения магнитных моментов μ протона и нейтрона (при допущении отсутствия аномальных моментов у кварков, или их пропорциональности дираковским магнитным моментам). К тому же результату приводит коллинеарная симметрия $SU(6)_W$, фиксирующая значение D/F . С другой стороны, $SU(3)$ не дает связи магнитных моментов p и n ввиду наличия двух независимых D - и F -связей.

Дальнейшее уточнение значений магнитных моментов μ барионов производилось при помощи алгебры токов и модели кварков, в частности довольно простым формализмом Курдгелаидзе (см. ниже).

Интересны также попытки расчетов магнитных моментов самих кварков. При этом неясно, использовать ли эффективную или свободную массу, так как для дираковской частицы внешнее скалярное поле непосредственно уменьшает значения массы, векторное же поле действует подобно электромагнитному, приводя к значению μ , не зависящему от потенциала.

Заметим, что в качестве весьма предварительной идеи обсуждалась возможность лептонных кварков, поскольку не исключена возможность применения к ним $SU(3)$ -симметрии. В самом деле, поскольку в теории адронов можно произвести классификацию, заменяя $I, Y \rightarrow J, B$ (Саката, Наумов и де Чет), то заманчиво классифицировать лептоны, опираясь на их спин J и лептонное число L вместо барионного числа (Иваненко, Наумов, Старцев, Фролов, Курсуноглу). Маршак проводит аналогию между тремя лептонами и триплетом кварков, беря за основу нелинейную спинорную теорию безмассовых кварков ($A - V$ -вариант).

§ 3. Попытки релятивизации

Следующим этапом, характерным для 1965—1966 гг., явилось множество предложений релятивизации статической группы $SU(6)$ и попытки использовать другие более сложные группы. Комбинация $SU(3)$ с дираковскими матрицами (а не с паулиевскими) приводит к алгебре $U(12) \equiv U(6, 6)$ вместо $U(6)$.

Хотя $SU(6)$ -теория дала ряд хороших физических результатов, однако существенным ее недостатком является отсутствие релятивистской инвариантности. Попытки релятивизации группы $SU(6)$ отчасти были связаны со стремлением исправить некоторые ошибочные следствия $SU(6)$ -теории [например: запрет распадов $\rho \rightarrow 2\pi$ ($s = 1 \rightarrow s = 0$), $N^* (s = 3/2) \rightarrow N\pi$ ($s = 1/2, 0$)].

Для этой цели, в частности, было предложено видоизменение спиновой независимости в сильных взаимо-

действиях: Липкин предложил вместо обычного S -спина использовать W -спин. В генераторах группы $SU(6)$ производилась соответствующая замена $S \rightarrow W$. Полученная таким образом коллинеарная группа $SU(6)_W$ является подгруппой $SU(6, 6)$; $SU(6)_W$ -теория устранила ошибку в правилах отбора, найденных на основе группы $SU(6)$, и привела к ряду новых правил отбора. Наряду с группой $SU(6)$ рассматривались и другие коллинеарные группы.

Несмотря на ряд реальных эмпирических успехов коллинеарной группы, ее узкий характер, позволяющий описывать только процессы рассеяния «вперед — назад», очевиден. Поэтому не имеет смысла обсуждать в этой связи вопросы унитарности, требующие, очевидно, включения поперечных импульсов.

В качестве одного из релятивистских обобщений группы $SU(6)$ была предложена группа $SU(6, 6)$, генераторами которой являются 15 матриц Дирака Γ^μ ($\mu = 1, 2, \dots, 15$), 8 матриц Гелл-Манна $\lambda^{(i)}$ ($i = 1, 2, \dots, 8$) и их произведения $\Gamma^\mu \lambda^{(i)}$. Генераторы γ_μ (обычные матрицы Дирака) образуют алгебру группы $SU(2, 2)$ (или локально изоморфную алгебру конформной группы), которая является некомпактной группой. Группа $SU(6, 6)$ является некомпактной 143-параметрической группой, оставляющей инвариантной билинейную форму $(\Psi + \gamma^0 \Psi)$, где $\Psi = \Psi_{\alpha a}$ ($a = 1, 2, 3, \alpha = 1, 2, 3, 4$) — вектор фундаментального представления $SU(6, 6)$. Другим релятивистским обобщением группы $SU(6)$ явилась некомпактная группа $SL(6, C)$.

Группы $SU(6, 6)$ и $SL(6, C)$ содержат подгруппу $SL(2, C)$, локально изоморфную однородной группе Лоренца, но действующую только на спиновые индексы, не затрагивая пространственных координат. В этом смысле можно говорить об их релятивистской инвариантности.

Таким образом, попытки релятивизации группы $SU(6)$ приводят к рассмотрению некомпактных групп, что оказалось связанным с нарушением унитарности S -матрицы. Кроме того, так как группы $SU(6, 6)$ и $SL(6, C)$ действуют только на спинорные и унитарные индексы, из генераторов этих групп нельзя построить все физические наблюдаемые. Было бы естественно предположить, что

группа G динамической симметрии элементарных частиц должна содержать в качестве подгруппы группу Пуанкаре P . Однако в этом случае, как показал О'Рэфертэ, частицы одного мультиплета группы G должны обладать одинаковой массой, если группа G конечного порядка. В этом направлении в качестве релятивистских обобщений группы $SU(6)$ рассматривалось множество разнообразных групп, в том числе

$$G_{SL} = P \times SL(6, C) = SL(2, C) \times \{T_4 \otimes SL(6, C)\}$$

и

$$G_n = P \times U(6, 6) = SL(2, C) \times \{T_4 \otimes U(6, 6)\},$$

где \times обозначает полупрямое произведение, а \otimes — прямое произведение групп. Использовалась также ортогональная группа $O(4, 2)$ (Барут, Клейнерт). Возможно, описание дискретного спектра масс элементарных частиц потребует рассмотрения бесконечномерных групп. Однако указанные группы, как и многие аналогичные другие группы, практически не дали никаких физических результатов.

Из предложений последнего года укажем на алгебру, порождающую спектр $U(3, 1) \times SO(3, 2)$ (Курсуноглу), схема которого обобщает спектр осциллятора и атома водорода.

§ 4. Классификация адронов

Ввиду фактической неудачи релятивизации группы $SU(6)$ в последнее время большинство авторов применяют классификацию частиц с помощью кварковой модели, построенной на основной унитарносимметричной группе с учетом спина и вращательных возбуждений кварков. Митра, Липкин и др. применяют группу $SU(6) \otimes O(3)$; в другой записи имеем $SU(6) \otimes SL(2, C)_L$ (Нееман). $SL(2, C)_L$ соответствует реджевским возбуждениям, где L обозначает компактную подгруппу, приводящую к $J = L + S$ (S есть $SU(6)$ -спин); для барионов $P = (-1)^L$, для мезонов $P = (-1)^{L+1}$. Следует отметить, что повышающим оператором вдоль траектории является $J^{PC} = 1^{--}$. Это обстоятельство не было замечено в попытках релятивизации $SU(6)$, предпринятых в 1965—1966 гг.

когда $SL(2C)_L$ отождествлялась с реальной группой Лоренца, хотя для последней характерно $J^{PC} = 1^{-+}$.

Наконец, применяется запись $U(6) \otimes U(6) \otimes O(3)$, по существу эквивалентная предыдущим; в нерелятивистском случае вторая группа $U(6)$ относится к независимо преобразующимся антикваркам. Поэтому, например, Фройнд и др. записывают мультиплет в виде $(56, 1)$, где 1 относится к единичному представлению группы для антибарионов.

Отметим еще две новые феноменологические точки зрения. Митра в большой серии работ предлагает установить феноменологическую схему для описания связи резонансов с нормальными барионами семейства 56^+ и мезонами семейства 36^- , беря за основу классификацию $SU(6) \times O(3)$, наряду с радиальными возбуждениями кварков; при этом мезоны являются нонетами для каждого значения $J^C = (L \pm 1)^+$, L^+ и L^- . С другой стороны, взаимодействие целесообразно описывать при помощи киральной группы $SU(3) \times SU(3)$. Опираясь на кварковую модель, Митра устанавливает алгебраическую структуру барионных токов и, широко используя эмпирические данные, подбирает разумную структуру формфакторов. По его мнению, полученные формфакторы удовлетворяют общим принципам (лоренц-инвариантность, кроссинг-симметрия, универсальность для последовательных резонансов, лежащих на одной траектории Редже) и допускают благоприятное сравнение с экспериментом.

Тюан со своей стороны предлагает считать $SU(3)$ в некотором смысле равноправной симметрией вместе с некиральной группой $SU(2) \otimes SU(2)$, поскольку последняя способна не только воспроизвести спектр адронов, но и объяснить ряд тонких пунктов типа расщепления A_2 . В поддержку этой трактовки приводится аналогия с описанием атомных электронов приближенными схемами LS - или jj -связей и описанием нуклонов в оболочечной или коллективной модели. Он обсуждает также сомнительный случай $Z_1^*(1900)$, который наряду с $Z_0^*(1865)$ может соответствовать представлению $(1/2, -1/2)$.

В недавнем обзоре 1970 г. Липкин справедливо подчеркивает, что современная физика элементарных частиц делится на две части. В одной изучается поведение ампли-

туды рассеяния, как функции мандельштамовских кинематических переменных s , t , u , используется формализм Редже и т. д. (при фиксированных значениях изоспина, барионного числа, гиперзаряда I , B , Y). С другой частью связаны успехи модели кварков, где, наоборот, исследуются симметрии в зависимости от величин I , B , Y . Пессимисты могут утверждать, что кварки обладают огромной массой, скажем 10^{12} Гэв, и долго не будут открыты, так что их массы и константы связи будут произвольными параметрами теории. Оптимисты же применяют кварки в простейшей, «наивной» форме модели. Можно надеяться, что сверхтяжелые кварки окажутся согласованными с реджистикой, хотя в области высоких энергий или исследования структуры частиц можно встретиться с неожиданностями.

Фройнд, руководитель дискуссии по моделям кварков на конференции Американского физического общества по физике высоких энергий в конце августа 1969 г. (Боулдер, Колорадо), отводит возражения Джексона против $SU(6)$ - или коллинеарной $SU(6)_W$ -симметрии, замечая, что при сравнении с опытом неявно делается предположение о равенстве масс π -, η -, ρ -, ω -мезонов, что не имеет места. Например, коллинеарная симметрия предсказывала для отношения матричных элементов реакций

$$\frac{\frac{3}{2} |M(K^+p \rightarrow K^{*+}p)|^2}{|M(K^+p \rightarrow K^{*0}\Delta^{++})|^2} = 1,$$

тогда как эмпирическое значение левой части будет порядка 2—3. При низких энергиях (0,5—1 Гэв) речь идет о периферическом характере процессов, т. е. об обмене одним мезоном (в числителе π , η , ρ , ω , в знаменателе π , ρ). По-видимому, $SU(6)_W$ хороша для вершин, но непригодна для непосредственной трактовки реакций четырех тел (в конце концов, группа $SU(3)$ тоже непосредственно не годится для случая четырех тел, ведь разность масс $K - \pi$ отнюдь не мала).

С другой стороны, следует напомнить еще раз, что кварковая классификация адронов, по существу основанная на компактной группе $U(6) \times U(6) \times O(3)$, весьма удачна. Низшие состояния ($P = +1$) заполняют как

раз 56 барионов ($56, 1; L = 0^+$). Даже один-единственный «лишний» барион, открытый в области ниже 1400 Мэв , мог бы испортить всю схему! Не меньшее впечатление производит заполнение состояний барионов с $L = 1$ ($70, 1; L = 1^-$) в полном соответствии с предсказаниями $U(6) \times U(6) \times O(3)$ -симметрии, как и таблицы мезонов ($6, \bar{6}, L = 0^+$), ($6, \bar{6}, L = 1^-$).

Таблица

Классификация барионов в кварковой модели

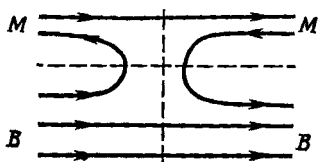
$(SU(6); L)$	$2s+1 \{SU(3)\} J^P$	Частицы
$(56; L=0)$	$2\{8\}_{1/2^+}$	$N(939), \Lambda(1115), \Sigma(1190), \Xi(1314)$
	$4\{10\}_{3/2^+}$	$\Delta(1236), \Sigma(1385), \Xi(1530), \Omega^-(1672)$
$(70; L=1)$	$2\{1\}_{1/2^-}$	$\Lambda(1405)$
	$2\{8\}_{1/2^-}$	$N(1535), \Lambda(1670), \dots$
	$4\{8\}_{1/2^-}$	$N(1700), \dots$
	$2\{10\}_{1/2^-}$	$\Delta(1650), \Sigma(1750), \dots$
	$2\{1\}_{3/2^-}$	$\Lambda(1520)$
	$2\{8\}_{3/2^-}$	$N(1520), \Lambda(1690), \Sigma(1670), \dots$
	$4\{8\}_{3/2^-}$	$N(2040) (?), \dots$
	$2\{10\}_{3/2^-}$	$\Delta(1670), \dots$
	$4\{8\}_{5/2^-}$	$N(1670), \Lambda(1830), \Sigma(1765), \dots$
	$(56; L=2)$	$4\{10\}_{1/2^+}$
$2\{8\}_{3/2^+}$		$N(1860), \dots$
$4\{10\}_{3/2^+}$		
$2\{8\}_{5/2^+}$		$N(1688), \Lambda(1815), \Sigma(1915), \dots$
$4\{10\}_{5/2^+}$		$\Delta(1890), \dots$
$4\{10\}_{7/2^+}$		$\Lambda(1950), \Sigma(2030)$

II. Новые идеи

§ 5. Дуальность

Перейдем теперь к новым идеям в физике адронов, примыкающим к модели кварков. Первый важный пункт относится к кварковой трактовке дуальности, которая в последнее время приобрела большое значение, в частности, в связи с моделью Венециано. Коротко говоря, она утверждает, что для получения полной амплитуды достаточно учитывать один канал, т. е. либо полюса в s -канале, либо полюса в t -канале (без суммирования вкладов всех диаграмм).

Кварковая (или графическая) трактовка дуальности состоит в следующем. В графике рассеяния рисуем линии



Ф и г. 1. Дуальная диаграмма, соответствующая мезон-барионному рассеянию вперед.

кварков (линии антикварков имеют обратное направление), из которых составлены сталкивающиеся адроны; каждая линия (типа p' , n' , λ') сохраняется, не переходя в другую; внешним адронам сопоставляются три линии для барионов и две линии для мезонов; в промежуточных состояниях (полюсах) имеются только две или три линии. Тогда, например, MB -рассеяние вперед изображается, как показано на фиг. 1.

В частном случае $K^+N \rightarrow K^0P$ или $K^-P \rightarrow K^0N$ получают предсказания типа

$$\frac{d\sigma}{d\theta} (K^-p \rightarrow \rho^0\Lambda) = \frac{d\sigma}{d\theta} (K^-p \rightarrow \omega\Lambda).$$

Невозможность построения диаграммы должна означать равенство нулю сечения (например, $\pi N \rightarrow \phi N$ и т. д.). Запрещен также процесс $\pi^-p \rightarrow K^+K^-n$, в котором не выполняется дуальность.

Кварки помогают также уяснить связь постоянства сечения рассеяния при высоких энергиях с отсутствием

низколежащих резонансов. При двухкомпонентной трактовке мнимой части амплитуды рассеяния вперед распад барионного резонанса описывается как: 1) образование пары $q\bar{q}$; 2) комбинация \bar{q} с одним из q в барионе, что приводит к конечному мезону; 3) объединение другого q с кварком, бывшим «пассивным зрителем» в барионе, приводящее к конечному бариону. Эта трактовка (Липкин) оказывается математически эквивалентной прежней модели распадов, в которой мезон испускался подобно «кванту» единичным кварком.

Как подчеркнули киевские теоретики (Шелест, Кобушкин и др.), при допущении факторизации амплитуд учет спинов кварков при неупругом рассеянии, в частности амплитуды с переворотом спина, является существенным и приводит к соотношениям между сечениями вперед и назад и т. д., согласующимся с опытом.

Особенно эффективным применение подобных «кварковых дуальных диаграмм» оказалось при анализе многохвосток и в формализме модели Венециано.

§ 6. Экзотика

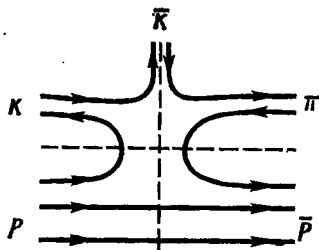
Коснемся теперь проблемы «экзотических» состояний, которой в последнее время посвящено много работ; эти состояния обладают квантовыми числами, отсутствующими в простейших кварковых системах $q\bar{q}$, qqq . Различают два типа экзотики: 1) экзотические значения I , B , Y и 2) нестранные мезоны с J^{PC} , отсутствующими в $q\bar{q}$ -системах, а именно $J^{PC} = 0^{-}$, или состояния с аномальным зарядовым сопряжением $P = (-1)^J$, нечетное CP . Модель Гелл-Манна — Цвейга запрещает только первый тип. В качестве простейшего примера предсказывается 1^{-} -изовекторный мезон, распадающийся на ρ , но не на $K\bar{K}$ (дочерняя траектория A_2). Реджистика совместима с отсутствием экзотических состояний типа (1), но экзотические состояния типа (2) могут появляться в виде дочерних траекторий.

В сущности никакого обоснования запрета экзотических состояний нет; этот запрет понятен только на базе кварковой модели, приводящей к синглетам, октетам

и декуплетам группы $SU(3)$, т. е. частицам заряда 0, 1, 2 со странностями 0, -1, -2, -3, изоспином 0, 1/2, 1 и 3/2. Без кварков понятие экзотических состояний вообще теряет смысл. Интересная трактовка η -рассеяния на базе дуальности и запрета экзотики дана Швиммером.

Постулирование отсутствия экзотики во всех каналах позволяет наложить условие на амплитуды недифракционного рассеяния (Харари — Рознер). Если прямой канал является экзотическим, то амплитуда должна быть чисто вещественной. С другой стороны, вещественная часть амплитуды строится из резонансов в кросс-каналах, поэтому амплитуда должна обращаться в нуль, если резонансы будут экзотическими.

Условие отсутствия экзотики является очень жестким и сильно ограничивает число возможных диаграмм в реакциях. Например в случае пятихвосток системы



Фиг. 2. Дуальная диаграмма, соответствующая пятихвосткам системы $(K^\pm K^0 \pi^\pm p \bar{p})$.

$(K^\pm K^0 \pi^\pm p \bar{p})$ ($K^+ p \rightarrow K^0 \pi^+ p$, $K^- p \rightarrow p K^0 \pi^-$ и т. д.) получается диаграмма, показанная на фиг. 2. Для характеристики данной ситуации Куба и Нильсен ввели новое квантовое число «экзотичность» $\varepsilon = \frac{1}{3}(Q + \bar{Q}) + \frac{1}{3} \min(Q, \bar{Q}) - 1$, где Q и \bar{Q} — числа кварков и антикварков в адроне. Тогда для обычных адронных состояний типа мезонов $q\bar{q}$ и барионов $(qqq, \bar{q}\bar{q}\bar{q})$, как легко проверить, экзотичность равна нулю. Однако, например, состояния типа адрон + виртуальный мезон (бывшая «шуба», или «облако») $(qqqq\bar{q})$ являются экзотическими с $\varepsilon = 1$.

Принцип дуальности вместе с допущением отсутствия экзотических состояний рассматривает также Коккедз

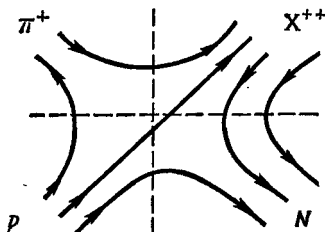
(дополнение 8). Коротко говоря, используется соотношение

$$\langle \text{Im } A_{\text{рез}}^s(s, t) \rangle = \text{Im } A_{\text{редже}}^s(s, t),$$

вытекающее из основной идеи дуальности, связывающее сумму полюсов в прямом s -канале с суммой обменов реджевских полюсов в кросс- t -канале; добавляя сюда требование отсутствия экзотических резонансов, Коккеда исследует мезонные траектории, построенные на базе кварков.

Как подчеркнул Рознер, в случае $B\bar{B}$ -рассеяния дуальность и отсутствие экзотических состояний несовместимы. Вместе с тем существование экзотических состояний не мешает успешным предсказаниям на базе принципа

Ф и г. 3. Частица X^{++} описывается четырьмя кварковыми линиями. Это указывает на экзотику.



дуальности, если спины этих состояний будут малыми для наблюдаемых масс ($J \sim \alpha' M^2 - N$, $N = 2, 3, \dots$, $\alpha' = (2m_p^2)^{-1}$ — наклон ведущих реджевских траекторий). В частности, это относится к еще не установленным окончательно Z^* -состояниям.

Некоторые экзотические состояния необходимы хотя бы для приближенного выполнения условий дуальности в $B\bar{B}$ -канале. Они могут находиться уже в области $1,5-2 \text{ Гэв}$, и их следует искать в рассеянии назад при процессах MB , поскольку за их рождение ответственны те же обменные процессы, что и за неэкзотические резонансы (Якоб — Вейерс). Иначе говоря, нет оснований ожидать подавления рождения экзотических резонансов по сравнению с «обычными» векторными или тензорными мезонами.

С другой стороны, Коба — Нильсен считают перспективными поиски экзотических мезонов путем наблюдения

их парного рождения, аналогично странным частицам, поскольку константа связи подобной пары с неэкзотическим полем будет иметь нормальный порядок величины.

Примером экзотического состояния является состояние X^{++} ($\pi^+p \rightarrow X^{++}N$), которое может принадлежать к мультиплетам $\{27\}$ или $\{10\}$ (фиг. 3).

§ 7. Партоны

Обратимся теперь к новейшим экспериментам по глубокому неупругому рассеянию электронов высокой энергии на протонах. При помощи Станфордского линейного ускорителя *SLAC* Панофский исследовал рассеяние на углы 6 и 10° при энергии электронов до 17 Гэв. Подобные эксперименты продолжают классическую традицию исследования структуры при помощи частиц все более высоких энергий. В классических экспериментах Резерфорда была определена структура атома и открыто ядро. Эффективное сечение рассеяния Резерфорда — Мотта имеет вид

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Мотт}} = \frac{e^4}{4E^2} \frac{\cos^2 \theta/2}{\sin^4 \theta/2}.$$

Эксперименты Хофстадтера в том же Станфордском университете позволили определить электромагнитные размеры протона ($0,8$ ферми) путем рассеяния электронов с энергиями в сотни мегаэлектронвольт. Новые опыты призваны уточнить структуру протона и обнаружить его возможные составные части (типа кварков).

Согласно общей теории, дифференциальное эффективное сечение неупругого рассеяния электронов, при котором детектируется только один электрон, имеет вид

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Мотт}} (W_2 + 2W_1 \text{tg}^2 \theta/2).$$

Формфакторы (структурные функции) W_1 и W_2 зависят от свойств мишени и могут быть представлены в виде функции переданного импульса $q^2 = 2EE' (1 - \cos \theta)$ и потери энергии электронов $\nu = E - E'$:

$$\frac{W_2}{W_1} = \left(\frac{q^2}{\nu^2 + q^2}\right) (1 + R), \quad R \geq 0,$$

где $R = \sigma_s/\sigma_T$ — отношение сечений фотопоглощения продольных и виртуальных поперечных фотонов.

Важным шагом явилось предположение Бьоркена, что при высоких энергиях имеет место масштабная инвариантность в том смысле, что $W_2 = (1/\nu) F(\omega)$ оказывается универсальной функцией только отношения $\omega = 2M\nu/q^2$, а не q^2 и ν в отдельности.

Эксперименты показали, что: 1) при больших значениях q^2 и ν величина νW_2 действительно становится функцией только безразмерной переменной ν/q^2 , 2) при данном значении полной энергии W_2 медленно убывает с ростом E в резком отличии от поведения упругих формфакторов, 3) при больших значениях ω величина νW_2 оказывается примерно постоянной.

Эти фундаментальные эксперименты 1968—1969 гг. возбудили очень большой интерес и привели к разнообразным попыткам объяснения. Не останавливаясь на не встречающихся, по-видимому, особой симпатии интерпретациях на базе прежних представлений (при помощи алгебры токов или модели векторной доминантности Сакураи и др.), поясним кратко новую гипотезу «партонов» — некоторых точечных составных частей, из которых, как предполагается, составлен протон. Природа партонов еще неясна и в ряде отношений требует уточнения. У Бьоркена и др. речь идет о кварках и парах $q\bar{q}$ типа облака мезонов. Кабиббо и др. говорят о пионах и каонах в качестве партонов. Нильсен, развивая соображения Бьоркена, считает партоны скалярными частицами с массами в несколько гигаэлектронвольт. Во всех расчетах существенным является признание очень большого или бесконечного моря виртуальных точечных партонов.

Не останавливаясь на деталях, укажем на типичные расчеты Дрелла и др., использующих, как и другие авторы, систему центра масс, в которой и электрон, и протон являются ультрарелятивистскими частицами; при этом взаимодействие можно трактовать как резкий импульс, в течение которого составные части протона (т. е. партоны) могут рассматриваться как свободные.

Исходим из фундаментального определения форм-факторов

$$W_{\mu\nu} = 4\pi^2 \frac{E_p}{M} \int (dx) e^{+iqx} \langle p | I_\mu(x) I_\nu(0) | p \rangle = \\ = - \left(q_{\mu\nu} - \frac{q_\mu q_\nu}{q^2} \right) W_1(q^2, \nu) + \frac{1}{M^2} \left(p_\mu - \frac{pq}{q^2} q_\mu \right) \times \\ \times \left(p_\nu - \frac{pq}{q^2} q_\nu \right) W_2(q^2, \nu),$$

где $|p\rangle$ — однонуклонное состояние с импульсом p_μ , q — импульс виртуального фотона, $\nu = qp$ — передача энергии. Подразумевается усреднение по спину нуклона (учет спина произведен венгерскими физиками Гальфи и др.). Тогда, применяя «старомодный» метод возмущений, существенно используя обрезание по поперечным импульсам и переходя к «голым», или свободным, токам при помощи «раздевания»

$$I_\mu(x) = U^{-1}(t) j_\mu(x) U(t),$$

где

$$U(t) = \left(\exp \left[-i \int_{-\infty}^t d\tau H_I(\tau) \right] \right)_+,$$

а H_I — известный гамильтониан взаимодействия нуклонов и пионов, в конце концов асимптотически получаем

$$W_{\mu\nu} = 4\pi^2 \frac{E_p}{M} \int (dx) e^{+iqx} \langle Up | j_\mu(x) j_\nu(0) | Up \rangle.$$

Эту формулу Дрелл считает основой партонной модели, поскольку после разнообразных процедур и приближений мы приходим к точечным токам.

Если отождествить партоны с кварками, то, как показали Бьоркен и Пачос, получается описание, качественно согласующееся с экспериментальными данными. Китави и Йоши, предположив дополнительно пуассоновское распределение партонов внутри адрона (при этом также партоны отождествляются с кварками), получили очень хорошее согласие с экспериментом.

Итак, начав с широкого обобщения формулы рассеяния Резерфорда — Мотта для учета распределения заряда неточечной мишени, мы в конце концов приходим к сумме точечных сечений.

Развивая партонную модель адронов, согласующуюся с дуальностью, Нильсен и др. замечают, что адрон, возможно, скорее подобен капле жидкости; тем самым они приближаются к моделям капли, предложенным из других соображений в разных вариантах (Хагедорн, Фройнд и др., Вижье и др.). Вместе с тем это подводит нас к статистическим, термодинамическим моделям процессов при высоких энергиях.

Недавние эксперименты М. Конверси и др. на встречных пучках e^+ , e^- [накопительное кольцо установки «Адоне» (Фраскати — Рим), область энергий 1,4—2,4 Гэв], где исследовались процессы рассеяния, порождения мюонов и адронов, наряду с новым подтверждением квантовой электродинамики указывают на порождение пар адронов (пионов и др.) в большем количестве, чем ожидалось, что предварительно говорит в пользу «партонной» структуры протона¹⁾.

§ 8. Некоторые новые направления

1. Нелинейные кварки

Обратим теперь внимание на перспективный, на наш взгляд, вариант единой спинорной нелинейной теории, учитывающей с самого начала унитарную симметрию (Иваненко, Наумов, Курдгелаидзе, Маршак). Как известно, исходя из простейших нелинейных обобщений дираковского (или вейлевского) спинорного уравнения членами типа Ψ^3 (Иваненко — Бродский) и применяя разумно обобщенные пропагаторы, позволяющие устранить расходимость (Гейзенберг — Дюрр, в другом варианте Наумов), удается получить массы основных барионов, как возбужденных состояний первичного поля, а также ряд констант адронной связи и значение зоммерфельдовской постоянной тонкой структуры в примерном, но еще не точном согласии с опытом.

В частности, недавний подсчет дал значение $\alpha = 1/115$ (Наумов и Зао) с возможностью дальнейшего уточнения. Таким образом, несомненно, мы имеем здесь новый глу-

¹⁾ *Примечание в корректуре:* Согласно личному сообщению Пауофского (июнь 1971 г.), новейшие эксперименты подтверждают наличие «точечных» партонных внутри нуклонов.

бокий подход к единой теории материи, в котором можно ожидать также установления связей с гравитацией и космологией, поскольку при дальнейшей уточненной трактовке необходимо будет учесть вырождение основного, вакуумного состояния (Гольдстон, Салам, Гейзенберг), а его асимметрии, возможно, будут индуцироваться космологическими асимметриями [ось времени, обусловленная расширением Вселенной, преимущественная концентрация барионов, а не античастиц. и другие (Иваненко — Курдгелаидзе)].

Требуюя помимо обычных групп еще унитарной инвариантности, приходим к трем типам нелинейных вкладов; разность скаляр — псевдоскаляр, вектор и псевдовектор. В пользу векторного варианта говорят как общие соображения (Маршак — Мукунда), так и более удовлетворительное согласие с опытом. Расчеты, проведенные еще с гейзенберговским, а не обобщенным пропагатором, привели после снятия вырождения вакуума по группе $SU(3)$ к расщеплению массы фундаментального кваркового триплета, причем масса λ -кварка оказалась примерно на 22% больше массы нуклонного кварка (Наумов) в очень хорошем согласии с прежней эмпирической оценкой Цвейга. Предварительно было снято вырождение вакуума по киральности, что привело к конечной массе триплета кварков, поскольку при полностью симметричном вакууме исходная масса первичного поля была равна нулю.

В другом полуфеноменологическом варианте исходят из нелинейного кваркового спинорного уравнения с массовым членом и затем, перемножив надлежащим образом волновые функции, строят волновые функции мезонов и барионов (три триплета!), применяя условия слияния в духе де Бройля (Курдгелаидзе). Далее производят разложение по группе $SU(2)$, затем по $SU(3)$. Проверкой подобного приема служит получение уравнений типа Баргманна — Вигнера и Янга — Миллса (из теории компенсирующих полей) при отбрасывании нелинейных членов. Этим способом удается получить константы связи и магнитные моменты барионов и мезонов. Часть результатов точно воспроизводит предыдущие результаты, другие далеко выходят за их рамки (например, значение

магнитного момента частицы Ω^- , оценки магнетизма кварков и т. д.). В рамках этого формализма удобно получить массовые формулы и ввести члены, нарушающие CP -сохранение.

2. Магнитные кварки

Неожиданный вариант модели кварков возник недавно в связи с усилением интереса к гипотезе Дирака магнитных зарядов (монополей) g . Как известно, возрождая на квантовой базе старые идеи об аналогиях между электричеством и магнетизмом, Дирак указал еще в 1931 г. на возможность существования монополей, величина магнитного заряда g которых связана с электрическим зарядом e соотношением

$$eg = \frac{n\hbar c}{2}$$

(в варианте Швингера справа стоит $n\hbar c$). Таким образом, связь монополей гораздо больше обычной электростатической и превосходит ядерные связи. Во многих работах были установлены обобщенные уравнения Максвелла и выяснен ряд небезынтересных соотношений (Маврычев, Шифф и др.). На наш взгляд, речь может идти о наличии общей инвариантности относительно дуальных преобразований. Однако поиски монополей в космических лучах и при помощи ускорителей пока не привели к успеху.

Было предложено рассмотреть в качестве субчастиц особые кварки, обладающие дробными магнитными зарядами, или же наряду с ними также кварковыми электрическими зарядами (дионы Швингера). Чтобы построить из фермионных дионов (q') как мезоны, так и барионы, нужно иметь монополи двух типов, например с магнитными зарядами $2g_0$ и $-g_0$. Тогда мезоны образуются из дионов и антидионов, а барионы из троек ($2g_0, -g_0, -g_0$) (магнитная нейтральность в смысле g -заряда). Электрический заряд дионов выбирается в кварковом виде: $2e_0, -e_0, -e_0$, где $e_0 = 1/3e$. В нерелятивистском приближении гамильтониан водорода или позитрониево-подобной системы дион — антидион имеет вид

$$H = \frac{1}{2m} \left[p_r^2 + \frac{\bar{J}^2 - (n\hbar)^2}{r^2} \right] + \frac{g_1 g_2 - e_1 e_2}{2} \quad \left(m = \frac{1}{2} M_{q'} \right).$$

Оценка дает большое значение массы $M_q \approx 6 \text{ Гэв}$, что со своей стороны поясняет трудность отыскания дионов при помощи ускорителей.

Далее Швингер указывает на возможность наличия малого электрического дипольного момента у адрона и на возможность объяснения нарушения CP -инвариантности.

В другом варианте бесспиновых магнитноэлектрических кварков Барут подробно рассмотрел различные составленные из них системы, причем, например, ван-дерваальсовоподобные силы между адронами, обусловленные парами (а не тройками) дионов, из которых в его модели составлен барион («диониум»), уподобляются ядерным взаимодействиям. Несмотря на предварительный характер всех этих предложений и расчетов, они представляют интерес по крайней мере как дальнейшее развитие идей субчастиц разного типа.

3. Кварки в звездах

Интерес к кваркам не ограничивается физикой элементарных частиц, но связан также с космологией и астрофизикой.

Во-первых, речь идет о подсчетах правдоподобной концентрации кварков на нынешней стадии эволюции расширяющейся Вселенной, возникшей, согласно наиболее общепринятому мнению, в результате какого-то «взрыва» некоторого первичного сверхгорячего ($T \gtrsim 10^{10} \text{ }^\circ\text{К}$, а если основную долю составляли кварки, то $T \sim 5 \cdot 10^{13} \text{ }^\circ\text{К}$) сверхплотного ($\rho > 10^{14}$) котла. Если трактовать кварки подобно частицам, то в этом котле, вероятно, должна была иметь место некоторая равновесная концентрация разных сортов кварков и антикварков. Заманчиво считать пра-частицы — кварки правеществом Вселенной, из которого затем синтезировались с выделением огромной энергии обычные протоны и нейтроны и т. д. Конечно, для трактовки подобных процессов необходимо учесть гравитацию, согласно общей теории относительности. В результате взрыва и охлаждения, учитывая, что один из сортов кварков является стабильным, следует ожидать концентрации реликтовых кварков в настоящее время $\rho_q \sim 10^{-10}$ на нук-

лон. В модели стационарной Вселенной (Хойл) кварки возникали бы наряду с другими частицами; в дальнейшем кварки могут возникать, в частности, за счет энергии гравитационного коллапса или при столкновении частиц высокой энергии. Кварковая плазма могла бы внести вклад в реализацию не только первичного космологического, но и протозвездного вещества.

Во-вторых, сверхтяжелые кварки с необходимостью должны находиться внутри плотных, массивных звезд (гипотеза Иваненко — Курдгелаидзе, позднее развитая Паччини, супругами Бербидж, Н. Итох, де Саббата и др.). Аргументация здесь подобна той, которую применяли Амбарцумян и Саакян, предсказывая наличие гиперонных, а не только нейтронных звезд. Кварковая плазма внутри подобных звезд могла бы путем реакций вносить вклад в излучение, например, квазаров, если их моделировать как сверхмассивные объекты с огромной до сих пор не объясненной светимостью. Расчет Итоха, аналогичный методу Оппенгеймера — Волкова, с использованием обычной статистики или парастатистики дает для радиуса кварковой звезды величину порядка 10^8 м, а для массы — 10^{-3} массы Солнца.

Кварковая сердцевина могла образоваться при сжатии звезды. Оценка критического значения плотности для перехода барионной звезды в кварковую дает $n > 10^{43}$ см⁻³. Не останавливаясь на магнитогидродинамической трактовке подобных объектов, отметим здесь интересную возможность возникновения в них сверхпроводимости благодаря наличию ферми-газа, газа фононов (плазменных колебаний), плотности вещества и температуры, удовлетворяющих некоторым условиям ($T < T_{кр}$). Это может иметь место, например, в нейтронных звездах (пульсарах). Вместе с тем кварки в звездах могут входить в атомные ядра и образовывать кварко-атомы или системы типа позитрония и приводить к испусканию соответствующих спектральных линий. Последнее можно использовать для косвенного обнаружения кварков (де Саббата и др.).

Отметим еще предложение сопоставить кваркам универсальную «предельную» массу $\approx 10^{-5}$ г, соответствующую минимальной квантово-общерелятивистской грави-

тационной длине

$$l_0 = \sqrt{\frac{\hbar G}{c^3}} \approx 10^{-32} \text{ см}$$

(«максимоны» Маркова, «планкеоны» Станюковича; мы не останавливаемся на дальнейшем развитии идеи максимонов в виде «фридмонов» полузамкнутых миров).

С другой стороны, в интересной серии работ по «геометродинамике» Уилер подчеркивает ожидаемые интенсивные флуктуации геометрических, в том числе топологических свойств в столь малых областях.

§ 9. Поиски кварков

По модели горячей Вселенной была получена оценка концентрации реликтовых устойчивых кварков: 10^{-10} — 10^{-11} на нуклон (Зельдович). Однако попытки обнаружения частиц с дробными зарядами $1/3e$, $2/3e$ не привели к успеху (Морпурго и др., Брагинский и др.). В этих опытах вместо наблюдения движения пробной частицы в поле конденсатора типа установки Милликена исследовались смещения частицы графита (диамагнетик) около положения равновесия в магнитной потенциальной яме (подвес Браунбека). Частицы освещались стабилизированным оптическим источником, и их заряды изменялись от $+2e$ до $-3e$, но не было обнаружено дробных зарядов до границы 10^{-18} на нуклон (после исключения влияния дипольного момента частицы, способного имитировать дробность заряда). Эксперименты на ускорителях не обнаружили кварков вплоть до масс $\sim 5 \text{ Гэв}$.

Не увенчались успехом также поиски кварков в космических лучах. Недавно привлекли внимание опыты австралийских ученых группы Мак-Каскера, наблюдавших в камере Вильсона процессы в стволах широких ливней и объявивших о регистрации 5 треков (из общего числа 55 000) с пониженной плотностью капель; это могло интерпретироваться как указание на наличие в ливне частиц уменьшенного заряда. Однако Адэр объяснил эти наблюдения как обусловленные различными флуктуациями.

§ 10. Заключение

Резюмируя поучительную историю кварковой модели адронов, можно утверждать, что гипотеза выдержала испытание временем. Установление унитарной симметрии адронов явилось фундаментальным открытием всей физики элементарных частиц, прежде всего далеко продвинувшим классификацию мезонов, барионов и их резонансов и позволившим вывести множество соотношений для констант связи, магнитных моментов, вероятностей реакций. При этом гипотеза кварков наиболее непосредственно разъяснила методы расчета и результаты, стимулировала установление новых соотношений, часто впервые выведенных с ее помощью.

Несомненно, унитарная симметрия является одной из основных в природе или по крайней мере очень удачно отражает существенную часть каких-то еще не известных более глубоких закономерностей. Что касается кварков, то они либо являются реальными субчастицами, частью сходными с элементарными частицами (подобно тому как атомы в ряде отношений подобны макроскопическим телам), либо (по меньшей мере) представляют собой эффективное вспомогательное математическое средство и феноменологическую модель, удачно отражающую какие-то еще не известные соотношения.

Весьма убедительным доказательством правдоподобности модели кварков явилась ее стимулирующая и вместе с тем мощная вспомогательная роль при возникновении и интерпретации ряда новейших наиболее актуальных идей последних полутора-двух лет — дуальности, экзотичности, партонной структуры адронов. Отойдя с авансцены на второй план в 1969—1970 гг., модель кварков чаще всего в «наивном» нерелятивистском виде прочно удержалась в виде действительного «хора», без поддержки которого «солисты» не могли бы разумно оперировать в первых рядах.

Показателем плодотворности модели кварков и унитарной симметрии является также появление на их базе новых идей в виде объединения с нелинейной спинорной теорией, трактовки лептонов, астрофизических и космологических приложений. Что касается относительно дли-

тельного ожидания открытия кварков («целых 6 лет»), то не следует забывать длительную историю неудачных попыток открытия антипротонов (более 20 лет), не говоря уже о столь известной, затянувшейся на века дискуссии вокруг реальности атомов.

Нам остается в заключение обратиться специально к молодым физикам, теоретикам и экспериментаторам, с предложением, применяя свои силы для решения самых коренных проблем строения материи, гравитации, пространства-времени, непременно учитывать идеи, формализм и результаты модели кварков.

Л И Т Е Р А Т У Р А

К § 1—4

- Желобенко Д. П.*, Лекции по теории групп Ли, Дубна, 1965.
Румер Ю. Б., Фет А. И., Теория унитарной симметрии, М., 1970.
Газиорович С., Физика элементарных частиц, М., 1969.
Бернштейн Дж., Элементарные частицы и их токи, М., 1970.
 «Элементарные частицы и компенсирующие поля», сборник статей, М., 1964.
 «Теория групп и элементарные частицы», сборник статей, М., 1967.
 «Физика высоких энергий и теория элементарных частиц», лекции международной школы по теоретической физике, Ялта, 1966.
Greenberg O. W., Zwanziger D., Phys. Rev., 150, 1177 (1966).
Schiff L. I., Phys. Rev. Letters, 17, 612 (1966).
Зельдович Я. Б., Окунь Л. Б., Пикельнер С. В., Усп. физич. наук, 87, 113 (1965).
de Swart J. J., Phys. Rev. Letters, 18, 618 (1967).
Dalitz R. H., Proceedings of the XIII International Conference on High Energy Physics, Berkeley, 1967, p. 215.
Becchi C., Morpurgo G., Phys. Rev., 140B, 687 (1965).
Thirring W., Acta Physica Austriaca, Suppl. II, 205 (1965).
Mitra A. N., Ross M. H., Phys. Rev. 158, 1630 (1967).
Левин И. М., Франкфурт Л. Л., Письма ЖЭТФ, 2, 65 (1965).
Lipkin H. J., Scheck F., Phys. Rev. Letters, 16, 71 (1966).
Kokkedee J. J., Van Hove L., Nuovo Cimento, 42, 711 (1966).
Lipkin H. J., Phys. Rev. Letters, 16, 1015 (1966).
Cabbibo N., Horowitz L., Ne'eman Y., Phys. Letters, 22, 336 (1966).
Kokkedee J. J., Van Hove L., Nucl. Phys., B1, 169 (1967).
 Proc. Lund International Conference on Elementary Particles (Sweden, 1969).
 Proc. International Conference on Symmetries and Quark Models (Wayne State University, Detroit, 1969), New York, 1970.
 Symmetry Principles at High Energy, 5th Coral Gables Conference (University of Miami), New York, 1968; 7th Conference (1970).

4th International Symposium on Electron and Proton Interactions at High Energies (Liverpool, 1969); 3d Hawaii Topical Conference (Honolulu, 1970).

Материалы XIV Международной («Рочестерской») конференции по физике высоких энергий (Вена, 1968).

Материалы XV Международной («Рочестерской») конференции по физике высоких энергий (Киев, 1970).

Lipkin H. J., Nucl. Phys., **B7**, 321 (1968); **B9**, 349 (1969).

Kursunoglu B., Phys. Rev., **D1**, 1115 (1970).

Tuan San Fu, Physics Today, **21**, 31 (1968).

Freund P. G., Phys. Rev. Letters, **16**, 291, 424 (1966).

Mitra A. N., Phys. Rev., **1D**, 338, 351 (1970).

Particle Data Group, Rev. Mod. Phys., **42**, 87 (1970).

Review of Particle Properties, Phys. Letters, **33**, 1 (1970).

Cocho G., Flores J., Phys. Rev., **3D**, 157 (1971).

К § 5

Lipkin H. J., Nucl. Phys., **B9**, 349 (1969).

Satz H., препринт TH 1214-CERN (сентябрь 1970).

Harari H., Phys. Rev. Letters, **22**, 562 (1969).

Rosner J. L., Phys. Rev. Letters, **22**, 689 (1969).

Kokkedee J. J., Lettere al Nuovo Cimento, **3**, 129 (1970).

Tuan S. F., Phys. Rev. Letters, **23**, 1198 (1968).

Кобушкин А., Кузмин В., Наумов А., Укр. физ. журнал, **14**, 1879 (1969).

Кобушкин А., Шелест В., препринт ИТФ 69-24 (Киев).

К § 6

Freund P. G., Phys. Rev. Letters, **20**, 235 (1968).

Koba Z., Nielsen H. B., Nucl. Phys., **B17**, 206 (1970).

Veneziano G., Nuovo Cimento, **57A**, 190 (1968).

Susskind L., Phys. Rev., **D1**, 1182 (1970).

Freund P. G., Rosner J., Walter R., Nucl. Phys., **B13**, 237 (1969).

Nielsen H. B., препринты Nordita (Копенгаген), 1970.

К § 7

Bloom E. D. et al., Phys. Rev. Letters, **23**, 930 (1969).

Breidenbach M. et al., Phys. Rev. Letters, **23**, 935 (1969).

West G. B., Phys. Rev. Letters, **24**, 1206 (1970).

Drell S. D., Levy D. J., Tung-Mow Yan, Phys. Rev., **D1**, 1035 (1970).

Bjorken J. D., Paschos E. A., Phys. Rev., **185**, 1975 (1969).

Bjorken J. D., Phys. Rev., **D1**, 1376 (1970).

Sakurai J. J., Cho C. F., Phys. Letters, **31B**, 22 (1970).

Sakurai J. J., Phys. Rev. Letters, **22**, 981 (1969).

Kitani K., Yoshii H., Lettere al Nuovo Cimento, **4**, 431 (1970).

Cabbibo N., Parisi G., Testa M., Lettere al Nuovo Cimento, **4**, 35 (1970).

Fritzsch H., Nuovo Cimento Letters, **4**, 291 (1970).

Hagedorn R., Nuovo Cimento, **56A**, 1027 (1968).

- Hagedorn R.*, Suppl. Nuovo Cimento, 6, 311 (1968); Preprint CERN-1228, 1970.
Ezawa A., Nucl. Phys., B26, 155 (1971).

К § 8, п. 1

- Гейзенберг В.*, Введение в единую полевую теорию элементарных частиц, М., 1968.
Иваненко Д., Atti Convegno Galileano, Firenze, 1964.
Наумов А. И., ЖЭТФ, 47, 914 (1964); Ядерная физика, 6, 664 (1968).
Наумов А. И., *Демидова Н.*, Вестник МГУ (физика), № 2, 215 (1970).
Наумов А. И., *Зао Н.*, Вестник МГУ (физика) (1971).
Курдгеллаидзе Д. Ф., *Басьюни А.*, Ядерная физика, 8, 151 (1968); 9, 432 (1969). Вестник МГУ (физика), 1, 1970.
Старинец В. В., Вестник МГУ (физика), 1, 1971.

К § 8, п. 2

- «Монополю Дирака», сборник статей, М., 1970.
Маеричев Ю. С., Изв. вузов (физика) (Томск), № 11, 136 (1968).

К § 8, п. 3

- Schwinger J.*, Science, 165, 757 (1969); Усп. физич. наук., 103, 355 (1971).
Vaut A. O., et al., Phys. Letters, 26B, 308 (1968); 30A, 352 (1969).
Бербидж Дж., *Бербидж М.*, Квазары, М., 1969.
Иваненко Д., *Курдгеллаидзе Д. Ф.*, Астрофизика (Ереван), 1, № 6 (1965); Nuovo Cimento Letters, 2, 13 (1969); Изв. вузов (физика) (Томск), № 8, 39 (1970).
Трубников В. А., ЖЭТФ, 55, 1893 (1968).
de Sabbata et al., Nuovo Cimento A45, 513 (1966).
Naoki Itoh, Препринт Университета Киото, 1969.

К § 9

- Брагинский В. Б.*, Физические эксперименты с пробными телами, М., 1970.
Брагинский В. Б., *Зельдович Я. Б.*, *Мартынов В. К.*, *Мигулин В. В.*, ЖЭТФ, 54, 91 (1968).
Зельдович Я. Б., Усп. физич. наук, 89, 647 (1966).
Mc Cusker C. B. et al., Phys. Rev. Letters, 23, 658 (1963); Phys. Rev., 178, 1902 (1968).
Adair et al., Phys. Rev. Letters, 23, 1355 (1969).

ПРЕДИСЛОВИЕ АВТОРА

Блестящий успех $SU(3)$ -симметрии в физике элементарных частиц привел в 1964 г. к гипотезе Гелл-Манна — Цвейга о том, что сильно взаимодействующие частицы (адроны) построены из триплета фундаментальных объектов — кварков и соответствующего триплета антикварков. Эти гипотетические объекты (получившие свое название из книги Джойса «Поминки по Финнегану») обладают тем необычным свойством, что несут дробные заряды, т. е. их заряды не кратны заряду электрона.

Хотя пока не известно, существуют ли кварки как особые частицы, тем не менее нельзя отрицать, что представление о кварках не только является одной из наиболее привлекательных концепций в современной физике элементарных частиц, но и оказывается очень плодотворной рабочей гипотезой. Огромное количество разнообразных наблюдений, касающихся сильных, электромагнитных и слабых взаимодействий, можно объяснить, если предположить, что кварки являются базисными составляющими адронной материи. Более того, простейшее динамическое предположение, которое можно выдвинуть, а именно, предположение об *аддитивности*, когда некоторое свойство адрона описывается как сумма соответствующих свойств кварков, оказалось удивительно плодотворным при выводе простых соотношений между различными данными. На этом пути модель не только воспроизводит результаты $SU(3)$ -

и $SU(6)$ -симметрии, но и приводит к многочисленным предсказаниям, которые непосредственно не следуют из этих симметрий, но подтверждаются экспериментами. Наиболее замечательным подтверждением этого факта является применение модели к рассеянию при высоких энергиях.

В целом, конечно, представление о кварках не имеет прочного обоснования. Обнаружить кварки до сих пор не удалось. Этот факт может просто означать, что их массы крайне велики, так что их рождение затруднено, но он может также означать, что кварки не существуют в виде особых частиц, а подобно фононам внутри кристалла, могут иметь смысл только внутри адронов. Тем не менее в любом случае в рамках обычных представлений очень трудно понять динамическую систему таких кварков, связанных друг с другом так, что появляются наблюдаемые адроны со свойствами, которые отвечают требованиям приложений. Поэтому по крайней мере в настоящее время кварковую модель не следует принимать за большее, чем она есть, а именно, предварительное и упрощенное выражение пока еще скрытой динамики, управляющей адронным миром. В качестве таковой, однако, модель имеет огромное эвристическое значение.

Данная книга основана на курсе лекций, прочитанных в Европейской организации по ядерным исследованиям (ЦЕРН) в Женеве осенью 1967 г., которые были рассчитаны главным образом на физиков-экспериментаторов, работающих в области высоких энергий. Хотя мы и попытались рассмотреть все значительные применения кварковой модели, эту книгу нельзя считать исчерпывающим обзором. В первых четырех главах вводится понятие о квар-

ках. Приложения можно приближенно разделить на три категории: спектроскопия адронов (гл. 5—9), процессы распада (гл. 10—13) и рассеяние при высоких энергиях (гл. 14—18). Мы не пытались составить полный список литературы. Возможно, следует упомянуть, что здесь совершенно не говорится об алгебре токов, хотя это успешное приближение в физике элементарных частиц можно до некоторой степени рассматривать как еще одно применение гипотезы кварков в том смысле, что теоретико-полевая кварковая модель естественно приводит к существованию токовых коммутационных соотношений (обратное неверно), а последние приводят, например, к знаменитому соотношению Адлера — Вайсбергера для отношения векторной и аксиальной констант связи ядерного β -распада.

В книгу включена небольшая подборка оригинальных статей по кваркам и составным моделям ¹⁾. Здесь можно найти многие подробности, которые не могли быть включены в лекции. При выборе этих статей почти невозможно избежать критики, поэтому нет смысла пытаться оправдать выбор, сделанный в этой книге. Упомяну только, что некоторые важные статьи нельзя было, к сожалению, включить по техническим причинам. Среди них статья Цвейга, которая существует лишь в виде препринтов объемом около 80 страниц, а также несколько статей на эту тему группы физиков из Дубны, появившихся только в русских изданиях.

Я выражаю огромную признательность профессору Леону Ван Хову за многочисленные обсуждения почти всех тем, рассматриваемых в этой книге,

¹⁾ По согласованию с автором ряд оригинальных статей заменен новейшими работами.— *Прим. ред.*

и за внимательное прочтение рукописи, профессору Дж. де Сварту и Ван Ройену за многочисленные ценные замечания и за тщательный просмотр глав по спектроскопии и процессам распада соответственно и, наконец, А. Балашу, Р. Хагедорну, Ж. Прентки, Д. Судерланду и К. Залевскому за многочисленные полезные обсуждения. Основная часть этой работы выполнена во время моего пребывания в теоретическом отделе ЦЕРН в Женеве.

Я. Коккеда

Кварки были введены в физику элементарных частиц в начале 1964 г. Гелл-Манном [1] и Цвейгом [2]. Эта идея возникла из рассмотрения унитарной симметрии. Для того чтобы проследить за аргументами Гелл-Манна и Цвейга, полезно сделать краткий обзор простого и давно известного случая зарядовой независимости, или изоспиновой симметрии.

Для нестранных адронов (включающих все сильно взаимодействующие стабильные и нестабильные частицы) зарядовая независимость примерно соответствует гипотезе о том, что энергия их взаимодействия инвариантна относительно любого унитарного преобразования между состояниями нуклонного дублета (P, N) , где P — протон и N — нейтрон. Иначе говоря, взаимодействия этих частиц инвариантны относительно группы изоспиновых преобразований $SU(2)$. Мы можем рассматривать P и N как базисные изоспиновые состояния, однако при более общем подходе мы обозначаем базисные состояния через $\xi_1 = p$ и $\xi_2 = n$; ξ_1 и ξ_2 имеют такие же свойства относительно изоспиновых преобразований, как P и N , но не обязательно совпадают с ними. Подобно P и N они образуют двумерный ковариантный изоспинор

$$\xi = \begin{pmatrix} \xi_1 \\ \xi_2 \end{pmatrix}, \quad (1.1)$$

который под действием операторов U из группы $SU(2)$ преобразуется следующим образом:

$$\xi \rightarrow \xi' = U\xi, \quad (1.2)$$

где U — унитарная матрица 2×2 , удовлетворяющая условию $\det U = 1$. Любое изоспиновое вращение можно полностью охарактеризовать его действием на ξ , согласно формуле (1.2). Дублет (ξ_1, ξ_2) с изоспином $I = 1/2$ обра-

зует базис фундаментального представления изоспиновой группы $SU(2)$.

Кроме ковариантных спиноров, мы определяем контравариантные спиноры

$$\eta = (\eta^1, \eta^2), \quad (1.3)$$

которые под действием операторов U преобразуются так, что $\eta \xi = \eta^a \xi_a$ остается инвариантным. (Везде подразумевается суммирование по повторяющимся индексам.) Так же как ξ описывает изоспиновые трансформационные свойства базисных состояний, или «частиц», η описывает трансформационные свойства дублета «античастиц» \bar{p} и \bar{n} .

Высшие изоспиновые мультиплеты можно построить, образуя прямые произведения спиноров ξ или η или тех и других. Например, рассмотрим систему, состоящую из одной частицы и одной античастицы. Мы получаем четыре состояния, которые можно записать в виде

$$M_k^i = \eta^i \xi_k \quad (i, k = 1, 2). \quad (1.4)$$

Тензор M_k^i имеет смешанные свойства относительно изоспиновых вращений. Это означает, что он не соответствует неприводимому представлению группы $SU(2)$. Однако выбирая разумным образом линейные комбинации написанных выше состояний, мы можем так построить две системы ортонормированных состояний, что состояния в каждой системе при действии $SU(2)$ преобразуются друг через друга и тем самым образуют базис неприводимого представления, т. е. *мультиплет*. Очевидно, одна из этих систем состоит из инварианта или изоскаляра $\eta^i \xi_i$, а остальные состояния образуют триплет. Эти две системы состояний имеют вид

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(\eta^1 \xi_1 + \eta^2 \xi_2) = \frac{1}{\sqrt{2}}(\bar{p}p + \bar{n}n), \quad \text{синглет } I = 0, \quad (1.5a)$$

$$\left. \begin{aligned} \eta^1 \xi_2 &= \bar{p}n, \\ \eta^2 \xi_1 &= \bar{p}\bar{n}, \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(\eta^1 \xi_1 - \eta^2 \xi_2) &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\bar{p}p - \bar{n}n) \end{aligned} \right\} \text{триплет } I = 1. \quad (1.5b)$$

Отсюда видно, что прямое произведение двух изодублетов разбивается на изосинглет и изотриплет. Это можно

записать символически в виде

$$2 \times \bar{2} = 1 + 3. \quad (1.6)$$

Через p и r , обладающие нулевой странностью, мы можем представить триплет пионов триплетом (1.5б). Этот факт может означать две возможности. Либо фундаментальные объекты p , n , \bar{p} , \bar{n} являются математическими объектами; тогда отождествление пионного триплета с (1.5б) означает только, что пион имеет те же изоспиновые трансформационные свойства, что и комбинация (1.5б). Либо объекты p , n , \bar{p} , \bar{n} являются физическими частицами; тогда мы должны рассматривать пион как связанное состояние этих частиц. Например, отождествляя p и n с P и N соответственно, мы приходим к модели Ферми — Янга [3]. В кварковой модели p и n являются нестранными компонентами кваркового триплета.

Аналогичным образом η -мезон можно представить в этой модели синглетом (1.5а). Таким путем мы можем построить все нестранные адроны из наших строительных блоков p , n и их античастиц. Предположение инвариантности механики системы относительно изоспиновых преобразований приводит к тому, что эти адроны распределяются по изоспиновым мультиплетам, каждый из которых характеризуется значением изоспина I . Если симметрия точная, то каждый мультиплет вырожден по массе. Электромагнитные силы, нарушающие изоспиновую симметрию, приводят к небольшому расщеплению масс внутри мультиплетов. Если найден какой-нибудь один член данного мультиплета, то все другие члены этого мультиплета также должны существовать.

Очевидно, с помощью такой процедуры нам никогда не удастся построить странные частицы. Для этого мы должны иметь по крайней мере еще один фундаментальный объект с ненулевой странностью. Это требование приводит к группе $SU(3)$.

§ 1. Фундаментальный триплет

Единственное различие между группами $SU(2)$ и $SU(3)$ заключается в том, что в группе $SU(3)$ базисное состояние является трехкомпонентным спинором

$$\xi = \begin{pmatrix} \xi_1 \\ \xi_2 \\ \xi_3 \end{pmatrix} \equiv \begin{pmatrix} p \\ n \\ \lambda \end{pmatrix}. \quad (2.1)$$

Мы просто добавили третью компоненту в определение (1.1). Под действием операторов из группы $SU(3)$ этот спинор преобразуется следующим образом:

$$\xi \rightarrow \xi' = U\xi, \quad (2.2)$$

где теперь U — унитарная матрица 3×3 с детерминантом, равным единице. Аналогично тому, как это было сделано в гл. 1, мы вводим также обобщение контравариантного спинора

$$\eta = (\eta^1 \eta^2 \eta^3) \equiv (\overline{p} \overline{n} \overline{\lambda}), \quad (2.3)$$

описывающего античастицы. Он преобразуется таким образом, что $\eta \xi$ остается инвариантным. Триплеты (p, n, λ) и $(\overline{p}, \overline{n}, \overline{\lambda})$ образуют базисы двух фундаментальных представлений группы $SU(3)$. Мы обозначаем их $\{3\}$ и $\{\overline{3}\}$ соответственно. (При рассмотрении группы $SU(2)$ нет необходимости различать базисы 2 и $\overline{2}$, так как состояния одного базиса преобразуются как определенная линейная комбинация состояний другого базиса; в группе $SU(3)$ это не имеет места.) Частицы p, n и λ называют кварками, а античастицы $\overline{p}, \overline{n}, \overline{\lambda}$ — антикварками; эти названия использовал Гелл-Манн [1]. Существуют ли действительно кварки в природе, или же они представляют собой чисто формальные объекты — это открытый вопрос, к которому мы вернемся позднее.

Кварки p и n образуют изодублет ($I = 1/2$) со странностью $S = 0$; кварк λ является изоскалярю ($I = 0$), которому мы приписываем странность $S = -1$. Мы должны приписать каждому из кварков барионное число $B = 1/3$, поскольку, как мы увидим ниже, необходимы три кварка для построения бариона и пара кварк — антикварк для построения мезона. Следовательно, гиперзаряд Y , определяемый соотношением

$$Y = S + B, \quad (2.4)$$

равен $+1/3$ для p и n и $-2/3$ для λ . Соотношение Гелл-Манна — Нишиджимы

$$Q = I_z + \frac{1}{2} Y, \quad (2.5)$$

где Q — электрический заряд, приводит к тому, что заряды e_q кварков p , n , λ равны дробным значениям $2/3e$, $-1/3e$, $-1/3e$ соответственно (e — заряд протона). Квантовые числа кварков приведены в табл. 1.

Таблица 1

Квантовые числа кварков

	B	I	I_z	Y	S	e_q/e
p	$1/3$	$1/2$	$1/2$	$1/3$	0	$2/3$
n	$1/3$	$1/2$	$-1/2$	$1/3$	0	$-1/3$
λ	$1/3$	0	0	$-2/3$	-1	$-1/3$

Квантовые числа I_z , S , B , Y и e_q антикварков противоположны по знаку квантовым числам соответствующих кварков. Базисные триплеты группы $SU(3)$ можно представить графически, как показано на фиг. 1.

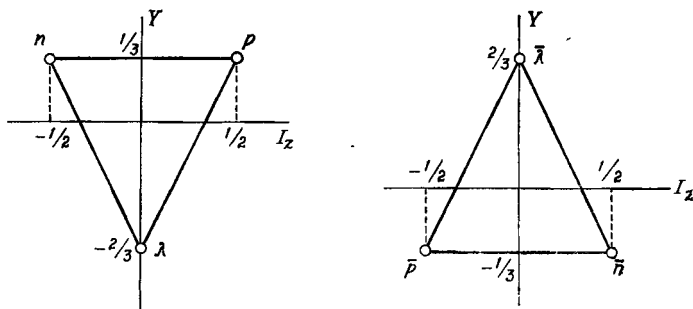
§ 2. Высшие мультиплеты

Таким же образом, как было коротко продемонстрировано в гл. 1 для группы $SU(2)$, мы можем получить высшие представления группы $SU(3)$, образуя прямые произведения базисных спиноров ξ и η . Сначала рас-

смотрим состояния пары кварк — антикварк

$$M_k^i = \eta^i \xi_k \quad (i, k = 1, 2, 3). \quad (2.6)$$

Их всего девять, и они обладают смешанными свойствами относительно преобразований из группы $SU(3)$, т. е. они не образуют базиса неприводимого представления. Чтобы построить неприводимые представления, мы выбираем



Фиг. 1. Триплеты кварков и антикварков.

подходящие линейные комбинации этих состояний в точности так же, как мы это сделали в гл. 1. Комбинация

$$\frac{1}{\sqrt{3}} \eta^i \xi_i = \frac{1}{\sqrt{3}} (\bar{p}p + \bar{n}n + \bar{\lambda}\lambda) \quad (2.7)$$

инвариантна относительно любого преобразования U и как таковая образует базис одномерного представления. Коэффициент $1/\sqrt{3}$ является нормирующим множителем. Мы получили унитарный синглет. Можно проверить непосредственно, что остающиеся восемь состояний преобразуются друг через друга и охватывают базис восьмимерного представления; мы называем его *октетом*. Следовательно, мы нашли, что прямое произведение триплет и антитриплет разбивается на синглет и октет. Символически это можно записать в виде

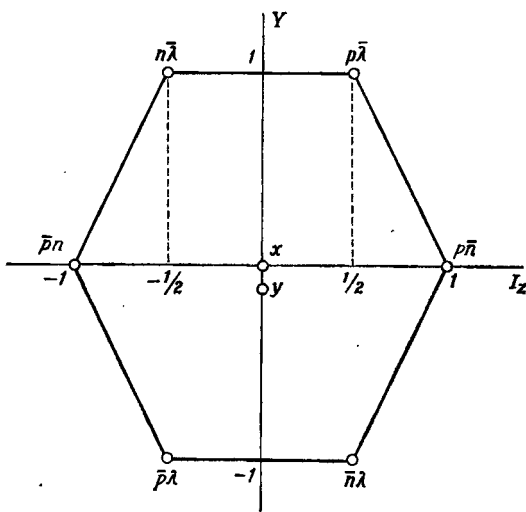
$$\{3\} \times \{\bar{3}\} = \{1\} + \{8\}. \quad (2.8)$$

Оба центральных состояния октета, т. е. состояния с $I_z = 0$, являются линейными комбинациями $\bar{p}p$, $\bar{n}n$ и $\bar{\lambda}\lambda$.

Одно из этих состояний выбирается, исходя из требования, чтобы оно вместе с $\bar{p}n$ и $\bar{n}p$ образовывало триплет. Следовательно, оно имеет вид

$$x = \frac{1}{\sqrt{2}}(\bar{p}p - \bar{n}n). \quad (2.9)$$

Оставшееся состояние y представляет собой изосинглет; это состояние определяется требованием его ортогональ-



Фиг. 2. Октет состояний системы кварка и антикварка.

ности к x и к состоянию унитарного синглета (2.7). С учетом нормирующего множителя это приводит к определению

$$y = \frac{1}{\sqrt{6}}(\bar{p}p + \bar{n}n - 2\bar{\lambda}\lambda). \quad (2.10)$$

Итак, мы имеем систему состояний октета, изображенную на фиг. 2.

Рассмотрим теперь произведение двух кварковых триплетов. Базисными состояниями являются

$$\xi_i \xi_k \quad (i, k = 1, 2, 3). \quad (2.11)$$

Эти девять состояний также имеют смешанные свойства относительно преобразований группы $SU(3)$. Исследуя их поведение при перестановке двух кварковых индексов, мы сразу видим, что можно образовать шесть симметричных состояний

$$pp, \quad nn, \quad \lambda\lambda, \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(pn + np), \quad \frac{1}{\sqrt{2}}(p\lambda + \lambda p), \quad \frac{1}{\sqrt{2}}(n\lambda + \lambda n) \quad (2.12)$$

и три антисимметричных состояния

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(pn - np), \quad \frac{1}{\sqrt{2}}(p\lambda - \lambda p), \quad \frac{1}{\sqrt{2}}(n\lambda - \lambda n). \quad (2.13)$$

Обе системы состояний преобразуются независимо, т. е. они образуют базисы неприводимых представлений группы $SU(3)$. Первая система образует секстет $\{6\}$, а вторая образует антитриплет $\{\bar{3}\}$, что становится ясно, если заметить, что состояние $(1/\sqrt{2})(pn - np)$ является изоскаляром с гиперзарядом $2/3$, т. е. преобразуется как $\bar{\lambda}$ (см. фиг. 1). Следовательно,

$$\{3\} \times \{3\} = \{\bar{3}\} + \{6\}. \quad (2.14)$$

Наконец, в трехкварковой конфигурации мы имеем базисные состояния

$$\xi_i \xi_j \xi_k \quad (i, j, k = 1, 2, 3). \quad (2.15)$$

Этот случай сложнее, но, используя сначала (2.14), а затем (2.8), мы можем написать

$$\{3\} \times \{3\} \times \{3\} = [\{\bar{3}\} \times \{3\}] + [\{6\} \times \{3\}] = \\ = \{1\} + \{8\} + [\{6\} \times \{3\}]. \quad (2.16)$$

Нетрудно проверить [4], используя (2.12), что в произведении $\{6\} \times \{3\}$ имеется 10 полностью симметричных состояний, преобразующихся друг через друга; они образуют декуплет $\{10\}$. Остальные восемь состояний образуют октет. Итак, мы получаем

$$\{3\} \times \{3\} \times \{3\} = \{1\} + \{8\} + \{8\} + \{10\}. \quad (2.17)$$

Состояния декуплета здесь полностью симметричны по кварковым индексам i, j, k ; состояния октета обладают

смешанной перестановочной симметрией, а синглетное состояние антисимметрично. [Заметим, что $\{\bar{3}\}$ в (2.14) содержит антисимметричные состояния (2.13).]

§ 3. Унитарный спин

По аналогии с оператором изоспина удобно ввести оператор F , собственные значения которого характеризуют $SU(3)$ -мультиплеты. Мы называем его *унитарным спином*, или *F -спином*. Достаточно знать, что этот оператор определен таким образом, что собственные значения F^2 для различных мультиплетов равны указанным в табл. 2 [5—7].

Для системы, составленной из двух частиц с F -спинами F_1 и F_2 , полный F -спин равен $F = F_1 + F_2$. В дальнейшем нам понадобится значение $F_1 \cdot F_2$. Оно определяется соотношением

$$F_1 \cdot F_2 = \frac{1}{2} [F^2 - F_1^2 - F_2^2] \quad (2.18)$$

и может быть вычислено с помощью табл. 2. Например, для октетного состояния пары кварк — антикварк ($q\bar{q}$) $F_1 \cdot F_2 = 1$, для синглетного состояния $F_1 \cdot F_2 = -8$ (q — кварк, \bar{q} — антикварк).

Таблица 2

Собственные значения F^2	
F^2	Мультиплет
0	{1}
8	{3}, { $\bar{3}$ }
20	{6}
18	{8}
36	{10}

До сих пор мы не рассматривали возможности того, что гипотетические частицы — кварки обладают спином. Однако если мы хотим использовать кварки в качестве строительных блоков для адронов почти так же, как нуклоны составляют ядра (что мы и делаем в нерелятивистской модели кварков, описанной в следующих главах), то мы должны предположить, что кварки обладают спином. Мы предполагаем, что кварки являются фермионами и имеют спин $\sigma = 1/2$. Это предположение представляется наиболее естественным ввиду того, что спин низших мезонных состояний равен 0 или 1, а спин низших барионных состояний равен $1/2$ или $3/2$. Тогда в нерелятивистском описании мы имеем шесть кварковых состояний, которые мы рассматриваем как компоненты шестимерного ковариантного спинора

$$\xi = \begin{pmatrix} \xi_1 \\ \xi_2 \\ \xi_3 \\ \xi_4 \\ \xi_5 \\ \xi_6 \end{pmatrix} \equiv \begin{pmatrix} p\uparrow \\ n\uparrow \\ \lambda\uparrow \\ p\downarrow \\ n\downarrow \\ \lambda\downarrow \end{pmatrix}. \quad (3.1)$$

Здесь « \uparrow » означает, что спин состояния направлен вверх, а « \downarrow » — что спин направлен вниз. Линейные преобразования U , принадлежащие группе $SU(6)$, действуют на этот базисный спинор и образуют линейные комбинации состояний ξ_A в точности так же, как в случаях $SU(2)$ и $SU(3)$, рассмотренных в предыдущих главах.

Соответствующий контравариантный спинор η^A определяется таким образом, чтобы $\eta^A \xi_A$ было скаляром при действии преобразований U . Системы $p\uparrow, \dots, \lambda\downarrow$ и $\bar{p}\downarrow, \dots, \bar{\lambda}\uparrow$ составляют базисные мультиплеты 6 и $\bar{6}$ группы $SU(6)$. ($SU(6)$ -мультиплеты мы обозначаем кур-

сивными цифрами, $SU(3)$ -мультиплеты — цифрами в фигурных скобках.)

Высшие мультиплеты мы получаем, образуя прямые произведения базисных спиноров. Имеем 36 состояний пары кварк — антикварк

$$\eta^A \xi_B \quad (A, B = 1, \dots, 6),$$

которые, как легко видеть, разбиваются на два мультиплета, т. е. на базисы неприводимых представлений группы $SU(6)$, а именно на синглет $\eta^A \xi_A$ и 35-плет

$$6 \times \bar{6} = 1 + 35, \quad (3.2)$$

что представляет собой обобщение формулы (2.8) на случай группы $SU(6)$. Полный спин синглета, конечно, равен нулю. 35-плет имеет следующее содержание: восемь состояний, образующие $SU(3)$ -октет, с полным спином, равным нулю (спины кварков антипараллельны); 24 состояния с полным спином, равным единице (спины кварков параллельны), также образующие $SU(3)$ -октет, причем каждое состояние из этого октета имеет три спиновых состояния; наконец, три состояния с полным спином, равным единице, образующие $SU(3)$ -синглет. Это легко продемонстрировать [6], записав

$$6 = \left(\{3\}, \frac{1}{2} \right), \quad \bar{6} = \left(\{\bar{3}\}, \frac{1}{2} \right),$$

где в явном виде показаны $SU(3)$ -мультиплеты и значение спина, равное $1/2$, фундаментальных секстетов. Теперь мы воспользуемся формулами (2.8) и (3.2), а также правилами сложения углового момента, и получим

$$6 \times \bar{6} = 1 + 35 = (\{1\}, 0) + (\{1\}, 1) + (\{8\}, 0) + (\{8\}, 1).$$

Если подсчитать число состояний в левой и правой частях второго соотношения, различая при этом спиновые состояния с разными s_z (s — полный спин), то в качестве единственной возможности получим

$$\begin{aligned} 1 &= (\{1\}, 0), \\ 35 &= (\{1\}, 1) + (\{8\}, 0) + (\{8\}, 1), \end{aligned} \quad (3.3)$$

что соответствует сделанному выше утверждению.

Обобщенное на случай группы $SU(6)$ соотношение (2.17) имеет вид

$$6 \times 6 \times 6 = 20 + 56 + 70 + 70. \quad (3.4)$$

Для вывода этой формулы мы начинаем с соотношения

$$6 \times 6 = 15 + 21,$$

которое выражает тот факт, что из 36 произведений $\xi_A \xi_B$ можно построить одну систему из 15 антисимметричных комбинаций и одну систему из 21 симметричной комбинации, причем каждая система образует мультиплет. Следовательно,

$$6 \times 6 \times 6 = 21 \times 6 + 15 \times 6. \quad (3.5)$$

126 состояний, содержащихся в 21×6 , представляют собой состояния типа $(\xi_A \xi_B)_{(s)} \xi_C$, где индекс (s) показывает, что это произведение симметрично по переменным A и B . Эту систему можно разбить на две неприводимые системы, а именно на систему, содержащую 56 состояний, которые симметричны по всем трем переменным, и систему из 70 состояний, обладающих смешанными свойствами симметрии. Таким образом,

$$21 \times 6 = 56 + 70; \quad (3.6)$$

аналогично

$$15 \times 6 = 20 + 70, \quad (3.7)$$

где состояния, которые содержатся в 20, полностью антисимметричны. Объединяя эти результаты, мы приходим к (3.4).

$SU(3)$ -мультиплеты, содержащиеся в правой части этого соотношения, можно найти тем же методом, который привел к соотношениям (3.3). Используя (2.14), получаем

$$6 \times 6 = 21 + 15 = (\bar{3}, 0) + (\bar{3}, 1) + (\{6\}, 0) + (\{6\}, 1).$$

Рассматривая размерности, мы делаем вывод

$$21 = (\bar{3}, 0) + (\{6\}, 1),$$

$$15 = (\bar{3}, 1) + (\{6\}, 0).$$

Отсюда, используя формулу $\{3\} \times \{6\} = \{8\} + \{10\}$, получаем

$$21 \times 6 = 56 + 70 = \left(\{8\}, \frac{1}{2}\right) + \left(\{10\}, \frac{1}{2}\right) + \left(\{8\}, \frac{3}{2}\right) + \\ + \left(\{10\}, \frac{3}{2}\right) + \left(\{1\}, \frac{1}{2}\right) + \left(\{8\}, \frac{1}{2}\right).$$

Это соотношение показывает, что

$$56 = \left(\{8\}, \frac{1}{2}\right) + \left(\{10\}, \frac{3}{2}\right), \quad (3.8a)$$

$$70 = \left(\{1\}, \frac{1}{2}\right) + \left(\{8\}, \frac{1}{2}\right) + \left(\left\{8, \frac{3}{2}\right\}\right) + \left(\{10\}, \frac{1}{2}\right). \quad (3.8b)$$

Подобным же образом находим

$$20 = \left(\{1\}, \frac{3}{2}\right) + \left(\{8\}, \frac{1}{2}\right). \quad (3.9)$$

Наиболее интересным для нас мультиплетом в правой части соотношения (3.4) является мультиплет 56 , так как он содержит основные состояния бариона. Из (3.8a) мы видим, что 56 включает в себя $SU(3)$ -октет со спином $1/2$ и декуплет со спином $3/2$. Как говорилось выше, выраженные через три кварка состояния, принадлежащие 56 , полностью симметричны по переменным A, B и C . Отметим, что состояния декуплета (3.8a) симметричны отдельно по $SU(3)$ -переменным i, j и k [см. (2.15)] и по спиновым переменным. Для октета это утверждение несправедливо.

КВАРКИ И КВАРКОВЫЕ МОДЕЛИ

§ 1. Общие замечания

Теперь мы попытаемся вложить физическое содержание в те математические идеи, которые были описаны в предыдущей главе, а также рассмотреть их уместность в физике адронов. В кварковой модели кварки рассматриваются не как простые математические объекты, а допускается возможность того, что они каким-то образом реализуются в природе, хотя мы пока не знаем, как именно это происходит. Таким образом, кварки рассматриваются как фундаментальные строительные блоки адронной материи¹⁾. Предполагается, что каждый адрон представляет собой связанное состояние кварков или антикварков, или тех и других, получающееся благодаря некоторой большой силе притяжения, природа которой неизвестна. $SU(3)$ -инвариантность означает, что все три кварка, составляющие триплетное представление группы $SU(3)$, имеют одну и ту же массу и что силы, действующие между кварками, не изменяются под действием преобразований из группы $SU(3)$. Этот факт обеспечивает существование $SU(3)$ -мультиплетов, состоящих из $\bar{n}qmq$ -состояний ($n, m = 0, 1, 2, \dots$), в соответствии с формулами, приведенными в предыдущих главах. В случае точной симметрии состояния внутри каждого мультиплета вырождены по энергии. Если симметрия нарушена, то вырождение снимается. Следовательно, исходя из кварковой картины, мы естественным образом приходим к классификации мезонов, барионов и их резонансов по определенным $SU(3)$ -мультиплетам. В простейшей схеме, когда мезоны представляют собой $q\bar{q}$ -состояния, а барионы — qqq -состояния, разрешены только синглеты, октеты и декуплеты [см. (2.8) и (2.17)]. Экспериментальное подтверждение

¹⁾ Было выдвинуто также предположение, что по аналогии с адронными кварками, компонентами адронной материи, могут существовать лептонные кварки, из которых построен мир лептонов (см. [8]).

такого распределения адронов по $SU(3)$ -мультиплетам явилось одним из наиболее замечательных открытий в физике элементарных частиц за последние годы¹⁾. Наблюдаемые мультиплеты вырождены только приближенно. Это показывает, что $SU(3)$ -симметрия является только приближенной симметрией.

Мы можем сделать еще один шаг и включить в рассмотрение спин, который трактуется нерелятивистски (см. ниже). Предположение о том, что взаимодействия между кварками не зависят также от направлений их спинов, автоматически приводит к классификации адронов по $SU(6)$ -мультиплетам [6, 10—12], каждый из которых, как мы видели, включает в себя в общем случае несколько $SU(3)$ -мультиплетов. Каждый из этих последних содержит систему состояний с одинаковым полным спином. Снова оказывается, что $SU(6)$ -мультиплеты реализуются в природе, а это означает, что $SU(3)$ -мультиплеты с различными спинами не являются совершенно независимыми. Однако большие различия масс внутри наблюдаемых $SU(6)$ -мультиплетов показывают, что эти мультиплеты являются отражением только весьма приближенной симметрии. Орбитальный момент можно без труда включить в эту картину. (В следующих главах мы покажем все это в явном виде.) Очевидно, существование высших мультиплетов, хотя и объясняется естественным образом в кварковой модели, ни коим образом не доказывает существования кварков как физических частиц.

§ 2. Поиски кварков

Существуют ли кварки? Мы этого не знаем! До сих пор кварки не были найдены в природе, хотя экспериментаторы энергично охотились за ними в течение нескольких лет [15]²⁾. Отметим, что в силу закона сохранения заряда по крайней мере одна частица с нецелым зарядом предполагается стабильной. Поиски кварков ведутся по следующим направлениям.

¹⁾ Блестящая подборка статей по $SU(3)$ -симметрии приведена в книге [9].

²⁾ Один из последних обзоров ситуации содержится в работе [13]. См. также [14].

Одно направление — это геофизическо-химический подход, в котором предполагается, что по какой-то причине стабильные кварки, или вообще частицы с нецелым зарядом, находятся в малых концентрациях в метеоритах, планетах и, в частности, в земной коре [18—20]. Они могут быть остатками процесса рождения, имевшего место в течение космологического «большого взрыва», или продуктами столкновений космических лучей высокой энергии, взаимодействующих с атмосферой Земли с момента ее образования. Если эти кварки несут отрицательный заряд, то они будут захватываться ядрами на боровские орбиты и образовывать атомы с нецелым зарядом, что может приводить к особым химическим или физическим свойствам малых количеств земной коры. Химический анализ морской воды [21] дал верхний предел концентрации кварков на нуклон $C_q \lesssim 10^{-24} - 10^{-27}$. Теоретические оценки весьма не убедительны и сильно зависят от выбора модели [18—20, 22]. В настоящее время проводятся эксперименты милликеновского типа [23], но видоизмененные из-за малых концентраций. Идея заключается в том, чтобы произвести опыт Милликена на более крупных телах — зернах материи, которые намагничены и удерживаются в своем положении подходящими магнитными полями. В другом эксперименте [24], давшем отрицательный результат, исследователи производили поиски кварковых атомов (т. е. водородоподобных атомов, образованных одним положительно заряженным кварком и одним электроном) в солнечной фотосфере, изучая солнечный спектр.

Другое направление поисков охватывает попытки обнаружить кварки непосредственно в космических лучах [25—28] и в экспериментах на ускорителях [29—31]. Эти эксперименты приводят к установлению верхних пределов для потоков кварков или сечений рождения, что в свою очередь приводит к получению нижних пределов для массы кварка m_q , в предположении, что можно произвести оценку сечения рождения. В экспериментах на ускорителях ведутся поиски кварков в реакциях типа

$$P + P \rightarrow P + P + q + \bar{q} + (\text{возможно}) \text{ мезоны.} \quad (4.1)$$

Энергии существующих ускорителей недостаточны для образования кварков, если масса кварков значительно больше 3 Гэв . В недавних экспериментах установлен верхний предел сечения $\sigma(q\bar{q})$ реакции (4.1) при импульсах протона в лабораторной системе порядка 30 Гэв/с . Он равен $10^{-35} - 10^{-37} \text{ см}^2$. Оценки [22, 32, 33] этого сечения на основе статистической модели рождения частиц обнаруживают сильную зависимость от массы кварка m_q . Согласно модели Хагедорна [33],

$$\sigma(q\bar{q}) = C \left(\frac{m_q}{T_0} \right)^3 e^{-2m_q/T_0}, \quad (4.2)$$

где $T_0 \approx 0,16 \text{ Гэв}$ и $C \approx 250 \text{ мб}$. Эта формула справедлива в области энергий много выше порога рождения и дает результат, не зависящий от полной энергии. Отметим, что $\sigma(q\bar{q})$ уменьшается в 10^{-6} раз, если m_q увеличивается на одну массу нуклона. При $m_q = 3 \text{ Гэв}$ формула (4.2) дает $\sigma(q\bar{q}) \approx 10^{-37} \text{ см}^2$, что по порядку величины совпадает с экспериментально найденным нижним пределом. Этот факт приводит к выводу, что нижний предел массы кварка составляет около $3-4 \text{ Гэв}$.

Эти неудачные результаты поисков кварков могут объясняться несколькими причинами.

1. Кварки могут обладать очень большой массой. Если масса кварка m_q велика, например равна 10 Гэв , то сечение рождения, согласно формуле (4.2), слишком мало, чтобы создать заметный поток частиц.

2. До сих пор исследователи вели поиски почти исключительно кварков с дробным зарядом $|1/3|$ или $|2/3|$ (см., однако, [34, 35]). Было отмечено [36], что не исключено существование связанных систем кварков (таких как qq , $qqqq$ с нецелым зарядом и массой, меньшей чем m_q), в которые кварки могли бы распадаться за счет сильных взаимодействий. При этом стабильная система не обязательно имела бы заряд $|1/3|$ или $|2/3|$, а могла бы иметь дробный заряд, больший чем $|2/3|$.

3. Возможно, что кварки не существуют в виде свободных частиц, а из-за какого-то принципа отбора находятся только в определенных связанных комбинациях, имеющих целочисленные заряд и барионное число.

Несколько предположений в этом направлении было сделано Шиффом [37] (см. гл. 7, § 2).

4. Кварки могут представлять собой некоторый вид квазичастиц, которые, подобно фононам внутри кристаллической решетки, имеют смысл только как динамические сущности внутри адронов. Хорошо известно, что многие свойства колеблющегося кристалла можно успешно описать на основе предположения о невзаимодействующих независимых фононах, которые, очевидно, не могут существовать вне кристалла.

Две последние альтернативы позволяют думать о кварках, как о довольно легких объектах с массами порядка нескольких сотен мегаэлектронвольт [ср. (4.6)].

§ 3. Основные предположения

Как указывалось выше, в кварковой модели наблюдаемые адроны интерпретируются как связанные состояния кварков или антикварков, или и тех и других. Если кварки представляют собой тяжелые объекты, то для этих связанных состояний характерны чрезвычайно большие энергии связи, достаточно большие для почти полной компенсации больших масс покоя составляющих кварков. Несмотря на эти большие энергии связи во многих приложениях кварковой модели считают, что движение кварков внутри адронов носит нерелятивистский характер (*нерелятивистская кварковая модель*). Было показано [38, 39], что это предположение не является неприемлемым; однако его законность может зависеть от природы силового поля, связывающего кварки. Для иллюстрации этого положения рассмотрим простой случай, когда один кварк с массой m_q движется в глубокой потенциальной яме U с глубиной $-U_0$ и шириной b , образованной другими кварками связанной системы. Мы рассматриваем два случая: 1) U является четвертой компонентой векторного потенциала, подобно кулоновскому потенциалу, и 2) U является скалярным потенциалом. Уравнения Дирака для кварка, соответствующие этим двум случаям, имеют следующий вид:

$$[m_q + \boldsymbol{\gamma} \cdot \mathbf{p}] \psi_q = (E + U_0) \gamma_0 \psi_q, \quad (4.3)$$

$$[(m_q - U_0) + \boldsymbol{\gamma} \cdot \mathbf{p}] \psi_q = E \gamma_0 \psi_q. \quad (4.4)$$

В таком силовом поле кварк ведет себя приближенно как свободная частица с импульсом порядка b^{-1} и эффективной массой m_q^* , измененной по сравнению с значением массы свободного кварка m_q на величину, определяемую силовым полем. Условие нерелятивистского движения приближенно имеет вид¹⁾

$$b^{-1} \ll m_q^*. \quad (4.5)$$

В случае векторного поля [уравнение (4.3)]

$$m_q^* = m_q.$$

Наличие потенциала не влияет на массу кварка, а изменяет лишь шкалу энергии. При $m_q \gtrsim 4 \text{ Гэв}$ условие (4.5) легко выполнить. В самом деле, при b порядка 1 ферми левая часть (4.5) становится равной $b^{-1} \approx 0,2 \text{ Гэв}$. Однако если U является скалярным полем, то мы имеем [уравнение (4.4)]

$$m_q^* = m_q - U_0.$$

Поскольку глубина ямы должна быть такой, чтобы приводить к наблюдаемой массе связанной системы, мы найдем, что в этом случае

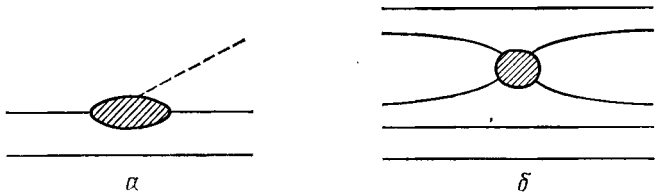
$$m_q^* \approx \frac{m_M}{2} \approx \frac{m_B}{3} \approx 400 \text{ Мэв}, \quad (4.6)$$

где m_M и m_B — средние массы 35-плета и 56-плета соответственно. Это требование приводит к тому, что становится труднее выполнить условие (4.5). Тем не менее, как мы увидим ниже, электромагнитные свойства адронов, по-видимому, позволяют предположить, что связывающий потенциал является главным образом скалярным. Здесь следует заметить, что для потенциалов с узкой горловиной, таких как потенциал Юкавы, еще труднее получить нерелятивистское движение, так как из-за горловины движение частицы в действительности ограничено областью, меньшей, чем область, задаваемая шириной потенциальной ямы b , поэтому средний импульс частицы больше, чем b^{-1} [40].

Второе важное предположение, лежащее в основе всех применений кварковой модели, — это предположение об

¹⁾ Мы используем систему единиц, в которой $\hbar = c = 1$.

аддитивности, согласно которому некоторое свойство адрона описывается как сумма вкладов от составляющих его кварков или антикварков (*модель независимых кварков*). Например, амплитуды распада адрона и процессов рассеяния при высоких энергиях вычисляются как суммы вкладов типа показанных на фиг. 3. (Следует подчеркнуть, что на самом деле нельзя говорить об *одной* кварковой



Фиг. 3. Распад мезона и рассеяние мезона на барионе в модели кварков. Сплошные линии соответствуют кваркам или антикваркам, пунктирная линия может соответствовать фотону, лептонной паре, пиону и т. д.

модели. Существуют различные кварковые модели, точно так же, как существуют различные модели ядра. Для описания свойств адронов при низких энергиях и для описания рассеяния при высоких энергиях используются две разные кварковые модели.)

Для процессов распада $A \rightarrow B + X$, где A и B — адроны, а X — испускаемая система (пунктирная линия на фиг. 3, a), аддитивность в явном виде означает

$$\langle B + X | T | A \rangle = \langle B | \sum_{ij} T_{ij}(X) | A \rangle, \quad (4.7)$$

где оператор $T_{ij}(X)$ описывает однокварковый переход $q_i \rightarrow q_j + X$. Волновые функции A и B для спина и унитарного спина строятся в терминах кварков согласно $SU(6)$ -симметрии (см. следующие главы).

Как мы увидим ниже, предположение об аддитивности выполняется удивительно хорошо. Этот успех резко контрастирует с неудачей всех попыток, особенно в рассеянии при высоких энергиях, найти для него *априорное* оправдание. В настоящее время по крайней мере мы должны рассматривать его как «правило игры», если использовать выражение Липкина.

Столь же нетривиально обычное предположение о том, что адроны можно описывать с помощью фиксированного числа кварков и фиксированного числа антикварков, т. е. что барионы, например, можно рассматривать как чистые трехкварковые состояния без многокварковых примесей типа $qq\bar{q}\bar{q}$ (мезонное облако).

В заключение мы хотим указать, что во многих случаях описанная выше кварковая модель и некоторые схемы высшей симметрии приводят к одним и тем же предсказаниям без явного использования этой симметрии в вычислениях по кварковой модели. Источник такой «симметрии без симметрии» был подробно рассмотрен Липкиным [41]. Липкин указал, что, например, в процессах распада такое положение возникает в том случае, когда трансформационные свойства оператора $T_{ij}(X)$ в предположении аддитивности (4.7) случайно оказываются совпадающими с трансформационными свойствами, которые использовались при обычном описании с помощью симметрии. Эти трансформационные свойства определяются требованием, чтобы оператор $T_{ij}(X)$ был одночастичным оператором, преобразующим только состояния с одним кварком (антикварком) в другие состояния также с одним кварком (антикварком). (Подробное обсуждение ряда случаев содержится в работе [41].)

§ 4. Другие составные модели

Мы заканчиваем эту главу замечанием о возможных других составных моделях. Кварковая модель представляет собой весьма экономную схему в том смысле, что для построения наблюдаемых адронов здесь необходим только один триплет (и, конечно, один антриплет) фундаментальных объектов. Однако в этой схеме мы должны допустить существование частиц с дробным зарядом и барионным числом. Многие пытались избежать этих нецелых квантовых чисел. Такой подход возможен только при увеличении количества фундаментальных триплетов. Например, в модели Бакри, Нуитса и Ван Хова [42] вводятся два триплета, в модели Хана и Намбу [43] — три. Мы не рассматриваем подробнее здесь эти модели, а упомянем лишь, что Кабиббо и др. [44] сделали недавно

интересное замечание в пользу триплетов с целочисленными зарядами. Эти авторы предприняли попытку вычисления радиационных поправок при β -распадах адронов в составной модели и нашли, что одно из условий получения конечных результатов до порядка e^2 заключается в том, чтобы частицам фундаментального триплета были приписаны заряды 0 или $\pm e$. Этот вывод следует сопоставить с выводом, сделанным ранее Окубо [45], который при исследовании правил сумм, получаемых из коммутационных соотношений для токов, приводит доводы в пользу кварковой модели с дробными, а не целочисленными зарядами.

§ 1. Суперпозиция кварковых состояний

В модели кварков мезоны рассматриваются как связанные состояния пары кварк — антикварк $q\bar{q}$. Сила притяжения между q и \bar{q} может быть обусловлена, например, обменом векторными мезонами (см. гл. 7). В общем случае система $q\bar{q}$ может иметь ненулевой орбитальный момент L . В $q\bar{q}$ -модели единственными разрешенными для мезонов $SU(3)$ -мультиплетами являются, согласно (2.8), синглет и октет. Вызывает удивление тот факт, что до сих пор не установлено никаких мезонных резонансов, которые нельзя было бы включить в синглетные и октетные представления, так что в настоящее время нет необходимости в высших представлениях, соответствующих кварковым системам типа $q\bar{q}q\bar{q}$ и т. д. [15—17]. Конечно, не исключена окончательно возможность того, что открытые нонеты мезонов с более высокими спинами, такие как 2^+ -мезоны, являются $q\bar{q}q\bar{q}$ -состояниями, а не возбужденными по L $q\bar{q}$ -системами, как мы здесь предполагаем. Следует также подчеркнуть, что кроме соображений простоты других аргументов против этих многокварковых конфигураций нет. В $SU(6)$ -инвариантной теории $q\bar{q}$ -модель допускает для мезонных состояний только представления 1 и 35 группы $SU(6)$ [см. (3.2)]. Отметим, что в случае мезонов частица вместе со своей античастицей всегда попадают в один $SU(3)$ -мультиплет.

Ввиду того что кварк и антикварк имеют противоположные внутренние четности, четность P -состояния $q\bar{q}$ определяется формулой

$$P = (-1)^{L+1}. \quad (5.1)$$

Квантовое число зарядового сопряжения C для нейтральных состояний равно

$$C = (-1)^{L+s}, \quad (5.2)$$

где s — полный внутренний спин, равный нулю или еди-

Псевдоскалярные и векторные мезоны

$SU(3)$ -мультиплет	Частица	Составляющие кварки	Масса, Мэв	J^P	I	S	
{8}	ρ^+ π^+	$\bar{p}\bar{n}$	774 139,6	1 ⁻ 0 ⁻	1	0	
	ρ^0 π^0	$\frac{1}{\sqrt{2}}(\bar{p}\bar{p} - \bar{n}\bar{n})$	780 135,0	1 ⁻ 0 ⁻	1	0	
	ρ^- π^-	$\bar{p}\bar{n}$	774 139,6	1 ⁻ 0 ⁻	1	0	
	K^{*0} K^0	$n\bar{\lambda}$	890 497,7	1 ⁻ 0 ⁻	1/2	1	
	K^{*+} K^+	$p\bar{\lambda}$	890 493,8	1 ⁻ 0 ⁻	1/2	1	
	\bar{K}^{*0} \bar{K}^0	$\bar{n}\lambda$	890 497,7	1 ⁻ 0 ⁻	1/2	-1	
	K^{*-} K^-	$\bar{p}\lambda$	890 493,8	1 ⁻ 0 ⁻	1/2	-1	
	ω_8 η_8	$\frac{1}{\sqrt{6}}(\bar{p}p + \bar{n}n - 2\bar{\lambda}\lambda)$		1 ⁻ 0 ⁻	0	0	
	{1}	φ_1 η'_1	$\frac{1}{\sqrt{3}}(\bar{p}p + \bar{n}n + \bar{\lambda}\lambda)$		1 ⁻ 0 ⁻	0	0
		Смесь мультиплетов {1} и {8}	ω	$\frac{1}{\sqrt{2}}(\bar{p}\bar{p} + \bar{n}\bar{n})$	783,3	1 ⁻	
	φ $\eta'(X^0)$		$-\lambda\bar{\lambda}$ $-\eta_8 \sin 11^\circ + \eta'_1 \cos 11^\circ$	1018,6 958,3	1 ⁻ 0 ⁻	0	0
	η		$\eta_8 \cos 11^\circ + \eta'_1 \sin 11^\circ$	548,6	0 ⁻		

нице в зависимости от того, антипараллельны или параллельны спины кварков. Спин адрона равен $J = L + s$.

Приведенные выше соотношения показывают, что в qq -модели разрешены только определенные комбинации J , P и C (см. также гл. 9, § 1); комбинации $J^{PC} = 0^{--}$ (нечетное) $^{-+}$, (четное) $^{+-}$ исключаются. Большой успех модели состоит в том, что все установленные до сих пор мезонные состояния удовлетворяют (5.1) и (5.2).

Самыми низкими qq -состояниями являются S -состояния, соответствующие $L = 0$. В зависимости от значения s имеются две системы из девяти S -состояний (два нонета) со следующими квантовыми числами:

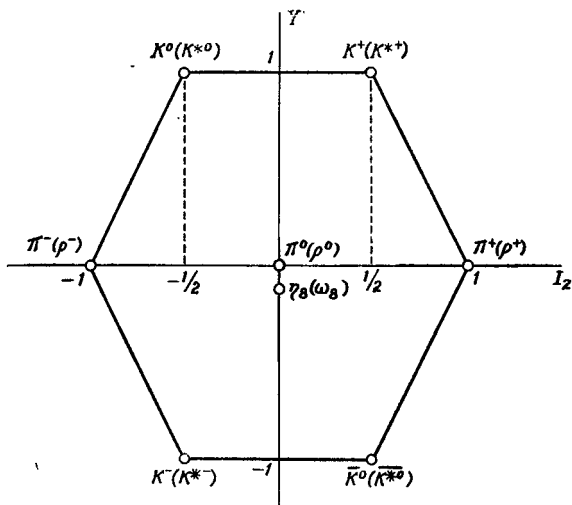
$$\begin{aligned} \text{а) } s=0, \quad P = -1, \quad C = +1, \\ \text{б) } s=1, \quad P = -1, \quad C = -1, \end{aligned} \quad (5.3)$$

каждая из которых распадается на $SU(3)$ -синглет и $SU(3)$ -октет. Синглет с $s = 0$ является $SU(6)$ -мультиплетом 1, остальные состояния образуют мультиплет 35. Системы (а) и (б) можно отождествить соответственно с двумя нонетами установленных псевдоскалярных и векторных мезонов. Сравните, например, квантовые числа октета состояний пары кварк — антикварк, представленные на фиг. 2, с квантовыми числами октетов псевдоскалярных и векторных мезонов, показанных на фиг. 4.

В табл. 3 приведены кварковый состав и другие характеристики мезонов с $L = 0$. Если не оговорено противное, то экспериментальные данные об элементарных частицах взяты из таблиц Розенфельда и др. [46]. В качестве девятого псевдоскалярного мезона мы выбрали η' (или X^0). Этот выбор не является совершенно необходимым. Другим кандидатом является $E(1420)$ (см. также гл. 8, конец § 1); ω_8 и η_8 представляют собой комбинации, соответствующие чистым унитарным октетам, а ϕ_1 и η'_1 соответствуют чистым синглетам. Поскольку эти состояния имеют одни и те же квантовые числа $I = Y = 0$, они могут смешиваться в нарушенной $SU(3)$ -симметрии в том случае, когда принадлежат к одному и тому же нонету, а наблюдаемые частицы ω , ϕ , η и η' являются их когерентными суперпозициями. В явном виде

$$\phi, \eta = \psi_8 \cos \theta - \psi_1 \sin \theta, \quad \omega, \eta' = \psi_8 \sin \theta + \psi_1 \cos \theta, \quad (5.4)$$

где через ψ_8 и ψ_1 обозначены состояния чистого октета и синглета соответственно. В дальнейшем мы увидим, что угол смешивания θ для векторных мезонов равен



Ф и г. 4. Октет псевдоскалярных (векторных) мезонов.

$\theta_Y \approx 40^\circ$. Это значение очень близко к «идеальному» значению, равному $\arctg(\sqrt{2}/2)$, при котором

$$\varphi = -\lambda\bar{\lambda}, \quad \omega = \frac{1}{\sqrt{2}}(p\bar{p} + n\bar{n}). \quad (5.5)$$

Если не оговаривается противное, то в дальнейшем мы всегда используем (5.5) для представления φ и ω через кварки. Для псевдоскалярных мезонов угол смешивания равен $\theta_p \approx -11^\circ$. Мы вернемся к вопросу о смешивании, когда будем рассматривать массы частиц.

§ 2. Волновые функции

Волновую функцию $\bar{q}q$ -состояния A с $L = 0$ можно записать в виде произведения

$$\Psi(A) = f(A, \{\mathbf{r}_i\}) \varphi(A), \quad (5.6)$$

где f — пространственная часть, φ — часть, относящаяся к спину и унитарному спину, а через $\{r_i\}$ обозначена система радиусов-векторов, описывающих положение кварков внутри адрона A . Как f , так и φ считаются нормированными на единицу. Волновую функцию φ построить легко. У псевдоскалярных мезонов спины кварка и антикварка антипараллельны, так что спиновая волновая функция является синглетом, т. е. в очевидных обозначениях

$$\frac{1}{\sqrt{2}} [|\uparrow\downarrow\rangle - |\downarrow\uparrow\rangle], \quad (5.7)$$

где уже включен нормирующий множитель. Выражая унитарно-спиновую часть волновой функции согласно табл. 3 (термин «унитарно-спиновая волновая функция» используется для очевидного обобщения на группу $SU(3)$ «изо-спиновой волновой функции»), мы получаем, например,

$$\varphi(\pi^+) = \frac{1}{\sqrt{2}} [|\bar{n}\uparrow p\downarrow\rangle - |\bar{n}\downarrow p\uparrow\rangle], \quad (5.8)$$

$$\varphi(\pi^0) = \frac{1}{2} [|\bar{p}\uparrow p\downarrow\rangle - |\bar{p}\downarrow p\uparrow\rangle - |\bar{n}\uparrow n\downarrow\rangle + |\bar{n}\downarrow n\uparrow\rangle].$$

У векторных мезонов спины кварков параллельны, и мы имеем спиновые волновые функции

$$\begin{aligned} &|\uparrow\uparrow\rangle, & s_z = +1, \\ &\frac{1}{\sqrt{2}} [|\uparrow\downarrow\rangle + |\downarrow\uparrow\rangle], & s_z = 0, \\ &|\downarrow\downarrow\rangle, & s_z = -1, \end{aligned} \quad (5.9)$$

с помощью которых мы снова можем записать $\varphi(A)$. Приведем следующие примеры:

$$\varphi(\rho^+, s_z = +1) = |\bar{n}\uparrow p\uparrow\rangle,$$

$$\varphi(\rho^+, s_z = 0) = \frac{1}{\sqrt{2}} [|\bar{n}\uparrow p\downarrow\rangle + |\bar{n}\downarrow p\uparrow\rangle],$$

(5.10)

$$\varphi(\omega, s_z = +1) = \frac{1}{\sqrt{2}} [|\bar{p}\uparrow p\uparrow\rangle + |n\uparrow n\uparrow\rangle],$$

$$\varphi(\omega, s_z = 0) = \frac{1}{2} [|\bar{p}\uparrow p\downarrow\rangle + |\bar{p}\downarrow p\uparrow\rangle + |\bar{n}\uparrow n\downarrow\rangle + |\bar{n}\downarrow n\uparrow\rangle].$$

Вычислить пространственные волновые функции $f(A, \{\mathbf{r}_i\})$ мы не можем, поскольку совершенно не знаем динамику движения кварков внутри адрона. В некоторых приложениях модели, например при выводе соотношений между полными сечениями при высоких энергиях, не обязательно знать эту волновую функцию. Однако во многих других приложениях появляются интегралы типа ¹⁾

$$F_i^{AA'}(\mathbf{q}) = \int d\tau f^*(A, \{\mathbf{r}_i\}) f(A', \{\mathbf{r}_i\}) e^{-i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}_i}, \quad (5.11)$$

$$d\tau = \prod_j d\mathbf{r}_j \delta\left(\frac{1}{N} \sum_j \mathbf{r}_j\right),$$

где передаваемый импульс $|\mathbf{q}|$ лежит в области $0 \ll |\mathbf{q}| \ll 1$ Гэв/с. Если $A \equiv A'$, то мы имеем, конечно, $F_i^{AA'}(0) = 1$. За неимением ничего лучшего часто используется приближение (снова правило игры!)

$$F_i^{AA'}(\mathbf{q}) = F_i^{AA'}(0) = 1 \quad (5.12)$$

для $A \neq A'$, но из одного и того же $SU(6)$ -мультиплетта. Это последнее приближение, когда мы полагаем $F_i^{AA'}(0) = 1$ может быть не слишком плохим. Оно означает, что мы пренебрегаем в $f(A, \{\mathbf{r}_i\})$ эффектами нарушения симметрии. Если бы $SU(6)$ -симметрия была точной, то величина $F_i^{AA'}(0)$ была бы, конечно, точно равна единице. В том случае, когда A и A' принадлежат одному $SU(3)$ -мультиплету, достаточно $SU(3)$ -симметрии. Первая часть соотношения (5.12) равносильна предположению, что кварки обладают пространственными размерами порядка размеров адронов, причем их центры масс находятся достаточно близко друг к другу в пространстве, что обеспечивает почти постоянное значение формфакторов $F_i^{AA'}(\mathbf{q})$ в указанной выше области значений $|\mathbf{q}|$. Более подробное обсуждение этих вопросов мы откладываем до следующих глав.

¹⁾ См. приложение.

§ 1. Состояния, принадлежащие декуплету

Барионные состояния считаются трехкварковыми связанными состояниями qqq с полным угловым моментом L . В этой схеме приближенная $SU(3)$ -инвариантность приводит к размещению барионов по синглетам, октетам и декуплетам [см. (2.17)]. До последнего времени не было указаний на существование барионных резонансов, которые не попадали бы в один из этих мультиплетов. Однако теперь ситуация стала менее ясной. Если подтвердится, что недавно открытые пики в полном сечении K^+P -рассеяния являются резонансами, то простая qqq -схема окажется неприемлемой, так как в нее нельзя включить резонансы с положительной странностью. В этом случае потребуются более сложные конфигурации типа $qqq\bar{q}$ (см. также гл. 9).

Низшие барионные состояния представляют собой трехкварковые состояния с $L = 0$. Существуют 10 состояний, в которых спины кварков в сумме дают значение $s = 3/2$. Они образуют хорошо известный $SU(3)$ -декуплет барионных резонансов с $J^P = 3/2^+$. В табл. 4 приведены эти резонансы и указано, из каких кварков они состоят. Так же, как в случае псевдоскалярных и векторных мезонов, их волновые функции можно записать в виде произведения типа (5.6). Части волновых функций этого декуплета, относящиеся к спину и унитарному спину, можно построить следующим образом. В гл. 2 мы видели, что унитарно-спиновые части волновых функций состояний из декуплета (2.17) полностью симметричны относительно перестановок трех кварков. С другой стороны, спиновые волновые функции этих состояний также симметричны, так как спины кварков должны объединяться таким образом, чтобы полный спин получался равным $3/2$. Отсюда следует, что $\psi(A)$ симметрична. Теперь предположим, что кварки, как и обычные частицы со спином $1/2$, под-

чиняются статистике Ферми. Тогда полная волновая функция $\Psi(A)$ должна быть антисимметричной относительно взаимной перестановки любых двух кварков.

Таблица 4

Основные барионные состояния

Частица	Составляющие кварки	Масса, $M_{\text{эв}}$	$SU(3)$ -мультиплет	J^P	I	S_I
Δ^{++}	ppp	1236	$\{10\}$	$3/2^+$	$3/2$	0
Δ^+	ppn	1236	$\{10\}$	$3/2^+$	$3/2$	0
P		938,3	$\{8\}$	$1/2^+$	$1/2$	
Δ^0	pnn	1236	$\{10\}$	$3/2^+$	$3/2$	0
N		939,6	$\{8\}$	$1/2^+$	$1/2$	
Δ^-	nnn	1236	$\{10\}$	$3/2^+$	$3/2$	0
Y^{*+}	$pp\lambda$	1382	$\{10\}$	$3/2^+$	1	-1
Σ^+		1189,5	$\{8\}$	$1/2^+$		
Y^{*0}	$pn\lambda$	1382	$\{10\}$	$3/2^+$	1	-1
Σ^0		1192,6	$\{8\}$	$1/2^+$		
Λ		1115,6	$\{8\}$	$1/2^+$	0	
Y^{*-}	$nn\lambda$	1382	$\{10\}$	$3/2^+$	1	-1
Σ^-		1197,4	$\{8\}$	$1/2^+$		
Ξ^{*0}	$p\lambda\lambda$	1529	$\{10\}$	$3/2^+$	$1/2$	-2
Ξ^0		1314,7	$\{8\}$	$1/2^+$		
Ξ^{*-}	$n\lambda\lambda$	1529	$\{10\}$	$3/2^+$	$1/2$	-2
Ξ^-		1321,2	$\{8\}$	$1/2^+$		
Ω^-	$\lambda\lambda\lambda$	1674	$\{10\}$	$3/2^+$	0	-3

Для частиц из декуплета приведено в каждом изоспиновом мультиплете значение массы частицы с наибольшим I_z . Антибарионные состояния получают при замене каждого кварка соответствующим антикварком.

Следовательно, пространственная часть $f(A, \{r_i\})$ должна быть антисимметричной. В гл. 7 рассматривается особая ситуация, когда пространственная часть волновой функции основного состояния ($L = 0$) антисимметрична.

Согласно формулам (3.4), (3.8) и (3.9), декуплет с $s=3/2$ может принадлежать только $SU(6)$ -мультиплету 56.

Легко построить волновые функции $\varphi(A)$ декуплета, если заметить, что спиновые волновые функции имеют вид

$$\begin{aligned}
 &|\uparrow\uparrow\uparrow\rangle, & s_z &= \frac{3}{2}, \\
 &\frac{1}{\sqrt{3}} [|\uparrow\uparrow\downarrow\rangle + |\uparrow\downarrow\uparrow\rangle + |\downarrow\uparrow\uparrow\rangle], & s_z &= \frac{1}{2}, \\
 &\frac{1}{\sqrt{3}} [|\uparrow\downarrow\downarrow\rangle + |\downarrow\downarrow\uparrow\rangle + |\downarrow\uparrow\downarrow\rangle], & s_z &= -\frac{1}{2}, \\
 &|\downarrow\downarrow\downarrow\rangle, & s_z &= -\frac{3}{2}.
 \end{aligned} \tag{6.1}$$

Используя табл. 4, мы находим, например,

$$\begin{aligned}
 \varphi(\Delta^+, s_z = \frac{3}{2}) &= \frac{1}{\sqrt{3}} [|p\uparrow p\uparrow n\uparrow\rangle + |p\uparrow n\uparrow p\uparrow\rangle + |n\uparrow p\uparrow p\uparrow\rangle], \\
 \varphi(\Delta^+, s_z = \frac{1}{2}) &= \frac{1}{3} [|p\uparrow p\uparrow n\downarrow\rangle + |p\uparrow n\downarrow p\uparrow\rangle + |n\downarrow p\uparrow p\uparrow\rangle + \\
 &+ |p\uparrow p\downarrow n\uparrow\rangle + |p\downarrow p\uparrow n\uparrow\rangle + |p\uparrow n\uparrow p\downarrow\rangle + \\
 &+ |p\downarrow n\uparrow p\uparrow\rangle + |n\uparrow p\downarrow p\uparrow\rangle + |n\uparrow p\uparrow p\downarrow\rangle].
 \end{aligned} \tag{6.2}$$

§ 2. Состояния, принадлежащие октету

Октет барионов с $J^P = 1/2^+$ состоит из трехкварковых состояний с $L = 0$, в которых полный спин кварков равен $1/2$. Барионы составлены из кварков, как показано в табл. 4. Их волновые функции определены формулой (5.6). Естественно предположить, что этот октет дополняет упомянутый выше $SU(6)$ -мультиплет 56, содержащий состояния декуплета $3/2^+$. Это предположение, по-видимому, оправдывается в эксперименте, в частности в его пользу говорит удивительно успешное предсказание отношения магнитных моментов протона и нейтрона, следующее из этой классификации (см. гл. 11). Тот факт, что трехкварковые состояния в мультиплете (56, $L = 0$) имеют гораздо меньшую массу, чем состояния в мультиплетях (20, $L = 0$) и (70, $L = 0$) (до настоящего времени

последние два мультиплетта экспериментально не наблюдались), должен объясняться в кварковой модели особым характером сил связи между кварками (гл. 7).

Если бы $SU(6)$ -симметрия была точной симметрией, то высказанное выше предположение означало бы, что пространственные волновые функции октета и декуплета одинаковы. В действительности симметрия лишь приближенно является $SU(6)$ -симметрией, и эти волновые функции могут быть неодинаковыми. Однако мы будем считать, что эти волновые функции обладают по крайней мере свойствами перестановочной симметрии, которые предписываются группой $SU(6)$. Это предположение означает, что, как и для частиц декуплета, пространственные волновые функции барионов антисимметричны. Более того, во многих приложениях мы дополнительно предполагаем, что эти волновые функции приближенно удовлетворяют условию $F_i^{AA'}(0) = 1$ [см. (5.11) и (5.12)].

Для получения той части φ волновых функций барионов, которая относится к спину и унитарному спину, мы можем поступить следующим образом. Рассмотрим в качестве примера протон со спином, направленным вверх ($s_z = 1/2$). Вспомним, что φ должна быть полностью симметричной. Спиновая и унитарно-спиновая части волновой функции протона в отдельности обладают смешанной симметрией. Как объединить три спина $1/2$, чтобы получить полный спин $1/2$? Один из способов состоит в том, что два кварка помещают в синглетное спиновое состояние и добавляют третий кварк со спином, направленным вверх. Такое синглетное спиновое состояние описывается формулой

$$\frac{1}{\sqrt{2}} (\uparrow\downarrow - \downarrow\uparrow).$$

Чтобы получилась полностью симметричная комбинация, оба эти кварка должны находиться в антисимметричном состоянии по унитарному спину. В случае протона единственно возможная комбинация имеет вид

$$\frac{1}{\sqrt{2}} (pn - np).$$

Добавляя третий кварк (p -кварк) со спином, направленным вверх, получаем

$$\frac{1}{2} (p\uparrow n\downarrow - p\downarrow n\uparrow - n\uparrow p\downarrow + n\downarrow p\uparrow) p\uparrow.$$

Множитель в скобках полностью симметричен относительно взаимной перестановки двух состояний, однако все выражение в целом не симметрично. Симметризация и нормировка этого выражения сразу приводят к формуле

$$\begin{aligned} \Phi \left(P, s_z = \frac{1}{2} \right) = & \frac{1}{\sqrt{18}} [2 | p\uparrow n\downarrow p\uparrow \rangle + 2 | p\uparrow p\uparrow n\downarrow \rangle + \\ & + 2 | n\downarrow p\uparrow p\uparrow \rangle - | p\uparrow p\downarrow n\uparrow \rangle - | p\uparrow n\uparrow p\downarrow \rangle - | p\downarrow n\uparrow p\uparrow \rangle - | n\uparrow p\downarrow p\uparrow \rangle - \\ & - | n\uparrow p\uparrow p\downarrow \rangle - | p\downarrow p\uparrow n\uparrow \rangle]. \quad (6.3) \end{aligned}$$

Конечно, можно начать по-другому, а именно поместить два кварка в триплетное спиновое состояние и добавить спин третьего кварка. Конечный результат получается тот же.

Таблица 5

Свойства симметрии трехкварковых волновых функций

Полный спин кварков	Мультиплет	Унитарно-спиновая часть волновой функции	Спиновая часть волновой функции	Пространственная часть волновой функции
3/2	{10}	s	s	a
	{8}	m	s	m
	{1}	a	s	s
1/2	{10}	s	m	m
	{8}	m	m	s, m или a
	{1}	a	m	m

s, a, m соответственно означают симметричный, антисимметричный, со смешанной симметрией.

Подобным образом для нейтрона находим

$$\begin{aligned} \varphi \left(N, s_z = \frac{1}{2} \right) = & \frac{1}{\sqrt{18}} [-2 | n \uparrow p \downarrow n \uparrow \rangle - 2 | n \uparrow n \uparrow p \downarrow \rangle - \\ & - 2 | p \downarrow n \uparrow n \uparrow \rangle + | p \uparrow n \downarrow n \uparrow \rangle + | n \uparrow p \uparrow n \downarrow \rangle + | n \downarrow p \uparrow n \uparrow \rangle + | n \uparrow n \downarrow p \uparrow \rangle + \\ & + | p \uparrow n \uparrow n \downarrow \rangle + | n \downarrow n \uparrow p \uparrow \rangle]. \quad (6.4) \end{aligned}$$

Другие полностью выписанные примеры можно найти в статьях Тирринга [47, 48].

В табл. 5 мы приводим свойства трехкварковых волновых функций относительно перестановочной симметрии, которые понадобятся в дальнейшем. Предполагается, что кварки подчиняются статистике Ферми [$\Psi(A)$ антисимметрична].

ДИНАМИЧЕСКИЕ ВОПРОСЫ

§ 1. Силы, действующие между кварками

Динамические механизмы, приводящие к наблюдаемым связанным состояниям кварков, совершенно не ясны. Мы не знаем ни истинной природы сил, склеивающих кварки, ни динамических уравнений, управляющих движением кварков внутри адрона. С помощью обычных представлений ядерной физики трудно понять кварковые связанные состояния, обладающие особыми свойствами (такими как аддитивность и нерелятивистское движение), которые требуются в приложениях.

Предположим, что силы, связывающие кварки между собой и с антикварками, являются силами двухчастичного типа. Следуя Далицу [7, 15—17], мы предположим в качестве рабочего базиса следующую иерархию сил, перечисляемых в порядке убывания симметрии.

1. Силы, обусловленные сверхсильным взаимодействием $V(q_i, q_j)$ и $V(\bar{q}_i, q_j)$ неизвестной природы, обеспечивающие огромные энергии связи, которые требуются для почти полной компенсации больших масс кварков. Спектр масс низших адронных состояний позволяет предположить, что эти силы не зависят от спина σ и унитарного спина F кварков. Если существуют только такие связывающие силы, то все мезонные состояния с данным орбитальным моментом L вырождены по массе. То же справедливо и для барионных состояний с данным L и данной перестановочной симметрией пространственной волновой функции.

2. Силы V' , возникающие из-за сильного взаимодействия, которые зависят от σ и F , но все еще $SU(6)$ -симметричны. Эти силы вызывают выделение $SU(6)$ -мультиплетов. Каждый $SU(6)$ -мультиплет сам по себе остается вырожденным.

3. Центральные силы с зависимостью от σ или F вида (см. конец гл. 2)

$$V_{\sigma} = A\sigma_i \cdot \sigma_j, \quad V_F = BF_i \cdot F_j; \quad (7.1)$$

они $SU(3)$ -симметричны, но снимают вырождение между различными $SU(3)$ -мультиплетами внутри $SU(6)$ -мультиплета.

4. Спин-орбитальные силы вида

$$V_{so} = C_s \cdot L, \quad (7.2)$$

не противоречащие $SU(3)$.

5. Другие нецентральные силы тензорного характера, сохраняющие $SU(3)$ -симметрию, но нарушающие $SU(6)$ -симметрию. (Вообще говоря, каждая из перечисленных выше сил зависит от расстояний между кварками.)

6. Силы, возникающие из-за умеренно-сильного взаимодействия, нарушающего $SU(3)$ -симметрию. Эти силы вызывают различия в массах разных изоспиновых мультиплетов внутри $SU(3)$ -мультиплета. Простейшим и, возможно, основным механизмом нарушения $SU(3)$ -симметрии является тот механизм, который можно представить разностью масс между λ -кварком и p - и n -кварками (см. следующую главу).

7. Электромагнитные силы, вызывающие расщепление масс внутри изоспинового мультиплета.

На основе этого списка сил мы можем попытаться проанализировать различные адронные мультиплеты, их относительные положения и способ их расщепления на низшие мультиплеты, а также установить, можно ли выбрать постоянные коэффициенты при этих силах таким образом, чтобы получить непротиворечивое описание. Мы рассмотрим эти вопросы несколько подробнее в следующих главах, здесь же ограничимся тем, что отметим некоторые трудности, связанные со слишком упрощенной интерпретацией кварковой модели.

§ 2. Трудности простых динамических моделей

Следующий очевидный вопрос вызывает затруднения. Почему силы, действующие между кварками, по-видимому, таковы, что возникают только связанные состояния типа qq и qqq (и, возможно, $qqqq$, $qqqqq$, . . .), по крайней мере в области масс, меньших $\sim 4 \text{ Гэв}$? Почему мы наблюдаем трехкварковое состояние, но не наблюдаем четырех-

кваркового состояния? Другими словами, почему притяжение в N -кварковом состоянии насыщается при $N = 3$? Не должны ли мы ожидать, что четырехкварковое состояние окажется еще сильнее связанным, чем трехкварковое состояние, и, следовательно, еще более легким по массе? Почему система из шести кварков образует дейтрон, а не некоторый сколлапсировавший объект? На вопросы такого типа убедительных ответов нет. Морпурго [49] отметил, что следует проявлять осторожность, изучая проблему насыщения в нерелятивистской кварковой модели. Рассмотрим, например, четырехкварковую конфигурацию. Мы знаем, что три из этих кварков могут образовать связанное состояние, допустим протон. Тогда четвертый кварк «видит» объект с гораздо меньшей массой, чем масса кварка. Следовательно, даже если в трехкварковой конфигурации движение кварков нерелятивистское, относительное движение четвертого кварка и связанного состояния не обязательно должно быть нерелятивистским. Поэтому нерелятивистская трактовка задачи о связи четырех или большего числа кварков была бы непоследовательной. В этой связи не следует забывать, что вопрос о совместимости нерелятивистского движения и сильной связи не очень хорошо выяснен даже для случая трехкварковых конфигураций (ср. гл. 4, § 3). Детальное изучение различных типов насыщения, которые могут появиться в триплетных моделях, было проведено Гринбергом и Цвандигером [50].

Оставим пока проблему насыщения и ограничимся простейшими конфигурациями. Как отмечено выше, о природе основных сил, связывающих кварки внутри барионов и кварки с антикварками внутри мезонов, ничего не известно. Если бы мы наивно предположили, что эти силы возникают за счет обмена одним нейтральным векторным мезоном, связь с которым одинакова для каждого кварка, то мы пришли бы к затруднению, так как получили бы притяжение для qq , но отталкивание для $q\bar{q}$. Обмен всеми возможными векторными и псевдоскалярными мезонами с $L = 0$ не улучшает ситуации в том смысле, что возникающие при этом центральные силы приводят к притяжению для qq в мультиплете 35, притяжению для $q\bar{q}$ в мультиплетах 20 и 70, но к отталкива-

нию для qq в мультиплете 56 (см. [47, 48]). Следовательно, при учете только центральных сил этого типа мы не можем объяснить тот экспериментальный факт, что низшие барионы находятся в $(56, L = 0)$, а не в $(20, L = 0)$ или $(70, L = 0)$. Правильная динамическая модель должна объяснять, почему эти последние два мультиплета, по-видимому, имеют гораздо большую массу, чем $(56, L = 0)$, или, другими словами, почему силы в qqq -системе приводят к основному состоянию с $L = 0$ и с антисимметричной пространственной волновой функцией, если предположить, что кварки подчиняются статистике Ферми? Можно, разумеется, построить полностью антисимметричную волновую функцию с $L = 0$, как показывает следующий пример Далица [7, 15—17]:

$$f(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3) = (r_1^2 - r_2^2)(r_2^2 - r_3^2)(r_3^2 - r_1^2)\varphi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3), \quad (7.3)$$

где φ полностью симметрична. Эта волновая функция соответствует кваркам, находящимся в относительных p - и f -состояниях. Однако поскольку она имеет узловые плоскости, кинетическая энергия велика, так что не следует ожидать, что эта волновая функция представляет основное состояние по крайней мере в том случае, когда система связана двухчастичными необменными силами притяжения. Действительно, общая теорема [7, 50] устанавливает, что волновая функция основного состояния системы, взаимодействующей через такие силы, не может иметь узлов. Этой трудности не существует, если двухчастичный qq -потенциал имеет в основном пространственно-обменный характер [7]. Такой потенциал является потенциалом притяжения, если внутренний орбитальный момент равен нечетному числу, и в этом случае он может породить в qqq -системе основное состояние с $L = 0$ с антисимметричной пространственной волновой функцией (напомним, что L — полный орбитальный момент). Однако естественного механизма, приводящего к такому потенциалу, по-видимому, не существует. Альтернатива, которая также дает выход из этой дилеммы, заключается в предположении, что в трехкварковой системе действуют трехчастичные силы притяжения [51, 208]. Такое предположение было сделано, например, Кьюо и Радикати [51],

которые показали, что низкое положение мультиплета 56 можно объяснить, если предположить, что между кварками существуют значительные трехчастичные обменные силы притяжения и двухчастичные силы отталкивания. Последние силы необходимы для того, чтобы поднять мультиплет 20 относительно мультиплета 56. Как такие силы могли бы возникать естественным образом, также не ясно. Отметим, что в этой модели образование связанных qq -состояний автоматически исключается, но отсутствие N -кварковых состояний с малыми массами при $N > 3$ остается необъясненным.

Мы упоминали, что в волновой функции с $L = 0$ (7.3) кварки находятся в относительных p - и f -состояниях. Однако можно построить антисимметричную волновую функцию с $L = 1$ и положительной четностью, где кварки будут только в относительных p -состояниях [15—17, 47, 48]. Мы ожидаем, что такие состояния будут расположены ниже по энергии, чем состояния с $L = 0$, что противоречит экспериментальным данным. Итак, снова возникает вопрос, почему барионы находятся в мультиплете 56 с $L = 0$?

В связи с этими и другими подобными вопросами следует заметить, что связывающие силы не должны быть обязательно центральными. Нельзя исключать возможность присутствия сильных нецентральных qq -сил, например тензорных сил. Подобная ситуация неизвестна в ядерной физике. Однако такие силы нарушают $SU(6)$ -симметрию. Следовательно, если бы основными связывающими силами были такие силы, а не $SU(6)$ -инвариантные силы (7.1) и (7.2), то $SU(6)$ -симметрия не имела бы какого-либо глубокого смысла, а ее успехи в описании адронных состояний с малыми массами были бы более или менее случайными [7]. Такая ситуация была бы похожа на то, что мы видим в ядерной физике в связи с $SU(4)$ -симметрией в вигнеровской теории супермультиплетов для легких ядер. Нижние уровни таких ядер приближенно удовлетворяют предсказаниям $SU(4)$ -симметрии, несмотря даже на то, что нуклон-нуклонные потенциалы для синглетного и триплетного состояний нарушают эту симметрию из-за присутствия тензорных сил. Дело в том, что соответствующие волновые функции

случайно почти совпадают друг с другом в той области потенциала, которая определяет ситуацию.

Как бы то ни было, в настоящее время не существует убедительной модели связанных состояний кварков. Вероятнее всего, по-видимому, что кварковые силы нельзя просто смоделировать по образцу сил, связывающих нуклоны внутри ядер.

Шифф [37] сделал попытку объяснить специфическое поведение кварков внутри адронов, используя принцип отбора, который ограничивает целыми значениями барионное число и заряд любого скопления взаимодействующих кварков и антикварков, находящихся внутри определенной области взаимодействия радиуса R . Мы ожидаем, что $R \approx 10^{-13}$ см, но не исключены и существенно большие значения [37]. Ясно, что такой принцип отбора представлял бы собой решение упомянутой выше проблемы насыщения и объяснял бы также, почему кварки не наблюдались как отдельные частицы.

Шифф предлагает две модели такого принципа отбора. Первая модель — феноменологическая — выражается через многочастичные силы, действующие между кварками. Об источнике этих сил не предлагается никаких соображений. Потенциальная энергия системы из n кварков и m антикварков записывается в виде

$$V_{nm} = m_q \sum_{s=0}^n \sum_{t=0}^m a(s, t) \frac{n!}{(n-s)! s!} \frac{m!}{(m-t)! t!}, \quad (7.4)$$

где $a_{00} = 0$, $a_{10} = a_{01} = 1$, а остальные коэффициенты отличны от нуля только в том случае, когда соответствующие частицы находятся внутри области взаимодействия друг с другом. Указанное правило отбора получается при таком выборе a_{st} , чтобы $3q\bar{q}$ -, $3\bar{q}$ - и $q\bar{q}$ -состояния имели нулевую энергию, т. е. их масса была пренебрежимо мала по сравнению с предположительно большой массой свободного кварка m_q ; при этом все другие состояния имеют большую положительную энергию. Если предположить, что отличны от нуля только одно-, двух- и трехчастичные потенциалы, то мы получаем следующие

условия для коэффициентов:

$$\begin{aligned} -2 < a(2, 0) < -\frac{4}{3}, \quad a(1, 1) = -2, \\ a(3, 0) = -3[1 + a(2, 0)], \quad a(2, 1) > 1 - a(2, 0), \end{aligned} \quad (7.5)$$

т. е. все двухчастичные силы должны быть силами притяжения, а все трехчастичные — силами отталкивания. Сравните этот вывод со сделанными выше замечаниями.

Вторая модель более экзотична и основана на идее Дирака о том, что квантование электрического заряда следует из существования точечного магнитного полюса (монополя). Если предположить, что этот монополю имеет конечные размеры порядка R , то, модифицируя дираковский подход, мы приходим к выводу, что полный заряд всех частиц, находящихся в пределах расстояния R друг от друга, квантован, тогда как заряды отдельных частиц не обязательно квантованы. Иными словами, разрешены только связанные скопления кварков с целым барионным числом. Отметим, что здесь не делается предположений о массах кварков или силах, действующих между ними. Мы можем считать их такими, что внутри каждого скопления кварки движутся почти свободно и нерелятивистски.

§ 3. Могут ли кварки подчиняться статистике Ферми?

Митра и Маджумдар [52] указали еще одну трудность, связанную с антисимметричностью пространственной части волновых функций. Они заметили, что такие функции приводят к нулям в формфакторах барионов. Это легко видеть [53]. В нерелятивистском случае такой формфактор равен (если считать кварки точечными)

$$F(q^2) = \int d^3r \rho(r) e^{iq \cdot r}, \quad (7.6)$$

где нормированное распределение заряда $\rho(r)$ для случая полностью симметричной или антисимметричной пространственной волновой функции $f(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3)$ с $L = 0$ можно записать в виде

$$\rho(r) = \int d^3r_2 |f(\mathbf{r}, \mathbf{r}_2, -(\mathbf{r} + \mathbf{r}_2))|^2. \quad (7.7)$$

В соотношениях (7.6) и (7.7) мы выбрали координаты трех кварков в системе их центра масс, где $\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2 + \mathbf{r}_3 = 0$. При $L=0$ функции ρ и F зависят только от абсолютных величин \mathbf{r} и \mathbf{q} . Если функция f антисимметрична, то плотность заряда в начале координат обращается в нуль, поскольку подинтегральное выражение в (7.7) становится тождественным нулем. Следовательно,

$$\rho(0) \equiv \frac{1}{2\pi^2} \int_0^\infty dq q^2 F(q^2) = 0, \quad (7.8)$$

откуда мы заключаем, что $F(q^2)$ должна иметь нуль (это справедливо только в том случае, когда $\rho(r)$ непрерывна при $r=0$ [53]). Действительное положение этого нуля при таком рассмотрении не определяется.

Используя антисимметричную волновую функцию типа (7.3) с

$$\varphi = \exp[-\beta^2(r_1^2 + r_2^2 + r_3^2)], \quad (7.9)$$

Митра и Маджумдар нашли, что нуль расположен при $q^2 \approx 17,3 \beta^2$. При использовании приведенной выше волновой функции среднеквадратичный радиус r_q , связанный с трехкварковым распределением, оказывается порядка β^{-1} . Если его отождествить со среднеквадратичным радиусом зарядового распределения протона, равным $0,81$ ферми, то нуль появляется вблизи $q^2 = 25$ (ферми) $^{-2}$.

Поскольку экспериментальные данные [54] не обнаруживают каких-либо признаков нуля вплоть до $q^2 = 600$ (ферми) $^{-2}$, использование антисимметричной волновой функции кажется отвергнутым этим соображением. Однако нам следует быть осторожными. Во-первых, волновая функция (7.9) может оказаться слишком упрощенной. Действительно, как показали Крепс и де Сварт [53], можно построить более сложные антисимметричные волновые функции, приводящие к формфакторам с нулями при гораздо больших значениях q^2 , почти на границе экспериментальной области. Но при столь больших значениях q^2 нерелятивистский подсчет формфактора не имеет, конечно, особого смысла, и все эти соображения повисают в воздухе. Во-вторых, следует помнить, что полученный вывод был сделан на основе предположения

о кварках, как о точечных частицах, лишенных структуры, а пространственное распределение электромагнитных свойств барионов вытекает из пространственной протяженности трехкварковой волновой функции. Однако если кварки имеют структуру, т. е. если их заряды и магнитные моменты распределены в области порядка размеров самих нуклонов (ср. обсуждение в конце гл. 5, § 2), то в этом случае r_q не должно обязательно отождествляться со среднеквадратичным радиусом зарядового распределения протона и фактически может быть весьма малым, отодвигая тем самым нуль на большие значения q^2 . Например, если взять $r_q \approx \beta^{-1} = 0,1$ ферми, то нуль получится при $q^2 \approx 1700$ (ферми) $^{-2}$, что далеко выходит за рамки современной экспериментальной области.

Подводя итоги, мы можем сказать, что данные по формфакторам пока не исключают определенно возможность антисимметричной пространственной волновой функции, но если в нуклонных формфакторах никогда не будет найден нуль, то может возникнуть серьезная трудность. В этом случае придется отказаться от статистики Ферми для кварков и предположить парастатистику, как предложил Гринберг [55, 56], или, что сводится к тому же, предположить существование трех триплетов кварков, различаемых новым индексом α_i ($i = 1, 2, 3$), как в модели Хана — Намбу (гл. 4). Волновая функция низших барионных состояний принимает тогда вид

$$\Psi(A) = \varepsilon_{\alpha_1 \alpha_2 \alpha_3} f(A, \{r_i\}) \varphi(A), \quad (7.10)$$

где $\varepsilon_{\alpha_1 \alpha_2 \alpha_3}$ — полностью антисимметричный тензор с $\varepsilon_{1,2,3} = 1$. Ясно, что в этом предположении допускается полностью симметричная f при симметричной φ , что и наблюдается в мультиплете 56. Вопрос о перестановочной симметрии пространственной волновой функции барионов, хотя сам по себе и важный, не очень существен для большинства практических приложений, где эта функция появляется в выражении типа (5.11), которое аппроксимируется единицей или рассматривается как свободный параметр. Отметим, что новая степень свободы, появляющаяся в трехтриплетной модели, приводит к добавочным возбуждениям, из которых следует возможность построе-

ния $SU(3)$ -мультиплетов трехчастичных состояний (таких, как $\{\overline{10}\}$), которые нельзя получить из трех обычных кварков. Мы вернемся к симметричной модели в гл. 9, § 5.

§ 4. Изучение системы кварк — антикварк

Заканчивая эту главу, посвященную вопросам динамики кварков, мы упомянем кратко некоторые попытки изучать сильно связанную систему кварк — антикварк как решение некоторого динамического уравнения, такого, как уравнение Бете — Солпитера [15—17, 57—60]. Паньямента [60] использует полностью релятивистское уравнение Бете — Солпитера с ядром, соответствующим обмену легким скалярным бозоном (массы μ) между q и \bar{q} в лестничном приближении, пренебрегая спинами кварков. Вопрос заключается в следующем: возможно ли получить связанные состояния при целых значениях орбитального момента и возможно ли воспроизвести соответствующие траектории Редже? В задаче имеются два параметра: m_q и константа связи λ . Принимаются значения $\mu = 500 Mэв$ и $m_q = 20 \mu$; λ определяется так, чтобы получилось S -волновое связанное состояние с массой мезона. Ставится вопрос: существуют ли при этом значения λ возбужденные состояния с большим орбитальным моментом? Оказывается, что их массы порядка m_q или больше, т. е. траектории Редже растут слишком медленно. Уменьшение m_q не исправляет ситуации; при столь малой массе кварка, как $1 Gэв$, и основном состоянии при $500 Mэв$ не обнаруживается даже возбужденных связанных состояний. По-видимому, наблюдаемые линейные траектории требуют потенциалов, сильно отличающихся по форме от потенциалов Юкавы, а именно более пологих и открытых в области низших возбуждений (ср. также [15—17]).

РАЗНОСТИ МАСС В $SU(3)$ -МУЛЬТИПЛЕТАХ

§ 1. Мезоны

Продолжая обсуждение адронных состояний с малой массой ($L = 0$), рассмотрим теперь разности масс в соответствующих $SU(3)$ -мультиплетях. Начнем с псевдоскалярных и векторных мезонов.

Если присутствуют только силы типа (1) и (2) (в обозначениях гл. 7), то мезоны, принадлежащие одному $SU(6)$ -мультиплету, вырождены по массе. Значительные различия между центральными массами псевдоскалярного октета и векторного октета должны быть обусловлены присутствием нарушающих $SU(6)$ -симметрию, зависящих от спина сил типов (3) и (5). Как хорошо известно, массы изоспиновых мультиплетов в каждом $SU(3)$ -мультиплете также обнаруживают различия из-за нарушающих $SU(3)$ -симметрию взаимодействий. Простейшая и наиболее естественная гипотеза, которую можно выдвинуть в кварковой модели, заключается в том, что эти расщепления масс обусловлены исключительно разностью масс Δ λ -кварка и p - и n -кварков, т. е.

$$m_p = m_n = m, \quad m_\lambda = m + \Delta \quad (8.1)$$

и $m_q = m_{\bar{q}}$. Эффекты электромагнитного взаимодействия не учитываются. Тогда в нерелятивистской кварковой модели массу m_A частицы A из $SU(3)$ -мультиплета $\{\alpha\}$ записывают в виде

$$m_A = \langle \Psi(A) | \sum_i m_{q_i} - U(\{\alpha\}) | \Psi(A) \rangle, \quad (8.2)$$

где суммирование производится по кваркам, составляющим адрон A , а через U обозначен $q\bar{q}$ -потенциал, который в рамках указанной гипотезы не зависит от индексов кварков и индекса A . $U(\{\alpha\})$ может включать все возможные $SU(3)$ -инвариантные комбинации, а также предположительно малый член кинетической энергии. Функция Ψ представляет собой волновую функцию, определенную выражением (5.6).

Применим эту формулу к векторным мезонам V . Используя табл. 3, находим

$$\begin{aligned} m_\rho &= 2m - B(V, \{8\}) \equiv m_8, \\ m_{K^*} &= 2m + \Delta - B(V, \{8\}) \equiv m_8 + \Delta, \\ m_{\omega_8} &= 2m + \frac{4}{3}\Delta - B(V, \{8\}) \equiv m_8 + \frac{4}{3}\Delta, \\ m_{\phi_1} &= 2m + \frac{2}{3}\Delta - B(V, \{1\}) \equiv m_1 + \frac{2}{3}\Delta, \\ \delta m_{\omega_8\phi_1} &= -\frac{2\sqrt{2}}{3}\Delta F, \end{aligned} \quad (8.3)$$

где

$$B(V, \{\alpha\}) = \langle \Psi(V) | U(\{\alpha\}) | \Psi(V) \rangle. \quad (8.4)$$

Здесь $F = F(0)$ представляет собой интеграл перекрытия пространственных волновых функций частиц ϕ_1 и ω_8 , определенный выражением (5.14); через m_1 и m_8 обозначены массы чистого унитарного синглета и октета.

Первые два соотношения дают

$$m_{K^*} - m_\rho = \Delta, \quad (8.5)$$

что приводит к значению $\Delta = 113 M_{\pi\pi}$, если использовать значения масс, приведенные в табл. 3. Мы видим, что ω_8 и ϕ_1 не являются собственными состояниями энергии. Нарушающий $SU(3)$ -симметрию механизм вызывает переход между этими состояниями, который описывается оператором $\delta m_{\omega_8\phi_1}$ (смешивание ω и ϕ). Для получения физических частиц ω и ϕ мы записываем их в виде (5.4) и диагоналируем матрицу масс

$$\begin{pmatrix} m_{\omega_8} & \delta m_{\omega_8\phi_1} \\ \delta m_{\omega_8\phi_1} & m_{\phi_1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_8 + \frac{4}{3}\Delta & -\frac{2\sqrt{2}}{3}\Delta F \\ -\frac{2\sqrt{2}}{3}\Delta F & m_1 + \frac{2}{3}\Delta \end{pmatrix} \quad (8.6)$$

с помощью матрицы вращений

$$R(\theta) = \begin{pmatrix} \cos \theta_V & \sin \theta_V \\ -\sin \theta_V & \cos \theta_V \end{pmatrix}. \quad (8.7)$$

Это приводит к следующим уравнениям для собственных значений m_φ и m_ω и угла смешивания θ_V :

$$m_\omega + m_\varphi = m_1 + m_8 + 2\Delta, \quad (8.8)$$

$$m_\omega m_\varphi = m_1 m_8 + \frac{2}{3} \Delta (2m_1 + m_8) + \frac{8}{9} \Delta^2 (1 - F^2), \quad (8.9)$$

$$\operatorname{tg} 2\theta_V = \frac{(4\sqrt{2}/3) F \Delta}{m_8 - m_1 + (2/3) \Delta}. \quad (8.10)$$

Из этих уравнений мы видим, что кварковая модель предсказывает угол смешивания, включая его знак, в противоположность феноменологическому анализу на основе массовой формулы Гелл-Манна — Окубо, который позволяет получить только абсолютное значение угла.

Используя экспериментальные значения масс, приведенные в табл. 3, находим из (8.3) и (8.8)

$$m_1 = 799 \text{ Мэв}, \quad m_8 = 777 \text{ Мэв}. \quad (8.11)$$

Таких почти одинаковых значений m_1 и m_8 и следовало ожидать, если в 35-плете основные силы, приводящие к нарушению $SU(6)$ -симметрии, являются спин-спиновыми силами V_σ [см. (7.1)]. В самом деле, в этом случае мы имеем для векторных мезонов $U(\{1\}) \approx U(\{8\})$ и из (8.3) и (8.4)

$$m_1 \approx m_8. \quad (8.12)$$

Кроме того, мы ожидаем также, что $F \approx 1$. Это согласуется с предыдущими уравнениями; однако значение F , которое мы получаем из (8.9), весьма чувствительно к выбору исходных значений масс. Значения, взятые из табл. 3, приводят к $F^2 > 1$, что невозможно; если взять $m_\rho = 769 \text{ Мэв}$, то получаем $F^2 = 1$. Следовательно, в рамках экспериментальной неопределенности значения m_ρ нонет векторных мезонов не противоречит $F \approx 1$. Подставляя это значение и соотношение (8.12) в формулу (8.10), приходим к значению $\theta_V = \operatorname{arc} \operatorname{tg} (\sqrt{2}/2) = 35^\circ$, для которого собственные состояния энергии с $I = Y = 0$ определяются выражениями (5.5) с массами $m_8 + 2\Delta$ и m_8 . Имеем массовые соотношения

$$\begin{aligned} m_\rho &= m_\omega, \\ m_\omega + m_\varphi &= 2m_{K^*}, \end{aligned} \quad (8.13)$$

которые выполняются в пределах нескольких процентов. Небольшое расхождение показывает, что соотношение (8.12) не может быть точным равенством из-за присутствия других нарушающих $SU(6)$ -симметрию сил. Кроме того, угол смешивания не равен в точности $\theta_V = \arcsin \frac{1}{\sqrt{2}}$. Из (8.13) получаем вторую оценку величины Δ

$$\Delta = \frac{1}{2} (m_\phi - m_\omega) = 118 \text{ Мэв}, \quad (8.14)$$

очень близкую к указанному выше значению.

Если вместо линейного оператора массы перейти к оператору квадрата массы, обычно используемому для мезонов, то получим в результате

$$\begin{aligned} \delta &= m_{K^*}^2 - m_\rho^2 = 1,90 \cdot 10^5 \text{ (Мэв)}^2, \\ \delta &= \frac{1}{2} (m_\phi^2 - m_\omega^2) = 2,14 \cdot 10^5 \text{ (Мэв)}^2. \end{aligned} \quad (8.15)$$

Для векторных мезонов выбор оператора мало влияет на результат, но в случае псевдоскалярных мезонов это не так. Из выражений, аналогичных (8.3), в случае линейных масс получаем

$$\Delta = m_K - m_\pi = 358 \text{ Мэв}, \quad (8.16)$$

что находится в противоречии со значениями, полученными выше для векторных мезонов. Используя же оператор квадрата массы, получаем

$$\delta = m_K^2 - m_\pi^2 = 2,27 \cdot 10^5 \text{ (Мэв)}^2 \quad (8.17)$$

в согласии с (8.15). Априорные причины предпочтительности использования оператора квадрата массы не очень ясны [7]. Обычный аргумент состоит в том, что в оператор энергии масса всегда входит в виде (масса)² в случае бозонов, тогда как в случае фермионов она входит линейно.

Для нонета псевдоскалярных мезонов соотношение (8.12) сильно нарушается и $\theta_P \neq \arcsin \frac{1}{\sqrt{2}}$. Это можно видеть, если записать уравнения, подобные (8.8) —

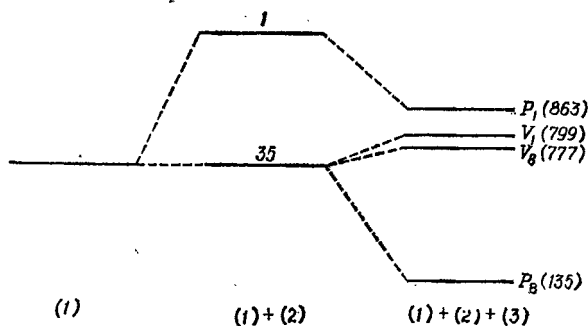
(8.10), но для квадратов масс:

$$\begin{aligned}
 m_{\eta}^2 + m_{\eta'}^2 &= m_1^2 + m_8^2 + 2\delta, \\
 m_{\eta}^2 m_{\eta'}^2 &= m_1^2 m_8^2 + \frac{2}{3} \delta (2m_1^2 + m_8^2) + \frac{8}{9} \delta^2 (1 - F^2), \\
 \operatorname{tg} 2\theta_P &= \frac{(4\sqrt{2}/3) F\delta}{m_8^2 - m_1^2 + (2/3)\delta}, \\
 m_{\pi}^2 &= m_8^2.
 \end{aligned}
 \tag{8.18}$$

Теперь F представляет собой интеграл перекрытия пространственных волновых функций частиц η_8 и η_1 . Подставляя экспериментальные значения масс m_{η} , $m_{\eta'}$ и m_{π} и решая эти уравнения, находим

$$\begin{aligned}
 m_1 &= 863 \text{ Мэв}, & m_8 &= 135 \text{ Мэв}, \\
 F &= 0,52, & \theta_P &= -11^\circ.
 \end{aligned}
 \tag{8.19}$$

Сравним эти результаты с результатами для векторных мезонов. Большая разница в значениях m_8 для двух



Фиг. 5. Расщепление масс 36 мезонных состояний с $L = 0$, обусловленное силами 1, 2 и 3 типов (масштаб произвольный).

нонетов указывает на присутствие по крайней мере в 35-плете зависящих от спина сил, обусловленных сильным взаимодействием, которые нарушают $SU(6)$ -симметрию. Приблизительно картина может выглядеть так, как показано на фиг. 5 (см. также гл. 9).

В проделанном анализе мы отождествили с η' девятый псевдоскалярный мезон из нонета. Недавно был открыт десятый псевдоскалярный мезон, а именно $E(1420)$, для которого, по-видимому, $I = 0$. Если этот мезон рассматривать вместо η' в качестве девятого члена псевдоскалярного нонета, то (8.19) заменяется на

$$\begin{aligned} m_1 &= 1360 \text{ Мэв}, & m_8 &= 135 \text{ Мэв}, \\ F &= 0,88, & \theta_P &= -6^\circ. \end{aligned} \quad (8.20)$$

Действительная ситуация может оказаться еще сложнее. в том смысле, что в принципе может происходить смешивание всех трех состояний η , η' и E .

§ 2. Барионы

Обратимся теперь к барионам. В случае $3/2^+$ -декуплета простой механизм (8.1) нарушения $SU(3)$ -симметрии сразу приводит к правилу равных интервалов для масс (см. табл. 4):

$$m_{\Omega^-} - m_{\Xi^*} = m_{\Xi^*} - m_{\Sigma^*} = m_{\Sigma^*} - m_{\Delta} = \Delta. \quad (8.21)$$

Из эмпирических значений масс находим

$$\Delta = 147 \text{ Мэв} \quad (8.22)$$

все еще в разумном согласии со значением $\Delta \approx 120 \text{ Мэв}$, полученным из масс векторных мезонов.

Для октета барионов механизм нарушения (8.1) оказывается слишком упрощенным. В этом случае формула (8.2) приводит к соотношениям

$$\begin{aligned} m_{\Lambda} &= m_{\Sigma} = m_P + \Delta, \\ m_{\Xi} &= m_P + 2\Delta. \end{aligned} \quad (8.23)$$

Первое соотношение не отражает реальной ситуации, так как $m_{\Sigma} - m_{\Lambda} = 77 \text{ Мэв}$. Более того, соотношения (8.23) предсказывают значения Δ , несовместимые со значениями, полученными раньше: $\Delta = m_{\Lambda} - m_P = 177 \text{ Мэв}$ и $\Delta = (1/2)(m_{\Xi} - m_P) = 189 \text{ Мэв}$. Эти различия должны быть отнесены на счет нарушающих симметрию эффектов в потенциалах взаимодействия кварков, как это рассматривали, например, Цвейг [2] и Федерман и др. [61]. Эти

последние авторы обобщили формулу (8.2), предположив, что нарушающие симметрию силы, действующие между кварками, представляют собой силы только одно- и двух-частичного типа, так что массу бариона A можно записать в виде

$$m_A = \langle \Psi(A) | \sum_i m_{q_i} - U(\{\alpha\}) + \sum_{i \neq j} D_{ij} | \Psi(A) \rangle, \quad (8.24)$$

где массы кварков определены (8.1). Матричные элементы двухчастичных операторов взаимодействия D_{ij} , нарушающих симметрию, зависят, вообще говоря, от спина и изоспина двухкварковой системы $i - j$, но в остальном предполагаются одинаковыми для всех барионов с $L = 0$. Количество таких матричных элементов ограничивается еще тем, что волновая функция спина и унитарного спина барионов с $L = 0$ полностью симметрична. Это требует, чтобы два кварка с изоспином $1/2$ находились либо в триплетном, либо в синглетном состоянии одновременно по спину и изоспину, тогда как два λ -кварка всегда находятся в триплетном состоянии по спину. Предположение (8.24) приводит к следующим соотношениям для масс:

$$\begin{aligned} m_{\Omega} - m_{\Delta} &= 3(m_{\Xi^*} - m_{Y^*}), \\ m_{\Xi} - m_{\Sigma} &= m_{\Xi^*} - m_{Y^*}, \\ m_{\Sigma} - m_{\Lambda} + \frac{2}{3}(m_N - m_{\Xi}) &= \frac{2}{3}(m_{\Delta} - m_{\Xi^*}), \end{aligned} \quad (8.25)$$

которые блестяще подтверждаются, если использовать экспериментальные значения масс, приведенные в табл. 4.

То же самое можно сделать для мезонов [62]; однако в этом случае без добавочных динамических предположений о матричных элементах операторов D_{ij} никаких соотношений не получается. Если мы предположим, что

$$\begin{aligned} \langle qq' | D_{ij} | qq' \rangle &= a \text{ для любой пары } qq' \text{ в состоянии } s = 1, \\ \langle \bar{q}q' | D_{ij} | \bar{q}q' \rangle &= a' \text{ для любой пары } \bar{q}q' \text{ в состоянии } s = 1, \end{aligned} \quad (8.26)$$

т. е. симметрия нарушается только скалярной ($s = 0$) частью взаимодействия, то получим (помимо прочего) замечательное и выполняющееся соотношение, включающее массы мезонов и барионных резонансов линейно:

$$m_{\Phi} - m_{K^*} = m_{\Delta} - m_{Y^*}.$$

Это соотношение нельзя получить ни из какой симметрии. В применении к барионам первое из условий (8.26) является достаточным, но не необходимым условием для получения из (8.24) правила равных интервалов для декуплета и массовой формулы Гелл-Манна — Окубо [9] для октета

$$\frac{1}{2} (m_N + m_{\Xi}) = \frac{1}{4} (m_{\Sigma} + 3m_{\Lambda}).$$

В заключение отметим, что электромагнитные разности масс изучались в кварковой модели с помощью аналогичного подхода [46, 63, 64]. Например, предположение, что электромагнитный сдвиг массы адрона равен сумме электромагнитных сдвигов масс составляющих кварков и математических ожиданий дополнительных электромагнитных двухчастичных сил, действующих между кварками, приводит к знаменитому, хорошо проверенному соотношению Колемана — Глэшоу [9]

$$m_P - m_N = m_{\Sigma^+} - m_{\Sigma^-} + m_{\Xi^-} - m_{\Xi^0}$$

без каких-либо предположений о симметриях сильных взаимодействий или о трансформационных свойствах фотона.

СОСТОЯНИЯ, ВОЗБУЖДЕННЫЕ ПО ОРБИТАЛЬНОМУ МОМЕНТУ

§ 1. Мезонные резонансы

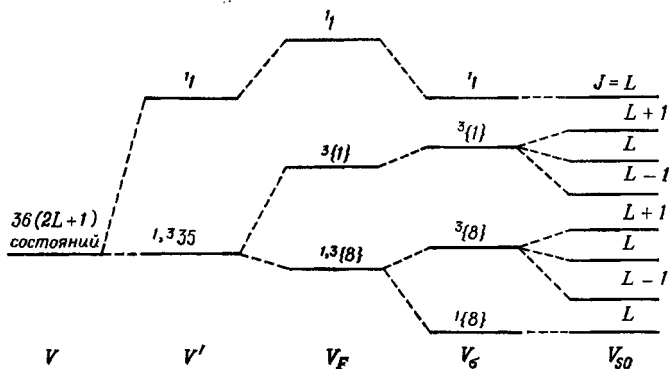
В последние три или четыре года было установлено удивительно большое число мезонных и барионных резонансов в области масс от 1 до приблизительно 3 $G_{эв}$. Это число все еще неуклонно возрастает и, свидетельствуя о мастерстве экспериментаторов, несомненно, будет продолжать возрастать еще некоторое время. В рамках кварковой модели логично попытаться интерпретировать эти высшие резонансные состояния как вращательные и, возможно, колебательные возбуждения систем $q\bar{q}$ и qqq . Такая простая догадка оказалась очень полезной для создания схемы классификации известных состояний. Этот спектроскопический аспект кварковой модели тщательно исследовал Далиц [7, 15—17], и почти все излагаемое здесь основано на его работах. Эту главу следует рассматривать не как анализ современных данных, включающий все установленные и не установленные резонансы, а только как иллюстрацию главных пунктов модели. Поскольку экспериментальная ситуация нестабильна, многие детальные выводы модели, по-видимому, не застрахованы от изменений с течением времени.

Мы начинаем с мезонов. Состояния с высшими L в $q\bar{q}$ -модели состоят для каждого L из четырех нонетов с четностью $(-1)^{L+1}$, а именно из трех нонетов с $s = 1$, для которых $C = (-1)^{L+1}$ и $J = L + 1$, L , $L - 1$, и одного нонета с $s = 0$, для которого $C = (-1)^L$ и $J = L$, где J — полный момент. При $L = 0$ имеем, конечно, только два нонета. Используя символ ${}^{2s+1}L_J$, мы обозначим эти нонеты соответственно ${}^3L_{L+1}$, 3L_L , ${}^3L_{L-1}$ и 1L_L . Каждый из них состоит из $SU(3)$ -синглета и октета. Если присутствуют силы только типа (1) (см. гл. 7), то все $36(2L + 1)$ состояний, содержащихся в четырех нонетах, вырождены по массе. Для мезонов силы типа (2)

можно записать в виде

$$V'(q_1 q_2) = D \left[\left(\frac{1}{4} - \sigma_1 \cdot \sigma_2 \right) (1 - \mathbf{F}_1 \cdot \mathbf{F}_2) \right], \quad (9.1)$$

где функция D может зависеть от расстояния r между кварками. Замечая, что $\sigma_1 \cdot \sigma_2$ равно $1/4$ для $s = 1$ и равно $-3/4$ для $s = 0$, и используя (2.18), мы находим, что второй множитель в (9.1) равен девяти для $SU(6)$ -синглета и равен нулю для 35 -плета. Если присутствуют



Фиг. 6. Возможная схема расщепления масс qq -состояний с любым L , соответствующая $a, c, d > 0$ и $b < 0$.

35 — $SU(6)$ -мультиплет, $\{8\}$ — $SU(3)$ -мультиплет. Верхний индекс показывает значение $2s + 1$. Нарушение $SU(3)$ -симметрии не показано. Внизу указаны силы, которые считаются ответственными за расщепление в соответствующем столбце.

только силы V, V', V_σ, V_F и V_{S0} (см. гл. 7), то мы имеем следующую массовую формулу для центральных масс различных $SU(3)$ -мультиплетов:

$$m^2 = m_0^2 + d \left[\left\{ \frac{1}{2} - s(s+1) + \sigma_1(\sigma_1+1) + \sigma_2(\sigma_2+1) \right\} \times \right. \\ \left. \times \{2 - F^2 + F_1^2 + F_2^2\} \right] + a[s(s+1) - \sigma_1(\sigma_1+1) - \sigma_2(\sigma_2+1)] + \\ + b(F^2 - F_1^2 - F_2^2) + c[J(J+1) - L(L+1) - s(s+1)], \quad (9.2)$$

где F^2, F_1^2 и F_2^2 приведены в табл. 2. Параметры a, b, c и d определяются функциями A, B, C и D соответственно. На фиг. 6 показана возможная схема нарушения сим-

метрии, отвечающая этой формуле. Она соответствует положительным a , c и d и отрицательному b .

Для мезонов с $L = 0$ данные наблюдений согласуются с приведенной выше схемой (ср. фиг. 6 и 5). В этом случае массы мультиплетов 1I , $^3\{1\}$ и $^3\{8\}$ очень близки друг к другу, тогда как мультиплет $^1\{8\}$ значительно сдвинут вниз. Значения масс, указанные на фиг. 5, требуют, чтобы b было отрицательным и малым, a положительным и много большим, чем $|b|$, а разность $18d - 2a$ была положительной и малой. Другими словами, наблюдаемые значения масс предлагают эмпирический вид S -волновой силы между кварком и антикварком $U(q\bar{q})$, которую в хорошем приближении можно записать в форме

$$U(q_1\bar{q}_2) = V_0 + \delta V_{PB} \left(\frac{1}{4} - \sigma_1 \cdot \sigma_2 \right) (8 + \mathbf{F}_1 \cdot \mathbf{F}_2).$$

Второй член справа в этой формуле отличен от нуля только для псевдоскалярного октета; первый член можно интерпретировать в нашей схеме как составленный из сил типа (1) — (3), которые складываются таким образом, что V_0 оказывается почти не зависящим от σ и F .

Из состояний с $L = 1$ в настоящее время довольно хорошо установлен только нонет 3P_2 с $J^{PC} = 2^{++}$. Обычно полагают, что в него входят резонансы $A_2(1315)$, $K^*(1410)$, $f(1250)$ и $f'(1500)$, однако существует некоторая неопределенность в предписании $J^P = 2^+$, особенно для A_2 [65]. Кроме того, вносит добавочную путаницу заметное расщепление этой частицы, наблюдавшееся в эксперименте на спектрометре потерянной массы в ЦЕРН [66]. Методами гл. 8, используя указанные значения масс и операторы квадрата массы и предполагая, что механизм нарушения симметрии определяется формулами (8.1), находим

$$\begin{aligned} \delta &= 3 \cdot 10^5 (M_{\text{эв}})^2, & \theta &\approx 28^\circ, & F &\approx 1, \\ m_8 &= 1315 M_{\text{эв}}, & m_1 &= 1230 M_{\text{эв}}, \end{aligned} \quad (9.3)$$

где θ — угол смешивания состояний с $I = Y = 0$, а F — интеграл перекрытия их пространственных волновых функций. Это значение δ неплохо согласуется с полученными в предыдущей главе для состояний с $L = 0$.

Гораздо менее ясна ситуация с остальными нонетами с $L = 1$. В любой из них имеются кандидаты, но в большинстве случаев приписание квантовых чисел никоим образом не решено окончательно. Далиц [15—17] предполагает, что состояния этих нонетов с $I = 1$ совпадают с приведенными в табл. 6; однако данные о резонансе δ пока весьма ненадежны.

Таблица 6

Состояния с $I=1$ нонетов с $L=1$

	3P_0	3P_1	1P_1	3P_2
J^{PC}	0 ⁺⁺	1 ⁺⁺	1 ⁺⁻	2 ⁺⁺
Состояния с $I=1$	δ (962)	A_1 (1080)	B (1200)	A_2 (1315)
$\langle L \cdot s \rangle$	-2	-1	0	1

Мы видим, что эти четыре состояния с $I = 1$ образуют последовательность с приблизительно равными интервалами по массе. Используя оператор квадрата массы, находим

$$(m_{A_2}^2 - m_B^2) : (m_B^2 - m_{A_1}^2) : (m_{A_1}^2 - m_\delta^2) = 1 : 1, 1 : 1.$$

Этот результат можно объяснить, если предположить, что, по крайней мере в октетах, расщепление определяется спин-орбитальной силой с положительным коэффициентом c в (9.2). Как показывает последняя строчка табл. 6, такая сила приводит к правилу равных интервалов для масс состояний с $L = 1$, причем самое большое значение массы соответствует состоянию с наивысшим J . Если эта интерпретация правильна, то октетные спин-спиновые силы, приводя к дальнейшему расщеплению состояний 1P и 3P , должны быть довольно слабыми, т. е. $|a| \ll c$. То же самое должно быть справедливо и для возможных тензорных сил типа (5) [15—17]. Однако мы знаем, что первые силы весьма значительны в случае $L = 0$, когда они определяют разность масс мультиплетов ${}^1\{8\}$ и ${}^3\{8\}$. Далиц [15—17] заметил, что такая ситуация возможна

в том случае, когда радиус действия спин-спиновой силы мал по сравнению с радиусом действия основной силы V . К тому же из результата (9.3), который устанавливает, что при $L = 1$ массы состояний с $J = L + 1$ приблизительно одинаковы в октете и синглете, мы делаем вывод, что, кроме того, $|b| \ll c$. Короче говоря, существуют указания на то, что в P -волновых взаимодействиях кварка и антикварка силы типа (3) и (5) не могут играть важной роли.

Возможными кандидатами для состояний с $I = 1/2, Y = \pm 1$ в нонетах 3P_1 и 1P_1 являются K^* (1250) и K^* (1360) [67] (см. также замечание 3 в § 2 данной главы). Об изоскалярных членах нонетов ${}^3P_0, {}^3P_1$ и 1P_1 имеется недостаточно информации для того, чтобы рассчитать массы m_1 синглетов и углы смешивания.

Некоторое количество мезонных резонансов с $I = 1, Y = 0$ было найдено недавно в эксперименте со спектрометром потерянной массы в ЦЕРН [68, 69]. Они приведены в табл. 7 вместе с S - и P -состояниями с $I = 1$, рассмотренными выше. На некоторые из этих состояний были указания и в других экспериментах, однако в настоящее время ситуация слишком запутана, чтобы пытаться увязать различные наблюдения друг с другом и высказать определенные утверждения о приписывании спина и четности. Эти уровни естественно интерпретировать как вращательные возбуждения $q\bar{q}$ -системы со значениями L , приведенными в таблице. Следуя Гольдхаберу [70], группы состояний, соответствующих данному L , мы можем назвать « L -кластером». Из табл. 7 мы видим, что наблюдавшиеся L -кластеры четко отделены друг от друга.

Таблица 7

Состояния мезонов
с $I = 1, Y = 0$

Обозначение	Масса, Мэв	L
π	135	0
ρ	774	
δ	962	
A_1	1080	
B	1200	1
A_2	1315	
R_1	1630	
R_2	1700	
R_3	1750	2
R_4	1830	
S	1930	3
T	2195	4
U	2380	5

Из высших L -кластеров в настоящее время только R -кластер оказывается разделенным на четыре уровня, соответствующие четырем нонетам, возникающим при данном L ; однако статистика для R_4 пока неубедительна. Если отождествить R_1, R_2, R_3 и R_4 с состояниями с $I = 1$ нонетов ${}^3D_1, {}^3D_2, {}^1D_2$ и 3D_3 соответственно, имеющих квантовые числа $J^{PC} = 1^{-}, 2^{-}, 2^{+}$ и 3^{-1} , а также предположить, что, как и в случае нонетов с $L = 1$, расщепление между ними обусловлено главным образом спин-орбитальной силой, то на основании (9.2) мы можем ожидать следующего отношения интервалов относительных квадратов масс:

$$(m_{R_4}^2 - m_{R_3}^2) : (m_{R_3}^2 - m_{R_2}^2) : (m_{R_2}^2 - m_{R_1}^2) = 2 : 1 : 2. \quad (9.4)$$

В эксперименте установлено отношение разностей, стоящих в левой части, $(1,7 \pm 0,3) : 1 : (2,2 \pm 0,3)$ [68, 69], что хорошо согласуется с формулой (9.4). Величина спин-орбитального расщепления, т. е. параметра s , по-видимому, убывает с ростом L . Разности квадратов масс состояний с $I = 1$ при $J = L \pm 1$ для $L = 1, 2$ и 3 равны соответственно $7,6 \cdot 10^5$, $6,9 \cdot 10^5$ и $\leq 2 \cdot 10^5 \text{ Мэв}^2$. Последнее значение получено из верхнего предела ширины S -системы (см. ниже). Соответствующие значения параметра s равны $13 \cdot 10^4$, $7 \cdot 10^4$ и $\leq 1,4 \cdot 10^4 \text{ Мэв}^2$. Именно таких значений следует ожидать в том случае, когда спин-орбитальная сила имеет малый радиус действия по сравнению с радиусом действия V [15—17]. В этом случае соответствующие расщепления дальнейших L -кластеров становятся даже меньше. В современных экспериментах разрешающая способность не была достаточно высокой для разделения состояний с $I = 1$ в этих системах.

Резонансы R, S, T и U , установленные в эксперименте с потерянной массой, характеризуются удивительно малыми ширинами; верхний предел ширины равен 38 Мэв [68, 69]. Это, по-видимому, согласуется с указанной выше интерпретацией этих состояний в рамках $\bar{q}q$ -модели.

¹⁾ Если окажется, что пп-максимум при 1650 Мэв (g -мезон) связан с R_1 и имеет $J^P = 3^-$ (что, по-видимому, несколько предпочтительнее, чем 1^- , хотя подтверждений недостаточно, см. [71]), то такое отождествление не может быть правильным. См. также [72].

Большие значения углового момента приводят к большим центробежным барьерам, которые могут подавлять их распады [15—17, 73]¹⁾. Можно ожидать, что этот механизм проявится наиболее эффективно в ${}^3L_{L+1}$ -нонете L -кластера (который почти во всех случаях должен распадаться через состояния с высшими угловыми моментами), а не в других трех нонетах. Подробное обсуждение схем распада L -кластеров можно найти в статье Гольдхабера [70].

§ 2. Замечания

Прежде чем обратиться к барионам, мы сделаем несколько замечаний.

1. Другой способ классификации состояний адронов, весьма модный в настоящее время, состоит в использовании траекторий Редже, когда мы строим график J как функцию квадрата массы для системы частиц с одинаковыми квантовыми числами. Оказывается, например, что состояния мезонов из табл. 6 попадают на приблизительно линейные траектории [73]. Траектории, соответствующие четным и нечетным J и, следовательно, четной и нечетной пространственной четности, оказываются совпадающими (обменное вырождение). Именно это мы должны получить в $\bar{q}q$ -модели, поскольку мы ожидаем, что обменные силы, соответствующие обмену системой qq , не играют заметной роли. В кварковой модели такие траектории Редже можно интерпретировать как представляющие последовательности вращательных уровней. Далиц [15—17] указал, что, поскольку энергия связанного состояния $\bar{q}q$ может достигать $2m_q$, траектории в $\bar{q}q$ -модели должны расти до очень больших значений J , порядка $4m_q^2/\alpha' \approx 10^2$, где величина α' (наклон траектории в точке $m^2 = 0$) порядка 1 Гэв^{-2} (см. конец этой главы).

2. До сих пор мы говорили только о вращательных возбуждениях системы $\bar{q}q$; однако мы могли бы также рассмотреть возможность внутренних радиальных колебаний. Тогда мы получили бы для каждого L дополнительные системы нонетов в колебательных возбужденных состояниях. Возможным кандидатом в такие нонеты

¹⁾ Ссылки на более ранние работы можно найти в [73].

является $E(1420)$ -мезон, квантовые числа которого вероятнее всего равны $J^{PC} = 0^{-+}$ и который, следовательно, представляет собой десятый псевдоскалярный мезон. Поскольку его некуда поместить в обычном псевдоскалярном нонете, единственная возможность заключается в том, чтобы отнести его к возбужденному 1S_0 -состоянию (см. также гл. 8, конец § 1).

3. В принципе может наблюдаться смешивание нонетов $^3(J-1)_J$ с $^3(J+1)_J$ и 1L_L с 3L_L . В первом случае эффекты смешивания, по-видимому, малы из-за большой разницы масс этих двух нонетов. Во втором случае они могут быть значительными и вызываться, например, спин-орбитальными силами. Здесь могут смешиваться только состояния с $I = 1/2$, $Y = \pm 1$ этих двух нонетов, поскольку законы сохранения зарядовой четности и G -четности запрещают смешивание изоскалярных и изовекторных состояний. В частности, для мезонов с $L = 1$ мы ожидаем смешивание между двумя резонансами K^* , принадлежащими нонетам 3P_1 и 1P_1 . Каждая из этих физических частиц может быть смесью состояний 3P_1 и 1P_1 . Гольдхабер недавно предположил [74], что именно это явление смешивания мы, возможно, наблюдаем как изменение структуры максимума в области 1100—1400 $Mэв$ массы $K\pi\pi$ в зависимости от лабораторного импульса налетающей частицы.

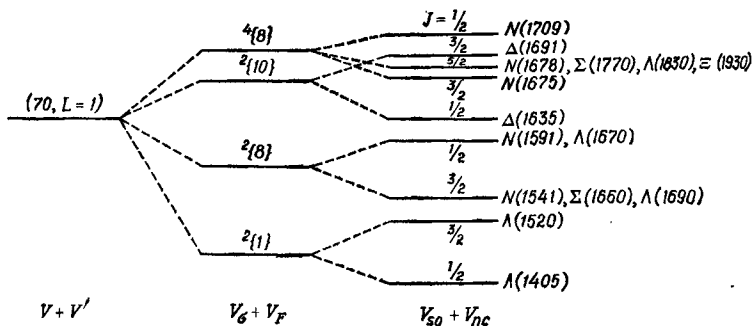
§ 3. Бариионные резонансы с отрицательной четностью

В случае бариионных резонансов мы обнаруживаем более сложную ситуацию, чем в случае мезонов. Мы упомянем только несколько основных пунктов, отсылая читателя за подробностями к работам Далица [7, 15—17]. В этом параграфе мы рассмотрим резонансы с отрицательной четностью, многие из которых известны в области масс 1400—2300 $Mэв$. Все их можно распределить по $SU(3)$ -синглетам, октетам и декуплетам. Высшие мультиплеты не необходимы, хотя, конечно, не исключаются. Для состояний с наименьшими массами (область 1400—1800 $Mэв$, если не учитывать нарушения $SU(3)$ -симметрии) нам нужны по одному синглету с $J^P = 1/2^-$ и $3/2^-$, два октета с $J^P = 3/2^-$, два октета с $J^P = 1/2^-$, по одному

декуплету с $J^P = 1/2^-$ и $3/2^-$ и один октет с $J^P = 5/2^-$. Естественно предположить, что эти состояния представляют собой возбужденные состояния qqq -системы с $L = 1$. При $L = 1$ в октете $5/2^-$ требуется $s = 3/2$, что, согласно табл. 5, соответствует смешанной перестановочной симметрии волновой функции спина и унитарного спина. Из результатов гл. 3 следует, что возможен только $SU(6)$ -мультиплет 70, поскольку мультиплеты 56 и 20 имеют соответственно симметричные и антисимметричные волновые функции спина и унитарного спина. Внимательно рассматривая табл. 5, мы видим, что кроме мультиплета ${}^4\{8\}$ смешанные волновые функции спина и унитарного спина могут иметь еще $SU(3)$ -мультиплеты ${}^2\{10\}$, ${}^2\{8\}$ и ${}^2\{1\}$. При данном значении L_z эти четыре системы содержат 70 состояний. Если присутствуют только силы типа (1) и (2), то эти состояния вырождены по массе и образуют мультиплет 70 группы $SU(6)$ [ср. также (3.86)]. Если кварки подчиняются статистике Ферми, то соответствующая пространственная волновая функция также обладает смешанной перестановочной симметрией. Силы V_σ , V_F , V_{s_0} и, возможно, другие нецентральные силы V_{nc} распределяют 210 состояний, соответствующих $L = 1$, по девяти $SU(3)$ -мультиплетам, именно тем, которые упоминались выше (фиг. 7). Это приятный результат. Оказывается, что в вопросах классификации qqq -модель с возбуждением по орбитальному моменту дает правильные результаты для низших резонансов с отрицательной четностью в том смысле, что она естественным образом генерирует вышеупомянутую мультиплетную структуру.

Что можно сказать об относительных положениях этих мультиплетов? На фиг. 7 показана возможная схема нарушения симметрии с указанием для каждого мультиплета наиболее подходящих на сегодня кандидатов. В дальнейшем мы используем следующие обозначения барионных резонансов (S обозначает странность): N (масса) для резонансов с $I = 1/2$, $S = 0$; Δ (масса) для резонансов с $I = 3/2$, $S = 0$; Λ (масса) для резонансов с $I = 0$, $S = -1$; Σ (масса) для резонансов с $I = 1$, $S = -1$; Ξ (масса) для резонансов с $I = 1/2$, $S = -2$. В литературе резонансы с $S = -1$ часто обозначают как Y_1^*

(масса) (см. табл. 4), а резонансы с $S = 0$ — как N_1^* (масса). Состояния с $S = 0$, показанные на фиг. 7, получены из анализа пион-нуклонного сдвига фазы и взяты из недавней статьи Доннаши и др. [75] (см. также [16]). Не все эти пион-нуклонные резонансы установлены твердо, а указанные значения масс часто имеют значительную неопределенность. Ситуация со странными барионами менее



Фиг. 7. Возможная схема нарушения симметрии для $3q$ -состояний с $L = 1$ и отрицательной четностью.

Нарушение $SU(3)$ -симметрии не показано. Указанные внизу силы считаются ответственными за расщепление в соответствующем столбце (масштаб произвольный).

ясна. Хотя для некоторых из этих мультиплетов и имеются кандидаты с отличной от нуля странностью, как те, которые приведены на фиг. 7, все же многие состояния с $S = -1, -2, -3$ еще предстоит открыть, чтобы заполнить все мультиплеты.

Если за нарушение симметрии отвечают только силы V_σ , V_F и V_{σ_0} , то мы приходим к следующей формуле для центральных масс девяти мультиплетов:

$$m = m'_0 + a's(s+1) + b'F^2 + c'[J(J+1) - L(L+1) - s(s+1)], \quad (9.5)$$

где коэффициенты a' , b' и c' определяются соответственно величинами A , B и C . Поскольку $\Lambda(1405)$ является самым легким из известных в настоящее время барионных резонансов с отрицательной четностью, мы должны выбрать коэффициент b' положительным, чтобы поднять состояния

октета и декуплета вверх относительно положения синглета. Это приводит к показанному на фиг. 7 расположению мультиплетов ${}^2\{1\}$, ${}^2\{8\}$ и ${}^2\{10\}$, и поскольку N (1678) является низшим из известных в настоящее время резонансов с $J^P = 5/2^-$, коэффициент a' должен быть большим и положительным. Это приводит к отождествлению, показанному на фиг. 7, которое к тому же подтверждается оценками ширины уровней, а также некоторыми правилами отбора для фотовозбуждения [16] (ср. гл. 12, § 2). Оно согласуется также с нарушающим $SU(3)$ -симметрию механизмом (8.1) в том смысле, что параметр Δ получается положительным и правильного порядка величины (см. § 4 этой главы).

Отметим, что член с F^2 в (9.5) предсказывает правило равных интервалов для средних значений масс $m({}^2\{1\})$, $m({}^2\{8\})$ и $m({}^2\{10\})$ во втором столбце фиг. 7 (см. табл. 2). Экспериментальные значения масс, указанные на фиг. 7, не противоречат этому правилу.

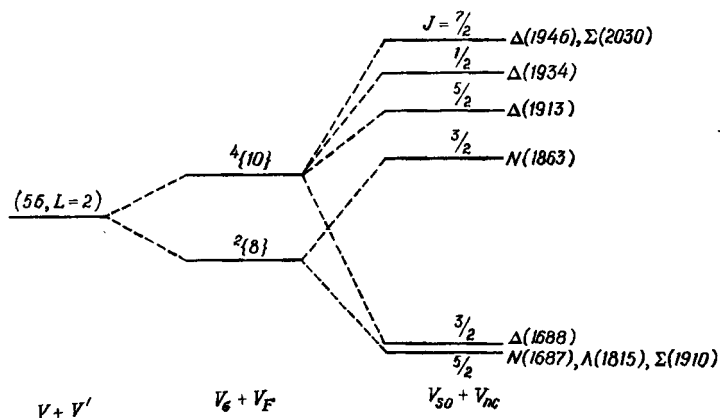
Из фиг. 7 ясно, что если сделанные там отождествления правильны, то простой спин-орбитальный член в (9.5) не может обеспечить наблюдаемые расщепления масс мультиплетов в каждой системе ${}^{2s+1}\{\alpha\}$. Синглетные состояния Λ (1520) с $J^P = 3/2^-$ и Λ (1405) с $J^P = 1/2^-$ требуют положительного коэффициента c' . Это подходит для мультиплета ${}^2\{10\}$, но не для мультиплета ${}^2\{8\}$, где требуется отрицательный коэффициент c' . Еще сложнее ситуация для мультиплета ${}^4\{8\}$. Это указывает на сложную зависимость коэффициента c' от F и (или) на присутствие других нецентральных сил и, возможно, также на присутствие трехчастичных сил. Мы должны также помнить о том, что могут быть значительные отклонения в этой схеме из-за эффектов смешивания, вызываемых спин-орбитальными силами и нарушающими $SU(3)$ -симметрию взаимодействиями. Первые связывают состояния с одинаковыми значениями J , I , I_z и S из мультиплетов ${}^4\{8\}$ и ${}^2\{8\}$, вторые смешивают, например, Λ -состояния из мультиплетов ${}^2\{1\}$ и ${}^2\{8\}$ с $J = 1/2$ и с $J = 3/2$.

Следующие наиболее очевидные конфигурации с отрицательной четностью — это вращательные возбуждения с нечетным L мультиплета (70 , $L = 1$), а именно (70 , $L = 3, 5, 7, \dots$). Для каждого L они генерируют $SU(3)$ -

мультиплеты со спином $L \pm 3/2$ и $L \pm 1/2$. Для некоторых мультиплетов с $L = 3$ имеются кандидаты, причем массы всех их больше $1900 M_{\pi}$ [15—17].

§ 4. Барийные резонансы с положительной четностью

Обратимся теперь к барионным мультиплетам с положительной четностью, генерируемым четными значениями L . В случае четного L волновые функции могут иметь симметрию конфигурации основного состояния ($L = 0$) и, следовательно, представляется естественным, что волновые функции спина и унитарного спина этих состояний



Ф и г. 8. Возможная схема нарушения симметрии для $3q$ -состояний с $L = 2$ и положительной четностью.

Нарушение $SU(3)$ -симметрии не показано. Указанные внизу силы считаются ответственными за расщепление в соответствующем столбце (масштаб произвольный).

принадлежат 56 -плету. Отсюда следует, что в этой схеме могут появляться только $SU(3)$ -октеты и декуплеты. Наблюдаемый спектр барионных резонансов, по-видимому, согласуется с этим результатом. Унитарные синглеты с положительной четностью до сих пор не требовались, и, за исключением нескольких патологических случаев, рассматриваемых ниже, наблюдаемые состояния с поло-

жительной четностью можно разместить по мультиплетам, содержащимся в мультиплете ($56, L$ четное). Для каждого L мы получаем схему нарушения симметрии типа показанной на фиг. 8 для случая $L = 2$, где данные о резонансах N и Δ взяты из работы [75]. Что касается расщепления по массе между $SU(3)$ -мультиплетами, то мы должны заключить, как и в случае состояний с отрицательной четностью, что если правильны значения масс и размещение резонансных состояний, показанные на фиг. 8, то массовая формула (9.5) слишком проста, чтобы объяснить расщепление, показанное справа на фиг. 8. Экспериментальные данные обнаруживают более сложную динамику, чем та, которая выражается этой формулой.

Заметим, что октеты ${}^4\{8\}$ и декуплеты ${}^4\{10\}$ на фиг. 7 и 8 очень близки по массе друг к другу, за исключением $\Delta(1688)$. По существу они вырождены, так как расщепление по массе гораздо меньше, чем их ширины. Это свидетельствует о пренебрежимо малом спин-орбитальном взаимодействии в трехкварковых состояниях с $s = 3/2$. Поэтому, может быть, неверно помещать $\Delta(1688)$ в мультиплет ($56, L = 2$). Возможно, следует рассматривать это состояние вместе с $P_{11}(1466)$ как колебательные возбуждения мультиплета ($56, L = 0$) (ср. гл. 9, § 5 и [16]). Тогда должен существовать еще один Δ -резонанс с $J^P = 3/2^+$ с массой около 1930 Мэв , заполняющий мультиплет ($56, L = 2$).

Следует отметить, что при $L = 0$ фиг. 8 правильно передает реальную ситуацию.

Из значений масс, приведенных в табл. 4 и на фиг. 7 и 8, мы видим, что если выключить взаимодействия, нарушающие $SU(3)$ -симметрию, то три группы $SU(3)$ -мультиплетов, порождаемые соответственно мультиплетами ($56, L^P = 0^+$), ($70, L^P = 1^-$) и ($56, L^P = 2^+$), четко отделены друг от друга. В этой последовательности они проявляются как три кластера, охватывающие области масс $940\text{--}1240$, $1400\text{--}1700$ и $1700\text{--}1950 \text{ Мэв}$.

Прежде чем закончить этот параграф, мы сделаем замечание о нарушении $SU(3)$ -симметрии в мультиплетных состояниях с $L = 1$ и $L = 2$. Оценим параметр Δ , введенный в гл. 8.

Он равен для октета $5/2^-$ (фиг. 7)

$$\Delta = m [\Sigma (1770)] - m [N (1678)] = 92 \text{ Мэв},$$

для октета $3/2^-$ (фиг. 7)

$$\Delta = m [\Sigma (1660)] - m [N (1541)] = 119 \text{ Мэв},$$

для октета $5/2^+$ (фиг. 8)

$$\Delta = m [\Sigma (1910)] - m [N (1687)] = 223 \text{ Мэв},$$

для декуплета $7/2^+$ (фиг. 8)

$$\Delta = m [\Sigma (2030)] - m [\Delta (1946)] = 84 \text{ Мэв}.$$

Хотя эти значения имеют правильный порядок величины при сравнении их со значениями, полученными в гл. 8, они значительно отличаются друг от друга. Отметим также, что $m(\Lambda) \neq m(\Sigma)$. Как и в случае барионов с $L = 0$, причина этих различий, по-видимому, заключается в нарушении $SU(3)$ -симметрии в кварковых потенциалах, что оказывается более важным в qq -потенциалах, чем в $qq\bar{q}$ -потенциалах.

§ 5. Симметричная модель

Предположим, что последовательности мультиплетов $[56, L^P (\text{четное})^+]$ и $[70, L^P (\text{нечетное})^-]$ действительно являются единственными группами барионных мультиплетов, реализуемых в природе (по крайней мере в изученной в настоящее время области масс; см., однако, ниже). Тогда возникает вопрос, на который должна отвечать любая правильная динамическая модель: почему это так? Другими словами, динамическая теория кварков должна объяснять, почему, например, мультиплеты $(20, L = 0, 2, \dots)$ и $(70, L = 0, 2, \dots)$ не наблюдаются в области низших масс, скажем ниже $2,5 \text{ Гэв}$. В этой связи интересно заметить, что, применяя ядерную оболочечную модель с гармоническими осцилляторными силами к трехкварковой системе, мы находим, что наблюдаемая последовательность мультиплетов $(56, L^P = 0^+)$, $(70, L^P = 1^-)$ и $(56, L^P = 2^+)$, соответствующих основному состоянию и первым возбужденным состояниям бариона, повторяет вполне естественно последовательность ожидаемых состоя-

ний оболочечной модели [17, 55, 56, 76—78] (см. также [79]).

Основное состояние ($56, L^P = 0^+$) соответствует $(1s)^3$ -конфигурации (мы используем стандартные обозначения), которая имеет полностью симметричную пространственную волновую функцию (симметричная модель). Значит, в этой модели мы должны отвергнуть статистику Ферми для кварков (ср. обсуждение в гл. 7). Первое возбужденное состояние имеет структуру $(1s)^2(1p)$, для которой спурионная компонента имеет смешанную пространственную волновую функцию и приводит к мультиплету ($70, L^P = 1^-$), что, как мы видели, согласуется с наблюдениями.

Следующая конфигурация включает пять супермультиплетов, а именно

$$\begin{aligned} (56, L^P = 2^+), \quad (56, L^P = 0^+), \quad (70, L^P = 2^+), \\ (70, L^P = 0^+), \quad (20, L^P = 1^+). \end{aligned} \quad (9.6)$$

Первый из них рассмотрен в § 4 (фиг. 8). О существовании последних трех из этих мультиплетов пока нет никаких экспериментальных данных. Имеющиеся данные не требуют их существования. Митра [77] указал, что можно построить симметричную модель, основанную на предположении о короткодействующих S -волновых qq -силах, в которой именно эти нежелательные состояния исключаются, а появляются только состояния ($56, L^P$ (четное) $^+$) и ($70, L^P$ (нечетное) $^-$).

Второй супермультиплет в системе (9.6) можно рассматривать как первое колебательное возбуждение основного состояния ($56, L = 0^+$). Его пространственная волновая функция имеет структуру $\sqrt{2/3} (1s)^2 (2s) + \sqrt{1/3} (1s) (1p)^2$, а структура спина и унитарного спина тождественна структуре основного состояния, т. е. он содержит октет $1/2^+$ и декуплет $3/2^+$. Наиболее очевидными кандидатами в такие радиальные возбуждения основного состояния являются пион-нуклонные резонансы P_{11} (обозначение $L_{2I, 2J}$, где L — орбитальный момент πN -волны), найденные в фазовом анализе [75] $N(1470)$ и $N(1750)$ и имеющие те же внутренние квантовые числа, что и нуклон. Появление первого резонанса наблюдается также

и в других экспериментах [80—82]. В qqq -модели каждое из этих состояний может быть членом только октета $1/2^+$. Экспериментально наблюдаемая форма распада Δ (1236) явно свидетельствует в пользу того, чтобы поместить N (1470) в октет, а, например, не в антидекуплет $\{\bar{10}\}$. В рамках симметричной модели естественно рассматривать N (1470) (возможно вместе с Δ (1688), см. предыдущий параграф), как принадлежащий к первому возбуждению мультиплета ($56, L = 0^+$) [того самого, который имеется в системе (9.6)], а N (1750) — как принадлежащий второму возбуждению ($56, L = 0^+$). О других возможностях, обсуждавшихся в литературе, см. статьи Далица [15—17].

Если окажется, что одно или несколько из состояний P_{11} имеют более экзотическую природу и принадлежат другим $SU(3)$ -мультиплетам, таким как $\{10\}$, то мы должны расширить простую qqq -модель и принять более сложные конфигурации кварков, такие как $qqq\bar{q}\bar{q}$ (или более чем один фундаментальный триплет). В действительности некоторые указания на такие кварковые состояния, возможно, уже существуют, а именно максимумы, наблюдаемые в полных сечениях рассеяния K^+ на протонах и K^+ на дейтронах [83]. В настоящее время совершенно не ясно, следует ли рассматривать эти максимумы как резонансы (так называемые Z -резонансы с положительной странностью и массами в области 1800—2500 $M_{\text{эв}}$). По крайней мере для одного из них существует альтернативное объяснение [84]. Более того, поиски Z -резонансов на фотографиях, сделанных с пузырьковой камерой, привели пока к отрицательным результатам [85]. Однако если будет найдено, что интерпретация этих максимумов как резонансов правильна, то упомянутое выше расширение модели окажется неизбежным. Конечно, нет никаких априорных причин избегать возможности более сложных кварковых конфигураций. Наоборот, как следует из рассмотрения, проведенного в гл. 7, не существует никаких теоретических аргументов в пользу того, что должны появляться только кварк-антикварковые и трехкварковые связанные состояния.

Подводя итоги этой главы, мы можем сделать вывод, что простейшая кварковая модель — $q\bar{q}$ - и qqq -конфигурации для мезонов и барионов с допущением вращательного

и, возможно, колебательного возбуждения — может качественно воспроизвести основные черты установленных в настоящее время спектров адронных резонансов. То обстоятельство, что модель способна образовать спектр $SU(3)$ -мультиплетов, который удивительно хорошо согласуется с наблюдениями, представляет собой бросающее вызов достижение этой модели.

Замечания при корректуре

1. Тот факт, что реджевские траектории мезонов оказываются линейными, можно интерпретировать, предположив, что $q\bar{q}$ -пары взаимодействуют через потенциал гармонического осциллятора и что система описывается волновым уравнением, квадратичным по энергии E , что требуется при использовании оператора квадрата массы в массовых формулах (гл. 8). Это приводит к линейной зависимости E^2 от L , т. е. к линейным траекториям Редже [17, 78].

2. В $q\bar{q}$ -модели с возбуждением по L имеются четыре состояния для каждого набора квантовых чисел J, I, Y и F , за исключением случая $J = 0$, где имеются два состояния. Как следствие этого модель предсказывает, что из четырех соответствующих траекторий с положительной сигнатурой, связывающих состояния с $J = 0, 2, 4, \dots$, два должны пересекать ось $J = 0$ при отрицательных значениях m^2 [т. е. должны иметь положительные значения $\alpha(0)$] или должны иметь равные нулю вычеты при $J = 0$. Известно, что из траекторий с $I = 1$ траектория A_2 (которая вырождена с ρ -траекторией) имеет положительное значение $\alpha(0)$. То же самое должно быть справедливо и для траекторий с $I = 1$, отвечающих физическим состояниям с $J^{PG} = (\text{четное})^{-+}$.

§ 1. Бета-распад

Многие процессы распада адронов рассмотрены в рамках кварковой модели. Мы не будем изучать все их подробно, а дадим несколько примеров для каждого типа взаимодействия, пытаясь тем самым упомянуть как успехи, так и недостатки модели. Многое из того, что мы будем говорить о свойствах распада, взято из работ Ван Ройена и Вайскопфа [86, 87]. Мы ограничимся состояниями с $L = 0$ и начнем в этой главе со слабых распадов.

Первый класс процессов, которые мы рассматриваем, — это процессы β -распада

$$A \rightarrow B + l + \nu, \quad (10.1)$$

где A и B — адроны, l — электрон или мюон, а ν — нейтрино или антинейтрино. Мы предположим теперь, что эти процессы можно описать с помощью процессов β -распада соответствующих кварков (фиг. 3) и что они следуют из ток-токового взаимодействия

$$H_W = \int d^3x \bar{q}(x) [G'_V \gamma_\mu + G'_A \gamma_\mu \gamma_5] \times \\ \times (\alpha^+ \cos \theta + \beta^+ \sin \theta) q(x) \bar{l}(x) \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \nu(x) + \\ + \text{эрмит. сопр.} \quad (10.2)$$

Здесь $q(x)$, $l(x)$ и $\nu(x)$ — состояния кварка, лептона и нейтрино соответственно, θ — угол Кабиббо, G'_V и G'_A — перенормированные константы взаимодействия кварков для векторной и аксиально-векторной связей, наконец, α^+ (β^+) — оператор, преобразующий состояние типа n (состояние типа λ) в состояние типа p . Плотность адронного тока в (10.2) состоит из элементов октета, совместимых с гипотезой Кабиббо [88]. Кроме того, поскольку сохраняющая странность часть $\bar{q}(x) \gamma_\mu \alpha^+ q(x)$ является I_+ -компонентой изоспинового тока, форму-

ла (10.2) дает все результаты теории с сохраняющимся векторным током [89, 90]. В частности, $G'_V = G_\mu$, где G_μ — константа связи чисто лептонного распада

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu.$$

Введение угла Кабиббо на кварковом уровне гарантирует универсальность этого угла для всех адронов в согласии с фактами.

В предположении нерелятивистского движения кварков остаются только временная компонента члена с γ_μ и пространственная компонента члена с $\gamma_\mu \gamma_5$, вырождающиеся соответственно в единичный оператор и спиновый оператор σ . Это дает

$$\begin{aligned} H_W = G'_V \int d^3x \bar{q}(x) [\alpha^+ \cos \theta + \beta^+ \sin \theta] q(x) \bar{l}(x) \gamma_0 (1 + \gamma_5) \times \\ \times v(x) + G'_A \int d^3x \bar{q}(x) [\alpha^+ \cos \theta + \beta^+ \sin \theta] \sigma \cdot q(x) \bar{l}(x) \times \\ \times \gamma (1 + \gamma_5) v(x). \end{aligned} \quad (10.3)$$

Теперь мы поместим это выражение между адронными состояниями $|A\rangle$ и $|B\rangle$, принадлежащими к одному и тому же $SU(3)$ -мультиплету. Используя (5.6), (5.12) и тот факт, что для β -распада $x \cdot (q_l + q_\nu) \ll 1$, мы можем написать

$$\begin{aligned} \langle A | H_W | B \rangle = G'_V \langle \varphi(B) | \cos \theta \sum_i \alpha_i^\dagger + \sin \theta \sum_i \beta_i^\dagger | \varphi(A) \rangle \times \\ \times \bar{l}(0) \gamma_0 (1 + \gamma_5) v(0) + G'_A \langle \varphi(B) | \cos \theta \sum_i \sigma_i \alpha_i^\dagger + \\ + \sin \theta \sum_i \sigma_i \beta_i^\dagger | \varphi(A) \rangle \bar{l}(0) \gamma (1 + \gamma_5) v(0), \end{aligned} \quad (10.4)$$

где индекс i показывает, что рассматриваемый оператор действует на i -й кварк в выражении для $\varphi(A)$. Принимая $|A\rangle = |N, s_z = 1/2\rangle$ и $|B\rangle = |P, s_z = 1/2\rangle$ и вычисляя

$$\begin{aligned} \left\langle P, s_z = \frac{1}{2} \left| \sum_i \alpha_i^\dagger \right| N, s_z = \frac{1}{2} \right\rangle = 1, \\ \left\langle P, s_z = \frac{1}{2} \left| \sum_i \alpha_i^\dagger \sigma_i^z \right| N, s_z = \frac{1}{2} \right\rangle = \frac{5}{3} \end{aligned} \quad (10.5)$$

[тем самым используя (6.3) и (6.4)], мы приходим к выводу

$$G_V = G'_V, \quad G_A = \frac{5}{3} G'_A, \quad (10.6)$$

где G_V и G_A — векторная и аксиально-векторная константы связи для нуклонов. Из экспериментального значения $G_A = 1,2G_V$ получаем

$$G'_A = 0,7G_V. \quad (10.7)$$

Используя эти значения, мы можем вычислить матричные элементы и ширины распада для всех реакций типа (10.1). Результаты совпадают с теми, которые получены в $SU(6)$ -симметрии с $D/F = 3/2$ для аксиальных токов [91].

§ 2. Отношение G_A/G_V

На этой стадии следует сделать замечание об отношениях G_A/G_V и G'_A/G'_V . Выше при обсуждении была принята точка зрения, что для кварков, как и для нуклонов, константа связи G'_A изменяется за счет сильных взаимодействий, так что отношение G'_A/G'_V отличается от единицы. Фактически мы только что видели, что подгонка G'_A/G'_V для воспроизведения экспериментального значения $G_A/G_V = 1,2$ для нуклонов приводит к значению 0,7. Другая точка зрения, принятая в особенности дубненской группой [92—94], заключается в предположении, что аксиальная константа G'_A для кварков не перенормируется, т. е. $G'_A/G'_V = 1$. В основе этого предположения лежит представление о составной модели адронов, в которой базисные частицы — кварки не имеют собственной структуры, а их взаимодействие определяет структуру составных частиц. Исходя из этого предположения, Боголюбов [94] вычислил G_A/G_V для нуклонов, приняв в расчет релятивистские поправки. В нерелятивистском пределе в этой модели находят, конечно, $G_A/G_V = 5/3$. Предполагается, что каждый кварк движется независимо от других кварков в скалярном радиально-симметричном потенциальном поле $U(r)$ (ср. обсуждение в гл. 4) и описы-

вается пространственно-спиновой волновой функцией

$$\Psi_0(\mathbf{r}) = \begin{pmatrix} f(r) \chi \\ ig(r) (\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{r}) \chi \end{pmatrix}, \quad (10.8)$$

где χ — обычный двухкомпонентный спинор. Все три кварка помещаются в одно и то же состояние, т. е. S -состояние с наименьшей энергией E_0 . Это предполагает симметричную пространственную волновую функцию и, следовательно, парастатистику для кварков или трехтриплетную модель [см. (7.10)]. Полный угловой момент каждого кварка равен

$$\mathbf{j} = \frac{1}{2} \boldsymbol{\sigma} + \mathbf{l}. \quad (10.9)$$

Ни спин $\boldsymbol{\sigma}$, ни орбитальный момент \mathbf{l} не обладают определенными значениями в релятивистской теории; $l = 0$ для верхней компоненты Ψ_0 (нерелятивистский предел) и $l = 1$ для нижней компоненты. Однако, поскольку Ψ_0 представляет S -состояние, мы имеем, конечно,

$$j^2 \Psi_0 = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} + l \right) \Psi_0.$$

Именно вклад \mathbf{l} дает релятивистскую поправку к значению $5/3$ отношения G_A/G_V .

Вычислим для нуклонов (при нулевой передаче импульса)

$$\frac{G_A}{G_V} = \frac{5}{3} (1 - 2\delta), \quad (10.10)$$

где

$$\delta = \frac{\int \Psi_0^* l_z \Psi_0 d\mathbf{r}}{\int \Psi_0^* \Psi_0 d\mathbf{r}} \Big|_{j_z = \frac{1}{2}} = \frac{\frac{2}{3} \int_0^\infty |g(r)|^2 r^4 dr}{\int_0^\infty \{ |f_A(r)|^2 + r^2 |g(r)|^2 \} r^2 dr}. \quad (10.11)$$

Чтобы рассчитать δ , мы должны предположить конкретную форму скалярного потенциала $U(r)$. Беря прямоугольную потенциальную яму (гл. 4, § 3) с $U_0 \approx m_q$ (m_q — масса свободного кварка), в пределе очень больших m_q находим

$$\delta = 0,17, \quad (10.12)$$

и, следовательно,

$$\frac{G_A}{G_V} = 1,1 \quad (10.13)$$

в удивительном согласии с экспериментом. Отметим, что в случае скалярного потенциала переход к пределу $m_q \rightarrow \infty$ не означает перехода к нерелятивистскому пределу, поскольку в динамические уравнения входит $m_q^* = m_q - U_0$ (гл. 4, § 3).

§ 3. Парадокс Ван Ройена — Вайскопфа

Рассмотрим теперь реакции [86, 87, 95]

$$K \rightarrow l + \nu, \quad \pi \rightarrow l + \nu. \quad (10.14)$$

С точки зрения кварковой модели эти процессы включают аннигиляцию одного кварка и одного антикварка. Благодаря этому появляется новый параметр в квадрате матричного элемента этих распадов, а именно $|f(M, 0)|^2$, где $f(M, \mathbf{r})$ — (неизвестная) пространственная волновая функция связанного состояния кварка и антикварка, соответствующего распадающемуся мезону M . Легко видеть, как именно входит этот множитель. Следуя Ван Ройену и Вайскопфу [86, 87], мы записываем оператор рождения $d_M^*(0)$ мезона M с нулевым импульсом через операторы рождения $a_r^*(\mathbf{p})$ и $b_s^*(\mathbf{p})$ кварка и антикварка с компонентами спина и унитарного спина r и s следующим образом:

$$d_M^*(0) = \sum_{r, s} \int d^3p \tilde{f}(M, \mathbf{p}) c(r, s) a_r^*(\mathbf{p}) b_s^*(-\mathbf{p}).$$

Здесь $\tilde{f}(M, \mathbf{p})$ — волновая функция связанного состояния, нормированная условием

$$\int d^3p |\tilde{f}(M, \mathbf{p})|^2 = 1,$$

а $c(r, s)$ — коэффициент, зависящий только от индексов r и s спина и унитарного спина. Амплитуду аннигиляции можно записать в виде

$$\begin{aligned} A &= (2\pi)^{3/2} \langle 0 | H d_M^*(0) | 0 \rangle = \\ &= (2\pi)^{3/2} \sum_{r, s} \int d^3p \tilde{f}(M, \mathbf{p}) c(r, s) \langle 0 | H a_r^*(\mathbf{p}) b_s^*(-\mathbf{p}) | 0 \rangle, \end{aligned}$$

где H — оператор взаимодействия, вызывающего переход, а множитель, стоящий впереди, является нормировочным множителем. Предполагая теперь, что движение кварков нерелятивистское, так что мы можем разложить матричный элемент по степеням \mathbf{p} и сохранить только главный член, получаем окончательно

$$A \approx f(M, 0) (2\pi)^3 \sum_{r,s} c(r, s) \langle 0 | H a_r^*(0) b_s^*(0) | 0 \rangle, \quad (10.15)$$

где мы использовали

$$f(M, \mathbf{r}) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int \tilde{f}(M, \mathbf{p}) e^{i\mathbf{p} \cdot \mathbf{r}} d^3p.$$

Матричный элемент в правой части формулы (10.15) представляет собой в точности матричный элемент аннигиляции свободных кварков с нулевым импульсом. Выражение $(2\pi)^3 a_r^*(0) b_s^*(0) | 0 \rangle$ представляет соответствующим образом нормированное $q\bar{q}$ -состояние. Эффект связанного состояния описывается общим множителем $f(M, 0)$.

Вычисление матричных элементов для процессов (10.14) теперь проводится непосредственно. Мы находим

$$\langle l\nu | H_W | \pi \rangle = G'_A f(\pi, 0) \sqrt{2} \cos \theta \bar{u}_l(\mathbf{p}) \gamma_0 (1 + \gamma_5) u_\nu(-\mathbf{p}). \quad (10.16)$$

Это соотношение выполняется в системе покоя распадающейся частицы. В соответствующее соотношение для распада K -мезона входит $\sin \theta$ вместо $\cos \theta$. Из (10.16) стандартным путем (см., например, [96]) получаем ширины распада

$$\begin{aligned} \Gamma_{\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu} &= \frac{1}{2\pi} |f(\pi, 0)|^2 G_A'^2 \cos^2 \theta m_\mu^2 \left(1 - \frac{m_\mu^2}{m_\pi^2}\right)^2, \\ \Gamma_{K^+ \rightarrow \mu^+ \nu} &= \frac{1}{2\pi} |f(K, 0)|^2 G_A'^2 \sin^2 \theta m_\mu^2 \left(1 - \frac{m_\mu^2}{m_K^2}\right)^2. \end{aligned} \quad (10.17)$$

Используя экспериментальные значения $\Gamma_{\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu} = 2,6 \times 10^{-14} \text{ Мэв}$, $\Gamma_{K^+ \rightarrow \mu^+ \nu} = 3,4 \cdot 10^{-14} \text{ Мэв}$ и $\sin \theta = 0,25$, получаем из этих выражений удивительный результат [86, 87]

$$\begin{aligned} |f(\pi, 0)|^2 &= 1,4 \cdot 10^6 (\text{Мэв})^3, \\ |f(K, 0)|^2 &= 5,1 \cdot 10^6 (\text{Мэв})^3, \end{aligned} \quad (10.18)$$

т. е. отношение $|f(\pi, 0)|^2$ к $|f(K, 0)|^2$ почти точно равно m_π/m_K и $|f(\pi, 0)|^2 \approx 1/2 m_\pi^3$. Этот результат подтверждается аналогичными вычислениями для электромагнитных распадов (гл. 12). По-видимому, вообще мы имеем [86, 87]

$$|f(\pi, 0)|^2 \approx \frac{1}{2} m_\pi^3, \quad \frac{|f(M, 0)|^2}{|f(\pi, 0)|^2} \approx \frac{m_M}{m_\pi} \quad (10.19)$$

(M — псевдоскалярный или векторный мезон). Этот результат показывает, что нарушение симметрии весьма сильно отражается на пространственных волновых функциях, особенно в случае псевдоскалярных мезонов. В настоящее время не существует объяснения столь неожиданного поведения волновых функций. Однако мы должны помнить, что в (10.15) и, следовательно, в (10.19) мы пренебрегли формфакторами $q\bar{q}$ -аннигиляции. Эти формфакторы времени подобны и с трудом поддаются оценке. Таким образом, в действительности мы не получаем из (10.17) значения $|f(M, 0)|$, а получаем значение $|f(M, 0)|$, умноженное на формфактор $F(-m_M^2)$. Это может особенно изменить второе из соотношений (10.19).

Немедленно возникает вопрос: насколько сильно этот результат нарушает предположение $F(0) = 1$, сделанное в (5.12)? Мы можем проверить это, рассчитав $F(0)$ при конкретном выборе волновой функции $f(M, r)$. Один простой выбор имеет вид

$$f(M_i, r) = \left(\frac{b_i^3}{\pi}\right)^{1/2} e^{-b_i r}, \quad (10.20)$$

где r — расстояние между кварками. Мы находим

$$F(0) = \int f(M_1, r) f^*(M_2, r) d\mathbf{r} = 8 \frac{(b_1 b_2)^{3/2}}{(b_1 + b_2)^3} \quad (10.21)$$

и, согласно (10.19),

$$\left(\frac{b_1}{b_2}\right)^3 = \frac{m_{M_1}}{m_{M_2}}. \quad (10.22)$$

Это дает

$$F(0) = 0,93 \quad \text{при} \quad \frac{m_{M_1}}{m_{M_2}} = \frac{1}{4},$$

$$F(0) = 0,89 \quad \text{при} \quad \frac{m_{M_1}}{m_{M_2}} = \frac{1}{6};$$

такой результат показывает, что $F(0)$ довольно нечувствителен к значению m_{M_1}/m_{M_2} ¹⁾.

Не противоречит ли выбор (10.20) первому из соотношений (10.19) и тому, что мы знаем о пионном формфакторе? С одной стороны, из (10.19) и (10.20) мы имеем

$$b_\pi = \pi^{1/3} |f(\pi, 0)|^{2/3} = \left(\frac{\pi}{2}\right)^{1/3} m_\pi = 0,80 \text{ ферми}^{-1}. \quad (10.23)$$

С другой стороны, из выражения для формфактора, следующего из (10.20),

$$F_\pi(k^2) = \frac{1}{[1 + (k^2/4b_\pi^2)]^2} \quad (10.24)$$

и из недавно измеренного [97] среднеквадратичного зарядового радиуса пиона $r_\pi = 0,80 \pm 0,10$ ферми, мы ожидаем $b_\pi \geq 2,2$ ферми⁻¹, что противоречит (10.23). Знак равенства имеет место в случае, когда кварки представляют собой точечные заряды (см. также гл. 7, § 3). С таким значением b_π мы имеем вместо (10.19)

$$|f(\pi, 0)|^2 \geq 19 \left(\frac{1}{2} m_\pi^3\right), \quad (10.25)$$

т. е. «измеренное» значение $1/2 m_\pi^3$ величины $|f(\pi, 0)|^2$ оказывается намного меньше, чем ожидаемое на основе (10.20). Следовательно, эта волновая функция и вообще любая волновая функция, принимающая максимальное значение при $r=0$, по-видимому, не дает верного описания при r вблизи нуля, и в $q\bar{q}$ -потенциале действует некоторый механизм типа отталкивательной сердцевины, который сильно уменьшает волновую функцию в этой области²⁾.

Возможно, лучшие результаты даст выбор волновой функции в виде

$$f(M_i, r) = N_i [e^{-b_i r} - a_i e^{-c_i r}], \quad \begin{matrix} c_i \gg b_i > 0, \\ 0 \leq a_i < 1. \end{matrix} \quad (10.26)$$

При малых k^2 это снова приводит к формфактору (10.24). Если взять $b_\pi = 2,2$ ферми⁻¹, что позволяет воспроизвести правильное значение зарядового радиуса пиона, то потребуется принять $a_\pi = 0,77$. Значит, в волновой функ-

1) Ван Ройен, частное сообщение.

2) Это было отмечено де Свартом (частное сообщение).

ции пиона наблюдается глубокий провал при $g = 0$. Легко убедиться, что при таком выборе волновой функции интегралы перекрытия (10.21) также оказываются близкими к единице при значениях m_M/m_π между 1 и 6 и значениях a_M/a_π между 0 и 1.

Ясно, что сделанный вывод можно интерпретировать как аргумент в пользу картины адронов, в которой связанные кварки малы по сравнению с адронами и находятся в пространстве так далеко друг от друга, как это вообще возможно. Такая картина несовместима с обычным предположением о том, что формфакторы $F(\mathbf{q})$, определяемые выражением (5.11), остаются приблизительно постоянными в интервале $0 < |\mathbf{q}| < 1 \text{ Гэв}/c$ (ср. замечания в гл. 5, § 2, в гл. 7, § 3 и в гл. 12, § 5).

§ 4. Нелептонный распад

Для полноты отметим, что нелептонные распады также рассматривались в рамках кварковой модели [91, 98, 99]. Здесь основным предположением также является предположение аддитивности, т. е. проводят вычисления диаграмм типа показанных на фиг. 3, где пунктирная линия представляет теперь пион. Затем делают дальнейшее предположение, что можно забыть о кварковой структуре этого пиона и рассматривать его как квант поля. Мы вернемся к этому вопросу в гл. 13. Некоторые интересные результаты в этом подходе были получены Бадье [98] для (S -волновых) переходов с нарушением четности.

§ 1. Вычисление магнитных моментов адронов

Прежде чем перейти к рассмотрению процессов электромагнитного распада, необходимо изучить магнитные моменты адронов в нерелятивистской кварковой модели. Основным предположением снова является предположение аддитивности; оператор M_A магнитного момента адрона A записывается в виде суммы операторов M_q магнитного момента всех составляющих кварков и антикварков. Мы рассматриваем только случай $L = 0$, так что вклады орбитального момента в оператор M_A исключаются. Более того, мы предполагаем, что магнитный момент кварка (включая аномальную часть) пропорционален его заряду. Таким образом, мы записываем

$$M_A = \sum_q M_q, \quad (11.1)$$

где

$$M_q = \mu \frac{e_q}{e} \sigma_q. \quad (11.2)$$

Здесь e_q и σ_q — заряд и оператор спина кварка q , а μ — масштабный параметр.

Предполагаемая пропорциональность M_q и e_q является простым следствием $SU(3)$ -инвариантности. Последняя требует, чтобы компоненты триплета, имеющие одинаковые заряды, обладали одинаковыми электромагнитными свойствами. Следовательно,

$$M_n = M_\lambda. \quad (11.3)$$

Более того, предполагая, что, как и в случае оператора заряда [см. (2.5)], оператор тока преобразуется как

$$j(x) = j_1(x) I_3 + j_2(x) Y,$$

мы получаем

$$M_p + M_n + M_\lambda = 0, \quad (11.4)$$

поскольку математические ожидания I_3 и Y , просуммированные по триплету, дают нуль. Это вместе с (11.3) доказывает (11.2). (Нарушающие $SU(3)$ -симметрию силы приводят к поправочным членам в правой части (11.2), которые мы здесь не рассматриваем [100—102].)

Используя (6.3), для математического ожидания магнитного момента протона получаем

$$\mu_P = \left\langle \varphi \left(P, s_z = \frac{1}{2} \right) \left| \sum_i M_{q_i}^z \right| \varphi \left(P, s_z = \frac{1}{2} \right) \right\rangle = \mu. \quad (11.5)$$

Аналогично

$$\begin{aligned} \mu_N &= -\frac{2}{3}\mu, \\ \mu_\Lambda &= -\frac{1}{3}\mu. \end{aligned} \quad (11.6)$$

Следовательно, кварковая модель предсказывает [38]

$$\frac{\mu_P}{\mu_N} = -\frac{3}{2}, \quad (11.7)$$

а экспериментально найденное отношение равно $-1,47$. Таким образом, результаты согласуются с точностью лучше чем 2%. Соотношение (11.7) представляет собой знаменитый результат $SU(6)$ -симметрии [103]. В кварковой модели он получается без явного предположения $SU(6)$ -симметрии в том смысле, что, хотя и существенно, чтобы спиновая и унитарно-спиновая части волновых функций барионов обладали перестановочной симметрией, согласно представлению 56 группы $SU(6)$, пространственные части волновых функций не обязательно тождественны.

Из (11.5) и (11.6) следует

$$\frac{\mu_\Lambda}{\mu_P} = -\frac{1}{3}, \quad (11.8)$$

что можно сравнить с экспериментальным значением, равным $-0,29 \pm 0,05$ [104]. Для членов декуплета находим

$$\mu_A = Q_A \mu, \quad (11.9)$$

где через Q_A обозначен заряд адрона A . Таким же способом мы вычисляем магнитные моменты мезонов.

§ 2. Аномальный магнитный момент кварка

Из (11.5) мы получаем замечательный результат

$$\mu = \mu_P = 2,79 \frac{e}{2m_P}. \quad (11.10)$$

Записывая магнитный момент кварка в виде

$$M_q = g\mu_q\sigma_q, \quad \mu_q = \frac{e_q}{2m_q}, \quad (11.11)$$

мы заключаем из (11.10), что

$$g = 2,79 \frac{m_q}{m_P}. \quad (11.12)$$

Если в качестве m_q взять массу свободного кварка, т. е. $M_q \gtrsim 4 \text{ Гэв}$, то мы получаем $g \gtrsim 12$, что говорит о большом аномальном магнитном моменте кварка. Один из способов «объяснить» столь большой множитель g для кварков связан с замечанием, что (11.11) — не совсем подходящая единица для измерения магнитного момента кварка. Дело в том, что магнитный момент кварка может в основном определяться магнитным моментом мезонного облака, окружающего кварк, которое составлено из объектов, намного более легких, чем сам кварк.

Другая точка зрения состоит в предположении, что, хотя магнитный момент свободных кварков очень мал, порядка $e/2m_q$, все же сильно связанные в адроне кварки имеют небольшую эффективную массу, что увеличивает их магнитный момент по сравнению со значением для свободного кварка. Этот эффект, однако, сильно зависит от типа связывающего кварки поля (скалярного или векторного). Для пояснения аргументации [92—94, 105] мы снова используем крайне упрощенную модель, рассмотренную в гл. 4, однако теперь в присутствии магнитного поля. Уравнения Дирака (4.3) и (4.4) принимают вид: для U — четвертой компоненты векторного поля

$$[m_q + \gamma(\mathbf{p} - e_q\mathbf{A})] \psi_q = (E + U_0) \gamma_0 \psi_q, \quad (11.13)$$

для U — скалярного поля

$$[m_q - U_0 + \gamma(\mathbf{p} - e_q\mathbf{A})] \psi_q = E \gamma_0 \psi_q, \quad (11.14)$$

где \mathbf{A} — векторный потенциал, описывающий внешнее магнитное поле. Первое из этих уравнений описывает по существу свободную частицу во внешнем магнитном поле. Поднята только шкала энергии, масса не изменена. Магнитные свойства те же, что и у свободной частицы, а дираковский магнитный момент равен $e_q/2m_q$. Следовательно, ввиду (11.10) и (11.11) мы должны предположить, что в случае векторного поля основная часть магнитного момента кварка аномальна ($g \gg 1$). Параметр μ приблизительно один и тот же для всех адронов (см. ниже).

Для скалярного поля ситуация выглядит иначе. Переписывая (11.14) в виде

$$[m_q^* + \boldsymbol{\gamma} \cdot (\mathbf{p} - e_q \mathbf{A})] \psi_q = E \gamma_0 \psi_q, \quad (11.15)$$

где

$$m_q^* = m_q - U_0, \quad (11.16)$$

мы видим, что получается уравнение Дирака для свободной частицы с массой m_q^* во внешнем магнитном поле. Магнитный момент равен магнитному моменту дираковской частицы с массой m_q^* , так что теперь вместо (11.11) имеем

$$\mu_q = \frac{e_q}{2m_q^*}. \quad (11.17)$$

Предположим теперь, что скалярные связывающие силы $SU(6)$ -инвариантны [типа (1) и (2) в обозначениях гл. 7]. Если кварки движутся нерелятивистски, то m_q^* определяется формулой (4.6). В этом случае мы должны заменить m_q в (11.12) на m_q^* , что приводит к $g \approx 2,79 m_q^*/m_p \approx 1$. Это означает, что аномального вклада в магнитный момент кварков нет (или он очень мал). Как мы увидим, экспериментальные данные по электромагнитным распадам, по-видимому, свидетельствуют в пользу такого малого значения g . Более того, в этом случае параметр μ почти одинаков для всех адронов и равен μ_p . Это постоянство μ всегда предполагается в приложениях и оказывается необходимым для того, чтобы достичь разумного согласия с экспериментальными данными (см. гл. 12). Это означает, что нарушающие $SU(6)$ -симметрию потенциалы должны быть такими, чтобы не изменять намного эффективную массу кварка по сравнению со значением (4.6). Как

мы видели выше, мы можем достичь этого, предположив векторный характер указанных потенциалов.

Отметим, наконец, что модель со скалярным потенциалом предсказывает для μ_P значение

$$\mu_P = \frac{e}{2m_q^*} \approx 2,4 \frac{e}{2m_P},$$

что можно сравнить с (11.10). Здесь мы использовали (4.6) и предположили, что силы, нарушающие $SU(6)$ -симметрию, не изменяют значение m_q^* . Если эти силы также скалярные, то мы находим

$$\mu_P \approx 3 \frac{e}{2m_P}.$$

Вычисления магнитных моментов более подробно рассмотрены в работе [94].

ПРОЦЕССЫ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО РАСПАДА

§ 1. Радиационный распад векторных мезонов

Мы начинаем с рассмотрения радиационных переходов типа

$$V \rightarrow \Pi + \gamma, \quad (12.1)$$

где V и Π — векторный и псевдоскалярный мезоны соответственно. Эти процессы можно рассматривать в модели кварков как кварковые переходы (см. фиг. 3), включающие переворот спина кварка, и описывать матричными элементами перехода, имеющими вид

$$\mu_{V\Pi} = \langle \Pi | \sum_{q_i} M_{q_i} | V \rangle, \quad (12.2)$$

где M_q определяется формулой (11.2). Оператор с индексом q_i действует только на i -й кварк в $|V\rangle$. Отметим, что, хотя магнитный момент псевдоскалярных мезонов равен, конечно, нулю, они могут иметь магнитные моменты перехода в векторные мезоны. Для иллюстрации типичных принимаемых приближений, а также неоднозначностей, возникающих при расчете ширины распадов в кварковой модели, рассмотрим указанный процесс несколько подробнее, взяв в качестве конкретного примера реакцию.

$$\omega \rightarrow \pi^0 + \gamma, \quad (12.3)$$

которая в настоящее время лучше всего изучена среди всех процессов типа (12.1).

Оператор взаимодействия, вызывающий переход i -го кварка в реакции (12.1), можно записать в нерелятивистской форме следующим образом:

$$H_i = \mu \frac{e_i}{e} \sigma_i \cdot (\mathbf{k} \times \boldsymbol{\varepsilon}^{(\lambda)}) e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_i}, \quad (12.4)$$

где $\boldsymbol{\varepsilon}^{(\lambda)}$ и \mathbf{k} — векторы поляризации и импульса испускаемого фотона. Нам нужно вычислить матричные элемент-

ты вида

$$m_{V\Pi} = \langle \Psi(\Pi) | \sum_i H_i | \Psi(V) \rangle, \quad (12.5)$$

где Ψ определяется формулой (5.6). Пространственная часть приводит к выражению типа (5.11), где $A = \Pi$ и $A' = V$. Это выражение приближенно равно единице. Обсуждение этого пункта см. в гл. 5, § 2 и гл. 10, § 3. Спиновые и унитарно-спиновые части этих матричных элементов легко вычислить, используя волновые функции, приведенные в гл. 5. Например, для реакции (12.3) находим

$$\begin{aligned} \left\langle \varphi(\pi^0) \left| \sum_i \mu \frac{e_i}{e} \sigma_i \cdot (\mathbf{k} \times \boldsymbol{\varepsilon}^{(\lambda)}) \right| \varphi(\omega, s_z = 0) \right\rangle = \\ = -\mu (\mathbf{k} \times \boldsymbol{\varepsilon}^{(\lambda)})_z = -\mu_P (\mathbf{k} \times \boldsymbol{\varepsilon}^{(\lambda)})_z. \end{aligned} \quad (12.6)$$

В этом случае вклад дает только σ_i^z . Мы видим замечательный результат, который нельзя получить из какой-либо симметрии: магнитные моменты перехода с участием мезонов выражаются через магнитный момент протона. Необходимо, однако, подчеркнуть, что отождествление $\mu = \mu_P$ в (12.6) можно сделать, только предполагая, что параметр μ один и тот же для всех адронов. Условия, при которых это справедливо, рассмотрены в гл. 11.

Аналогично мы вычисляем

$$\begin{aligned} \left\langle \varphi(\pi^0) \left| \sum_i \mu \frac{e_i}{e} \sigma_i \cdot (\mathbf{k} \times \boldsymbol{\varepsilon}^{(\lambda)}) \right| \varphi(\omega, s_z = \pm 1) \right\rangle = \\ = \frac{\mu_P}{\sqrt{2}} [\pm (\mathbf{k} \times \boldsymbol{\varepsilon}^{(\lambda)})_x - i (\mathbf{k} \times \boldsymbol{\varepsilon}^{(\lambda)})_y]. \end{aligned} \quad (12.7)$$

Используя эти результаты вместе с формулой

$$\sum_{\lambda} \boldsymbol{\varepsilon}_i^{(\lambda)} \boldsymbol{\varepsilon}_j^{(\lambda)} = \delta_{ij},$$

находим квадрат матричного элемента, просуммированный по поляризации фотона и усредненный по поляризациям распадающегося векторного мезона:

$$|m_{\omega\pi}|_{cp}^2 = \frac{2}{3} \mu_P^2 k^2. \quad (12.8)$$

В случае нерелятивистского фазового пространства это приводит в системе покоя ω к

$$\Gamma_{\omega \rightarrow \pi^0 \gamma} = \frac{\mu_P^2}{12\pi^2} \int d^3p \int d^3k k \delta(p_0 + k_0 - q_0) \delta^{(3)}(\mathbf{p} + \mathbf{q}) = \\ = \frac{\mu_P^2 k^3}{3\pi} \frac{E_\pi}{m_\omega}, \quad (12.9)$$

где \mathbf{q} , \mathbf{p} и \mathbf{k} относятся соответственно к ω , π и γ , а E_π — энергия пиона. Здесь возникает неоднозначность, связанная с множителем E_π/m_ω , который появляется из нерелятивистского фазового пространства. Мы должны положить $E_\pi/m_\omega \approx 1$, чтобы был непротиворечивым нерелятивистский расчет, в котором k предполагается малым. Однако если использовать физические значения, то мы получаем $E_\pi/m_\omega \approx 1/2$, а это означает, что импульс k не мал. В литературе [86, 87, 106—109] всегда принимается первое значение для E_π/m_ω более или менее как рецепт со ссылкой на релятивистский расчет, в котором этот множитель не появляется. В самом деле, исходя из релятивистского эффективного взаимодействия вида

$$H_i = g_{\nu\pi} \varepsilon_{\alpha\beta\gamma\delta} \partial_\alpha A_\beta \partial_\gamma V_\delta \Pi, \quad (12.10)$$

мы получаем

$$\Gamma_{\nu\pi\gamma} = \frac{g_{\nu\pi}^2 k^3}{12\pi}. \quad (12.11)$$

Это показывает, что в релятивистском фазовом пространстве множителя E_π/m_ν нет, и мы делаем вывод, что формула (12.9) релятивистски правильна, если положить E_π/m_ω , или в общем случае E_π/m_ν , равным единице. Сравнивая (12.9) с (12.11), находим

$$g_{\omega\pi} = 2\mu_P. \quad (12.12)$$

В (12.11), как и в (12.9), мы пренебрегли эффектами фактора. При

$$k = \frac{m_\omega^2 - m_\pi^2}{2m_\omega} = 380 \text{ Мэв}$$

и

$$\mu_P^2 = \left[2,79 \frac{e}{2m_P} \right]^2 = (2,79)^2 \frac{4\pi/137}{4m_P^2}$$

из (12.9), полагая $E_\pi/m_\omega = 1$, получаем [106 — 109]

$$\Gamma_{\omega \rightarrow \pi^0 \gamma} = 1,17 \text{ Мэв.} \quad (12.13)$$

Экспериментальное значение приблизительно равно 1,2 Мэв в хорошем согласии с предсказанным значением. Следует еще раз подчеркнуть, что этот результат не является просто прямым следствием гипотезы кварков как таковой, а получается при некоторых дополнительных динамических предположениях, таких, как нерелятивистское движение, аддитивность, постоянство μ для всех адронов и гладкое поведение формфакторов. Следовательно, это предсказание никак не следует рассматривать в качестве проверки самой гипотезы кварков и это справедливо также с соответствующими поправками для всех других предсказаний модели.

Аналогичным образом мы можем рассчитать другие реакции типа (12.1), а также распады псевдоскалярного мезона $\Pi \rightarrow V + \gamma$. Некоторые результаты приведены в табл. 8 [106—109].

Таблица 8

Данные о радиационных распадах векторных мезонов

Процесс	$ m _{\text{ср}}^2$	$\Gamma_{V \rightarrow \Pi + \gamma}^{\text{теор}}$	$\Gamma_{V \rightarrow \Pi + \gamma}^{\text{эксп}}$
$\omega \rightarrow \pi^0 + \gamma$	$\frac{2}{3} \mu_P^2 k^2$	1,17 Мэв	1,20 Мэв
$\rho \rightarrow \pi + \gamma$	$\frac{2}{27} \mu_P^2 k^2$	0,13 Мэв	$< 2,5 \text{ Мэв}$
$\varphi \rightarrow \pi^0 + \gamma$	0	0	
$\omega \rightarrow \eta + \gamma$	$\frac{2}{81} \mu_P^2 k^2$	6,3 кэв	$< 180 \text{ кэв}$
$\rho \rightarrow \eta + \gamma$	$\frac{2}{9} \mu_P^2 k^2$	50 кэв	

§ 2. Радиационный распад барионных резонансов

Радиационные распады с участием барионов можно рассматривать в кварковой модели аналогичным образом. Хорошо известен пример

$$\Delta^+ (1236) \rightarrow P + \gamma, \quad (12.14)$$

где переход может быть либо магнитным дипольным (M_1), либо электрическим квадрупольным (E_2). Однако модель кварков предсказывает, что переход E_2 запрещен [110], поскольку в этом случае мы имеем дело с переходом типа $L = 0 \rightarrow L = 0$. Это предсказание великолепно согласуется с фактами; из данных по фоторождению мы приходим к выводу, что магнитный момент перехода E_2 составляет менее 4% от магнитного момента перехода M_1 . Последний можно выразить через μ_P . Мы находим

$$\left\langle \Phi \left(P, s_z = \frac{1}{2} \right) \left| \sum_{q_i} M_{q_i}^z \right| \Phi \left(\Delta^+, s_z = \frac{1}{2} \right) \right\rangle = \frac{2\sqrt{2}}{3} \mu_P.$$

Из процесса фоторождения

$$\gamma + P \rightarrow \Delta^+ \rightarrow \pi^0 + P$$

мы выводим для этого матричного элемента эмпирическое значение $(1,25 \pm 0,02) (2\mu_P \sqrt{2})/3$, которое находится в разумном согласии с полученным выше предсказанием [111]. Отметим, однако, что учет формфакторов приводит к ухудшению согласия с опытом.

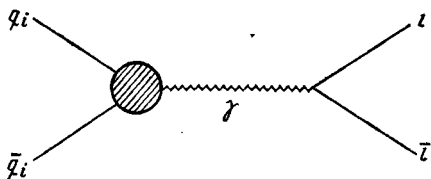
Другие предсказания модели кварков для вершины $N^* N \gamma$ (N — нуклон, N^* — нестранный резонанс) были получены Мурхаузом [112]. Он показал, что для определенных состояний эта вершина обращается в нуль. В качестве примера может служить резонанс N^+ (1678) с $J^P = 5/2^-$ в мультиплете ${}^4\{8\}$ с $L = 1$ (фиг. 7), относительно которого предсказывается, что по этой причине он не проявляется как резонансное возбуждение в системе γP . С другой стороны, фотовозбуждение не запрещается моделью кварков ни для состояний ${}^2\{8\}$ с $L = 1$ (фиг. 7), ни для состояний ${}^2\{8\}$ с $L = 2$ (фиг. 8). Эти предсказания подтверждаются экспериментом [15—17].

§ 3. Лептонный распад векторных мезонов

Другой класс электромагнитных переходов характеризуется тем, что происходит аннигиляция кварка и антикварка. Приведем следующие примеры:

$$\begin{aligned} \rho &\rightarrow l^+ + l^-, & \pi^0 &\rightarrow 2\gamma, \\ \omega &\rightarrow l^+ + l^-, & \eta &\rightarrow 2\gamma, \end{aligned} \quad (12.15)$$

где l — лептон. При рассмотрении лептонных распадов π и K в гл. 10 мы видели, что в нерелятивистской модели кварков амплитуду аннигиляции связанной пары кварк — антикварк можно записать как амплитуду аннигиляции двух свободных кварков с нулевым импульсом, умноженную на $f(M, 0)$. Следовательно, для процесса $V \rightarrow l^+ + l^-$, который мы рассматриваем как двухступенчатый



Фиг. 9. Диаграмма процесса $q\bar{q} \rightarrow l\bar{l}$.

процесс $V \rightarrow \gamma \rightarrow l^+ + l^-$, мы начинаем с вычисления диаграммы, соответствующей свободным кваркам с массой m_q^* (фиг. 9), которую с точки зрения t -канала можно рассматривать как кулоновское рассеяние кварка на лептоне. Для оператора тока кварков мы получаем знакомое выражение

$$j_\mu = ie_q \bar{u}_q(p') \left[\gamma_\mu F_1 + \frac{g-1}{2m_q^*} (p_\nu - p'_\nu) \sigma_{\mu\nu} F_2 \right] u_q(p), \quad (12.16)$$

где $e_q(g-1)/2m_q^*$ — аномальный магнитный момент кварка (см. гл. 11). Мы можем переписать это в виде [96]

$$j_\mu = ie_q \bar{u}_q(p') [\gamma_\mu f_1 + (p_\mu + p'_\mu) f_2] u_q(p), \quad (12.17)$$

где

$$f_1 = F_1 + (g-1) F_2, \quad f_2 = \frac{g-1}{2m_q^*} F_2. \quad (12.18)$$

В рассматриваемую диаграмму дает вклад только член с f_1 . Соответствующий матричный элемент равен

$$m' = ee_q f_1 \bar{u}_q \gamma_\mu u_q \frac{1}{k^2} \bar{l} \gamma_\mu l \equiv \frac{e_q}{e} m'',$$

где k_μ — 4-импульс фотона. Выражая с помощью этого результата матричный элемент m процесса распада мезона $V \rightarrow l^+ l^-$, получаем

$$m = f(V, 0) c_V m'', \quad (12.19)$$

где

$$c_\rho = \frac{1}{\sqrt{2}}, \quad c_\omega = \frac{1}{3\sqrt{2}}, \quad c_\phi = \frac{1}{3}.$$

Мы использовали волновые функции кварков из табл. 3. Прямой расчет приводит к выражению [86, 87, 113]

$$\Gamma_{V \rightarrow l+l^-} = f_1^2 |f(V, 0)|^2 \frac{e^4}{3\pi} \frac{c_V^2}{m_V^2} + 0 \left(\frac{m_l^2}{m_V^2} \right). \quad (12.20)$$

Используя отношение [114] $\Gamma_{\rho \rightarrow e^+e^-} / \Gamma_\rho = (6,5 \pm 1,4) \cdot 10^{-5}$ и значение $\Gamma_\rho = 128 \text{ Мэв}$ [46], мы получаем экспериментальное значение $\Gamma_{\rho \rightarrow e^+e^-} = (8,3 \pm 1,8) \cdot 10^{-3} \text{ Мэв}$; более того, в пределах ошибок [46] $\Gamma_{\rho \rightarrow e^+e^-} = \Gamma_{\rho \rightarrow \mu^+\mu^-}$. Предполагая справедливость (10.19) для векторных мезонов и используя (12.20) и упомянутые выше экспериментальные значения, находим

$$f_1^2 = 1,6 \pm 0,4. \quad (12.21)$$

Здесь мы должны отметить, что существует некоторая неопределенность, связанная с Γ_ρ . Недавние измерения [210] аннигиляции пары электрон — позитрон в два пиона требуют, чтобы ширина ρ -мезона была равной $93 \pm 15 \text{ Мэв}$. Это уменьшило бы значение f_1^2 до $1,1 \pm 0,3$.

Из наблюдений [46] распадов $\omega \rightarrow e^+e^-$ и $\phi \rightarrow e^+e^-$ с помощью аналогичных расчетов мы получаем значения

$$f_1^2 = 1,1 \pm 0,6 \quad \text{и} \quad f_1^2 = 1,5 \pm 0,6 \quad (12.22)$$

соответственно.

Эти согласующиеся друг с другом результаты показывают, что $g \approx 1$ [см. формулу (12.18)], т. е. что у кварка нет аномального магнитного момента (или аномальный момент кварка очень мал). Ввиду того, что было сказано в предыдущей главе, это служит указанием, что связывающий потенциал является в основном скалярным. Еще раз отметим, что этот вывод справедлив только в том случае, когда $f(V, 0)$ удовлетворяет закону (10.19).

Легко проверить, что, вычисляя ширину $\Gamma_{V \rightarrow l+l^-}$ при помощи релятивистского эффективного взаимодействия вида [115]

$$H = eg_V m_V^2 V_\mu A_\mu \quad (12.23)$$

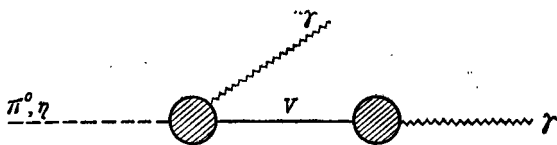
и сравнивая результат с (12.20) для $f_1^2 = 1$, мы найдем следующее выражение для константы связи векторного мезона и фотона $g_{V\gamma}$ ¹):

$$g_{V\gamma} = \frac{2c_V f(V, 0)}{m_V^{3/2}}. \quad (12.24)$$

Используя (10.19), мы получаем для $g_{\rho\gamma}$ значение $m_\pi/m_\rho = 0,18$, которое следует сравнить со значением, равным 0,183, полученным из модели ρ -доминантности для изовекторного формфактора пиона [116].

§ 4. Электромагнитный распад π^0 - и η -мезонов

В заключение несколько слов о процессах $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ и $\eta \rightarrow 2\gamma$ [86, 87, 113]. Считается, что эти процессы протекают согласно диаграмме на фиг. 10 [117], где V — любой нейтральный векторный мезон с $L = 0$ (состояниями



Фиг. 10. Предполагаемый механизм реакций $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ и $\eta \rightarrow 2\gamma$.

с большими L мы пренебрегаем, что, конечно, является добавочным динамическим предположением). Предполагается, что испускание первого γ -кванта происходит под действием того же механизма, что и в случае распада $V \rightarrow P\gamma$, а именно переворота спина кварка или антикварка. Второй фотон возникает в результате аннигиляции пары $q\bar{q}$ в мезоне V . Следовательно, связь в левой вершине определяется параметром μ , который мы отождествляем с μ_P , тогда как в правой вершине имеем константу связи $g_{V\gamma}$, определяемую соотношением (12.23). Для этой константы используется выражение (12.24), которое получается в модели кварков и соответствует $f_1^2 = 1$ и значению $f(V, 0)$, определенному выражением (10.19). Эффектами формфактора везде пренебрегается. Мы приводим

¹) Константа связи $g_{V\gamma}$ связана с константой γ_V , введенной в [116], соотношением $g_{V\gamma} = 1/(2\gamma_V)$.

только результаты [86, 87]; они имеют вид

$$\Gamma_{\pi_0 \rightarrow 2\gamma} = 7,5 \text{ эв}, \quad \Gamma_{\eta \rightarrow 2\gamma} = 1 \text{ кэв};$$

второй результат получен при использовании угла смешивания η - и η' -мезонов, равного -10° [см. (8.19)]. Экспериментальное значение $\Gamma_{\pi_0 \rightarrow 2\gamma}$ лежит между $6,3 \pm 1$ и $9,2 \pm 1,2 \text{ эв}$ [118, 119], тогда как для $\Gamma_{\eta \rightarrow 2\gamma}$ оно равно $0,88 \pm 0,19 \text{ кэв}$ [120, 121]. Согласие получается внушительным и подтверждает результаты (12.21) и (12.22).

§ 5. Выводы

Результаты трех последних глав лучше всего, может быть, суммировать следующим образом: рассмотренные здесь слабые, лептонные и электромагнитные распады согласованно описываются нерелятивистской моделью независимых кварков, если принять следующие «правила игры»:

пренебречь факторами и положить интегралы перекрытия равными единице;

принять, что выполняется соотношение (10.19);

считать μ одинаковыми для всех адронов;

принять $g \approx 1$, т. е. что аномальный магнитный момент кварка мал.

§ 1. Общие замечания

Рассматривая в модели кварков процессы сильного распада, мы немедленно сталкиваемся с несколькими фундаментальными трудностями. Во-первых, взаимодействие, связывающее кварки, и взаимодействие, приводящее к распаду, оба являются сильными взаимодействиями, и в общем случае их невозможно отделить друг от друга, как мы могли это сделать для слабых и электромагнитных распадов. Во-вторых, в предыдущих главах процессы типа

$$A \rightarrow B + c, \quad (13.1)$$

где A и B — адроны (мезоны или барионы), мы могли трактовать просто как переход одного кварка частицы A в кварк частицы B , что приводило к изменению направления спина частицы и (или) ее внутренних квантовых чисел. При этом испускалась система c , которая представляла собой либо фотон, либо лептонную пару. В сильных распадах, однако, c представляет собой, например, пион; т. е. частица c сама по себе является связанным состоянием кварка и антикварка. Правильная трактовка реакции (13.1) потребовала бы решения задачи многих тел. Поскольку это выходит за рамки наших возможностей, единственное, что мы можем сделать, это изучать реакцию (13.1) по аналогии со слабыми и электромагнитными распадами и рассматривать частицу c как квант поля, игнорируя ее кварковую структуру. Это означает, что, например, в процессе распада

$$\rho \rightarrow \pi + \pi$$

один из пионов рассматривается как система из кварка и антикварка, а другой — как квант поля, испускаемый при переходе $q - q$ или $\bar{q} - \bar{q}$. Ввиду первой из упомянутых трудностей такое рассмотрение представляется разумным только в том случае, когда испускается мягкий пион,

т. е. пион с малым 4-импульсом, и кроме того, при нерелятивистском характере движения кварков. Тогда, как хорошо известно из ядерной физики, константа связи, определяющая процесс испускания, сильно уменьшается и становится малой по сравнению с обычной константой связи пиона с нуклоном [см. (13.4) и (13.5)]. Другими словами, соответствующее взаимодействие является по существу «слабым» и его можно рассматривать отдельно от обычных сильных взаимодействий.

Предположим, что нерелятивистское взаимодействие кварка с пионом имеет вид

$$H_i^q = \pm \frac{f_q}{m_\pi} \int d^3x \bar{q}(x) \sigma \alpha_k q(x) \cdot \nabla \varphi_k(x), \quad (13.2)$$

где φ_k — пионное поле с изоспиновым индексом k , а α_k ($k = 1, 2, 3$) — изоспиновые матрицы Паули. Знаки «+» и «-» относятся соответственно к испусканию пиона кварком и антикварком. Для взаимодействия пиона с нуклоном имеем в том же пределе

$$H_i^N = \pm \frac{f}{m_\pi} \int d^3x \bar{N}(x) \sigma \alpha_k N(x) \cdot \nabla \varphi_k(x), \quad (13.3)$$

где

$$f = \frac{m_\pi}{2m_p} g_{\pi N}, \quad \frac{f^2}{4\pi} = 0,082, \quad \frac{g_{\pi N}^2}{4\pi} = 14,6. \quad (13.4)$$

Отметим, что, как упоминалось выше, $f^2 \ll g_{\pi N}^2$. Теперь заключим оператор (13.2) между состояниями нуклона и сравним результат с (13.3). Получим константу связи пиона и кварка в статическом пределе

$$f_q = \frac{3}{5} f. \quad (13.5)$$

Зная эту константу связи, мы можем получить ширины различных распадов, вычислив матричный элемент оператора H_i^q между состояниями соответствующих адронов.

§ 2. Распад барионных резонансов

В качестве первого примера рассчитаем вершину $B\Delta\pi$, где B — барион, а Δ — барионный резонанс ($L = 0$). Мы можем ограничиться рассмотрением процесса $\Delta^{++} \rightarrow P + \pi^+$; для всех других переходов результаты

получаются с помощью $SU(3)$ -преобразований. Легко видеть, что матричный элемент перехода $(\Delta^{++}, s_z = 3/2) \rightarrow (P, s_z = 1/2)$ равен

$$2i \frac{f_q}{m_\pi} (k_x + ik_y), \quad (13.6)$$

где \mathbf{k} — импульс пиона в системе центра масс. Здесь мы использовали (5.12) и тем самым, как обычно, пренебрегли эффектами формфактора. Подобные выражения можно написать и для остальных спиновых состояний. Квадрат матричного элемента, усредненный по спину, принимает вид

$$|m|_{\text{ср}}^2 = \frac{8}{3} k^2 \left(\frac{f_q}{m_\pi} \right)^2 = \frac{24}{25} k^2 \left(\frac{f^2}{m_\pi^2} \right), \quad (13.7)$$

что приводит [47, 48, 86, 87, 122] к результату

$$\Gamma_{\Delta^{++} \rightarrow P + \pi^+} = \frac{f^2}{4\pi} \frac{48}{25} \frac{k^3}{m_\pi^2} \frac{E_N}{m_\Delta}. \quad (13.8)$$

В противоположность случаю радиационного распада векторных мезонов мы должны сохранить в этом выражении множитель E_N/m_Δ , поскольку он появляется также и в релятивистском расчете. Подставляя численные значения, находим

$$\Gamma_{\Delta^{++} \rightarrow P + \pi^+} = 80 \text{ Мэв.}$$

Без множителя E_N/m_Δ мы получили бы значение 100 Мэв. Экспериментальное значение равно 120 Мэв.

§ 3. Распад векторных мезонов

Совершенно аналогично рассматриваются процессы $V \rightarrow \Pi\Pi$, где V — векторный, а Π — псевдоскалярный мезон. Мы остановимся кратко на распаде $\rho^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0$. Один из пионов рассматривается как $q\bar{q}$ -состояние, а другой — как квант поля. В качестве $q\bar{q}$ -состояния мы можем взять либо π^+ , либо π^0 ; в обоих случаях матричный элемент один и тот же и для перехода $(\rho, s_z = 0) \rightarrow \pi$ определяется выражением

$$m = \frac{f_q}{m_\pi} 2ik_z, \quad (13.9)$$

где k — импульс конечной частицы в системе центра масс. Матричный элемент распада равен среднему значению этих двух матричных элементов, а не их сумме. Это можно пояснить из соображений, основанных на гипотезе частичного сохранения аксиального тока (см. ниже). Следовательно, выражение (13.9) является полным матричным элементом распада ($\rho, s_z = 0$). Усредняя по спинам, мы приходим к формуле [47, 48, 86, 87, 122]

$$|m|_{\text{cp}}^2 = \left(\frac{f_q}{m_\pi}\right)^2 \frac{4k^2}{3}, \quad (13.10)$$

из которой находим

$$\Gamma_{\rho \rightarrow \pi\pi} = 185 \text{ Мэв}. \quad (13.11)$$

Влиянием формфактора мы снова пренебрегли. Как уже говорилось, вопрос об экспериментальном значении ширины ρ -мезона еще не решен однозначно. Численные значения колеблются между 95 и 170 Мэв. В настоящее время наиболее вероятным представляется значение $\Gamma_{\rho \rightarrow \pi\pi} = 128 \text{ Мэв}$ [123].

Интересно отметить, что приведенные результаты можно получить также из гипотезы частичного сохранения аксиального тока [86, 87]. Это другое динамическое предположение, отличное от рассмотренного в первом параграфе, позволяет рассчитать сильный распад $A \rightarrow B + \pi$ через матричный элемент перехода между адронами A и B , который в данном случае представляет собой матричный элемент слабого перехода и имеет вид

$$2 \frac{f_q}{m_\pi} k_\mu \langle B | J_{\mu, k}^A(0) | A \rangle, \quad (13.12)$$

где $J_{\mu, k}^A$ — аксиальный ток

$$J_{\mu, k}^A = i\bar{q}(x) \gamma_5 \gamma_\mu \alpha_{kq}(x),$$

а k_μ — 4-импульс пиона. В нерелятивистской кварковой модели это приводит к матричным элементам типа (10.4). Легко видеть, что для распада $\rho^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0$ мы получаем матричный элемент, совпадающий с (13.9).

В заключение заметим, что несколько авторов рассчитали в рамках кварковой модели ширины распадов состояний, возбужденных по орбитальному моменту L [124, 125].

Замечание при корректуре

Для идеального мезонного нонета [в котором угол смешивания состояний с $I = Y = 0$ равен $\arctg (\sqrt{2}/2)$, так что одно из этих состояний, назовем его D -состоянием, содержит только странные кварки (см. гл. 5)] в схеме аддитивности (фиг. 3) запрещены распады типа $D \rightarrow A + c$, где $c = \pi$ или γ , A — адрон, содержащий только нестранные кварки. Это объясняет экспериментально наблюдаемый факт, что сильный распад ϕ и f' (1500) происходит главным образом в $K\bar{K}$ -каналах. [Тот факт, что распад $\phi \rightarrow \rho\pi$ вообще наблюдался, указывает на отклонение θ_V от значения $\arctg (\sqrt{2}/2)$.] По той же причине в пион-нуклонных реакциях не рождаются частицы типа D (см. гл. 17).

ПРЕДПОЛОЖЕНИЕ АДДИТИВНОСТИ ДЛЯ РАССЕЯНИЯ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

§ 1. Формулировка аддитивности

В этой и последующих главах мы рассмотрим другое интересное и часто удивительно успешное применение модели кварков, а именно рассеяние адронов при высоких энергиях [126—145]. Под «высокими энергиями» мы подразумеваем область $p_L \gtrsim 4 \text{ Гэв/с}$, где p_L — импульс налетающей частицы в лабораторной системе. Наивысшее значение p_L , достигаемое на существующих ускорителях, равно приблизительно 30 Гэв/с для протонов. Эта область характеризуется тем, что упругие и полные сечения оказываются гладкими, медленно меняющимися функциями p_L , без заметной структуры, а в некоторых случаях они почти постоянны. В настоящее время имеются экспериментальные данные при высоких энергиях для адрон-адронных реакций налетающих π^\pm , K^\pm , P и \bar{P} на протонных и нейтронных мишенях, последние в форме дейтронов.

Мы начнем с изучения упругих реакций, т. е. реакций типа

$$A + B \rightarrow A + B, \quad (14.1)$$

где A и B — адроны. (Мы пренебрегаем пока осложнениями, связанными со спином.) Амплитуда упругого рассеяния $T_{AB}(s, t)$ определяется соотношением

$$\begin{aligned} \langle A, p'_A; B, p'_B | \tau | A, p_A; B, p_B \rangle = \\ = i\delta^{(4)}(p'_A + p'_B - p_A - p_B) T_{AB}(s, t), \quad (14.2) \\ s = -(p_A + p_B)^2, \quad t = -(p'_A - p_A)^2, \end{aligned}$$

где $\tau = i(1 - S)$ — оператор рассеяния, p и p' — начальный и конечный 4-импульсы. В системе центра масс $s = (\text{полная энергия})^2$ и $t = -(\text{передаваемый импульс})^2$. Отметим, что T_{AB} и кварковая амплитуда T_{ij} , введенная ниже, являются нековариантными амплитудами, т. е.

S -матричными элементами ¹⁾. Это означает, что они нормированы таким образом, что при высоких энергиях независимость амплитуд от s влечет за собой независимость от s полных и упругих сечений. Оптическая теорема приводит в пределе высоких энергий к соотношению

$$\sigma_T(AB) = 4\pi^2 \operatorname{Im} T_{AB}(s, 0), \quad (14.3)$$

где $\sigma_T(AB)$ — полное сечение рассеяния адронов A и B . Для дифференциального упругого сечения $d\sigma_{el}(AB)/dt$ имеем

$$\frac{d\sigma_{el}(AB)}{dt} = \pi^3 |T_{AB}(s, t)|^2. \quad (14.4)$$

Основным предположением, которое мы делаем, применяя модель кварков к рассеянию при высоких энергиях, является предположение аддитивности [126, 127], выражаемое фиг. 3: T_{AB} записывается в виде суммы всех возможных упругих амплитуд T_{ij} рассеяния кварка или антикварка i из адрона A на кварке или антикварке j из адрона B . Эта сумма имеет вид [128] (см. приложение)

$$T_{AB}(s, t) = \sum_{ij} F_i^A(t) F_j^B(t) T_{ij}(s, t). \quad (14.5)$$

Это равнозначно так называемому импульсному приближению. Принимают, что каждый кварк i в адроне A ведет себя как квазисвободная частица, связь которой внутри адрона описывается формфактором $F_i^A(t)$ [при этом $F_i^A(0) = 1$], определяющим перекрытие волновой функции кварка из конечного адрона A и волновой функции, полученной при действии кваркового оператора рассеяния на кварк i в начальном адроне A . Все остальные кварки частицы A при этом не затрагиваются. Подобным же образом мы имеем формфакторы $F_j^B(t)$ для кварков из адрона B . Мы, конечно, пока не можем определить вид этих формфакторов. Предполагается, что кварковые амплитуды T_{ij} не зависят от индексов A и B , т. е. считается, что при фиксированных i и j они одинаковы для всех адронов. Это равнозначно предположению некоторой универ-

¹⁾ Благодаря этому T_{AB} зависит не только от инвариантов s и t , но также явно зависит от энергий A и B . Однако обозначение $T_{AB}(s, t)$, применяемое ниже, не приводит к путанице.

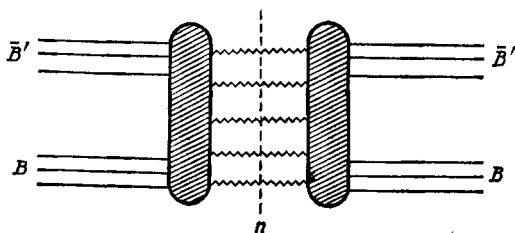
сальности, утверждающей эквивалентность кварков, составляющих мезоны, и кварков, составляющих барионы.

Мы ожидаем, что соотношение (14.5) будет применимо только при высоких энергиях ($s \gtrsim 10 \text{ Гэв}^2$), когда несущественны эффекты резонансов s -канала, и малых передаваемых импульсах [$|t| \lesssim 1 \text{ (Гэв/с)}^2$]. Следует упомянуть, что $SU(3)$ - или $SU(6)$ -симметрии не обязательно должны быть точными симметриями S -матрицы; как отмечалось выше, эти симметрии включаются в модель кварков в одном только пункте — при построении волновых функций связанных состояний.

Заслуживает комментария энергетическая зависимость амплитуды T_{ij} в (14.5), описывающей упругое рассеяние кварка на кварке, кварка на антикварке или антикварка на антикварке. Для заданных s и t и фиксированных кварковых индексов i и j значение амплитуды $T_{ij}(s, t)$ будет, вообще говоря, не одинаковым для нуклон-нуклонного и мезон-нуклонного столкновения. Причина заключается в том, что в системе центра масс энергия столкновения кварков $q_i + q_j$ различна в этих двух случаях и отличается от энергии столкновения адронов $A + B$. Если мезон и барион имеют одинаковые импульсы p_L в лабораторной системе, то эффективные импульсы составляющих кварков должны быть равны в среднем $1/2 p_L$ и $1/3 p_L$ соответственно. Это можно объяснить только в том случае, если принять, что сталкивающиеся кварки имеют эффективные массы порядка m_A/n и m_B/n , где n — количество кварков в адронах A и B . Следовательно, при проверке соотношений, получаемых из (14.5) при помощи исключения кварковых амплитуд, в которые входят как мезон-барионные, так и барион-барионные сечения, эти сечения следует брать при таких импульсах частиц в лабораторной системе, которые находятся в отношении 2 : 3 [128, 130].

§ 2. Неаддитивность процессов аннигиляции бариона и антибариона

Прежде чем применять предположение аддитивности к конкретным процессам, мы должны установить важное ограничение относительно его применимости к реакциям



Фиг. 11. Диаграмма, показывающая вклады аннигиляции бариона и антибариона в сумму, входящую в (14.6) и (14.7). Сплошные линии соответствуют кваркам и антикваркам, волнистые — мезонам.

антибарион — барион и барион — барион. [133]. Рассмотрим мнимые части упругих амплитуд вместе с условием унитарности

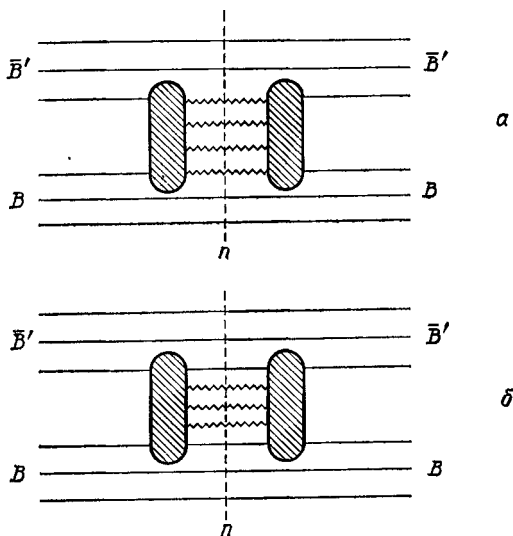
$$\text{Im } T_{AB}(s, t) = \sum_n \langle AB | \tau^\dagger | n \rangle \langle n | \tau | AB \rangle, \quad (14.6)$$

где суммирование производится по всем упругим и неупругим промежуточным состояниям, а τ — нормированный соответствующим образом оператор рассеяния. Считается, что закон сохранения энергии-импульса учтен в этом соотношении. Используя (14.3), для рассеяния вперед получаем

$$\sigma_T(AB) = 4\pi^2 \sum_n \langle AB | \tau^\dagger | n \rangle \langle n | \tau | AB \rangle |_{t=0}. \quad (14.7)$$

Если в соотношениях (14.6) и (14.7) A — антибарион \bar{B}' , а B — барион, то при конечных энергиях заметный вклад в сумму по n дают аннигиляционные каналы $\bar{B}' + B \rightarrow$ мезоны (фиг. 11). Поскольку в таких процессах имеет место обмен барионом, т. е. тремя кварками, ясно, что эти процессы не могут быть описаны формулой аддитивности. Другими словами, фиг. 12, которая изображает (14.6) или (14.7) в предположении аддитивности, не может быть хорошим приближением для процесса аннигиляции, показанного на фиг. 11. Следовательно, вклады аннигиляции $\bar{B}'B$ должны быть исключены из предположения аддитивности для мнимой части амплитуды $\bar{B}'B$. [Такое же ограничение применимо для мезон-барионного рассеяния назад.

Однако его вклад в сумму (14.6) весьма мал при рассеянии мезона на барионе на малый угол. Пренебрежимо малы также эффекты обмена двойным зарядом и (или) странностью, которые также попадают под это ограничение.] Для выражения таких вкладов через кварки более



Ф и г. 12. Диаграммы рассеяния антибариона на барионе, описывающие сумму в (14.6) и (14.7) в предположении аддитивности кварковых амплитуд с участием (диаграмма *a*) и без участия (диаграмма *b*) аннигиляции кварка и антикварка.

Аналогичные диаграммы можно составить для барион-барионного и мезон-барионного рассеяния.

естественным представляется предположение мультипликативности, чем аддитивности (см. гл. 18). Исключение процессов аннигиляции из предположения аддитивности для $\text{Im } T_{\bar{B}'B}$, вообще говоря, может привести к изменению величин $\text{Im } T_{B'B}$, $\text{Re } T_{\bar{B}'B}$ и $\text{Re } T_{B'B}$, поскольку эти амплитуды связаны друг с другом соотношениями, следующими из кроссинг-симметрии. До тех пор пока мы рассматриваем только полные сечения, это обстоятельство не играет никакой роли, так как при $t = 0$ поправка, обусловленная аннигиляционной частью $\text{Im } T_{\bar{B}'B}$, ска-

зывается главным образом в $\text{Re } T_{B'B}$ [133]. Для дифференциальных сечений и для неупругих реакций все это может стать весьма существенным (гл. 17).

Та часть сечения $\sigma_T(\bar{B}'B)$, которая в схеме аддитивности должна быть исключена из суммы (14.7), представляет собой сечение аннигиляции $\sigma_A(\bar{B}'B)$:

$$\sigma_A(\bar{B}'B) = \sum_n \langle \bar{B}'B | \tau^\dagger | n' \rangle \langle n' | \tau | \bar{B}'B \rangle |_{t=0}, \quad (14.8)$$

где состояние $|n'\rangle$ содержит только мезоны. Эту величину можно измерить, однако до сих пор было измерено только одно сечение аннигиляции при высоких энергиях¹⁾, а именно $\sigma_A(\bar{P}P) = 22,5 \pm 2$ мб при $p_L = 5,7$ Гэв/с [146]. При таком импульсе $\sigma_T(\bar{P}P) = 62,5 \pm 1$ мб и $\sigma_T(PP) = 41,0 \pm 1$ мб, так что

$$\sigma_A(\bar{P}P) = [\sigma_T(\bar{P}P) - \sigma_T(PP)] \pm (1-2) \text{ мб}. \quad (14.9)$$

Чтобы иметь возможность сравнить наши теоретические результаты с экспериментом, предположим, что (14.9) остается справедливым при $p_L \gtrsim 6$ Гэв/с и разность $\sigma_T(\bar{B}'B) - \sigma_A(\bar{B}'B)$ является той самой частью полного сечения $\sigma_T(\bar{B}'B)$, для которой выполняется предположение аддитивности кварковых амплитуд. До тех пор пока не получены точные данные о сечениях аннигиляции, более строгое рассмотрение, учитывающее малые поправки, обусловленные тем, что аннигиляционные и неаннигиляционные вклады не полностью независимы [148], не имеет особого смысла.

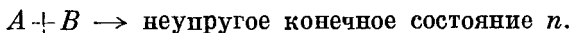
Диаграммы на фиг. 12 описывают оба вида вкладов в реакции $B\bar{B}'$, которые аппроксимируют неаннигиляционную часть суммы (14.6) в схеме аддитивности. Аналогичные диаграммы можно составить для рассеяния барионов на барионах и мезонов на барионах. Правая часть фиг. 12, а содержит аннигиляцию кварка и антикварка, т. е. адроны A и B в матричном элементе $\langle AB | \tau | n \rangle$ обмениваются одним кварком. Однако такие неупругие реакции никогда не наблюдались в экспериментах. Поэто-

¹⁾ См. также статью [147], где сообщаются результаты измерений при 6,94 Гэв.

му мы ожидаем, что хорошим приближением для неаннигиляционной части суммы в (14.6) могут служить только диаграммы типа изображенной на фиг. 12, б, а не диаграммы типа фиг. 12, а. Следовательно, мы исключаем из схемы аддитивности также вклады аннигиляции кварка и антикварка такого типа, как показано на фиг. 12, а. Мы вернемся к этому вопросу в гл. 16, § 2. Отметим, что если кварки существуют не в виде свободных частиц, а только в виде связанных комбинаций [37], то априори ясно, что процесс, подобный показанному на фиг. 12, а, существовать не может.

§ 3. Три класса неупругих конечных состояний

Для дальнейшего полезно сделать еще несколько замечаний о различных типах каналов n , которые, согласно (14.7), составляют полное сечение $\sigma_T(AB)$. Рассмотрим в системе центра масс реакцию



Струйная структура неупругих столкновений при высоких энергиях (малые поперечные импульсы в системе центра масс) говорит о том, что частицы в конечном состоянии можно грубо разделить на две группы A' и B' : одна группа содержит частицы, летящие в системе центра масс вперед, а другая — частицы, летящие назад. Вообще A' и B' представляют собой многочастичные системы. По аналогии с двухчастичными реакциями мы можем теперь грубо подразделить вклады в сумму (14.7), т. е. в $\sigma_T(AB)$, на три класса, в соответствии с возможными обменами в t -канале в реакциях типа $A + B \rightarrow A' + B'$ [то же, конечно, справедливо и для (14.6)]:

- 1) аннигиляция, или вклады от обмена барионом $\sigma_A(AB)$,
- 2) вклады от обмена зарядом, изоспином и странностью $\sigma_E(AB)$,
- 3) вклады Померанчука $\sigma_P(AB)$.

Первый класс вкладов существует только в том случае, если A и B имеют противоположные барионные числа. В третий класс входят те вклады, для которых в t -канале реакции $A + B \rightarrow A' + B'$ обмениваются нулевые внут-

ренные квантовые числа. Поскольку сечения обменных реакций всегда уменьшаются с увеличением энергии, следует ожидать, что при очень больших энергиях сохраняются только вклады третьего класса, т. е.

$$\frac{\sigma_A}{\sigma_P} \rightarrow 0, \quad \frac{\sigma_E}{\sigma_P} \rightarrow 0 \quad \text{при } s \rightarrow \infty, \quad (14.10)$$

а при конечных энергиях измеренные разности $\sigma_T(\bar{AB}) - \sigma_T(AB)$ определяются в основном вкладами первого и второго классов.¹

Как следствие такого подразделения мы можем приближенно написать

$$\sigma_T(AB) = \sigma_P(AB) + \sigma_A(AB) + \sigma_E(AB) \quad (14.11)$$

(пренебрегая тем, что эти три класса вкладов, вообще говоря, влияют друг на друга из-за абсорбционных поправок [148]; например, присутствие σ_A влияет на σ_{el} и, следовательно, на σ_P). Вклад от упругих конечных состояний в (14.7), имеющий в основном дифракционный характер, считается включенным в σ_P .

Из (14.11) следуют простые неравенства между полными сечениями [130]; например,

$$\sigma_T(PN) > \sigma_T(PP). \quad (14.12)$$

Это неравенство мы получим, если заметим, что $\sigma_P(PP) \approx \approx \sigma_P(PN)$, $\sigma_A(PP) = \sigma_A(PN) = 0$ и $\sigma_E(PN) > \sigma_E(PP)$. Последнее неравенство следует из того, что способов обмена зарядом между N и P существует больше, чем между P и P . Аналогично вследствие больших аннигиляционных вкладов в $\bar{P}N$ имеем

$$\sigma_T(\bar{P}N) > \sigma_T(PP). \quad (14.13)$$

Подобные неравенства можно получить и для рассеяния мезонов на барионах. Несмотря на то, что это рассмотрение проведено в очень грубом приближении, все неравенства между измеренными сечениями при высоких энергиях, выведенные на основе (14.11), по-видимому, подтверждаются экспериментами [130].

УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ В ПРЕДЕЛЕ $s \rightarrow \infty$

Рассмотрим кратко следствия соотношения (14.5) в пределе $s \rightarrow \infty$ и при малых углах рассеяния, соответствующих, например, интервалу значений t $0 \leq |t| \leq 1 (Гэв/c)^2$, т. е. области дифракционного пика вперед. Известно, что этот пик доминирует в упругом рассеянии при высоких энергиях, давая почти все полное упругое сечение. Обычно считают, что при указанных значениях s и t амплитуда упругого рассеяния $T_{AB}(s, t)$ становится чисто мнимой (чисто дифракционное, или теневое рассеяние). (Обзор общих вопросов рассеяния при высоких энергиях содержится, например, в работе [130].) В самом деле, недавние измерения в Брукхевене [149] $\pi^{\pm}P$ - и PP -рассеяния в интервале импульсов $8 \leq p_L \leq 26 Гэв/c$ ясно показали, что отношение $\text{Re } T_{AB}(s, 0)/\text{Im } T_{AB}(s, 0)$ весьма мало при больших энергиях: оно составляет около $-0,13$ для π^-P , $-0,19$ для π^+P и $-0,27$ для PP при $14 Гэв/c$ и непрерывно убывает по абсолютной величине с ростом энергии. Полные сечения и дифференциальные упругие сечения $d\sigma/dt$ в области дифракционного пика вперед, по-видимому, становятся независимыми от энергии в асимптотическом пределе. Предполагают, что они удовлетворяют теоремам Померанчука [150, 151]

$$\left. \begin{aligned} \sigma_T(AB) &= \sigma_T(\bar{A}\bar{B}) \\ \frac{d\sigma_{el}(AB)}{dt} &= \frac{d\sigma_{el}(\bar{A}\bar{B})}{dt} \end{aligned} \right\} s \rightarrow \infty, \quad (15.1)$$

тогда как сечения обменных реакций σ_A и σ_E , определенные в гл. 14, § 3, должны стремиться к нулю в этом пределе.

Мы принимаем, что указанными выше свойствами обладает также рассеяние кварка на кварке и антикварка на кварке. Ограничиваясь рассеянием пион — нуклон и нуклон — нуклон, т. е. только нестранными кварками, мы можем написать асимптотически

$$T_{AB}(s, t) \xrightarrow{s \rightarrow \infty} = ig(t) \left[\sum_i F_i^A(t) \right] \left[\sum_j F_j^B(t) \right], \quad (15.2)$$

где

$$T_{ij}(s, t)^{s \rightarrow \infty} = ig_{ij}(t), \quad g_{ij} \text{ — вещественная функция, (15.3)}$$

$$g_{pp}^- = g_{nn}^- = g_{pp} = g_{nn} = g_{pn} = g_{pn}^- = g_{pn} = g_{pn}^- = g. \quad (15.4)$$

Здесь использованы изоспиновая инвариантность и инвариантность относительно зарядового сопряжения. Соотношение (15.2) и аналогичные соотношения для T_{AA} и T_{BB} немедленно приводят к свойству факторизации [128], справедливому при $s \rightarrow \infty$:

$$[T_{AB}(s, t)]^2 = T_{AA}(s, t) T_{BB}(s, t), \quad (15.5)$$

предсказанному ранее в модели полюсов Режде [152, 153].

Другим интересным следствием соотношения (15.2) является возможность показать в двух экстремальных случаях, почему аддитивность может быть хорошим приближением [128, 130]. Случай I получается тогда, когда вся зависимость величины $\lim_{s \rightarrow \infty} T_{AB}(s, t)$ от t в области дифракционного пика, т. е. при $|t| \lesssim 1 (G_{\pi\pi}/c)^2$, содержится в кварковой амплитуде $g(t)$, т. е. когда в этой области формфакторы F приблизительно постоянны и равны единице. В этом случае из (15.2) получаем

$$T_{AB}(s, t)^{s \rightarrow \infty} = ig(t) n_A n_B, \quad (15.6)$$

где n_A и n_B — числа кварков, составляющих адроны A и B . Из этого соотношения следует, что для всех нестранных адронов асимптотические дифракционные кривые (зависимость $d\sigma_{el}/dt$ от t) имеют одинаковую форму, что согласуется с экспериментальными фактами. В самом деле, все измеренные до сих пор дифракционные кривые адронов при высоких энергиях можно параметризовать выражением вида ¹⁾

$$\frac{d\sigma_{el}}{dt} = \left(\frac{d\sigma_{el}}{dt} \right)_{t=0} e^{at+bt^2}, \quad \frac{b^2}{a} \ll 1, \quad (15.7)$$

где наклоны кривых a для рассеяния пионов на нуклонах и нуклонов на нуклонах при изменении энергии не изменяются или изменяются весьма медленно, стремясь при этом к общему асимптотическому значению порядка $9 (G_{\pi\pi}/c)^{-2}$. Более того, из (15.6) следует, что это общее

¹⁾ См., например, [154].

значение a для адронов совпадает со значением a для рассеяния кварков, поскольку и для кварков, и для адронов зависимость рассеяния от t описывается одной и той же функцией $g(t)$. Поскольку размер частицы связан с наклоном ее дифракционной кривой, это означает, что в этом экстремальном случае размеры кварков приблизительно совпадают с размерами адронов. В то же время, однако, из аддитивности и теоремы Померанчука (15.1) (примененной к кваркам) имеем

$$\sigma_T^{(\infty)}(qq) = \frac{1}{9} \sigma_T^{(\infty)}(PP), \quad (15.8)$$

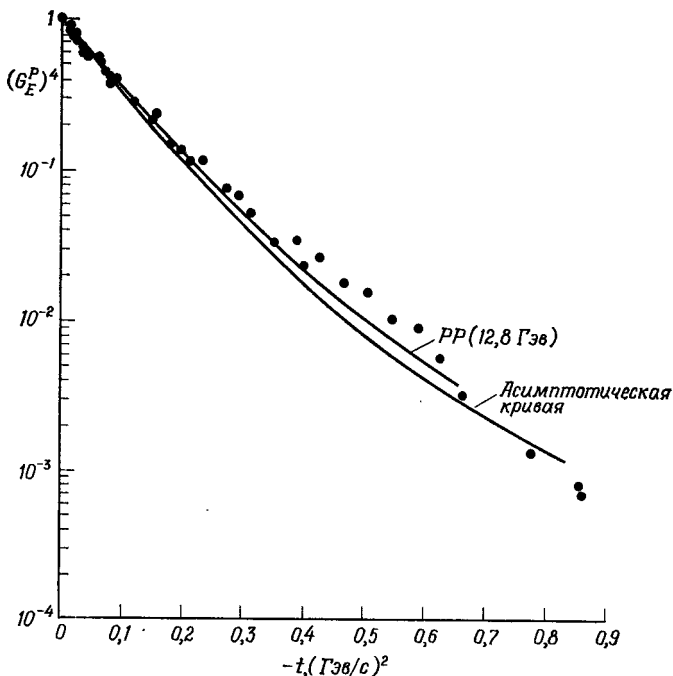
где $\sigma_T^{(\infty)}(AB)$ — асимптотическое значение полного сечения рассеяния A на B . Эти два вывода не противоречат друг другу только в том случае, если кварки очень мало поглощаются, т. е. если они очень прозрачны, приблизительно в девять раз прозрачнее протонов. Именно столь высокая степень прозрачности может оправдать задним числом предположение аддитивности в этой картине.

Случай II противоположен случаю I. Теперь принимается, что зависимость $\lim_{s \rightarrow \infty} T_{AB}(s, t)$ от t в области дифракционного пика полностью определяется формфакторами в (15.2), т. е. функция $g(t)$ не зависит от t . В этом случае пространственные размеры кварков малы по сравнению с пространственными размерами соответствующих адронов. Такие малые размеры кварков приводят к тому, что эффекты многократного рассеяния становятся малыми, так что и в этой экстремальной картине можно понять, почему приближение аддитивности приводит к правильным результатам.

В этом предельном случае, когда адроны больших размеров составлены из заряженных кварков малого размера, можно получить замечательное соотношение [129, 130], если заметить, что формфакторы $F_i^{A,B}(t)$ должны быть пропорциональны электромагнитным формфакторам $G_E^{A,B}(t)$ адронов A и B . Используя это положение и принимая $g(t) \equiv g(0)$ при малых t , для случая рассеяния протонов на протонах получаем из (15.2) соотношение

$$\frac{d\sigma_{el}(PP)}{dt} = \left[\frac{d\sigma_{el}(PP)}{dt} \right]_{t=0} [G_E^P(t)]^4, \quad (15.9)$$

которое, как видно из фиг. 13, блестяще согласуется с экспериментом в области $|t| \lesssim 1$ (Гэв/с)². (Используя совершенно другие рассуждения, Ву и Янг [155] вывели это соотношение для случая больших t , соответствующих углам



Ф и г. 13. Иллюстрация соотношения (15.9).

Сплошные линии соответствуют $[d\sigma_{el}(PP)/dt]/[d\sigma_{el}(PP)/dt]_{t=0}$ при 12,8 Гэв. Асимптотическая кривая получена экстраполяцией к бесконечной энергии измеренных PP и $\bar{P}P$ дифракционных кривых. Точками обозначены электро-магнитные формфакторы нуклонов в четвертой степени.

рассеяния вблизи 90° . В этой области согласие с экспериментом оказывается хуже.) Для рассеяния пионов на протонах соответствующее соотношение имеет вид

$$\frac{d\sigma_{el}(\pi P)}{dt} = \left[\frac{d\sigma_{el}(\pi P)}{dt} \right]_{t=0} [G_E^P(t)]^2 [G_E^\pi(t)]^2. \quad (15.10)$$

Из упомянутого выше экспериментального наблюдения, что при очень высоких энергиях дифракционные кривые

πP - и PP -рассеяния имеют похожие наклоны, мы можем на основании этих соотношений сделать вывод, что то же самое должно быть справедливо для $G_E^P(t)$ и $G_E^\pi(t)$. Форма последней кривой пока еще измерена не полностью; однако недавний эксперимент [97] показал, что среднеквадратичные зарядовые радиусы пиона и нуклона в пределах экспериментальных ошибок совпадают. Эти два значения равны соответственно $0,80 \pm 0,10$ и $0,81 \pm 0,01$ ферми, что говорит в пользу сделанного выше вывода.

Следует упомянуть, что приведенные соотношения можно обосновать и в предельном случае I [130].

§ 1. Обсуждение различных соотношений

Теперь мы используем предположение аддитивности (ограничиваемое, согласно гл. 14, неаннигиляционными вкладками) для вывода некоторых соотношений между усредненными по спинам полными сечениями рассеяния адронов. Эти сечения позволяют явно проверить предположение аддитивности: поскольку нам нужны только упругие амплитуды при $t = 0$ [см. (14.3)], все формфакторы можно положить равными единице; кроме того, поскольку мы рассматриваем сечения, усредненные по спину, спиновые связи можно просто игнорировать, что эквивалентно их полному учету. Из (14.3) и (14.5) получаем следующие формулы для усредненных по спину сечений:

$$\tilde{S}^{\pm}(PP) = 5\tilde{S}^{\pm}(pp) + 4\tilde{S}^{\pm}(np), \quad (16.1a)$$

$$\tilde{S}^{\pm}(PN) = 4\tilde{S}^{\pm}(pp) + 5\tilde{S}^{\pm}(np), \quad (16.1б)$$

$$S^{+}(\pi^{+}P) = 3\tilde{S}^{+}(pp) + 3\tilde{S}^{+}(np), \quad (16.1в)$$

$$S^{-}(\pi^{+}P) = \tilde{S}^{-}(pp) - \tilde{S}^{-}(np), \quad (16.1г)$$

$$S^{\pm}(K^{+}P) = 2\tilde{S}^{\pm}(pp) + \tilde{S}^{\pm}(np) \pm 3\tilde{S}^{\pm}(\lambda p), \quad (16.1д)$$

$$S^{\pm}(K^{+}N) = \tilde{S}^{\pm}(pp) + 2\tilde{S}^{\pm}(np) \pm 3\tilde{S}^{\pm}(\lambda p) \quad (16.1e)$$

с обозначениями

$$\begin{aligned} \tilde{S}^{\pm}(AB) &= S^{\pm}(AB) - \sigma_A(\bar{A}B), \\ S^{\pm}(AB) &= \sigma_T(\bar{A}B) \pm \sigma_T(AB), \end{aligned} \quad (16.2)$$

где A и B могут обозначать как адроны, так и кварки. Во всех этих формулах следует одновременно брать либо все верхние, либо все нижние знаки. Если A — мезон, а B — барион, то величины $\tilde{S}^{\pm}(AB)$ и $S^{\pm}(AB)$, конечно, одинаковы. При записи формул (16.1) мы использовали изоспиновую инвариантность и инвариантность относи-

тельно зарядового сопряжения; никаких высших симметрий не использовалось. Эти формулы, в которых слева стоят только измеряемые сечения, приводят к четырем соотношениям между величинами \tilde{S}^\pm , а именно:

$$S^-(K^+P) - S^-(K^+N) = S^-(\pi^+P), \quad (16.3a)$$

$$\tilde{S}^+(PP) + \tilde{S}^+(PN) = 3S^+(\pi^+P), \quad (16.3б)$$

$$\tilde{S}^+(PP) - \tilde{S}^+(PN) = S^+(K^+P) - S^+(K^+N), \quad (16.3в)$$

$$\tilde{S}^-(PP) - \tilde{S}^-(PN) = S^-(\pi^+P). \quad (16.3г)$$

Само собой разумеется, что пренебрежение вкладом типа показанного на фиг. 12, а, вследствие чего в (16.1) справа

появляются $\tilde{S}^\pm(qq')$, а не $S^\pm(qq')$, не влияет на получаемые правила сумм для адронных сечений (ср. гл. 16, § 2).

Сравнивая соотношения (16.3) с экспериментом, мы используем данные Галбрайта и др. [156—158], так как здесь в одном эксперименте измерены в области $6 \leq p_L \leq 18$ Гэв/с все сечения, входящие в левые части соотношений (16.1). Недавние более точные данные

Фоли и др. [149, 159] относятся, к сожалению, только к полным сечениям $\pi^\pm P$ - и PP -рассеяния.

Соотношение (16.3a) представляет собой так называемое «улучшенное» соотношение Джонсона — Тримена [127]. Как показывает табл. 9, оно очень хорошо согласуется с экспериментальными данными.

Что касается соотношений (16.3б) — (16.3г) [133], то детальное сравнение с экспериментом приходится отложить до получения лучших данных по аннигиляции нуклона и антинуклона при высоких энергиях. В особенности это относится к соотношениям (16.3в) и (16.3г), в которые входят разности сечений, по порядку величины равные ошибке в (14.9), так что серьезная проверка в настоящее время по существу невозможна; однако эти соотношения полностью согласуются с имеющимися данными. Для

Таблица 9

Сравнение соотношения (16.3a) с экспериментом

p_L	$\frac{S^-(K^+P) - S^-(K^+N)}{mb}$	$\frac{S^-(\pi^+P)}{mb}$
6	$2,6 \pm 0,4$	$2,3 \pm 0,2$
12	$1,7 \pm 0,4$	$1,7 \pm 0,2$
18	$1,2 \pm 0,6$	$1,5 \pm 0,2$

сравнения (16.36) с имеющимися данными мы используем соотношение (14.9), которое можно записать в виде $\tilde{S}^-(PP) \approx 0$. Применяя его в (16.3г), мы получаем $\tilde{S}^-(PN) \approx -S^-(\pi+P)$, так что $\tilde{S}^+(PP) \approx 2\sigma_T(PP)$ и $\tilde{S}^+(PN) \approx 2\sigma_T(PN) - S^-(\pi+P)$. Напомним, что мы должны сравнить нуклон-нуклонные и мезон-нуклонные сечения при импульсах в лабораторной системе, относящихся как 3 : 2 (ср. гл. 14, § 1); для левой и правой частей соотношения (16.36) мы находим соответственно

$$157 \pm 3 \text{ мб}, \quad 157,8 \pm 0,6 \text{ мб} \quad \text{при} \quad p_L^\pi = 8 \text{ Гэв/с}, \\ p_L^P = 12 \text{ Гэв/с}; \\ 154 \pm 3 \text{ мб}, \quad 150,0 \pm 0,6 \text{ мб} \quad \text{при} \quad p_L^\pi = 12 \text{ Гэв/с}, \\ p_L^P = 18 \text{ Гэв/с}.$$

Следовательно, это правило сумм выполняется с точностью до нескольких процентов. Отметим, что согласие было бы плохим, если бы в левой части этого соотношения были включены аннигиляционные вклады, что привело бы к увеличению ее на 15—20%.

В пределе $s \rightarrow \infty$ соотношение (16.36) принимает вид [126, 127]

$$\frac{\sigma_T^{(\infty)}(\pi P)}{\sigma_T^{(\infty)}(PP)} = \frac{2}{3}, \quad (16.4)$$

где использованы (14.10) и теоремы Померанчука для полных сечений (15.1). Рарита и др. [160], описывая недавно с помощью полюсов Редже новые данные о сечениях, полученные Фоли и др. [149, 159], а также все предыдущие данные о πP -, PP - и $\bar{P}P$ -рассеянии при высоких энергиях предсказывают $\sigma_T^{(\infty)}(\pi P) = 21,4 \text{ мб}$ и $\sigma_T^{(\infty)}(PP) = 34,8 \text{ мб}$ и, следовательно, отношение (16.4), равное 0,62, что очень близко к предсказанию модели кварков. Из (15.5) получаем, конечно,

$$[\sigma_T^{(\infty)}(\pi P)]^2 = \sigma_T^{(\infty)}(\pi\pi) \sigma_T^{(\infty)}(PP). \quad (16.5)$$

Соотношения между асимптотическими полными сечениями с участием странных барионов приведены в работе [128].

Из множества других правил сумм для полных сечений при высоких энергиях, следующих непосредственно из аддитивности (а также, возможно, из изоспиновой инвариантности и инвариантности относительно зарядового сопряжения), только три включают измеренные сечения. Их можно записать в виде

$$\sigma_T(\Lambda P) = \sigma_T(PP) + \sigma_T(K^-N) - \sigma_T(\pi^+P), \quad (16.6a)$$

$$\sigma_T(\rho^0P) = \frac{1}{2} S^+(\pi^+P), \quad (16.6b)$$

$$\sigma_T(\varphi P) = \frac{1}{2} [S^+(K^+P) + S^+(K^+N) - S^+(\pi^+P)]. \quad (16.6в)$$

Первое из них предсказывает для $\sigma_T(\Lambda P)$ при 6 Гэв/с значение $36 \pm 1 \text{ мб}$, что согласуется с недавними измерениями при $p_L \lesssim 5 \text{ Гэв/с}$ [161]. Сечения рассеяния нейтральных векторных мезонов на протонах, стоящие слева в (16.6b) и (16.6в), были недавно получены в превосходном эксперименте [162, 163] с помощью измерения сечения фоторождения векторных мезонов на сложных ядрах. В области импульсов $2,7 < p_L < 4,5 \text{ Гэв/с}$ найдены следующие экспериментальные значения: $\sigma_T(\rho^0P) = 31,3 \pm \pm 2,3$ и $\sigma_T(\varphi P) = 13,3 \pm 2,7 \text{ мб}$. Эти значения блестяще согласуются с теоретическими значениями, усредненными по той же области импульсов. Теоретические значения, полученные из написанных выше соотношений при помощи результатов, содержащихся в [156—158], равны приблизительно 30 и 14 мб соответственно.

Из формул (16.1) мы можем получить дальнейшие соотношения между измеренными сечениями, если примем некоторые добавочные предположения относительно $\tilde{S}^\pm(qq')$. В первую очередь, принимая, что в (16.1) выполняется условие

$$\tilde{S}^+(pp) + \tilde{S}^+(np) = 4\tilde{S}^+(\lambda p), \quad (16.7)$$

получаем [133]

$$3S^+(\pi^+P) = 2[S^+(K^+P) + S^+(K^+N)]. \quad (16.8)$$

Это соотношение выполняется удивительно хорошо во всей области $6 \leq p_L \leq 18 \text{ Гэв/с}$. Например, при 10 Гэв/с имеем слева 154 мб, а справа 156 мб. Таким образом, имеем

эмпирический факт, что кварковые сечения удовлетворяют условию (16.7). Однако динамический смысл этого условия остается неясным. Интересно записать соотношения (16.3б) и (16.8) в несколько другой форме, введя средние сечения S_P , S_π , S_K , S_p , S_λ , определенные следующим образом:

$$\begin{aligned}\tilde{S}_P &= \frac{1}{4} [\tilde{S}^+(PP) + \tilde{S}^+(PN)], \\ S_\pi &= \frac{1}{2} S^+(\pi^+P), \\ S_K &= \frac{1}{4} [S^+(K^+P) + S^+(K^+N)], \\ \tilde{S}_p &= \frac{1}{4} [\tilde{S}^+(pp) + \tilde{S}^+(pn)], \\ \tilde{S}_\lambda &= \frac{1}{2} \tilde{S}^+(\lambda p).\end{aligned}\tag{16.9}$$

Затем мы можем записать соотношения (16.3б), (16.7) и (16.8) в виде

$$\begin{aligned}\tilde{S}_P : S_\pi : S_K &= 6 : 4 : 3, \\ \tilde{S}_p : \tilde{S}_\lambda &= 2 : 1.\end{aligned}\tag{16.10}$$

Экстраполяция к $s \rightarrow \infty$ приводит к следующему обобщению соотношения (16.4):

$$\begin{aligned}\sigma_T^{(\infty)}(PP) : \sigma_T^{(\infty)}(\pi P) : \sigma_T^{(\infty)}(KP) &= 6 : 4 : 3, \\ \sigma_T^{(\infty)}(pp) &= 2\sigma_T^{(\infty)}(\lambda p).\end{aligned}\tag{16.11}$$

Отметим, что малое значение \tilde{S}_λ по сравнению с \tilde{S}_p (к этому выводу мы приходим здесь из данных по πN - и KN -рассеянию) проявляется в том, что сечение $\sigma_T(\varphi P)$ оказывается малым по сравнению с $\sigma_T(\rho^0 P)$. (Вспомним, что φ содержит только странные кварки.) Действительно, (16.6) и (16.10) соответствуют

$$\frac{\sigma_T(\varphi P)}{\sigma_T(\rho^0 P)} = \frac{1}{2}.$$

Как мы видели выше, последние эксперименты подтверждают этот результат.

Далее, $SU(3)$ -инвариантность, т. е.

$$\tilde{S}^{\pm}(np) = \tilde{S}^{\pm}(\lambda p), \quad (16.12)$$

приводит к двум дальнейшим соотношениям, а именно:

$$\frac{1}{2} S^{-}(K^{+}P) = S^{-}(\pi^{+}P), \quad (16.13)$$

$$\tilde{S}^{+}(PP) = 2S^{+}(\pi^{+}P) - \frac{1}{2} S^{+}(K^{+}P). \quad (16.14)$$

Сравнение формулы (16.12) с (16.16) показывает, что для кварковых сечений $SU(3)$ -симметрия сильно нарушена, отражая хорошо известный факт, что соотношение Джонсона — Тримена (16.13) не столь хорошо, как (16.3а). (Строго говоря, для получения (16.13) $SU(3)$ -симметрия не нужна; требуется только условие $S^{-}(\lambda p) = S^{-}(np)$, которое не обязательно является отражением $SU(3)$ -симметрии [132].) Соотношение (16.14) очень хорошо согласуется с действительностью, так как оно гораздо менее чувствительно к нарушению симметрии, чем соотношение (16.13). Здесь также согласие было бы гораздо хуже, если бы в левую часть были включены аннигиляционные вклады.

В заключение рассмотрим кратко реакции с участием дейтронов. Рассматривая дейтрон (обозначаемый буквой D) как единичный изоскалярный объект и используя аддитивность и изоспиновую инвариантность, мы получаем соотношение, аналогичное (16.3б):

$$\tilde{S}^{+}(PD) = \frac{3}{2} S^{+}(\pi^{+}D), \quad (16.15)$$

где тильда в левой части указывает на то, что вклады от аннигиляции P с одним из нуклонов, составляющих дейтрон, должны быть исключены из $\sigma_T(D)$. Ввиду отсутствия данных для оценки этих вкладов мы не можем проверить формулу (16.15) непосредственно. Однако, используя формулу Глаубера ([164], см. также [165, 166])

$$\sigma_T(AD) = \sigma_T(AP) + \sigma_T(AN) - \frac{\langle r^{-2} \rangle}{4\pi} \sigma_T(AP) \sigma_T(AN),$$

где r определяет пространственное разделение нуклонов внутри дейтрона, и замечая, что для неаннигиляционных

частей глауберовские поправочные члены в первом приближении одинаковы для $A = P$ и $A = \bar{P}$, мы имеем

$$\tilde{S}^-(PD) \approx \tilde{S}^-(PP) + \tilde{S}^-(PN) \approx -S^-(\pi^+P);$$

здесь мы использовали формулы (14.9) и (16.1). Следовательно, $\tilde{S}^+(PD) \approx 2\sigma_T(PD) - S^-(\pi^+P)$. Из этого результата, используя данные работ [156—158], мы находим при $p_L^\pi = 10, 12, 14$ Гэв/с и $p_L^P = \frac{3}{2}p_L^\pi$ соответственно $\tilde{S}^+(PD)/S^+(\pi^+D) = 1,48, 1,50, 1,51$, что следует сравнить со значением 1,50, предсказываемым соотношением (16.15).

Мы можем сделать вывод, что модель кварков с предположением аддитивности для неаннигиляционных частей упругих амплитуд находится в блестящем согласии с данными, относящимися к полным сечениям при высоких энергиях. Почему эта простая модель так хорошо подтверждается экспериментом, представляется загадочным. Хотя, как мы видели в гл. 15, в некоторых экстремальных случаях мы можем задним числом оправдать гипотезу аддитивности, однако априорного динамического обоснования аддитивности не существует.

§ 2. Сечения рассеяния кварков

Подставляя данные в левые части (16.1), мы можем получить численные значения кварковых «сечений». При 10 Гэв/с, принимая $\tilde{S}^-(PP) = 0$ и используя данные работ [156—158], получаем

$$\tilde{S}^-(pp) \approx 0,9 \text{ мб}, \quad \tilde{S}^-(np) \approx -1,1 \text{ мб}, \quad \tilde{S}^-(\lambda p) \approx -1,5 \text{ мб},$$

$$(16.16)$$

$$\tilde{S}^+(pp) \approx 9,5 \text{ мб}, \quad \tilde{S}^+(np) \approx 7,7 \text{ мб}, \quad \tilde{S}^+(\lambda p) \approx 4,4 \text{ мб}.$$

Отсюда для неаннигиляционных частей $\sigma(qq')$ кварковых «сечений» находим

$$\sigma(\bar{p}p) \approx 5,2 \text{ мб}, \quad \sigma(\bar{p}n) \approx 3,3 \text{ мб}, \quad \sigma(\bar{\lambda}p) \approx 1,5 \text{ мб},$$

$$\sigma(pp) \approx 4,3 \text{ мб}, \quad \sigma(pn) \approx 4,4 \text{ мб}, \quad \sigma(\lambda p) \approx 3 \text{ мб}. \quad (16.17)$$

Эти результаты показывают, что кварковые сечения не удовлетворяют $SU(3)$ -симметрии. Отметим, что $\sigma(pp)$

и $\sigma(pn)$ почти одинаковы; это означает, что мнимая часть амплитуды зарядово-обменной реакции $n + p \rightarrow p + n$ практически пренебрежимо мала. Из соотношения

$$\sigma_T(K^+P) - \sigma_T(K^+N) = \sigma(pp) - \sigma(pn),$$

которое следует из (14.5), мы видим, что это соответствует хорошо известному наблюдавшемуся приближенному равенству сечений $\sigma_T(K^+P)$ и $\sigma_T(K^+N)$ [131].

На этом этапе следует рассмотреть знаки $\tilde{S}^-(qq)$. Разумно предположить, что соображения гл. 14, § 3 можно применить также и к рассеянию кварков. Напомним, что по определению величина $\tilde{S}^-(qq')$ не включает вкладов от аннигиляции кварка и антикварка. Поэтому она может быть только отличной от нуля, так как в столкновениях $q + q'$ и $\bar{q} + q'$ обмен (целочисленным) зарядом и (или) гиперзарядом может происходить различным числом способов. Как и в неравенствах (14.12) и (14.13), мы предсказываем

$$\tilde{S}^-(pp) > 0, \quad \tilde{S}^-(np) < 0, \quad \tilde{S}^-(\lambda p) < 0. \quad (16.18)$$

Первое неравенство, например, получается потому, что обмен зарядом между p и \bar{p} может происходить бóльшим числом способов, чем между p и p . Как мы видим, эти предсказания выполняются в (16.16); предполагая справедливость соотношения (14.9), можно убедиться, что это справедливо во всей области импульсов $6 \leq p_L \leq 18 \text{ Гэв/с}$. Это согласуется с тем фактом, что вклады кварк-антикварковой аннигиляции в смысле фиг. 12, *a* не включены в правые части соотношений (16.1). Если бы мы нашли из (16.1), что $\tilde{S}^-(\lambda p)$ или $\tilde{S}^-(np)$ положительны, то это указывало бы на то, что следует брать величины $S^\pm(qq')$, включающие qq -аннигиляцию, а не $\tilde{S}^\pm(qq')$ [см. замечание после формул (16.3)]. Конечно, результаты, вытекающие из (16.16), сами по себе вовсе не требуют полного отсутствия qq -аннигиляции в правых частях (16.1). Они только показывают, что аннигиляция определенно не может доминировать, по крайней мере для np и λp . Мы всегда будем иметь $\sigma_A(\bar{n}p) < |\tilde{S}^-(np)|$ и $\sigma_A(\bar{\lambda}p) < |\tilde{S}^-(\lambda p)|$. Еще раз подчеркнем, что $\sigma_A(\bar{q}q')$ представляет здесь

сечение аннигиляции в смысле фиг. 12, а, когда при столкновении бариона и антибариона одна пара кварк — антикварк $\bar{q}q'$ аннигилирует, тогда как другие кварки остаются неизменными. Это следует противопоставить ситуации при аннигиляции бариона с антибарионом (гл. 18).

§ 3. Замечания

Некоторые авторы [167—173] пытались расширить схему аддитивности путем включения поправок на многократное рассеяние, которые дают неаддитивные члены в сечениях. Это делается с помощью эйконального метода, введенного Глаубером [164—166] (см. приложение) для расчета поправок на многократное рассеяние при рассеянии адронов на дейтронах. Хотя существование таких поправок в кварковой модели представляется естественной возможностью, их трудно рассчитать, поскольку мы ничего не знаем о пространственных волновых функциях кварков. Поэтому различные оценки не очень надежны. Более того, они, по-видимому, отклоняются в неправильном направлении. Харрингтон [167] для поправки двойного рассеяния к асимптотической формуле (16.4) получил

$$2\sigma_T^{(\infty)}(PP) - 3\sigma_T^{(\infty)}(\pi P) = -\delta, \quad (16.19)$$

где δ положительно и равно приблизительно 5 мб, тогда как экстраполяции данных приводят к значению левой части, равному 5,4 мб. Возможно, этот результат еще раз указывает на то, что поведение кварков внутри адронов отличается от поведения нуклонов внутри ядер и что обычный способ вычисления поправок на многократное рассеяние носит слишком искусственный характер. Интересно отметить, что существует пример ситуации, в которой частицы не следуют формуле Глаубера; так ведут себя частицы, не находящиеся на массовой поверхности [174].

Более непосредственную информацию о многократном рассеянии кварков можно получить, изучая процессы, запрещенные в аддитивной модели кварков, а именно процессы, в которых происходит обмен двойным зарядом или двойной странностью или тем и другим в t -канале,

такие, как $\pi^- P \rightarrow \pi^+ \Delta^-$ и $K^- P \rightarrow K^0 \Xi^0$ [172, 173]. Известно, что процессы этого типа наблюдаются редко по сравнению с теми процессами, где происходит обмен одной единицей заряда или странности.

Некоторые из полученных в настоящей главе соотношений между полными сечениями были также выведены в других моделях рассеяния при высоких энергиях [175—178]. В частности, в модели Кабиббо — Хорвица — Неемана [177, 178], представляющей собой, по существу, модель полюсов Редже, наделенную алгебраической структурой вершинных функций, мы получаем соотношения (16.3), но с тем важным отличием, что $\tilde{S}^\pm(AB)$ везде заменяется на $S^\pm(AB)$, так как обычно принимается, что в реджевском описании полных сечений взаимодействия бариона с антибарионом учитываются аннигиляционные вклады. Здесь возникает интригующий вопрос. В модели кварков аннигиляционные и неаннигиляционные части полных сечений контролируются различными механизмами. Это основывается на том факте, что эффекты аннигиляции соответствуют обмену барионом, тогда как все неаннигиляционные процессы относятся к другому типу, соответствуя обмену системой с нулевым барионным числом. Мы могли бы также сказать, что последние процессы периферические, а процессы аннигиляции непериферические (или центральные). Эта разница в природе двух типов процессов может потребовать различных описаний их не только в модели кварков, но также и в других динамических моделях [133, 179]. Это может быть справедливым, в частности, для модели полюсов Редже. Действительно, заметив, что аддитивность кварковых амплитуд соответствует обменов синглетного и октетного типа в t -канале, мы можем рассмотреть возможность того, что модель полюсов Редже, в которой обмениваются только синглетные и октетные траектории (такая, как модель Кабиббо — Хорвица — Неемана), описывает только неаннигиляционную часть полных сечений. Если бы это было так, то соотношения, полученные в модели кварков и в модели Кабиббо — Хорвица — Неемана, стали бы идентичными. Дальнейшие вопросы о совместимости модели кварков и модели полюсов Редже изучаются в статьях Дабула [180] и Липкина [181].

НЕУПРУГИЕ ДВУХЧАСТИЧНЫЕ ПРОЦЕССЫ

§ 1. Общие замечания

Простейший неупругий процесс — это процесс типа

$$A + B \rightarrow C + D, \quad (17.1)$$

где частицей мишени B является обычно протон, а каждая из частиц C и D является стабильным или нестабильным адроном. Если имеет место последнее, то наблюдаемые конечные состояния содержат более двух частиц, а $C + D$ представляет собой промежуточное двухчастичное состояние, обусловленное рождением резонансов; например, $\pi^+P \rightarrow (\rho^+P \text{ или } \pi\Delta) \rightarrow \pi^+\pi^0P$ (квазидвухчастичные реакции). Хорошо известен экспериментальный факт [182], что часто квазидвухчастичные реакции обуславливают большую долю событий в данном многочастичном канале реакции даже при довольно больших энергиях. В указанном выше примере эта доля составляет по крайней мере 50% при 8 Гэв/с, так что менее 50% событий $\pi^+\pi^0P$ -канала состоит из истинных трехчастичных состояний. В кварковой картине это можно качественно понять, заметив, что в двухчастичном процессе рассеяния двухчастичные состояния, возникающие просто при перестройке начальных кварков с переворотом спина или без него (причем число кварков сохраняется), вероятно, рождаются легче, чем многочастичные состояния, в которых конечное число кварков отличается от начального числа кварков [183, 184].

Вообще найдено [182], что в двухчастичных реакциях при высоких энергиях обнаруживаются большие пики вперед дифракционного типа, т. е. найдено, что при малых t

$$[|t_{\text{мин}}| \leq |t| \lesssim 1 (\text{Гэв}/c)^2, \quad t = -(p_A - p_C)^2]$$

дифференциальные сечения имеют форму (15.7) с наклоном a в большинстве случаев такого же порядка величины, что и в упругом рассеянии. Другими словами, эти процес-

сы сильно периферичны. Полное сечение данной реакции определяется областью пика рассеяния вперед. Мы ожидаем, что предположение аддитивности выполняется именно в этой области. Ясно, что теоретическое соотношение между двумя реакциями, полученное из аддитивности, имеет смысл проверять только в том случае, когда обе реакции периферичны.

Рассматривая неупругие процессы в модели аддитивности, мы встречаемся с некоторым количеством усложнений, которые часто приводят к тому, что проверить собственно аддитивность, не прибегая к дальнейшим предположениям, становится труднее, чем в случае полных сечений [135]. Отметим следующие из них.

1. Выписывая формулу аддитивности для амплитуды данного процесса, необходимо правильно учитывать спиновые связи. (Отметим, что, поскольку сечение реакции (17.1) содержит квадрат амплитуды, аддитивность амплитуды не означает аддитивности сечения.) Это приводит к увеличению числа независимых кварковых амплитуд. Для мезонов спиновые связи кварков определяются спинами самих мезонов; для барионов принимают, что они определяются рассмотренными в гл. 6 волновыми функциями, следующими из $SU(6)$ -симметрии.

2. В выражения для сечений входят формфакторы, определенные согласно (14.5). Чтобы от них избавиться, обычно предполагают, что их форма одинакова для всех соответствующих частиц в данном правиле сумм, так что они не входят в правило сумм. Это равносильно предположениям о свойствах симметрии пространственных волновых функций этих частиц [135]. Если разности масс частиц в начальном и конечном состояниях отличны от нуля и различны для сопоставляемых сечений, то мы все же должны учесть поправку, принимающую во внимание ненулевую передачу импульса в направлении вперед. Липкин и др. [135] предлагают определять формфакторы из упругого дифракционного рассеяния, считая, что угловой зависимостью упругого и неупругого рассеяния кварков можно пренебречь. Именно эту ситуацию мы называем в гл. 15 экстремальным случаем II. Однако совершенно не ясно, соответствует ли этот предельный случай действительной ситуации.

3. Необходимо ввести соответствующие поправки на фазовый объем. Аддитивность приводит к соотношению между квадратами амплитуд различных реакций. Обозначим через σ эти квадраты амплитуд, просуммированные по углам и, если поляризации не определяются, по направлениям спинов. Тогда $\bar{\sigma}$ связано с соответствующим экспериментальным сечением σ соотношением

$$\bar{\sigma} = \frac{\sigma}{F}, \quad (17.2)$$

где F содержит поправку на фазовый объем и возможные поправки, связанные с факторами (пункт 2).

4. Не совсем ясно, как сравнивать полученные соотношения с экспериментом. Если начальные состояния отличаются друг от друга (мезон — барион и барион — барион), то можно использовать правило, рассмотренное в гл. 14, § 1. Для реакций с одним и тем же начальным состоянием, но с конечными частицами, массы которых различны для разных реакций, рецепт заключается в том, чтобы сравнивать их при одинаковых значениях Q — кинетической энергии конечного состояния в системе центра масс: $Q = \varepsilon_C + \varepsilon_D - m_C - m_D$, где ε_C и ε_D — энергии конечных частиц в системе центра масс.

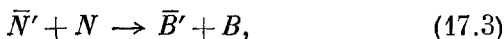
5. Проверка аддитивности в случае неупругих реакций затрудняется еще недостатком точных данных. Вдобавок большинство экспериментов производилось при небольших импульсах, $p_L \lesssim 8 \text{ Гэв/с}$.

§ 2. Соотношения между сечениями

Из предположения аддитивности амплитуд рассеяния следуют многочисленные соотношения между неупругими сечениями [126, 134—145]. В том случае, когда рождаются резонаны с высшими спинами, сделаны также предсказания для спиновых матриц плотности [139—142, 185, 186]. Здесь мы обсудим только несколько типичных примеров. Блестящий обзор применений модели кварков к неупругим процессам сделали недавно Балаш и Залевский [143]. В нем читатели могут найти многочисленные подробности.

Как упоминалось выше (гл. 14), аддитивность нельзя применять ни к аннигиляции бариона и антибариона, ни к двухчастичным амплитудам, соответствующим обмену нулевым барионным числом или более чем двумя единицами заряда (т. е. $|I| > 1$) и (или) странности в t -канале. В последнем случае имеющаяся экспериментальная информация [182] свидетельствует о том, что в той области энергий, где аддитивность считается применимой, мы можем безопасно пренебречь этими эффектами, т. е. мы можем не заботиться о возможных неаддитивных поправках этого типа.

Что касается эффектов аннигиляции, то ситуация здесь не столь ясная. Рассмотрим процессы типа



где N и N' — нуклоны, а B и B' — барионы или барионные резонансы. Как и в случае упругого нуклон-анти-нуклонного рассеяния (гл. 14, § 2), можно ожидать, что для этих процессов даже при довольно больших энергиях значительный вклад в правую часть соотношения типа (14.6) дают аннигиляционные каналы $\bar{N}' + N \rightarrow$ мезоны и $\bar{B}' + B \rightarrow$ мезоны, что означает неприменимость аддитивности для этих процессов. Поскольку, в противоположность случаю барион-антибарионных полных сечений, мы не знаем, как ввести поправки на эти эффекты аннигиляции, модель аддитивности не имеет особого смысла для неупругих процессов (17.3). То же справедливо и для нуклон-нуклонных процессов



В самом деле, поскольку из аналитических и кроссинговых свойств следуют соотношения между барион-барионными и барион-антибарионными реакциями, любые поправки к процессу (17.3) отражаются на кросс-реакции (17.4). Поэтому не следует слишком удивляться тому, что при подстановке экспериментальных сечений в правила сумм, полученные из аддитивности и включающие, кроме мезон-барионных сечений, еще и сечения реакций (17.3) или (17.4), почти во всех случаях было найдено резкое расхождение между теорией и экспериментом в области

импульсов $4 \leq p_L \leq 8$ Гэв/с [135—137, 139, 143]. Итак, наиболее прямую проверку аддитивности дают соотношения, включающие такие мезон-барионные процессы, в которых в t -канале могут обмениваться только квантовые числа системы qq .

Обратимся поэтому к процессам указанного типа. Соотношения между сечениями зарядово-обменных реакций мезонов с барионами легко получить. Из аддитивности следует

$$\begin{aligned} \langle \pi^- X | \pi^0 X' \rangle &= T_1 - T_2, \\ \langle \pi^- X | \eta X' \rangle &= -(T_1 + T_2) \sin \Psi_P, \\ \langle \pi^- X | \eta' X' \rangle &= -(T_1 + T_2) \cos \Psi_P, \\ \langle K^- X | \bar{K}^0 X' \rangle &= \sqrt{2} T_2, \\ \langle K^0 X | K^+ X' \rangle &= \sqrt{2} T_1, \end{aligned} \quad (17.5)$$

где

$$\begin{aligned} T_1 &= \frac{1}{2\sqrt{2}} [\langle n \uparrow X | p \uparrow X' \rangle + \langle n \downarrow X | p \downarrow X' \rangle], \\ T_2 &= \frac{1}{2\sqrt{2}} [\langle \bar{p} \uparrow X | \bar{n} \uparrow X' \rangle + \langle \bar{p} \downarrow X | \bar{n} \downarrow X' \rangle]. \end{aligned} \quad (17.6)$$

Здесь X и X' — любые частицы, допустимые законами сохранения. Мы не делаем предположений относительно кварковой структуры этих частиц. В соотношениях (17.5) использованы волновые функции гл. 5 и $\Psi_P = \arctg(\sqrt{2}/2) - \theta_P$, где θ_P — угол смешивания $\eta - \eta'$, определенный в (5.4). В результате получаем соотношения

$$\frac{\bar{\sigma}(\pi^- X \rightarrow \eta X')}{\bar{\sigma}(\pi^- X \rightarrow \eta' X')} = \text{tg}^2 \Psi_P, \quad (17.7)$$

$$\begin{aligned} \bar{\sigma}(\pi^- X \rightarrow \pi^0 X') + \bar{\sigma}(\pi^- X \rightarrow \eta X') + \bar{\sigma}(\pi^- X \rightarrow \eta' X') = \\ = \bar{\sigma}(K^- X \rightarrow \bar{K}^0 X') + \bar{\sigma}(K^0 X \rightarrow K^+ X'), \end{aligned} \quad (17.8)$$

где $\bar{\sigma}$ определено в (17.2). Различия в формфакторах не учитывались (см. замечание 2 в гл. 17, § 1).

Точно так же мы получаем правила сумм, включающие процессы с обменом странностью. Например,

$$\begin{aligned} \bar{\sigma}(K^- X \rightarrow \eta X') + \bar{\sigma}(K^- X \rightarrow \eta' X') = \\ = \bar{\sigma}(K^- X \rightarrow \pi^0 X') + \bar{\sigma}(\pi^- X \rightarrow K^0 X'). \end{aligned} \quad (17.9)$$

Все эти соотношения остаются неизменными, если псевдоскалярные мезоны в конечном состоянии заменить на соответствующие векторные мезоны, а Ψ_P заменить на $\Psi_V = \arctg(\sqrt{2}/2) - \theta_V$.

В изученных до сих пор реакциях X — всегда протон, а X' может быть любым барионом или барионным резонансом. Из (17.7) и аналогичных выражений получаем [134]

$$\frac{\bar{\sigma}(\pi^-P \rightarrow \eta N)}{\bar{\sigma}(\pi^-P \rightarrow \eta' N)} = \frac{\bar{\sigma}(\pi^+P \rightarrow \eta\Delta^{++})}{\bar{\sigma}(\pi^+P \rightarrow \eta'\Delta^{++})} = \text{tg}^2 \Psi_P, \quad (17.10)$$

$$\frac{\bar{\sigma}(\pi^-P \rightarrow \phi N)}{\bar{\sigma}(\pi^-P \rightarrow \omega N)} = \frac{\bar{\sigma}(\pi^+P \rightarrow \phi\Delta^{++})}{\bar{\sigma}(\pi^+P \rightarrow \omega\Delta^{++})} = \text{tg}^2 \Psi_V. \quad (17.11)$$

Аналогичные выражения можно написать для сечений рождения мезонов с высшими L . Из массовой формулы (гл. 8) мы знаем, что для векторных мезонов значение θ_V близко к значению $\arctg(\sqrt{2}/2)$, при котором правая часть (17.11) обращается в нуль. Это очень хорошо согласуется с тем экспериментальным фактом, что рождение ϕ происходит очень редко по сравнению с рождением ω . С другой стороны, используя экспериментальные данные о сечениях, из приведенных выше и других подобных соотношений можно независимо определить углы смешивания [134]. Эта оценка показывает, что значение θ_V в самом деле близко к $\arctg(\sqrt{2}/2)$, т. е., что $\Psi_V \approx 0$ [15—17]. Для θ_P этим способом находим [15—17] значения, лежащие в области от $-19 \pm 7^\circ$ до $-31 \pm 5^\circ$, т. е. знак θ_P определенно противоположен знаку θ_V в соответствии с анализом масс в модели кварков, проведенным в гл. 8. Имеется еще второе решение для θ_P , близкое к $+90^\circ$, которое, однако, слишком далеко от ожидаемого значения. Аналогичные оценки [15—17] угла смешивания f и f' не противоречат результату (9.3).

Из большого числа соотношений, следующих из (17.7)—(17.9) и из аналогичных выражений, включающих векторные мезоны или барионы, мы упомянем только четыре, а именно

$$\bar{\sigma}(K^-P \rightarrow \omega\Lambda) = \bar{\sigma}(K^-P \rightarrow \rho^0\Lambda), \quad (17.12)$$

$$\bar{\sigma}(K^-P \rightarrow \phi\Lambda) = \bar{\sigma}(\pi^-P \rightarrow K^{*0}\Lambda), \quad (17.13)$$

выполняющиеся при $\Psi_V = 0$ [134],

$$\bar{\sigma}(XN \rightarrow X'\Lambda) = 27\bar{\sigma}(XN \rightarrow X'\Sigma^0) \quad (17.14)$$

для процессов с переворотом спина бариона [138] и

$$\bar{\sigma}(XN \rightarrow X'\Lambda) > 3\bar{\sigma}(XN \rightarrow X'\Sigma^0) \quad (17.15)$$

для процессов, в которых не производится поляризационных измерений [138]. Как и раньше, X и X' — произвольные частицы, для которых не предполагается какой-либо кварковой структуры. Особенно интересны результаты (17.14) и (17.15), так как подавление рождения Σ^0 по сравнению с рождением Λ , выражаемое этими соотношениями, следует из свойств спиновой и унитарно-спиновой частей волновых функций барионов, и поэтому они должны представлять собой проверку предположения о том, что эти волновые функции являются волновыми функциями $SU(6)$ -симметрии, соответствующими представлению 56. Эти соотношения следуют также из модели мезонного обмена с учетом высшей симметрии [138].

Соотношение (17.12) хорошо согласуется с данными, полученными при 4,1 и 5,5 Гэв/с [187]. Найдено, что при этих энергиях рождение как ω -, так и ρ^0 -мезона имеет ярко выраженный периферический характер, а полные сечения рассеяния в переднюю полусферу равны соответственно 43 ± 12 и 44 ± 19 мкб при 4,1 Гэв/с и 19 ± 6 и 17 ± 6 мкб при 5,5 Гэв/с. Отметим, что кинематические поправки сокращаются в (17.12), так как m_ρ и m_ω приблизительно одинаковы.

Данных о рождении K^{*0} при импульсах больше 4 Гэв/с не имеется; при 3 Гэв/с соотношение (17.13) обнаруживает разумное согласие с экспериментом [134].

Что касается соотношений (17.14) и (17.15), то недавние данные [188, 209] по периферическому фоторождению Λ и Σ^0 на протонах ($X = \gamma$, $X' = K^+$, $N = P$) в области энергий фотона 2,4—16 Гэв дают для отношения двух сечений значение, близкое к единице, что явно расходится с приведенными выше предсказаниями. Никакого объяснения этого расхождения пока не существует.

Заметим, что рассмотренные в этом параграфе соотношения между сечениями являются соотношениями отно-

нительно простого типа в том смысле, что не требуется никаких предположений относительно эквивалентности между кварками, составляющими мезоны, и кварками, составляющими барионы. Предположив, что эта эквивалентность имеет место (что мы также сделали в гл. 16), мы приходим к другому классу правил сумм для мезон-барионных реакций, для ознакомления с которыми мы отсылаем читателя к литературе [135—137, 139—143].

§ 3. Спиновые матрицы плотности

Фрайар и Трефил [139, 140] предложили многообещающий способ проверки модели кварков с аддитивностью амплитуд рассеяния. Применяя эту модель к реакциям, в которых рождается резонанс с высшим спином, они могут сделать предсказания об элементах его спиновой матрицы плотности. По сравнению с сечениями эти матричные элементы обладают тем преимуществом, что мы имеем дело с отношениями амплитуд, а не с самими амплитудами, так что формфакторы и другие кинематические множители имеют тенденцию сократиться в этих отношениях. Поэтому во многих случаях предсказания элементов матрицы плотности могут служить более чистой проверкой аддитивности, чем предсказания сечений. Предсказания делаются также [185, 186] для распределений совместного распада при рождении двух резонансов; например $\pi P \rightarrow \rho \Delta$. Как и в случае распределений единичного распада, можно вывести результаты, включающие только аддитивность и не включающие никаких вторичных предположений. Поскольку такие соотношения являются критическими для модели аддитивности, важно их тщательно проверить. Во всех случаях, когда могло быть выполнено сравнение с существующими данными, наблюдается согласие теории и эксперимента. Рассмотрим, например, процессы типа

$$\pi + P \rightarrow V + \Delta \quad (1236).$$

Непосредственно из аддитивности получаются следующие соотношения между элементами спиновой матрицы плотности $\rho_{nn'}^{mm'}$, где верхние индексы относятся к V , а нижние

к Δ [185, 186]:

$$\frac{1}{3}(\rho^{11} - \rho^{00}) + \rho^{1, -1} = \frac{2}{3}(\rho_{33} - \rho_{11}) + \frac{4}{\sqrt{3}} \operatorname{Re} \rho_{3, -1}, \quad (17.16a)$$

$$\begin{aligned} \sqrt{3} (\operatorname{Re} \rho_{3, -1}^1; \bar{-1} + \operatorname{Re} \rho_{3, -1}^{-1, 1}) + \frac{1}{2} \rho_{1, -1}^1 - \sqrt{3} \operatorname{Re} \rho_{3, -1} - \\ - \frac{1}{2} (\rho_{33} - \rho_{11}) = \frac{1}{2} (\rho^{11} - \rho^{00}) - \frac{1}{2} \rho^{1, -1}, \quad (17.16b) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \sqrt{3} (\operatorname{Re} \rho_{3, -1}^1; \bar{-1} + \operatorname{Re} \rho_{3, -1}^{-1, 1}) + \frac{1}{\sqrt{3}} \operatorname{Re} \rho_{3, -1} - \\ - \frac{3}{2} \rho_{1, -1}^1 - \frac{1}{2} (\rho_{33} - \rho_{11}) = \rho_{33} - \rho_{11} - \frac{2}{\sqrt{3}} \operatorname{Re} \rho_{3, -1}, \quad (17.16b) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} 3 \sqrt{3} (\operatorname{Re} \rho_{3, -1}^1; \bar{-1} + \operatorname{Re} \rho_{3, -1}^{-1, 1}) + \frac{3}{2} \rho_{1, -1}^1 + \sqrt{3} \operatorname{Re} \rho_{3, -1} + \\ + \frac{1}{2} (\rho_{33} - \rho_{11}) = 1 + \rho_{33} - \rho_{11} + 2 \sqrt{3} \operatorname{Re} \rho_{3, -1}, \quad (17.16r) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} - \sqrt{3} \operatorname{Re} \rho_{10} - 3 [\operatorname{Re} (\rho_{3, -1}^{10} - \rho_{3, -1}^0; \bar{-1}) + \operatorname{Re} (\rho_{3, -1}^{01} - \\ - \rho_{3, -1}^{-1, 0})] = \sqrt{3} \operatorname{Re} \rho^{10}, \quad (17.16d) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} - \sqrt{2} \operatorname{Re} \rho_{31} - 3 \sqrt{2} (\operatorname{Re} \rho_{31}^1; \bar{-1} + \operatorname{Re} \rho_{31}^{-1, 1}) = 2 \sqrt{2} \operatorname{Re} \rho_{31}. \quad (17.16e) \end{aligned}$$

В этих соотношениях

$$\begin{aligned} \rho_{nn'} = \rho_{nn'}^{11} + \rho_{nn'}^{-1, -1} - 2\rho_{nn'}^{00}, \\ \rho_{mm'} = \rho_{33}^{mm'} + \rho_{-3, -3}^{mm'} - \rho_{11}^{mm'} - \rho_{-1, -1}^{mm'}, \\ \rho^{mm'} = \sum_n \rho_{nn}^{mm'}, \quad \rho_{nn'} = \sum_m \rho_{nn'}^{mm'}. \end{aligned}$$

(Для краткости мы пишем $\rho_{33}^{mm'}$ вместо $\rho_{(3/2)(3/2)}^{mm'}$ и т. д.) При выводе соотношений (17.16) используются волновые функции спина и унитарного спина, описанные в гл. 5 и 6. Для амплитуд рассеяния кварков предполагается сохранение четности; инвариантность относительно обращения времени не предполагается. Ось квантования спина взята в плоскости рождения.

Эти соотношения проверялись экспериментально для реакций $\pi^+P \rightarrow \rho\Delta$ и $\pi^+P \rightarrow \omega\Delta$ при 5 Гэв/с одной из

Таблица 10

Сравнение соотношений (17.16) с экспериментом
(оба резонанса описываются в своих джексонских
системах) [189, 190]

Соотношение	Левая часть	Правая часть	Разность: левая часть — правая часть
(17.16а)	$-0,26 \pm 0,02$	$-0,24 \pm 0,04$	$-0,02 \pm 0,05$
(17.16б)	$-0,37 \pm 0,09$	$-0,31 \pm 0,02$	$-0,06 \pm 0,09$
(17.16в)	$-0,28 \pm 0,08$	$-0,26 \pm 0,04$	$-0,02 \pm 0,08$
(17.16г)	$0,52 \pm 0,13$	$0,64 \pm 0,07$	$-0,12 \pm 0,17$
(17.16д)	$0,04 \pm 0,12$	$-0,15 \pm 0,03$	$0,19 \pm 0,12$
(17.16е)	$-0,16 \pm 0,10$	$-0,15 \pm 0,05$	$-0,01 \pm 0,10$
(17.16а)	$0,06 \pm 0,04$	$-0,03 \pm 0,07$	$0,09 \pm 0,07$
(17.16б)	$0,04 \pm 0,13$	$-0,08 \pm 0,03$	$0,12 \pm 0,13$
(17.16в)	$0,14 \pm 0,14$	$-0,07 \pm 0,06$	$0,21 \pm 0,15$
(17.16г)	$0,84 \pm 0,24$	$0,96 \pm 0,11$	$-0,12 \pm 0,24$
(17.16д)	$-0,29 \pm 0,15$	$-0,18 \pm 0,03$	$-0,11 \pm 0,15$
(17.16е)	$-0,10 \pm 0,17$	$-0,14 \pm 0,08$	$0,04 \pm 0,18$

европейских групп, работающих с нузырьковой камерой [189]. Результаты приведены в табл. 10.

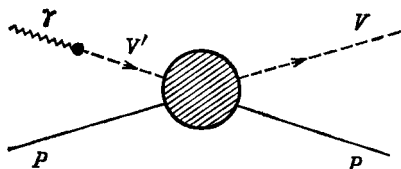
Следует отметить, что согласие между теорией и экспериментом наблюдается также в том случае, когда включены реакции барионов с барионами и антибарионов с барионами. Это легко понять, если вспомнить, что элементы матрицы плотности и параметры распада выражаются через отношения амплитуд, поэтому мы можем считать, что они не меняются значительно в присутствии аннигиляционных каналов.

§ 4. Фоторождение векторных мезонов

Другой класс двухчастичных процессов, который был изучен в модели кварков, охватывает процессы фоторождения [144, 145, 190—192]. Здесь мы коротко рассмотрим фоторождение векторных мезонов

$$\gamma + P \rightarrow V + P, \quad V = \rho^0, \omega, \varphi,$$

и предположим 1) что механизм этой реакции такой, как показано на фиг. 14 (модель векторной доминантности), и 2) что адронный процесс $V' + P \rightarrow V + P$ можно описывать в предположении аддитивности для рассеяния при высоких энергиях, пренебрегая тем, что V' не находится на массовой поверхности. При высоких энергиях, например при энергиях фотона $E_\gamma > 4 \text{ Гэв}$, разумно пренебречь неупругими процессами типа $V + P \rightarrow V' + P$ по сравнению с упругими реакциями, в которых



Фиг. 14. Механизм реакции $\gamma + P \rightarrow V + P$.

$V' \equiv V$. Более того, мы пренебрегаем возможной зависимостью упругих VP -амплитуд от спиральностей. Тогда мы получаем соотношение [193, 194]¹⁾

$$\sigma(\gamma P \rightarrow VP) = 4\alpha\pi g_{V\gamma}^2 \sigma_{el}(VP), \quad (17.17)$$

где α — постоянная тонкой структуры, а $g_{V\gamma}$ — константа связи γ и V , определенная соотношениями (12.23) и (12.24). Отметим, что поскольку упругое рассеяние при высоких энергиях имеет большой пик вперед (гл. 15), то же самое должно быть справедливо для фоторождения векторных мезонов, согласно этой модели. Это действительно наблюдается экспериментально [195].

Для усредненных по спину сечений (16.6) аддитивность дает

$$\sigma_T(\omega P) = \sigma_T(\rho^0 P) = \frac{1}{2} S^+(\pi^+ P), \quad (17.18)$$

$$\sigma_T(\varphi P) = \frac{1}{2} [S^+(K^+ P) + S^+(K^+ N) - S^+(\pi^+ P)].$$

Считая, что упругие амплитуды при высоких энергиях и вблизи направления вперед являются в основном мнимыми, мы имеем из (14.3), (14.4) и (15.7)

$$\sigma_{el}(VP) = \frac{[\sigma_T(VP)]^2}{16\pi a}. \quad (17.19)$$

¹⁾ В работе [194] содержится обзор результатов, полученных в последнее время.

Мы берем наклон a одинаковым для рассеяния ρ^0 -, ω - и ϕ -мезонов. Такой выбор представляется разумным, если иметь в виду известные нам экспериментальные сведения относительно дифракционного рассеяния адронов.

Объединяя все эти результаты и используя (10.19), мы получаем, пренебрегая разницей масс ρ^0 - и ω -мезонов и записывая коротко σ_V вместо $\sigma(\gamma P \rightarrow VP)$:

$$\sigma_{\rho^0} : \sigma_{\omega} : \sigma_{\phi} = 9 : 1 : 2\beta, \quad (17.20)$$

где нарушающий симметрию множитель β равен

$$\beta = \left[\frac{S^+(K^+P) + S^+(K^+N) - S^+(\pi^+P)}{S^+(\pi^+P)} \right]^2 \left(\frac{m_{\rho^0}}{m_{\phi}} \right)^2. \quad (17.21)$$

Согласно (16.8), первый множитель в правой части этого выражения равен $1/4$ в области $6 \leq p_L \leq 18$ Гэв/с. Он обуславливает нарушение симметрии в рассеянии кварка на протоне, т. е. тот факт, что связь протона с λ -кварками, составляющими ϕ -мезон, слабее, чем связь с p - и n -кварками, составляющими ρ^0 - и ω -мезоны [ср. (16.7) и (16.11)]. Следовательно, $\beta = 0,15$, откуда следует

$$\frac{\sigma_{\phi}}{\sigma_{\rho^0}} = 0,033, \quad 6 \leq E_{\gamma} \leq 18 \text{ Гэв}. \quad (17.22)$$

Экспериментальное значение, усредненное по области энергий $3,5 \leq E_{\gamma} \leq 5,8$ Гэв, равно $0,026 \pm 0,010$ [195]. Ожидается, что в этой области β будет несколько меньшим (около 0,10), что приведет к уменьшению правой части (17.22). Однако это уменьшение компенсируется несколько меньшим наклоном a в рождении ϕ -мезона по сравнению с рождением ρ^0 -мезона [см. (17.19)] [195]. Найдено, что в той же области $\sigma_{\omega}/\sigma_{\rho^0} = 0,19 \pm 0,06$, в то время как теоретическое значение равно 0,11. Согласие здесь хуже. Однако это может оказаться следствием пренебрежения неупругими амплитудами $\langle \omega P | \rho P \rangle$, которые, как можно показать, изменяют главным образом σ_{ω} [144, 145].

Использование (10.19) для определения $g_{V\gamma}$ позволяет оценить сечения σ_V . Из (17.17)—(17.19) получаем

$$\sigma_{\rho^0} = \frac{\alpha}{16a} \left[\frac{m_{\pi}}{m_{\rho}} S^+(\pi^+P) \right]^2. \quad (17.23)$$

Беря для a значение, найденное в $\pi^{\pm}P$ -рассеянии, т. е. приблизительно $8 (\text{Гэв}/c)^{-2}$ (это значение удовлетворяет также кривой $d\sigma(\gamma P \rightarrow \rho^0 P)/dt$ при малых передаваемых импульсах [195]) и используя данные о сечениях из работ [156—158], находим при $4,5 \text{ Гэв}$

$$\sigma_{\rho^0} = 15,7 \text{ мкб}$$

в замечательном согласии с экспериментальным значением 16 мкб , представляющим собой среднее значение в области $3,5 \leq E_{\gamma} \leq 5,5 \text{ Гэв}$ [195].

Эти результаты показывают, что модель кварков вместе с гипотезой доминантности векторных мезонов очень хорошо описывает фоторождение векторных мезонов. Следует противопоставить этот вывод ситуации с фоторождением K^+ -мезонов, упоминавшейся в гл. 17, § 2.

АННИГИЛЯЦИЯ БАРИОНА И АНТИБАРИОНА И МНОЖЕСТВЕННОЕ РОЖДЕНИЕ

§ 1. Аннигиляция бариона и антибариона

Применение модели кварков к более сложным реакциям, таким как аннигиляция бариона и антибариона и процессы множественного рождения при высоких энергиях, привело к некоторым полезным результатам. Сначала мы рассмотрим кратко аннигиляцию нуклона и антинуклона в покое, следуя Рубинштейну и Стерну [196] (см. также [197]). Их основное предположение состоит в том, что этот процесс, идущий главным образом из S -состояний, представляет собой по существу перестройку трех кварков нуклона и трех антикварков антинуклона в три кварк-антикварковые пары с $L = 0$. При этом не происходит аннигиляции или рождения пар, а также испускания частиц через внутреннюю конверсию; кроме того, каждый кварк сохраняет все свои квантовые числа. Эта в высшей степени упрощенная картина немедленно приводит к следующим качественным предсказаниям.

1. Конечное состояние содержит три нестранных псевдоскалярных и (или) векторных мезона (конечно, если рождаются векторные мезоны, то они затем распадаются на пионы и в наблюдаемом конечном состоянии содержится более трех частиц).

2. Не могут рождаться частицы, содержащие странные кварки. Поэтому помимо рождения странных частиц запрещено также рождение ϕ -мезонов.

Второе предсказание достаточно хорошо согласуется с экспериментом. [Здесь и ниже приводятся недавние предварительные и пока еще не опубликованные данные по аннигиляции $\bar{P}P$ в покое, полученные в ЦЕРН ¹⁾.] Полное число каналов аннигиляции $\bar{P}P$, содержащих странные частицы, составляет примерно 10% от всех

¹⁾ Частные сообщения Л. Монтане.

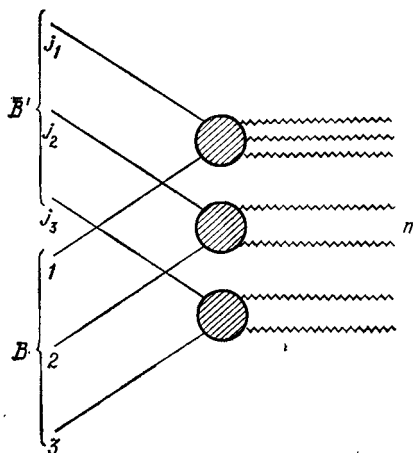
каналов. Из них 80% приходится на канал $K\bar{K}2\pi$, где 10% событий наблюдаются в виде образования флл.

Что касается первого предсказания, то оно, по-видимому, не очень хорошо отражает современную экспериментальную ситуацию относительно аннигиляции $\bar{P}P$ в покое. Хотя и существует сильная тенденция к небольшой множественности, вероятно все же не более 60—70% всех каналов аннигиляции $\bar{P}P$ относятся к трехчастичному типу (имеются в виду и стабильные, и нестабильные частицы). Наблюдается заметная доля двухчастичных конечных состояний. Например, более 80% распадов в $\pi^+\pi^-\pi^0$, т. е. около 6% всех распадов, проходит через образование $\rho\pi$; из каналов $2\pi^+2\pi^-$, составляющих около 7% от общего числа, примерно в 50% образуются $\rho\pi\pi$, а примерно в 40% образуются $f^0\rho^0$ и $A_2\pi$, и т. д. Более того, рассматриваемая модель не дает правильного описания распределения трехчастичных конечных состояний [198, 199]. Это заставляет сделать вывод, что аннигиляция бариона и антибариона в покое представляет собой нечто большее, чем простую перестройку кварков.

На этом этапе следует упомянуть, что представление о перестройке кварков недавно было вполне успешно использовано для рассмотрения S -волновых длин рассеяния адронов [200]. При этом делается предположение, что S -волновая амплитуда рассеяния пропорциональна числу всевозможных перестановок двух кварков, по одному из каждого из взаимодействующих адронов, без изменения каких-либо квантовых чисел кварков. Если такие перестановки невозможны, то амплитуда полагается равной нулю.

Хотя приведенные соображения еще могут дать очень грубую качественную картину аннигиляции в покое, они несомненно слишком просты, чтобы описывать аннигиляцию движущихся частиц. В самом деле, с ростом энергии число частиц (стабильных и нестабильных) в конечном состоянии возрастает и определенно становится больше трех. Например, в случае аннигиляции $\bar{P}P$ при 5,7 Гэв/с основные вклады в $\sigma_A(\bar{P}P)$ дают каналы, содержащие шесть или более частиц [146]. В простейшей модели, которую можно предложить для описания аннигиляции

при высоких энергиях [133], мы записываем амплитуду аннигиляции $\bar{B}'B$ в виде произведения трех амплитуд аннигиляции $\bar{q}'q$, причем в каждой из последних приблизительно сохраняются импульс и энергия. Иначе говоря, в этом приближении мы используем диаграмму, приведенную на фиг. 15, для представления левой части фиг. 11.



Фиг. 15. Диаграмма, показывающая факторизацию амплитуды аннигиляции бариона и антибариона в три амплитуды аннигиляции кварка и антикварка.

Не делается никаких предположений о частицах, рождающихся в каждой вершине. Поскольку в каждом акте аннигиляции $\bar{q}'q$ рождаются в конечном состоянии по крайней мере две частицы, эта модель имеет смысл только тогда, когда в процессе аннигиляции $\bar{B}'B$ рождаются шесть или больше конечных частиц. Именно это, по-видимому, и происходит при высоких энергиях, как показывает упоминавшийся выше эксперимент при $5,7 \text{ Гэв/с}$.

Итак, мы записываем

$$\sigma_A(\bar{B}'B) = \sum_{\{j_1 j_2 j_3\}} \prod_{i=1, 2, 3} Z(j_i, i), \quad (18.1)$$

где j_1, j_2, j_3 — все возможные перестановки чисел 1, 2, 3, а величина $Z(j_i, i)$ описывает вклад всех аннигиляций антикварка j_i из \bar{B}' и кварка i из B (фиг. 15). Каждая величина Z имеет размерность $(\text{мб})^{1/3}$ и является произведением сечения аннигиляции кварка и антикварка на множитель размерности $(\text{длина})^{-4/3}$, определяемый волно-

выми функциями барионов и антибарионов как трехкварковых связанных состояний. Считается, что этот множитель одинаков для всех барионов. Его явный вид нам не нужен. Из изоспиновой и зарядовой инвариантности следует, что только четыре из этих Z независимы, а именно

$$Z_1 = Z(\bar{p}p), \quad Z_2 = Z(\bar{p}n), \quad Z_3 = Z(\bar{\lambda}p), \quad Z_4 = Z(\bar{\lambda}\lambda). \quad (18.2)$$

Последняя величина не входит в формулы, если рассматриваются только реакции на протонных мишенях. Получаем следующие выражения:

$$\begin{aligned} \sigma_A(\bar{P}P) &= 2Z_1^3 + 4Z_1Z_2^2, \\ \sigma_A(\bar{N}P) &= 2Z_2^3 + 4Z_1^2Z_2, \end{aligned} \quad (18.3)$$

$$\sigma_A(\bar{\Lambda}P) = \sigma_A(\bar{\Sigma}^0P) = 2Z_1Z_2Z_3 + 2Z_1^2Z_3 + 2Z_2^2Z_3$$

и т. д. Экспериментальные данные при высоких энергиях имеются в настоящее время только для первого сечения из этого списка. Это означает, что мы не можем пока сравнить выводы из предположения факторизации с экспериментом.

Ясно, что ни предположение аддитивности в том виде, как оно здесь использовалось, ни предположение факторизации сами по себе не могут привести к соотношениям для адронных сечений, связывающим аннигиляционные и неаннигиляционные эффекты. Соотношения такого типа можно получить только в том случае, если принять существование такой связи на уровне кварков. Примерами таких соотношений могут служить соотношения Фройнда [131, 132, 201]

$$\begin{aligned} S^-(PP) &= 5S^-(\pi^+P), \\ S^-(PN) &= 4S^-(\pi^+P) \end{aligned} \quad (18.4)$$

и соотношения Левинсона — Уолла — Липкина [202]

$$\begin{aligned} S^-(PP) &= 2S^-(K^+P) + S^-(K^+N), \\ S^-(PN) &= S^-(K^+P) + 2S^-(K^+N), \end{aligned} \quad (18.5)$$

которые, по существу, выражают нуклон-антинуклонную аннигиляцию через мезон-нуклонное рассеяние, причем $S^-(PP)$ и $S^-(PN)$ определяются аннигиляционными вкладками. Легко видеть, используя (16.1), (16.2) и (18.3),

что соотношения (18.4) и (18.5) получаются только в предположении следующих соотношений между кварковыми аннигиляционными и неаннигиляционными сечениями

$$\text{из (18.4) } Z_1^3 = Z_2^3 = -\frac{3}{2} \tilde{S}^-(np), \quad (18.6)$$

$$\text{из (18.5) } Z_1^3 = Z_2^3 = -\frac{3}{2} \tilde{S}^-(\lambda p). \quad (18.7)$$

Напомним, что правые части в обоих случаях положительны [см. (16.16)]. Динамический смысл этих условий неясен; их следует рассматривать как условия, выражающие в рамках данной модели тот эмпирический факт, что соотношение (18.4) довольно хорошо, а соотношение (18.5) очень хорошо согласуется с имеющимися данными. В этом смысле их статус аналогичен результату (16.7). Из равенства Z_1 и Z_2 следует

$$\sigma_A(\bar{P}N) = \sigma_A(\bar{P}P).$$

§ 2. Процессы множественного рождения

В заключение несколько слов о неаннигиляционных процессах рождения, таких, как

$$\pi^- P \rightarrow P 2\pi \pi^+ \pi^0,$$

включающих большое количество образовавшихся частиц (большие множественности). В рамках предположения аддитивности эти процессы множественного рождения в частном случае $\bar{B}'B$ -рассеяния описываются левой частью диаграммы фиг. 12, б. На этой диаграмме волнистые линии соответствуют частицам, образованным при столкновении кварка с кварком или кварка с антикварком. В процессе столкновения взаимодействующие кварки могут, конечно, изменить свой заряд и (или) странность. Мы пренебрегаем резонансными эффектами.

Некоторые качественные черты рассматриваемых процессов следуют из этой модели вполне естественно [203]. Исходим из равномерного распределения энергии среди начальных кварков в системе центра масс. Ясно, что две конечные частицы, которые возникают из рекомбинации кварков мишени с двумя налетающими кварками, будут обладать гораздо большей энергией, чем любая из обра-

зовавшихся частиц (волнистые линии). Следовательно, факт появления так называемых «частиц-лидеров», быстрых в системе центра масс и несущих относительно большую долю кинетической энергии, естественно вытекает здесь из аддитивности. Отметим, что в этой картине заряд и (или) странность частиц-лидеров могут отличаться от соответствующих величин налетающей частицы только на одну единицу. Кроме того, модель предсказывает

$$K_{\pi P}^{\max} = \frac{5}{12}, \quad K_{PP}^{\max} = \frac{1}{3}, \quad (18.8)$$

где K_{AB} — степень неупругости столкновения $A + B$, т. е. доля имеющейся кинетической энергии, переходящая в рождение частиц. Максимальное значение этой величины K_{AB}^{\max} получается в том случае, когда в соответствующем процессе рождения при столкновении кварка с кварком или антикварком степень неупругости равна 1. Поэтому в предположении статистической картины указанного процесса мы ожидаем, что это значение достигается в пределе очень больших энергий. Данные по космическим лучам не противоречат результату, выражаемому формулами (8.8) [206].

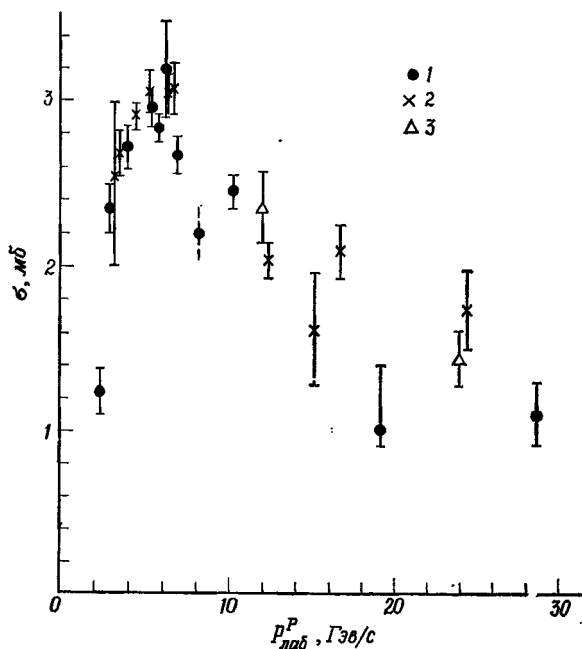
Эту модель можно использовать для того, чтобы связать многопионные сечения рождения, индуцируемые в пион-нуклонных и нуклон-нуклонных соударениях [203—205]. В явном виде

$$\sigma [NN \rightarrow NN(n-1)\pi] = \frac{3}{2} \sigma [\pi N \rightarrow Nn\pi], \quad (18.9)$$

где $n - 1$ — число образовавшихся пионов, σ — сечения для частиц с нулевым зарядом и изоспином. При выводе этого соотношения предполагается, что 1) интегралы перекрытия слева и справа не зависят от индексов кварков и адронов (см. гл. 17, § 1), 2) вероятность перехода является некогерентной суммой всех возможных индивидуальных кварк-кварковых вкладов и 3) эти последние при данном n одинаковы для всех qq - и $\bar{q}q$ -взаимодействий. Тогда множитель $3/2$ в (18.9) обусловлен тем, что в NN -рассеянии имеются девять членов, а в πN -рассеянии их шесть.

Чтобы получить из (18.9) соотношения между реакциями с определенными зарядовыми конфигурациями, пред-

положим, что все зарядовые конфигурации, допускаемые законом сохранения изоспина, распределены статистически в канале рождения $n - 1$ частицы; тогда статистический вес каждой конфигурации вычисляется из коэф-



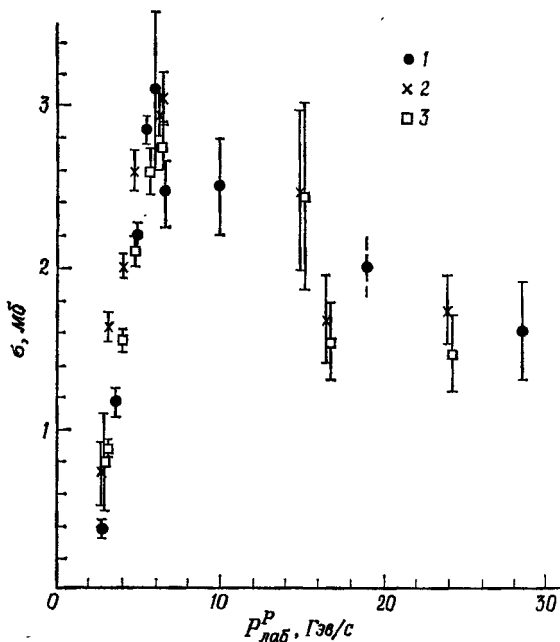
Ф и г. 16. Проверка соотношения типа (18.9) при $n = 3$ [204]. 1 — измеренные значения $\sigma (PP \rightarrow PP\pi^+\pi^-)$; 2 — предсказания $\sigma (PP \rightarrow PP\pi^+\pi^-)$ из $\sigma (\pi^-P \rightarrow P\pi^+\pi^-)$; 3 — предсказания $\sigma (PP \rightarrow PP\pi^+\pi^-)$ из $\sigma (\pi^+P \rightarrow P2\pi^+\pi^-)$.

фициентов Клебша — Гордона для изоспина. Анализ различных многопионных экспериментов, по-видимому, подтверждает это предположение [207]. Таким способом из (18.9) получаем соотношения типа

$$\frac{\sigma (PP \rightarrow PP\pi^+\pi^-\pi^0)}{\sigma (\pi^-P \rightarrow P2\pi^+\pi^0)} = 1,12. \quad (18.10)$$

Оказывается, что измеренные сечения великолепно согласуются с этими соотношениями в области $3 \ll p_L^P \ll$

≤ 24 Гэв/с, если сравнить сечения реакций, индуцируемых NN и πN при импульсах в лабораторной системе, находящихся в отношении 3:2, как это предложено в гл. 14. Это ясно видно из фиг. 16 и 17, взятых из статьи



Фиг. 17. Проверка соотношения типа (18.9) при $n = 4$ [204].

1 — измеренные значения $\sigma (PP \rightarrow PN2\pi^+\pi^-)$; 2 — предсказания $\sigma (PP \rightarrow PN2\pi^+\pi^-)$ из $\sigma (\pi^-P \rightarrow P2\pi^-\pi^+\pi^0)$; 3 — предсказания $\sigma (PP \rightarrow PN2\pi^+\pi^-)$ из $\sigma (\pi^-P \rightarrow N2\pi^+2\pi^-)$.

Затца [204]. Необходимые пояснения даны в подписях к этим фигурам. Ожидается, что соотношения такого типа имеют смысл только далеко за порогом рождения рассматриваемых каналов.

Объединяя эту модель с моделью фоторождения, описанной в гл. 17, § 4, мы приходим к соотношениям между сечениями при высоких энергиях для процессов типа $\pi N \rightarrow X$ и $\gamma N \rightarrow X$, где X — любое допустимое многопионное состояние адронов [205]. Здесь также наблюдается замечательное согласие с имеющимися данными.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Покажем кратко, каким образом можно прийти к формуле аддитивности (14.5) для амплитуды рассеяния упругой реакции

$$A(\mathbf{p}) + B(-\mathbf{p}) = A(\mathbf{p} + \mathbf{q}) + B(-\mathbf{p} - \mathbf{q})$$

при высоких энергиях. Импульсы указаны в системе центра масс; $|\mathbf{q}|^2 = -t$. Мы будем действовать в рамках формализма прицельного параметра, развитого Глаубером [164—166] для случая рассеяния адронов на ядрах.

Пусть \mathbf{r}_i (\mathbf{r}_j) — радиус-вектор кварка i (j) в адроне A (B) относительно центра масс адрона A (B) [индекс i (j) пробегает номера всех n_A (n_B) кварков в адроне A (B)]; пусть \mathbf{b} — прицельный параметр центра масс адрона A относительно центра масс адрона B , а \mathbf{b}_{ij} — прицельный параметр центра масс кварка i из адрона A относительно центра масс кварка j из адрона B . Поскольку при высоких энергиях и малых углах рассеяния вектор \mathbf{q} находится в плоскости прицельного параметра, т. е. в плоскости, перпендикулярной вектору \mathbf{p} , имеем, очевидно,

$$\mathbf{b}_{ij} \cdot \mathbf{q} = (\mathbf{b} + \mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) \cdot \mathbf{q}. \quad (\text{A.1})$$

Выделив движение центра масс адронов, что приводит к дельта-функции, выражающей закон сохранения импульса (см. приложение в работе [166]), мы можем записать полную амплитуду, определенную (14.2), в виде следующего двумерного преобразования Фурье (мы опускаем переменную энергии):

$$T_{AB}(\mathbf{q}) = \frac{i}{2\pi} \int d\mathbf{b} e^{-i\mathbf{q} \cdot \mathbf{b}} \eta_{AB}(\mathbf{b}), \quad (\text{A.2})$$

где

$$\begin{aligned} \eta_{AB}(\mathbf{b}) &\equiv 1 - \exp[2i\delta_{AB}(\mathbf{b})] = \\ &= \int d\tau_A \int d\tau_B |f(A, \{\mathbf{r}_i\})|^2 |f(B, \{\mathbf{r}_j\})|^2 \eta_{AB}(\{\mathbf{b}_{ij}\}), \quad (\text{A.3}) \\ \eta_{AB}(\{\mathbf{b}_{ij}\}) &= 1 - \exp[2i\delta_{AB}(\{\mathbf{b}_{ij}\})], \end{aligned}$$

$$d\tau_A = \prod d\mathbf{r}_i \delta\left(\frac{1}{n_A} \sum \mathbf{r}_i\right), \quad d\tau_B = \prod d\mathbf{r}_j \delta\left(\frac{1}{n_B} \sum \mathbf{r}_j\right).$$

Здесь через $\{x\}$ обозначена система всех возможных векторов x . Функции f — это волновые функции во внутреннем пространстве; дельта-функции выражают тот факт, что при интегрировании центры масс адронов остаются фиксированными в начале координат. Наконец, δ_{AB} — фазовые сдвиги рассеяния как непрерывные функции прицельных параметров.

Предположение аддитивности равносильно записи

$$\eta_{AB}(\{b_{ij}\}) = \sum_{ij} \eta_{ij}(b_{ij}) = \sum_{ij} [1 - e^{2i\delta_{ij}(b_{ij})}], \quad (\text{A.4})$$

где $\eta_{ij}(b_{ij})$ связано с амплитудой $T_{ij}(q')$ упругого рассеяния двух квазисвободных кварков i и j соотношением, аналогичным (A.2):

$$T_{ij}(q') = \frac{i}{2\pi} \int db_{ij} e^{-iq' \cdot b_{ij}} \eta_{ij}(b_{ij}). \quad (\text{A.5})$$

Объединяя (A.1)–(A.5), приходим к желаемому результату

$$T_{AB}(q) = \sum_{ij} T_{ij}(q) F_i^A(q) F_j^B(-q), \quad (\text{A.6})$$

где формфактор $F_i^A(q) \equiv F_i^{AA}(q)$ задается формулой

$$F_i^A(q) = \int d\tau_A |f(A, \{r_i\})|^2 e^{i\tau_A \cdot q} \quad (\text{A.7})$$

и аналогично F_j^B . Формфакторы, или интегралы перекрытия, появляющиеся в неупругих процессах или процессах распада, совпадают с (A.7) с точностью до замены $|f(A, \{r_i\})|^2$ на $f^*(A, \{r_i\}) f(A', \{r_i\})$, где A' отличается от A [ср. (5.11)].

Если вместо (A.4) (аддитивности амплитуд) мы используем предположение Глаубера [164–166]

$$\delta_{AB}(\{b_{ij}\}) = \sum_{ij} \delta_{ij}(b_{ij}) \quad (\text{A.8})$$

(аддитивность фазовых сдвигов), то получается разложение T_{AB} в ряд по степеням кварк-кварковых амплитуд, где (A.6) является первым членом, а второй и следующие члены отвечают поправкам на многократное рассеяние. Это разложение послужило отправным пунктом для нескольких авторов [167–173], рассматривавших такие поправки (учет которых важен при изучении рассеяния адронов на ядрах) в модели кварков (см. гл. 16, § 3).

ЛИТЕРАТУРА

1. *Gell-Mann M.*, Phys. Letters, 8, 214 (1964) (дополнение 1 в настоящем издании).
2. *Zweig G.*, CERN Preprints TH 401, 412 (1964).
3. *Fermi E., Yang C. N.*, Phys. Rev., 76, 1739 (1949).
4. *Weisskopf V. F.*, $SU_2 \rightarrow SU_3 \rightarrow SU_6$, CERN Lectures, CERN Rept. 66-19, May 1966.
5. *De Swart J. J.*, Rev. Mod. Phys., 35, 916 (1963) [см. перевод: Успехи физич. наук, 84, 651 (1964)].
6. *De Swart J. J.*, в книге Proceedings of the 1966 CERN School of Physics, Ecole d'Ete de Physique Theorique, DeWitt C., Jacob M., Eds., 1965, New York, 1966.
7. *Dalitz R. H.*, в книге High Energy Physics, Ecole d'Ete de Physique Theorique, DeWitt C., Jacob M., Eds., 1965, New York, 1966.
8. *Massam T., Zichichi A.*, Nuovo Cimento, 43, 227 (1966).
9. *Gell-Mann M., Ne'eman Y.*, The Eightfold Way, New York, 1964.
10. *Gürsey F., Radicati L. A.*, Phys. Rev. Letters, 13, 173 (1964).
11. *Sakita B.*, Phys. Rev., 136, B1756 (1964).
12. *Gürsey F., Pais A., Radicati L. A.*, Phys. Rev. Letters, 13, 299 (1964).
13. *Lederman L.*, Comments Nucl. Particle Physics, 1, 155 (1967).
14. *Massam T.*, CERN Report 68-24, July 1968.
15. *Dalitz R. H.*, в книге XIIIth International Conference on High Energy Physics, Berkeley 1966, 1967.
16. *Dalitz R. H.*, Report presented at the Topical Conference on πN Scattering, Irvine, California, December 1967.
17. *Dalitz R. H.*, Report presented at the Topical Conference on Meson Spectroscopy, Philadelphia, May 1968.
18. *Зельдович Я. Б., Ожунь Л. Б., Пикельнер С. Б.*, Phys. Letters, 17, 1964 (1965).
19. *Зельдович Я. Б., Ожунь Л. Б., Пикельнер С. Б.*, Успехи физич. наук, 87, 113 (1965).
20. *Nir A.*, Phys. Rev. Letters, 19, 337 (1967).
21. *Chupka W. A., Schiffer J. P., Stevens C. M.*, Phys. Rev. Letters, 17, 60 (1966).
22. *Domokos G., Fulton T.*, Phys. Letters, 20, 546 (1966).
23. *Becchi C., Gallinaro G., Morpurgo G.*, Nuovo Cimento, 39, 409 (1965).
24. *Leacock R. A., Beavers W. I., Daub C. T.*, Preprint, Iowa State University, 1967.
25. *Massam T. et al.*, Nuovo Cimento, 40, 589 (1965).
26. *Kasha H. et al.*, Phys. Rev., 154, 1263 (1967).
27. *Damgaard G. et al.*, Phys. Letters, 17, 152 (1965).
28. *Lamb R. C. et al.*, Phys. Rev. Letters, 17, 1068 (1966).
29. *Leipuner L. B. et al.*, Phys. Rev. Letters, 12, 423 (1964).
30. *Blum W. et al.*, Phys. Rev. Letters, 13, 353a (1964).
31. *Dorfan D. E. et al.*, Phys. Rev. Letters, 14, 999 (1965).

32. Максименко В. М. и др., Письма ЖЭТФ, 3, 340 (1966).
33. Hagedorn R., Nuovo Cimento Suppl., 6, 311 (1968).
34. Buhler-Broglin A. et al., Nuovo Cimento, 49, 209 (1967).
35. Kasha H. et al., Phys. Rev. Letters, 20, 217 (1968).
36. De Swart J. J., Phys. Rev. Letters, 18, 618 (1967).
37. Schiff L. I., Phys. Rev. Letters, 17, 612, 714 (1966).
38. Morpurgo G., Physics, 2, 95 (1965) (дополнение 5 в настоящем издании).
39. Nambu Y., в книге Symmetry Principles at High-Energy, Proceedings of the Second Coral Gables Conference, Kursunoglu B., Perlmutter A., Sakmar I., Eds., London, 1967.
40. Greenberg O. W., Phys. Rev., 147, 1077 (1966).
41. Lipkin H. J., Nucl. Phys., B1, 597 (1967).
42. Vaczy H., Nuys J., Van Hove L., Phys. Letters, 9, 279 (1964) (дополнение 2 в настоящем издании).
43. Han M. Y., Nambu Y., Phys. Rev., 139, B1006 (1965) (дополнение 3 в настоящем издании).
44. Cabibbo N., Maiani L., Preparata G., Phys. Letters, 25B, 132 (1967).
45. Okubo S., Progr. Theor. Phys. (Kyoto), Suppl., 37, 38, 114 (1966).
46. Rosenfeld A. H. et al., Rev. Mod. Phys., 41, № 1, January (1969).
47. Thirring W., Acta Phys. Austriaca, Suppl. II, 205 (1965).
48. Thirring W., в книге Proceedings of the 5th International University Meeting at Schladming 1966, Vienna, 1966.
49. Morpurgo G., Phys. Letters, 20, 684 (1966).
50. Greenberg O. W., Zwanziger D., Phys. Rev., 150, 1177 (1966).
51. Kuo T. K., Radicati L. A., Phys. Rev., 139, B746 (1965).
52. Mitra A. N., Majumdar R., Phys. Rev., 150, 1194 (1966).
53. Kreps R. E., de Swart J. J., Phys. Rev., 162, 1729 (1967).
54. Coward D. H. et al., Phys. Rev. Letters, 20, 292 (1968).
55. Greenberg O. W., Phys. Rev. Letters, 13, 598 (1964) (дополнение 4 в настоящем издании).
56. Greenberg O. W., Resnikoff M., Phys. Rev., 163, 1844 (1967).
57. Delbourgo R., Salam A., Strathdee J., Phys. Letters, 21, 455 (1966).
58. Fischer J., Limic N., Niederle J., Raczka R., Nuovo Cimento, 55, 33 (1968).
59. Llewellyn Smith C. H., Nuovo Cimento, A60, 348 (1969).
60. Pagnamenta A., Nuovo Cimento, 53, 30 (1968).
61. Federman P., Rubinstein H. R., Talmi I., Phys. Letters, 22, 208 (1966).
62. Rubinstein H. R., Phys. Letters, 22, 210 (1966).
63. Rubinstein H. R., Phys. Rev. Letters, 17, 41 (1966).
64. Gal A., Scheck F., Nucl. Phys., B2, 110 (1967).
65. Morrison D. R. O., Phys. Letters, 25B, 238 (1967).
66. Chikovani G. et al., Phys. Letters, 25B, 44 (1967).
67. Goldhaber G., Firestone A., Shen B. C., Phys. Rev. Letters, 19, 972 (1967).
68. Focacci M. N. et al., Phys. Rev. Letters, 17, 890 (1966).
69. Dubal L. et al., Nucl. Phys., B3, 435 (1967).

70. Goldhaber G., в книге Proceedings of the 1967 CERN School of Physics (CERN 67-24, Sept. 1967), Vol. 3.
71. Crennell D. J. et al., Phys. Rev. Letters, 18, 323 (1967).
72. Johnston T. F. et al., Phys. Rev. Letters, 20, 1414 (1968).
73. Sutherland D. G., Nucl. Phys., B2, 157 (1967).
74. Goldhaber G., Phys. Rev. Letters, 19, 976 (1967).
75. Donnachie A., Kirsopp R. G., Lovelace C., Phys. Letters, 26B, 161 (1967).
76. Faiman D., Hendry A. W., Phys. Rev., 173, 1720 (1968).
77. Mitra A. N., Nuovo Cimento, B58, 344 (1968).
78. Zweig G., Paper presented at the Topical Conference on Meson Spectroscopy, Philadelphia, May 1968.
79. Harari H., Morpurgo G., в книге Proceedings of the 14th International Conference on High Energy Physics, Prentki J., Steinberger J., Eds., CERN, Geneva, 1968.
80. Belletini G. et al., Phys. Letters, 18, 167 (1965).
81. Foley K. et al., Phys. Rev. Letters, 19, 397 (1967).
82. Bell R. B., et al., Phys. Rev. Letters, 20, 164 (1968).
83. Meyer J., в книге Proceedings of the Heidelberg International Conference on Elementary Particles, Amsterdam 1968, p. 117.
84. Krammer M., Lomon E. L., Phys. Rev. Letters, 20, 71 (1968).
85. Bassompierre G. et al., Phys. Letters, 27B, 468 (1968).
86. Van Royen R., Weisskopf V. F., Nuovo Cimento, 50, 617 (1967).
87. Van Royen R., Weisskopf V. F., Nuovo Cimento, 51, 583 (1967).
88. Cabibbo N., Phys. Rev. Letters, 10, 531 (1963).
89. Герштейн С. С., Зельдович Я. Б., ЖЭТФ, 29, 698 (1955).
90. Feynman R. P., Gell-Mann M., Phys. Rev., 109, 193 (1958).
91. Dar A., Preprint, MIT, 1967.
92. Боголюбов Н. Н., Струминский Б. В., Тавхелидзе А. Н., препринт ОИЯИ Д-1968, 1965.
93. Боголюбов Н. Н., Матвеев В. А., Тавхелидзе А. Н., Nuovo Cimento, 48, 132 (1967).
94. Боголюбов Н. Н., препринт ОИЯИ, 1967.
95. Матвеев В. А., Струминский Б. В., Тавхелидзе А. Н., препринт ОИЯИ Р-2524, 1965.
96. Källén G., Elementary Particle Physics, London, 1964 (см. перевод: Г. Челлен, Физика элементарных частиц, М., 1966).
97. Akerlof C. W. et al., Phys. Rev., 163, 1482 (1967).
98. Badier S., Phys. Letters, 24B, 157 (1967).
99. Алиев М. К., Струминский Б. В., препринт ОИЯИ Р-3603, 1967.
100. Герасимов С. Б., ЖЭТФ, 50, 1559 (1966).
101. Левин Е. М., Франкфурт Л. Л., Ядерная физика, 3, 1135 (1966).
102. Rubinstein H. R., Scheck F., Socolow R., Phys. Rev., 154, 1608 (1967).
103. Beg M. A., Lee B. W., Pats A., Phys. Rev. Letters, 13, 514 (1964).
104. Combe J. et al., Zs. Naturforsch., 21a, 1757 (1966).
105. Lipkin H. J., Tavkhelidze A. N., Phys. Letters, 17, 331 (1965).

106. *Becchi C., Morpurgo G.*, Phys. Rev., **140B**, 687 (1965).
107. *Анисович В. В. и др.*, Phys. Letters, **16**, 194 (1965).
108. *Thirring W.*, Phys. Letters, **16**, 335 (1965).
109. *Соловьев Л. Д.*, Phys. Letters, **16**, 345 (1965).
110. *Becchi C., Morpurgo G.*, Phys. Letters, **17**, 352 (1965).
111. *Dalitz R. H., Sutherland D.-G.*, Phys. Rev., **146**, 1180 (1966).
112. *Moorhouse R. G.*, Phys. Rev. Letters, **16**, 772, 968 (1966).
113. *Pietschmann H., Thirring W.*, Preprint, University of Vienna, Scientific Note No. 32, 1965.
114. *Asbury J. G. et al.*, Phys. Rev. Letters, **19**, 869 (1967).
115. *Nambu Y., Sakurai J. J.*, Phys. Rev. Letters, **8**, 79 (1962).
116. *Gell-Mann M., Zachariasen F.*, Phys. Rev., **124**, 953 (1961).
117. *Gell-Mann M., Sharp D. H., Wagner W.*, Phys. Rev. Letters, **8**, 261 (1962).
118. *Von Dardel G. et al.*, Phys. Letters, **4**, 51 (1963).
119. *Belletini G. et al.*, Nuovo Cimento, **40A**, 1139 (1965).
120. *Butterworth I.*, в книге Proceedings of the Heidelberg International Conference on Elementary Particles, Heidelberg, September 1967, Amsterdam, 1968, p. 11.
121. *Bemporad C. et al.*, Phys. Letters, **25B**, 380 (1967).
122. *Becchi C., Morpurgo G.*, Preprint, University of Genova, January 1966.
123. *Roos M.*, Nucl. Phys., **B2**, 615 (1967).
124. *Mitra A. N., Ross M.*, Phys. Rev., **158**, 1630 (1967).
125. *Lipkin H. J., Rubinstein H. R., Stern H.*, Phys. Rev., **161**, 1502 (1967).
126. *Левин Е. М., Франкфурт Л. Л.*, Письма ЖЭТФ, **2**, 105 (1965).
127. *Lipkin H. J., Scheck F.*, Phys. Rev. Letters, **16**, 71 (1966).
128. *Kokkedee J. J. J., Van Hove L.*, Nuovo Cimento, **42**, 711 (1966).
129. *Van Hove L.*, Paper presented at the Conference on High Energy Two-Body Reactions, Stony Brook, April 1966.
130. *Van Hove L.*, в книге Particle Physics at High Energies, Priest T. W.; Vick L. L. J., Eds., Edinburgh, 1967.
131. *Lipkin H. J.*, Phys. Rev. Letters, **16**, 1015 (1966).
132. *Kokkedee J. J. J.*, Phys. Letters, **22**, 88 (1966).
133. *Kokkedee J. J. J., Van Hove L.*, Nucl. Phys., **B1**, 169 (1967).
134. *Alexander G., Lipkin H. J., Scheck F.*, Phys. Rev. Letters, **17**, 412 (1966).
135. *Lipkin H. J., Scheck F., Stern H.*, Phys. Rev., **152**, 1325 (1966).
136. *Itzykson C., Jacob M.*, Nuovo Cimento, **48A**, 909 (1967).
137. *Locher M. P., Römer H.*, Phys. Letters, **23**, 496 (1966).
138. *Lipkin H. J., Scheck F.*, Phys. Rev. Letters, **18**, 347 (1967).
139. *Friar J. L., Trefil J. S.*, Nuovo Cimento, **49**, 642 (1967).
140. *Kajantie K., Trefil J. S.*, Nucl. Phys., **B2**, 243 (1967).
141. *Bialas A., Gula A., Muryn B.*, Acta Phys. Polon., **32**, 443 (1967).
142. *Gorczyca B.*, Acta Phys. Polon., **33**, 471 (1968).
143. *Bialas A., Zalewski K.*, Nucl. Phys., **B6**, 449 (1968).
144. *Joos H.*, Phys. Letters, **24B**, 103 (1967).
145. *Kajantie K., Trefil J. S.*, Phys. Letters, **24B**, 106 (1967).
146. *Böckmann K. et al.*, Nuovo Cimento, **42A**, 954 (1966).
147. *Ferbel T. et al.*, Phys. Rev., **173**, 1307 (1968).

148. *Kokkedee J. J. J.*, Nuovo Cimento, 43, 919 (1966).
149. *Foley K. et al.*, Phys. Rev. Letters, 19, 193, 857 (1967).
150. *Померанчук И.*, ЖЭТФ, 34, 725 (1958).
151. *Van Hove L.*, Phys. Letters, 5, 252 (1963).
152. *Gell-Mann M.*, Phys. Rev. Letters, 8, 263 (1962).
153. *Грибов В. Н., Померанчук И.*, Phys. Rev. Letters, 8, 343 (1962).
154. *Wetherell A.*, в книге Proceedings of the XIIIth International Conference on High Energy Physics, Berkeley, 1966, 1967, p. 272.
155. *Wu T. T., Yang C. N.*, Phys. Rev., 137, B708 (1965).
156. *Galbraith W. et al.*, Phys. Rev., 138, B913 (1965).
157. *Baker W. F. et al.*, Phys. Rev., 129, 2285 (1963).
158. *Citron A. et al.*, Phys. Rev. Letters, 13, 205 (1964).
159. *Foley K. et al.*, Phys. Rev. Letters, 19, 330 (1967).
160. *Rarita W., Ridell R. J., Chiu C. B., Phillips R. J. N.*, Phys. Rev., 165, 1615 (1968).
161. *Bassano D. et al.*, Phys. Rev., 160, 1239 (1967).
162. *Asbury J. G. et al.*, Phys. Rev. Letters, 19, 865 (1967).
163. *Lohrmann E.*, в книге Proceedings of the Topical Conference on High Energy Collisions of Hadrons, vol. 1, CERN Rept. 68-7, February 1968, p. 556.
164. *Glauber R. J.*, в книге Lectures in Theoretical Physics, vol. 1, New York, 1959, p. 315.
165. *Franco V., Glauber R. J.*, Phys. Rev., 142, 1195 (1966).
166. *Glauber R. J.*, в книге High Energy Physics and Nuclear Structure, Alexander G., Ed., Amsterdam, 1967, p. 311.
167. *Harrington D. R.*, Phys. Rev., 170, 1460 (1968).
168. *Franco V.*, Phys. Rev. Letters, 18, 1159 (1967).
169. *Barnhill M. V.*, Phys. Rev., 163, 1735 (1967).
170. *Deloff A.*, Nucl. Phys., B2, 597 (1967).
171. *Harrington D. R., Pagnamento A.*, Phys. Rev., 173, 1599 (1968).
172. *Dean N. W.*, Nucl. Phys., B4, 534 (1968).
173. *Dean N. W.*, Nucl. Phys., B7, 311 (1968).
174. *Bell J. S.*, Phys. Rev. Letters, 13, 57 (1964).
175. *Freund P. G. O.*, Phys. Rev. Letters, 15, 929 (1965).
176. *Freund P. G. O.*, Nuovo Cimento, 46A, 563 (1966).
177. *Cabibbo N., Horwitz L., Ne'eman Y.*, Phys. Letters, 22, 336 (1966).
178. *Cabibbo N., Kokkedee J. J. J., Horwitz L., Ne'eman Y.*, Nuovo Cimento, 45, 275 (1966).
179. *Bialas A., Zalewski K.*, Nuovo Cimento, 46A, 425 (1966).
180. *Daboul J.*, Nuovo Cimento, 50, 850 (1967).
181. *Lipkin H. J.*, в книге High Energy Physics and Nuclear Structure, Alexander G., Ed., Amsterdam, 1967, p. 363.
182. *Morrison D. R. O.*, Review of Inelastic Two-Body Reactions, CERN TC 66-20, August 1966.
183. *Koba Z.*, Prog. Theor. Phys. Suppl. Extra Number (1965).
184. *Van Hove L.*, в книге Preludes in Theoretical Physics, de-Shalit A., Feshbach H., Van Hove L., Eds., Amsterdam, 1966, p. 44.
185. *Bialas A., Zalewski K.*, Phys. Letters, 26B, 170 (1967).
186. *Bialas A., Zalewski K.*, Nucl. Phys., B6, 465, 478 (1968).

187. *Mott J. et al.*, Phys. Rev. Letters, **18**, 355 (1967).
188. *Panowsky W. H. K.*, в книге Proceedings of the Heidelberg International Conference on Elementary Particles, Amsterdam 1968, p. 37 (см. перевод в сборнике «Электромагнитные взаимодействия и структура элементарных частиц», изд-во «Мир», 1969).
189. Bonn - Durham-Nijmegen - Paris-Strasbourg-Turin-Collaboration, в книге Proceedings of the Topical Conference on High Energy Collisions of Hadrons, Vol. II, CERN Rept. 68-7, February 1968, p. 150; Phys. Letters, **28B**, 72 (1968).
190. *Kupsch J.*, Phys. Letters, **22**, 690 (1966).
191. *Kajantie K., Trefil J. S.*, Nucl. Phys., **B1**, 648 (1967).
192. *Bialas A., Gula A., Muryn B., Zalewski K.*, Nucl. Phys., **B6**, 483 (1968).
193. *Berman S. M., Drell S. D.*, Phys. Rev., **133**, B791 (1964).
194. *Joos H.*, в книге Special Problems in High Energy Physics, Urban P., Ed., Vienna, 1967, p. 320.
195. German Bubble Chamber Collaboration, Phys. Letters, **27B**, 54 (1968).
196. *Rubinstein H. R., Stern H.*, Phys. Letters, **21**, 447 (1966).
197. *Patera J., Simak V.*, Preprint Prague 67-1, 1967.
198. *Harte J., Sokolow R. H., Vandermeulen J., Zalewski K.*, Preprint CERN, 701, 1966.
199. *Harte J., Socolow R. H., Vandermeulen J.*, Nuovo Cimento, **49**, 555 (1967).
200. *Elitzur M., Rubinstein H. R.*, Phys. Rev. Letters, **18**, 417 (1967).
201. *Freund P. G. O.*, Phys. Rev. Letters, **15**, 929 (1965).
202. *Levinson C. A., Wall N. S., Lipkin H. J.*, Phys. Rev. Letters, **17**, 1122 (1966).
203. *Satz H.*, Phys. Letters, **25B**, 27 (1967).
204. *Satz H.*, Phys. Rev. Letters, **19**, 1453 (1967).
205. *Satz H.*, Phys. Letters, **25B**, 220 (1967).
206. *Rybicki K.*, Nuovo Cimento, **49**, 233 (1967).
207. *Zalewski K., Danysz J. A.*, Nucl. Phys., **B2**, 249 (1967).
208. *Werle J.*, Warsaw Preprint, June 1966.
209. *Greenberg J. S. et al.*, Phys. Rev. Letters, **20**, 221 (1968).
210. *Auslander V. L. et al.*, Phys. Letters, **25B**, 433 (1967).

ДОПОЛНЕНИЯ

1. СХЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ БАРИОНОВ И МЕЗОНОВ

*М. Гелл-Манн*¹⁾

Если мы предположим, что сильные взаимодействия барионов и мезонов правильно описываются в терминах нарушенного «восьмеричного пути» [1—3], то невольно возникает желание поискать какое-то фундаментальное объяснение этой ситуации. В высшей степени многообещающим подходом является чисто динамическая модель зашнуровки для всех сильно взаимодействующих частиц, в которой можно попытаться вывести законы сохранения изотопического спина и странности, а также нарушенную восьмеричную симметрию из одного только условия самосогласованности [4—8]. Конечно, при наличии одних только сильных взаимодействий нельзя конкретизировать ориентацию асимметрии в унитарном пространстве; можно надеяться, что отбор электромагнитными и слабыми взаимодействиями конкретных компонент F -спина определяет каким-то образом выбор направлений изотопического спина и гиперзаряда.

Даже если мы рассматриваем амплитуды рассеяния сильно взаимодействующих частиц только на массовой оболочке и описываем матричные элементы слабых, электромагнитных и гравитационных взаимодействий с помощью дисперсионной теории, существуют еще глубокие и важные вопросы, касающиеся алгебраических свойств этих взаимодействий, которые до сих пор обсуждались только путем абстрагирования этих свойств из формальной теоретико-полевой модели, основанной на фундаментальных объектах [3], из которых построены барионы и мезоны.

¹⁾ М. G e l l - M a n n, Phys. Letters, 8, 214 (1964).

Если бы эти объекты были октетами, то мы могли бы ожидать, что лежащая в их основе группа симметрии является группой $SU(8)$, а не $SU(3)$. Поэтому возникает искушение попытаться использовать в качестве фундаментальных объектов унитарные триплеты. Унитарный триплет t состоит из изотопического синглета s с электрическим зарядом z (в единицах e) и изотопического дублета (u, d) с зарядами соответственно $z + 1$ и z . Антитриплет \bar{t} имеет, конечно, противоположные знаки зарядов. Полная симметрия между членами триплета приводит к точному восьмеричному пути, тогда как, например, разность масс между изотопическим дублетом и синглетом приводит к нарушению первого порядка.

Для любого значения z и спина триплета мы можем построить барионные октеты из базисного нейтрального барионного синглета b , беря комбинации $(b\bar{t}\bar{t})$, $(b\bar{t}\bar{t}\bar{t})$ и т. д.¹⁾ Из $(b\bar{t}\bar{t})$ мы приходим к представлениям 1 и 8, тогда как из $(b\bar{t}\bar{t}\bar{t})$ мы приходим к представлениям 1, 8, 10, $\bar{10}$ и 27. Подобным же способом можно построить мезонные синглеты и октеты из $(t\bar{t})$, $(t\bar{t}\bar{t}\bar{t})$ и т. д. Квантовое число $n_t - n_{\bar{t}}$ должно быть равным нулю для всех известных барионов и мезонов. Наиболее интересным примером такой модели является модель, в которой спин триплета равен $1/2$, а $z = -1$, так что четыре частицы d^- , s^- , u^0 и b^0 обнаруживают параллель с лептонами.

Можно построить более простую и изящную схему, если допустить нецелые значения зарядов. Мы можем полностью обойтись без базисного бариона b , если припишем триплету t следующие свойства: спин $1/2$, $z = -1/3$ и барионное число $1/3$. В дальнейшем члены этого триплета $u^{2/3}$, $d^{-1/3}$ и $s^{-1/3}$ мы называем «кварками» q [10], а члены антитриплета — антикварками \bar{q} . Барионы можно построить теперь из кварков, если использовать комбинации (qqq) , $(qqq\bar{q}\bar{q})$ и т. д., тогда как мезоны строятся из $(q\bar{q})$, $(qq\bar{q}\bar{q})$ и т. д. Предполагается, что низшая барионная конфигурация (qqq) дает в точности представления 1, 8

¹⁾ Это аналогично подходу в работе [1]. См. также [5].

и 10, которые и наблюдались, тогда как низшая мезонная конфигурация ($q\bar{q}$) дает представления 1 и 8.

Формальную математическую модель, основанную на теории поля, можно построить для кварков точно так же, как для частиц p , n , Λ в старой модели Сакаги, например [3], приписывая все сильные взаимодействия полю нейтрального векторного мезона, взаимодействующего симметрично со всеми тремя частицами. В таком подходе электромагнитный ток (в единицах e) равен в точности

$$i \left\{ \frac{2}{3} \bar{u}\gamma_\alpha u - \frac{1}{3} \bar{d}\gamma_\alpha d - \frac{1}{3} \bar{s}\gamma_\alpha s \right\},$$

или $\mathcal{F}_{3\alpha} + \mathcal{F}_{8\alpha}/\sqrt{3}$ в обозначениях работы [3]. Слабый ток можно взять из модели Сакаги в виде, предложенном Гелл-Манном и Леви [11], а именно $i\bar{p}\gamma_\alpha (1 + \gamma_5) (n \cos\theta + \Lambda \sin\theta)$, что в кварковой схеме приводит к выражению¹⁾

$$i\bar{u}\gamma_\alpha (1 + \gamma_5) (d \cos\theta + s \sin\theta)$$

или в обозначениях работы [3]

$$\begin{aligned} & [\mathcal{F}_{1\alpha} + \mathcal{F}_{1\alpha}^5 + i(\mathcal{F}_{2\alpha} + \mathcal{F}_{2\alpha}^5)] \cos\theta + \\ & + [\mathcal{F}_{4\alpha} + \mathcal{F}_{4\alpha}^5 + i(\mathcal{F}_{5\alpha} + \mathcal{F}_{5\alpha}^5)] \sin\theta. \end{aligned}$$

Таким образом, мы получаем все черты картины слабого тока Кабиббо, а именно правила $|\Delta I| = 1$, $\Delta Y = 0$ и $|\Delta I| = 1/2$, $\Delta Y / \Delta Q = +1$, сохраняющийся ток с $\Delta Y = 0$ с коэффициентом $\cos\theta$, векторный ток вообще как компоненту тока F -спина и аксиальный ток, преобразующийся под действием $SU(3)$ как та же компонента другого октета. Более того, мы имеем [3] одновременные коммутационные соотношения для четвертых компонент

¹⁾ Очевидна параллель с выражениями $i\bar{v}_e \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) e$ и $i\bar{v}_\mu \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) \mu$. Аналогично в рассмотренной выше модели с d^- , s^- , u^0 и b^0 следует взять слабый ток в виде $i(\bar{b}^0 \cos\theta + \bar{u}^0 \sin\theta) \times \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) s^- + i(\bar{u}^0 \cos\theta - \bar{b}^0 \sin\theta) \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) d^-$. Та часть тока, для которой $\Delta(n_t - n_{\bar{t}}) = 0$, равна в точности $i\bar{u}^0 \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) \times (d^- \cos\theta + s^- \sin\theta)$.

ТОКОВ:

$$[\mathcal{F}_{j_4}(x) \pm \mathcal{F}_{j_4}^5(x), \mathcal{F}_{k_4}(x') \pm \mathcal{F}_{k_4}^5(x')] = \\ = -2f_{jkl} [\mathcal{F}_{l_4}(x) \pm \mathcal{F}_{l_4}^5(x)] \delta(x-x'),$$

$$[\mathcal{F}_{j_4}(x) \pm \mathcal{F}_{j_4}^5(x), \mathcal{F}_{k_4}(x') \mp \mathcal{F}_{k_4}^5(x')] = 0,$$

$i = 1, 2, \dots, 8$, что приводит к группе $SU(3) \times SU(3)$. Мы можем также рассмотреть поведение плотности энергии $\theta_{44}(x)$ (при гравитационном взаимодействии) при коммутации с операторами $\mathcal{F}_{j_4}(x') \pm \mathcal{F}_{j_4}^5(x')$ для равных времен. Та часть, которая инвариантна относительно этой группы, будет преобразовываться по некоторому представлению группы $SU(3) \times SU(3)$, например $(3, \bar{3})$ и $(\bar{3}, 3)$, если она возникает именно из-за масс кварков.

Все эти соотношения можно теперь абстрагировать от теоретико-полевой модели и использовать в дисперсионном подходе. Амплитуды рассеяния сильно взаимодействующих частиц на массовой оболочке считаются известными; тогда имеется система линейных дисперсионных соотношений для матричных элементов слабых токов (а также для электромагнитных и гравитационных взаимодействий) в низшем порядке по этим взаимодействиям. Эти дисперсионные соотношения без вычитаний, дополненные нелинейными коммутационными соотношениями, взятыми из теории поля, могут оказаться достаточно эффективными для определения всех матричных элементов слабых токов, включая эффективные величины матричных элементов аксиального тока относительно матричных элементов векторного тока.

Любопытно поразмышлять о том, каким образом вели бы себя кварки, если бы они были физическими частицами конечной массы (вместо чисто математических сущностей, какими они были бы в пределе бесконечной массы). Поскольку заряд и барионное число сохраняются точно, один из кварков (по-видимому, $u^{2/3}$ или $d^{-1/3}$) был бы абсолютно стабильным¹⁾, тогда как другой член дублета

¹⁾ Существует альтернативная возможность, что кварки нестабильны относительно распада на барион и антикварк или на антибарион и квадратикварк. В любом случае какая-то частица с дробным зарядом должна быть абсолютно стабильной.

очень медленно переходил бы в первый посредством β -распада или K -захвата. Кварк — изотопический синглет, по-видимому, распадался бы в кварк из дублета посредством слабых взаимодействий аналогично распаду Λ в N . Обычная материя вблизи земной поверхности содержала бы примесь стабильных кварков, появившихся в результате воздействия космических лучей высокой энергии на протяжении всей истории Земли. Оценки показывают, однако, что концентрация этой примеси настолько мала, что ее никогда не удалось бы обнаружить. Поиски стабильных кварков с зарядами — $1/3$ или $+2/3$ и (или) стабильных бикварков с зарядами — $2/3$, $+1/3$ или $+4/3$ на ускорителях с наивысшей энергией помогли бы выяснить вопрос о существовании реальных кварков.

Эти представления были развиты во время визита в Колумбийский университет в марте 1963 г. Автор благодарит проф. Р. Сербера, стимулировавшего их разработку.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. *Gell-Mann M.*, California Institute of Technology Synchrotron Laboratory Report CTSL-20, 1961 (см. перевод в сборнике «Элементарные частицы и компенсирующие поля», изд-во «Мир», 1964).
2. *Ne'eman Y.*, Nuclear Phys., **26**, 222 (1961) (см. перевод в сборнике «Элементарные частицы и компенсирующие поля», изд-во «Мир», 1964).
3. *Gell-Mann M.*, Phys. Rev., **125**, 1067 (1962).
4. *Capps R. H.*, Phys. Rev. Letters, **10**, 312 (1963).
5. *Cutkosky R. E.*, *Kalckar J.*, *Tarjanne P.*, Phys. Letters, **1**, 93 (1962).
6. *Abers E.*, *Zachariasen F.*, *Zemach A. C.*, Phys. Rev., **132**, 1831 (1963).
7. *Glashow S.*, Phys. Rev., **130**, 2132 (1963).
8. *Cutkosky R. E.*, *Tarjanne P.*, Phys. Rev., **132**, 1354 (1963).
9. *Tarjanne P.*, *Teplitz V. L.*, Phys. Rev. Letters, **11**, 447 (1963).
10. *Joyce J.*, Finnegan's Wake, New York, 1939, p. 383.
11. *Gell-Mann M.*, *Levy M.*, Nuovo Cimento, **16**, 705 (1960).
12. *Cabibbo N.*, Phys. Rev. Letters, **10**, 531 (1963).

2. БАЗИСНЫЕ $SU(3)$ -ТРИПЛЕТЫ С ЦЕЛОЧИСЛЕННЫМ ЗАРЯДОМ И БАРИОННЫМ ЧИСЛОМ ЕДИНИЦА

*Х. Банри, Дж. Нуитс и Л. Ван Хов*¹⁾

Успех октетной модели $SU(3)$ -симметрии [1—3] привел к возрастанию интереса к догадкам относительно возможного существования и свойств неоткрытых пока частиц, которые принадлежали бы базисным представлениям $\mathbf{3}$ и $\bar{\mathbf{3}}$ группы $SU(3)$ и являлись строительными блоками мезонов и барионов с силами связи, обусловленными сильными взаимодействиями. Установленные до сих пор мезонные $SU(3)$ -мультиплеты принадлежат представлениям $\mathbf{1}$ и $\mathbf{8}$, тогда как для барионов найдены представления $\mathbf{1}$, $\mathbf{8}$ и $\mathbf{10}$. Именно эти представления получаются в изящной триплетной модели $SU(3)$ -симметрии, предложенной недавно Гелл-Манном [4] и Цвейгом [5], где мезонам приписывается структура $A \times \bar{A}$ ($\mathbf{3} \times \bar{\mathbf{3}} = \mathbf{1} + \mathbf{8}$), а барионам — структура AAA ($\mathbf{3} \times \mathbf{3} \times \mathbf{3} = \mathbf{1} + \mathbf{8} + \mathbf{8} + \mathbf{10}$), если через A обозначить базисный триплет частиц со спином $1/2$. Однако в этом случае базисным частицам должны быть приписаны необычные значения $2/3$, $-1/3$, $-1/3$ электрического заряда Q и значение $1/3$ барионного числа N .

Наша цель состоит в том, чтобы показать, что рассмотрение двух базисных триплетов вместо одного позволяет простым способом избежать появления дробных значений Q и N без потери изящной структуры $\mathbf{3} \times \bar{\mathbf{3}}$ для мезонов и $\mathbf{3} \times \mathbf{3} \times \mathbf{3}$ для барионов. Мы вводим два триплета T и Θ частиц со спином $1/2$; частицы мы называем трионами. Для всех частиц $N = 1$, а различаются они с помощью нового аддитивного квантового числа D . Трионы выписаны в табл. 1 и 2.

Для данного $SU(3)$ -мультиплета значение D связано со средним значением заряда мультиплета $\langle Q \rangle$ соотношением

$$D = 3 \langle Q \rangle,$$

а соответствующая обобщенная формула Гелл-Манна — Нишиджимы имеет вид

$$Q = I_3 + \frac{1}{2} Y + \frac{1}{3} D.$$

¹⁾ Н. Васгу, J. Nuys, L. Van Hove, Phys. Letters, 9, 279 (1964).

Таблица 1

Таблица 2

Трионы T ($N=1$, $D=1$,
спин $s=1/2$)Трионы Θ ($N=1$, $D=2$,
спин $s=1/2$)

Состояние	T^+	T^0	T'^0
Заряд Q	1	0	0
Гиперзаряд Y	$1/3$	$1/3$	$-2/3$
Изоспин I	$1/2$	$1/2$	0
I_3	$1/2$	$-1/2$	0

Состояние	Θ^0	Θ^+	Θ'^+
Q	0	1	1
Y	$-1/3$	$-1/3$	$2/3$
I	$1/2$	$1/2$	0
I_3	$-1/2$	$1/2$	0

Следовательно, D сохраняется в сильных и электромагнитных взаимодействиях.

Естественно предположить, что все наблюдавшиеся до сих пор частицы имеют квантовое число D , равное нулю; обобщая, можно сказать, что условие $D = 0$ характеризует наиболее стабильные частицы, построенные из трионов. Это приводит к вопросу о возможных составных частицах с $D = 0$. Те из них, которые получаются как произведения двух или трех триплетов, приведены в табл. 3.

Интересно отметить, что произведения более чем трех трионов в том случае, когда у них $D = 0$, всегда можно

Таблица 3

Число трионов в составных частицах	Представления	Барионное число N	Спин и четность
2	$\bar{T}T = 1 + 8$	0	0^- или 1^-
	$\bar{\Theta}\Theta = 1 + 8$	0	0^- или 1^-
3	$\bar{\Theta}TT = 1 + 8 + 8 + 10$	1	$1/2$ или $3/2$
	$\Theta\bar{T}\bar{T} = 1 + 8 + 8 + 10$	-1	$1/2$ или $3/2$

Спин и четность указаны для связанного s -состояния.

получить как произведения составных частиц, приведенных в табл. 3.

Рассматриваемая здесь модель обладает следующими свойствами:

1. Исключаются нецелые заряды и нецелые барионные числа.

2. В четырех классах табл. 3 нет места для представлений $\overline{10}$ ($N = 1$) и 27 . (То же самое было и в схемах, предложенных в работах [4, 5].)

3. Трионы T и Θ образуют все возможные триплеты с зарядами $0, \pm 1$ и $D > 0$. (При $D > 0$ $N = 1$, а при $D < 0$ $N = -1$; эта корреляция знаков D и N связана с асимметрией положительных и отрицательных зарядов в барионном декуплете, содержащем одну частицу с зарядом $+2$, тогда как заряды всех других частиц равны $0, \pm 1$.)

Появление в нашей модели третьего квантового числа D в добавление к I_3 и Y наводит на мысль о введении простой группы третьего ранга для описания возможной высшей симметрии, включающей все трионы и их комбинации. Такие группы соответствуют трем алгебрам Ли: A_3 [соответствует группе $SU(4)$], B_3 [$SO(7)$] и C_3 (Sp_6). Все эти алгебры содержат A_2 [$SU(3)$] в качестве подалгебры. В дальнейшем мы рассматриваем случай C_3 в качестве простейшего примера. Небольшие отличия в случаях A_3 и B_3 упоминаются в конце. Низшие представления C_3 приведены в табл. 4, где указаны также их разложения по представлениям A_2 [6].

Из абелевой подалгебры алгебры C_3 получается, кроме Y и I_3 , третье аддитивное квантовое число Z . В нашей модели оно связано с D и N соотношением

$$D = \frac{3}{2}(N - Z).$$

Любое представление C_3 можно получить из произведений представлений размерности 6 (октаэдров). Согласно предыдущему, трионы T и Θ должны классифицироваться по этому представлению 6, мезоны — по произведению

$$\begin{aligned} 6_1 \times 6_{-1} &= 1_0 + 14'_0 + 21_0, \\ &(1) + (8) + (1 + 8), \end{aligned}$$

а барионы по произведению

$$6_1 \times 6_1 \times 6_{-1} = 6_1 + 6_1 + 6_1 + 14_1 + 56_1 + 64_1 + 64_1 \\ (1) + (10) + (8) + (8)$$

Нижние индексы, добавленные к размерности представления, обозначают соответствующее барионное число

Таблица 4

Представление алгебры S_3	1	6	14	14'	21
Подмультиплеты A_2	1	3 $\bar{3}$	1 $\bar{6}$ 6 1	$\bar{3}$ 8 3	6 1 8 $\bar{6}$
Z	0	$\frac{1}{3} - \frac{1}{3}$	1 $\frac{1}{3} - \frac{1}{3} - 1$	$\frac{2}{3} 0 - \frac{2}{3}$	$\frac{2}{3} 0 0 - \frac{2}{3}$

Представление алгебры S_3	56					64				
Подмультиплеты A_2	10 3 15	$\bar{15}$ $\bar{3}$ $\bar{10}$	8 3 6 $\bar{15}$ $\bar{15}$ 6 $\bar{3}$ 8							
Z	1 $\frac{1}{3}$ $\frac{1}{3} - \frac{1}{3} - \frac{1}{3} - 1$		1 $\frac{1}{3}$ $\frac{1}{3}$ $\frac{1}{3} - \frac{1}{3} - \frac{1}{3} - \frac{1}{3} - 1$							

ло N . В скобках под представлениями показаны содержащиеся в них $SU(3)$ -мультиплеты с $D = 0$.

Случай A_3 можно рассмотреть полностью аналогично случаю C_3 , поскольку в A_3 также содержатся представления 6 с содержанием $3 + \bar{3}$ относительно $A_2 [SU(3)]$. Однако A_3 содержит представление еще меньшей размерности [представление 4 группы $SU(4)$], которое к тому же нельзя получить из произведений представления 6 . Поэтому она менее привлекательна в нашей модели, чем C_3 с ее шестью базисными частицами.

Что касается алгебры B_3 , то она содержит A_3 в качестве подалгебры. Ее низшее представление размерности 7

распадается на $3 + \bar{3} + 1$, что вынуждает ввести в базис седьмую фундаментальную частицу.

Авторы выражают благодарность д-ру Ж. Прентки за очень полезные критические замечания.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. *Gell-Mann M.*, California Institute of Technology Synchrotron Laboratory Report CSSL-20, 1961 (см. перевод в сборнике «Элементарные частицы и компенсирующие поля», изд-во «Мир», 1964).
2. *Gell-Mann M.*, Phys. Rev., **125**, 1067 (1961).
3. *Ne'eman Y.*, Nucl. Phys., **26**, 222 (1961) (см. перевод в сборнике «Элементарные частицы и компенсирующие поля», изд-во «Мир», 1964).
4. *Gell-Mann M.*, Phys. Letters, **8**, 214 (1964) (дополнение 1 настоящего издания).
5. *Zweig G.*, Preprint CERN (1964). An SU_3 model for strong interaction symmetry and its breaking.
6. *Loupias G., Sirugue M., Trotin J. C.*, Preprint Marseilles (1963). About simple Lie groups of rank 3.

3. ТРЕХТРИПЛЕТНАЯ МОДЕЛЬ С ДВОЙНОЙ $SU(3)$ -СИММЕТРИЕЙ

М. Хан, И. Намбу¹⁾

Имея в виду преодолеть некоторые кинематические и динамические трудности одготриплетной модели кварков, мы предлагаем модель низших барионов и мезонов, основанную на трех триплетях с целочисленными зарядами. Она в некоторой степени подобна двухтриплетней модели, введенной ранее одним из авторов (И. Н.). Показано, что в $U(3)$ -схеме триплетов с целочисленными зарядами мы естественно приходим к трем триплетям, расположенным симметрично относительно начала координат диаграммы $I_3 - Y$, если ограничиться случаем, когда соотношение Гелл-Манна — Нишиджимы остается неизменным. Предлагается схема двойной $SU(3)$ -симметрии, в которой большие расщепления масс между различными представлениями приписываются одной из групп $SU(3)$, тогда как вторая группа $SU(3)$ представляет собой обычную группу, отвечающую за расщепления масс внутри представлений первой группы $SU(3)$.

1. Введение

Хотя $SU(6)$ -симметрия решительно указывает на то, что барион является по существу трехчастичной системой, построенной из некоторого базисного триплетного поля или нескольких полей, модель кварков [1, 2] не вполне удовлетворительна с реалистической точки зрения, поскольку а) электрические заряды не целочисленны, б) три кварка в s -состояниях не образуют симметричного $SU(6)$ -представления, приписываемого барионам, и в) отсутствует простой динамический механизм, который позволял бы реализовать в качестве низших уровней только состояния с равной нулю триальностью.

Эти трудности можно преодолеть, если ввести несколько базисных триплетов. Недавно один из авторов (И. Н.) попытался использовать двухтриплетнюю модель [3], где компоненты триплетов t_1 и t_2 несут заряды $(1, 0, 0)$ и $(0, -1, -1)$, как это было предложено ранее Бакри и др. [4]. Барион представлялся бы комбинацией $t_1 t_1 t_2$, тогда как мезоны соответствовали бы некоторой комбинации $\sim at_1 \bar{t}'_1 + bt_2 \bar{t}'_2$. Предполагается, что массы компонент триплетов велики по сравнению с массой бариона. Это

¹⁾ М. У. Хан, У. Намбу, Phys. Rev., 139, B1006 (1965).

означало бы существование очень больших энергий связи в барионах и мезонах. Динамический механизм в такой картине определяется некоторым нейтральным полем, сильно связанным с квантовым числом «прелесть»¹⁾ C , которое равно 1 для t_1 и -2 для t_2 , следовательно, $C = 0$ для барионов и мезонов. По аналогии с электростатической энергией мы можем принять, что потенциальная энергия поля «прелесть» будет наименьшей, когда система «нейтральна», т. е. при $C = 0$. Тогда все другие нежелательные конфигурации с $C \neq 0$, включающие среди прочих триплетные, секстетные и т. д. представления, будут обладать большими массами и поэтому их нелегко будет обнаружить.

Было предложено два различных способа введения базисного триплета или триплетов с целочисленными зарядами. Один подход связан по существу с модификацией соотношения Гелл-Манна — Нишиджимы при помощи введения дополнительного квантового числа, а именно квантового числа триальности [7—9], а это привело к рассмотрению схем высшей симметрии, основанных на группах Ли третьего ранга²⁾. С другой стороны, Окубо и др. [11] показали недавно, что минимальной группой, которая требуется для этой цели, является в действительности группа $U(3)$ ³⁾. Показано, что триплетную схему можно так определить в рамках группы $U(3)$, что компоненты триплета будут всегда иметь целочисленные значения заряда и гиперзаряда и будут удовлетворять неизменному соотношению Гелл-Манна — Нишиджимы. Рассмотренный Окубо и др. $U(3)$ -триплет относится к сакатовскому типу, т. е. он состоит из изодублета и изосинглета. Фактически $U(3)$ -схема в двух отношениях гораздо привлекательнее, чем схемы, основанные на группах Ли третьего ранга: во-первых, соотношение Гелл-Манна — Нишиджимы выполняется универсально для триплетов, как и для октетов и декуплетов, во-вторых, в отношении

¹⁾ Это название было впервые использовано в связи с $SU(4)$ -симметрией [5, 6].

²⁾ См., например, [10], где приведены ссылки на более ранние работы.

³⁾ Полезность группы $U(3)$ в этом отношении была отмечена также в статье [12].

реализованных до сих пор представлений группа $U(3)$ эквивалентна группе $SU(3)$ [13].

В дальнейшем мы покажем, что $U(3)$ -схема, использованная полностью, как описано ниже, естественно и однозначно приводит к системе трех базисных триплетов с целочисленными зарядами; мы получим I -триплет (изодублет и изосинглет), U -триплет (дублет и синглет по U -спину) и V -триплет (дублет и синглет по V -спину) [14—16]. Эти триплеты возникают из трех различных способов определения заряда Q , гиперзаряда Y и смещенного изоспина I_3 в группе $U(3)$, которые в противоположность случаю группы $SU(3)$ приводят к целочисленным значениям заряда и гиперзаряда, не затрагивая соотношения Гелл-Манна — Нишиджимы. Эти триплеты отличаются друг от друга своими квантовыми числами, а также трансформационными свойствами относительно вейлевских отражений [17]. Все это описано в разделе 2. В разделе 3 предлагается схема двойной $SU(3)$ -симметрии, основанная на трехтриплетной модели, в которой большое расщепление масс между различными представлениями приписывается одной из групп $SU(3)$, тогда как вторая группа $SU(3)$ отвечает, как обычно, за расщепление масс внутри представления. Низшие барионные и мезонные состояния можно выбрать в виде синглетов относительно одной из групп $SU(3)$. Кратко рассматривается обобщенная группа симметрии, относящаяся к $SU(6)$ -симметрии.

II. Три триплета

Обозначим инфинитезимальные генераторы группы $U(3)$ через A_{ν}^{μ} . Они удовлетворяют следующим коммутационным соотношениям:

$$[A_{\beta}^{\alpha}, A_{\nu}^{\mu}] = \delta_{\beta}^{\mu} A_{\nu}^{\alpha} - \delta_{\nu}^{\alpha} A_{\beta}^{\mu}, \quad (1)$$

где все индексы пробегает значения 1, 2 и 3. Соответствующие инфинитезимальные генераторы B_{ν}^{μ} группы $SU(3)$ выражаются в виде

$$B_{\nu}^{\mu} = A_{\nu}^{\mu} - \frac{1}{3} \delta_{\nu}^{\mu} A_{\lambda}^{\lambda} \quad (2)$$

и удовлетворяют следующим соотношениям:

$$[B_\beta^\alpha, B_\nu^\mu] = \delta_\beta^\mu B_\nu^\alpha - \delta_\nu^\alpha B_\beta^\mu \quad (3)$$

и

$$B_\lambda^\lambda = 0. \quad (4)$$

Кроме того, из унитарности имеем

$$(A_\nu^\mu)^\dagger = A_\mu^\nu, \quad (B_\nu^\mu)^\dagger = B_\mu^\nu. \quad (5)$$

Теперь коротко резюмируем нужные нам результаты Окубо и др. В $SU(3)$ -схеме заряд Q , гиперзаряд Y и третья компонента изоспина I_3 определяются следующим образом¹⁾:

$$Q = -B_1^1, \quad (6a)$$

$$Y = B_3^3 = -B_1^1 - B_2^2 \text{ [согласно (4)]}, \quad (6b)$$

$$I_3 = \frac{1}{2}(B_2^2 - B_1^1). \quad (6в)$$

В $U(3)$ -схеме соответствующие величины \tilde{Q} , \tilde{Y} и \tilde{I}_3 определяются следующим образом:

$$\tilde{Q} = -A_1^1 = Q - \frac{1}{3}\tau, \quad (7a)$$

$$\tilde{Y} = -A_1^1 - A_2^2 = Y - \frac{2}{3}\tau, \quad (7б)$$

$$\tilde{I}_3 = \frac{1}{2}(A_2^2 - A_1^1) = I_3, \quad (7в)$$

где

$$\tau = A_1^1 + A_2^2 + A_3^3. \quad (8)$$

Видно, что при таких определениях соотношение Гелл-Манна — Нишиджимы выполняется как в теории с группой $U(3)$, так и в теории с группой $SU(3)$, т. е. соответственно

$$Q = I_3 + \frac{1}{2}Y, \quad (9)$$

$$\tilde{Q} = \tilde{I}_3 + \frac{1}{2}\tilde{Y}. \quad (10)$$

Поскольку собственные значения генераторов A_1^1 , A_2^2 и A_3^3 целочисленны в любом представлении²⁾, отождествление \tilde{Q} и \tilde{Y} с зарядом и гиперзарядом соответственно

¹⁾ Мы используем выбор знаков, сделанный в работе [18].

²⁾ Этот результат получен в формуле (7) статьи [11].

всегда приведет в теории с группой $U(3)$ к целочисленным значениям заряда и гиперзаряда. В частности, в трехмерном представлении $U(3)$ -триплет имеет собственные значения

$$\tilde{Q} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \tilde{I}_3 = \begin{pmatrix} \frac{1}{2} & 0 & 0 \\ 0 & -\frac{1}{2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \tilde{Y} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (11)$$

Этот триплет соответствует триплету Сакаги; для краткости мы назовем его I -триплетом.

Мы можем теперь обобщить приведенное построение $U(3)$ -триплета следующим образом. Сравнивая (6б) и (7б), мы видим, что для \tilde{Y} был сделан только один из возможных выборов. Если бы мы сопоставили \tilde{Y} с A_3^3 , то он все равно имел бы целочисленные собственные значения, однако соотношение (10) уже не выполнялось бы. Это следует из равенства $B_\lambda^\lambda = 0$ в случае группы $SU(3)$, но в случае группы $U(3)$ вообще $A_\lambda^\lambda \neq 0$, так что необходима некоторая осторожность при определении соответствующих величин в случае группы $U(3)$. Используя (4), мы можем записать определения (6) в более общем виде

$$Q = -B_1^1 = B_2^2 + B_3^3, \quad (12a)$$

$$Y = B_3^3 = -B_1^1 - B_2^2, \quad (12б)$$

$$I_3 = \frac{1}{2}(B_2^2 - B_1^1) = \frac{1}{2}(2B_2^2 + B_3^3) = -\frac{1}{2}(2B_1^1 + B_3^3). \quad (12в)$$

Как и для соотношений (7), заменяя B_ν^μ в формулах (12) соответствующими A_ν^μ , мы получаем список всех возможных кандидатов для соответствующих величин в случае группы $U(3)$, которые теперь, однако, не эквивалентны друг другу [они, конечно, становятся эквивалентными, если перейти к группе $SU(3)$]. Имеем

$$\tilde{Q}: \quad -A_1^1, \quad A_2^2 + A_3^3, \quad (13a)$$

$$\tilde{Y}: \quad A_3^3, \quad -A_1^1 - A_2^2, \quad (13б)$$

$$\tilde{I}_3: \quad \frac{1}{2}(A_2^2 - A_1^1), \quad \frac{1}{2}(2A_2^2 + A_3^3), \quad -\frac{1}{2}(2A_1^1 + A_3^3). \quad (13в)$$

Различные возможности выбора в (13) приводят к двенадцати неэквивалентным способам, которыми можно выбрать системы трех величин \tilde{Q} , \tilde{Y} и \tilde{I}_3 в $U(3)$ -схеме. При любом выборе собственные значения \tilde{Q} и \tilde{Y} будут целочисленными, но, как легко показать, соотношение Гелл-Манна — Нишиджимы будет выполняться не во всех случаях. Оно выполняется только в трех случаях, и тем самым мы естественно приходим к трем неэквивалентным триплетам и $U(3)$ -схеме. Эти триплеты определяются следующими тремя способами выбора:

$$t_I: \quad \tilde{Q} = -A_1^1, \quad \tilde{Y} = -A_1^1 - A_2^2, \quad \tilde{I}_3 = \frac{1}{2}(A_2^2 - A_1^1), \quad (14a)$$

$$t_U: \quad \tilde{Q} = A_2^2 + A_3^3, \quad \tilde{Y} = A_3^3, \quad \tilde{I}_3 = \frac{1}{2}(2A_2^2 + A_3^3), \quad (14б)$$

$$t_V: \quad \tilde{Q} = -A_1^1, \quad \tilde{Y} = A_3^3, \quad \tilde{I}_3 = -\frac{1}{2}(2A_1^1 + A_3^3). \quad (14в)$$

Первый из них t_I , для которого

$$\tilde{Y} = -A_1^1 - A_2^2, \quad (15)$$

$$\tilde{I}_3 = \frac{1}{2}(A_2^2 - A_1^1) = \frac{1}{2}(B_2^2 - B_1^1) = I_3, \quad (16)$$

соответствует упоминавшемуся выше I -триплету.

Структуру остальных триплетов t_U и t_V можно привести к гораздо более ясной и симметричной форме, если использовать подалгебры U -спина и V -спина [14—16]. Как и в случае соотношений (9) и (10) для групп $SU(3)$ и $U(3)$, мы определяем U - и V -спин в группе $U(3)$ точно теми же формулами, как в группе $SU(3)$, обозначая лишь все величины буквами с тильдой. Тогда из определений для группы $SU(3)$ [18] мы имеем

$$\tilde{Y}_U = -\tilde{Q} = -A_2^2 - A_3^3, \quad (17)$$

$$\tilde{U}_3 = \tilde{Y} - \frac{1}{2}\tilde{Q} = \frac{1}{2}(A_3^3 - A_2^2) = \frac{1}{2}(B_3^3 - B_2^2) = U_3 \quad (18)$$

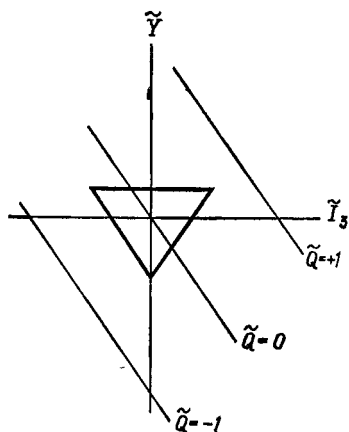
для (14б) и

$$\tilde{Y}_V = \tilde{Q} - \tilde{Y} = -A_3^3 - A_1^1, \quad (19)$$

$$\tilde{V}_3 = -\frac{1}{2}(\tilde{Y} + \tilde{Q}) = \frac{1}{2}(A_1^1 - A_3^3) = \frac{1}{2}(B_1^1 - B_3^3) = V_3 \quad (20)$$

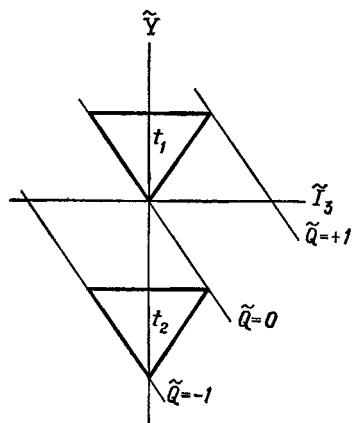
для (14в). Таким образом, они соответствуют U -триплету и V -триплету и, тем самым, обозначениям t_I , t_U и t_V . По

отношению к $SU(3)$ -триплету (кваркам) относительные «гиперзаряды» этих $U(3)$ -триплетов (т. е. Y , Y_U и Y_V)

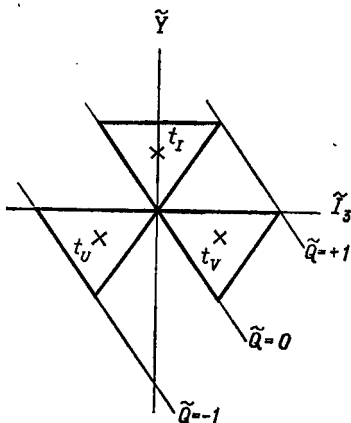


Ф и г. 1. Однотриплетная (кварковая) модель.

сдвинуты на величину $2/3$. Поэтому они обладают совершенно другими трансформационными свойствами относи-



Ф и г. 2. Двухтриплетная модель.



Ф и г. 3. Трехтриплетная модель.

тельно вейлевских отражений W_1 , W_2 и W_3 [17], которые представляют собой отражения относительно осей $I_3 = 0$,

$U_3 = 0$ и $V_3 = 0$ соответственно. В то время как $SU(3)$ -триплет инвариантен относительно всех трех вейлевских отражений, $U(3)$ -триплеты неинвариантны. Они преобразуются по закону

$$W_1: t_I \rightarrow t_I, \quad t_U \leftrightarrow t_V, \quad (21a)$$

$$W_2: t_U \rightarrow t_U, \quad t_I \leftrightarrow t_V, \quad (21б)$$

$$W_3: t_V \rightarrow t_V, \quad t_I \leftrightarrow t_U. \quad (21в)$$

На фиг. 1 и в табл. 1 (а) приведены квантовые числа \tilde{I}_3 и \tilde{Y} для одготриплетной (кварковой) модели. Возможный выбор в двухтриплетной модели [3] показан на фиг. 2 и в табл. 1 (б). Соответствующие квантовые числа в трехтриплетной модели приведены на фиг. 3 и в табл. 1 (в).

Таблица 1

Приписывание квантовых чисел в кварковой модели (а) двухтриплетной модели (б) и трехтриплетной модели (в)

а.											
кварки											
\tilde{I}_3	1/2	-1/2	0								
\tilde{Y}	1/3	1/3	-2/3								
\tilde{Q}	2/3	-1/3	-1/3								
б.											
			t_1			t_2					
\tilde{I}_3	1/2	-1/2	0	1/2	-1/2	0					
\tilde{Y}	1	1	0	-1	-1	-2					
\tilde{Q}	1	0	0	0	-1	-1					
в.											
			$t_1(t_I)$			$t_2(t_U)$			$t_3(t_V)$		
\tilde{I}_3	1/2	-1/2	0	0	-1	-1/2	1	0	1/2		
\tilde{Y}	1	1	0	0	0	-1	0	0	-1		
\tilde{Q}	1	0	0	0	-1	-1	1	0	0		

III. Двойная $SU(3)$ -симметрия

Обозначим наши три триплета через $t_1 (=t_I)$, $t_2 (=t_U)$ и $t_3 (=t_V)$. Вообще каждый триплет можно охарактеризовать средними значениями \bar{I}_3 и \bar{Y} величин \tilde{I}_3 и \tilde{Y} трех его членов. Это определяет положение центра триплета на диаграмме $\tilde{I}_3 - \tilde{Y}$. Поскольку $A_1^1 = A_2^2 = A_3^3 = \tau/3 = \tau/3$, из (14) получаем для трех определений \tilde{I}_3 и \tilde{Y}

$$\begin{aligned} \tilde{I}_3 &= 0, & \frac{1}{2}\tau, & \quad -\frac{1}{2}\tau, \\ \tilde{Y} &= -\frac{2}{3}\tau, & \frac{1}{3}\tau, & \quad \frac{1}{3}\tau \end{aligned} \quad (22)$$

соответственно, где $\tau = -1$ для всех триплетов. Мы можем определить новые величины I_3 , Y и $Q = I_3 + 1/2Y$ с помощью соотношений

$$\begin{aligned} \tilde{I}_3 &= \bar{I}_3 + I_3, \\ \tilde{Y} &= \bar{Y} + Y, \\ \tilde{Q} &= \bar{I}_3 + \frac{1}{2}\bar{Y} + I_3 + \frac{1}{2}Y = \bar{Q} + Q. \end{aligned} \quad (23)$$

Ясно, что I_3 и Y играют роль $SU(3)$ -генераторов внутри каждого триплета. Квантовое число «прелесть» C , определенное в двухтриплетной модели [3], в этих обозначениях имеет вид

$$\frac{1}{3}C = \bar{Q} = \bar{I}_3 + \frac{1}{2}\bar{Y}. \quad (24)$$

Теперь интересно отметить, что, согласно (22) и фиг. 3, центры трех триплетов образуют антитриплет, эквивалентный триpletу антикварков, расположенному симметрично относительно начала координат. Предположим, что все девять членов трех триплетов $t_{1\alpha}$, $t_{2\alpha}$, $t_{3\alpha}$, $\alpha = 1, 2, 3$ объединяются в один мультиплет $T = \{t_{i\alpha}\}$, $i = 1, 2, 3$. Мы можем теперь вообразить две различные системы $SU(3)$ -преобразований, действующих на состояния T . Одна система — это группа $SU(3)$, действующая на индекс α в каждом триpletе, в то время как другая группа $SU(3)$ действует на индекс i , отвечающий смешиванию соответствующих членов из разных триплетов. Тогда T

является представлением $(3, 3^*)$ этой группы $G \equiv SU(3)' \times SU(3)''^1$. Квантовые числа, соответствующие $SU(3)'$ и $SU(3)''$, задаем как $I_3' = I_3$, $Y' = Y$, $I_3'' = \bar{I}_3$ и $Y'' = \bar{Y}$, где \bar{I}_3 и \bar{Y} определены в (22). Получаем

$$\begin{aligned} \tilde{I}_3 &= I_3' + I_3'', & \tilde{Y} &= Y' + Y'', \\ \tilde{Q} &= I_3' + I_3'' + \frac{1}{2} Y' + \frac{1}{2} Y'', \\ \frac{1}{3} C &= I_3'' + \frac{1}{2} Y''. \end{aligned} \quad (25)$$

Общее представление группы G можно охарактеризовать четырьмя числами p' , q' , p'' , q'' , так что $D(p', q', p'', q'') \sim D(p', q') \times D(p'', q'')$, где $D(p, q)$ — представление группы $SU(3)$. Однако в нашей схеме, где нонет T является фундаментальным полем, мы не получаем все возможные представления группы G . Это можно проиллюстрировать с помощью квантовых чисел триальности [7–9] $t' = p' - q' \bmod(3)$, $t'' = p'' - q'' \bmod(3)$. Для нонета T $t' = 1$, $t'' = -1$. Тогда для всех представлений, построенных из T и T^* , выполняется равенство $t' = -t''$.

Рассмотрим теперь мезонные и барионные состояния $\sim TT^*$ и $\sim TTT$. Содержание этих 81- и 729-плетов относительно $SU(3)' \times SU(3)''$ определяется формулами

$$\begin{aligned} (3, 3^*) \times (3^*, 3) &= (8, 1) + (1, 1) + (1, 8) + (8, 8), \\ (3, 3^*) \times (3, 3^*) \times (3, 3^*) &= (1, 1) + 2(8, 1) + 2(1, 8) + (1, 10^*) + \\ &+ (10, 1) + 2(8, 10^*) + 2(10, 8) + 4(8, 8) + (10, 10^*). \end{aligned} \quad (26)$$

Имеется привлекательная возможность постулировать на этом этапе, что уровни энергии классифицируются согласно группе $SU(3)''$. Тогда массы будут зависеть от операторов Казимира группы $SU(3)''$. Например, простая линейная форма будет иметь вид

$$m = m_0 + m_2 C_2'' + m_3 C_3'', \quad (27)$$

где C_2'' , C_3'' — собственные значения квадратичного и кубического операторов Казимира группы $SU(3)''$. В частно-

¹⁾ Такой нонет дает естественный базис для $SU(9)$ -симметрии, однако мы не будем здесь ее рассматривать.

сти, мы можем предположить, что основное массовое расщепление происходит за счет C_2^2 . Поскольку с увеличением размерности представления эта величина возрастает, низшими уровнями массы будут $SU(3)''$ -синглеты. Это соображение отбирает в качестве низших мезонных и барионных состояний представления $(8,1)$, $(1,1)$ и соответственно $(8,1)$, $(1,1)$, $(10,1)$. В общем случае все низшие состояния будут иметь триальность, равную нулю: $t' = t'' = 0$.

Что касается барионного числа, приписываемого триплетам, то простейшая возможность состоит в том, чтобы всем им приписать одинаковое барионное число, т. е. $B = 1/3$. В этом случае сами триплеты были бы по существу стабильными, а девять их компонент вели бы себя как октет плюс синглет «тяжелых барионов», как это можно видеть на фиг. 3. Другую простую возможность можно реализовать, положив $B = 1/3 + Y''$. При этом $B = (1, 0, 0)$ для триплетов (t_1, t_2, t_3) . Мы ожидаем, что массовое расщепление зависит от B или Y'' ; отсюда может происходить массовая формула Гелл-Манна — Окубо.

Преимущество трехтриплетной модели состоит в том, что легко реализовать $SU(6)$ -симметрию с триплетами в s -состояниях. Теперь расширенной группой симметрии становится группа $SU(6)' \times SU(3)''$. Поскольку $SU(3)''$ -синглет антисимметричен, из полного принципа Паули следует, что барионные состояния должны составлять симметричный 56-плет группы $SU(6)$. Другие представления группы $SU(6)$, например 70-плет, будут получаться, если ввести либо орбитальные моменты, либо « r -спин» дираковских спинорных триплетов.

Как и в двухтриплетной модели, упомянутой во введении, массовую формулу типа (27) можно вывести динамически. Вместо поля квантового числа «прелесть» мы введем теперь восемь калибровочных векторных полей, преобразующихся по типу $(1,8)$, т. е. как октет по группе $SU(3)''$ и как синглеты по группе $SU(3)'$. Поскольку их связь с отдельными триплетами пропорциональна λ_i^2 (генераторам группы $SU(3)''$), энергия взаимодействия, возникающая из обмена этими векторными полями, приведет к первому и второму членам формулы (27). Если

для этих мезонов также имеет место массовая формула аналогичного типа, то можно ожидать, что их массы будут больше, чем массы обычных мезонов. Неясно, однако, можно ли легко примирить получающийся короткодействующий характер взаимодействия с постулированной большой энергией взаимодействия.

Иерархию взаимодействий и их симметрий, возникающую в изложенной модели, мы можем охарактеризовать следующим образом. Во-первых, *сверхсильные* взаимодействия, отвечающие за образование барионов и мезонов. Они обладают симметрией группы $SU(3)''$ и приводят к большим массовым расщеплениям между различными представлениями. Значения масс здесь того же порядка или велики по сравнению с массой бариона, т. е. $\gtrsim 1 \text{ Гэв}$. Низшие состояния, т. е. синглетные $SU(3)''$ -состояния, расщеплены согласно группе $SU(3)'$, представляющей собой ту группу $SU(3)$, которая наблюдается для известных барионов и мезонов при их *сильных* взаимодействиях. Величина расщепления масс здесь $\leq 1 \text{ Гэв}$.

Когда мы переходим к рассмотрению тяжелых несинглетных $SU(3)''$ -состояний, вполне может существовать связь между этими двумя группами $SU(3)$, аналогичная L - S -связи. Уровни должны классифицироваться по трем системам операторов Казимира, образованных соответственно из λ_i' , λ_i'' и $\lambda_i = \lambda_i' + \lambda_i''$. Расщепление, вызываемое этой связью, естественно, имеет промежуточную величину, а именно $\sim 1 \text{ Гэв}$. Благодаря этой связи нарушаются законы сохранения по отдельности двух $SU(3)$ -спинов: I_3' и Y' с одной стороны и I_3'' и Y'' — с другой. Только суммы $I_3 = I_3' + I_3''$ и $Y = Y' + Y''$ будут сохраняться при *сильных* взаимодействиях. Это в свою очередь будет означать, что все тяжелые состояния вообще крайне неустойчивы и распадаются за счет сильных взаимодействий в низшие состояния. (В двухтриплетной модели мы рассматривали только слабые распады состояний с $C \neq 0$; однако существует возможность и сильных распадов, как ожидается здесь.)

Мы рассмотрели здесь возможную модель барионов и мезонов, основанную на трех триплетах. Как можем мы провести различие между этой моделью и уже упоминавшимися другими моделями? Конечно, разные модели

предсказывают весьма различную структуру тяжелых состояний. Эти состояния характеризуются в кварковой модели триальностью, в двухтриплетной модели — квантовым числом «прелесть», а в предлагаемой трехтриплетной модели — представлением группы $SU(3)$. Однако если ограничиться низшими состояниями, то, по-видимому, трудно провести различие между этими моделями, не делая более детальных динамических предположений.

Один из авторов (М. Х.) благодарит проф. Е. Сударшана и проф. А. Макферлейна за поддержку и полезные обсуждения, а также проф. Л. О'Рэфертэ и Дж. Курияна за стимулирующие замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Gell-Mann M.*, Phys. Letters, 8, 214 (1964) (дополнение 1 в настоящем издании).
2. *Zweig G.*, CERN Preprints 401, 412 (1964).
3. *Nambu Y.*, в книге Proceedings of the Second Coral Gables Conference on Symmetry Principles at High Energy (San Francisco, 1965).
4. *Vacry H., Nuyts J., Van Hove L.*, Phys. Letters, 9, 279 (1964) (дополнение 2 в настоящем издании).
5. *Bjorken B. J., Glashow S. L.*, Phys. Letters, 11, 255 (1964).
6. *Salam A.*, в книге Труды 12 Международной конференции по физике высоких энергий, Дубна, 1964 г. (М., 1966).
7. *Baird G. E., Biedenharn L. C.*, в книге Proceedings of the First Coral Gables Conference on Symmetry Principles at High Energy, San Francisco, 1964.
8. *Hagen C. R., Macfarlane A. J.*, Phys. Rev., 135, B432 (1964).
9. *Hagen C. R., Macfarlane A. J.*, Journ. Math. Phys., 5, 1335 (1964).
10. *Gerstein I. S., Whippmann M. L.*, Phys. Rev., 137, B1522 (1965).
11. *Okubo S., Ryan C., Marshak R. E.*, Nuovo Cimento, 34, 759 (1964).
12. *Gerstein I. S., Mahanthappa K. T.*, Phys. Rev. Letters, 12, 570, 656 (E) (1964).
13. *Okubo S.*, Phys. Letters, 4, 14 (1963).
14. *Levinson C. A., Lipkin H. J., Meshkov S.*, Nuovo Cimento, 23, 236 (1964).
15. *Levinson C. A., Lipkin H. J., Meshkov S.*, Phys. Letters, 1, 44 (1962).
16. *Levinson C. A., Lipkin H. J., Meshkov S.*, Phys. Rev. Letters, 10, 361 (1963).
17. *Macfarlane A. J., Sudarshan E. C. G., Dullemond C.*, Nuovo Cimento, 30, 845 (1963).
18. *Rosen S. P.*, Journ. Math. Phys., 5, 289 (1964).

4. СПИНОВАЯ И УНИТАРНО-СПИНОВАЯ НЕЗАВИСИМОСТЬ В ПАРАКВАРКОВОЙ МОДЕЛИ БАРИОНОВ И МЕЗОНОВ

О. Гринберг¹⁾

В последнее время возник большой интерес к вигнеровской теории супермультиплетов [1, 2], перенесенной независимо Гюрши, Пайсом и Радикати [3—5] и Сакитой [6] из физики структуры ядра в физику структуры элементарных частиц. В ядерной теории супермультиплетов полезной оказалась классификация определенных низших связанных состояний (ядер) по неприводимым представлениям группы $SU(4)$, что явилось результатом приближенной независимости от спина и изоспина тех сил, которые определяют энергии указанных состояний. Аналогично этому, в теории супермультиплетов элементарных частиц возможная независимость от спина и унитарного спина сил, определяющих массы некоторых низших связанных состояний (частиц), возбуждает интерес к классификации этих состояний по неприводимым представлениям группы $SU(6)$. Полезность такой $SU(6)$ -классификации выявляют три связанных с ней вывода: 1) Наиболее хорошо известные барионы (в частности, барионный октет со спином $1/2$ и барионный декуплет со спином $3/2$) группируются в один супермультиплет, содержащий 56 частиц; мезонный псевдоскалярный октет 0^- , векторный октет 1^- и векторный синглет 1^- группируются в супермультиплет, содержащий 35 частиц. 2) Для этих супермультиплетов были выписаны довольно точные массовые формулы [3—8] (частично на эвристической основе). 3) В приближении, когда спиновая и унитарно-спиновая независимость сил, приводящих к 56-плету, нарушается только электромагнитным взаимодействием, были рассчитаны с точностью до одного общего множителя магнитные моменты всех барионов 56-плета [9, 10]; этот расчет предсказывает отношение $\beta = \mu_n/\mu_p = -2/3$, которое согласуется с экспериментальным значением в пределах 3%.

Аналогия с вигнеровской теорией супермультиплетов приводит нас к тому, чтобы принять атомистическую модель, в которой все барионы и мезоны являются составными объектами, построенными из базисных частиц.

¹⁾ О. W. Greenberg, Phys. Rev. Letters, 13, 598 (1964).

Мы принимаем, что базисные силы не зависят от унитарного спина, хотя, вообще говоря, зависят от спина, и что группой приближенной симметрии теории является группа $\mathcal{S}' \otimes SU(3)$, где \mathcal{S}' — накрывающая группа группы Пуанкаре. Однако для низших связанных состояний, в частности когда все орбитальные моменты равны нулю, все межорбитальные и спин-орбитальные силы обращаются в нуль, что приводит к добавочному вырождению и к возможности $SU(6)$ -инвариантности этих особых состояний, если не слишком велики спин-спиновые силы ¹⁾. Нужные нам супермультиплеты, т. е. 56-плет для барионов и 35-плет для мезонов, содержат соответственно симметричное прямое произведение трех $SU(6)$ -мультиплетов и антисимметричное прямое произведение одного $SU(6)$ - и одного $SU(6)^*$ -мультиплета. Это показывает, что базисными частицами должны являться кварки [11, 12] ²⁾. Для мезонов мультиплет 35 можно получить из состояния, содержащего один фермион и один антифермион в s -состояниях; однако для барионов невозможно получить мультиплет 56 из трех фермионов, если все три фермиона находятся в s -состояниях ³⁾. Мы вернемся к этой проблеме ниже, а пока предположим, что мы можем построить мультиплеты 35 и 56 со всеми частицами в s -состояниях.

Представление о том, что атомистическая модель лежит в основе $SU(6)$ -инвариантности, дает некоторые указания для вывода массовых формул. По аналогии с атомной и ядерной физикой мы предполагаем, что члены, нарушающие точную $SU(6)$ -симметрию тех состояний, которые подчиняются этой симметрии, обусловлены либо одноча-

¹⁾ Мы не имеем теоретического обоснования использования нерелятивистской классификации сил и состояний.

²⁾ П. Фройнд и Б. Ли построили модели барионов, используя фермиевские кварки (частное сообщение).

Интересно, что мы приходим к конкретному представлению об атомной структуре, пройдя длинный окольный путь через специальные унитарные группы.

³⁾ Это уже отмечал Сакита [6], который по этой причине предлагал использовать для барионов 20-мерное антисимметричное представление. Однако в этом предложении содержатся два дефекта: во-первых, в мультиплет 20 теперь не включается декуплет, а во-вторых, $SU(6)$ -инвариантная электромагнитная связь с мультиплетом 20 приводит к неверному значению β [9, 10].

стичными, либо двухчастичными силами. Особенно простое предположение состоит в том, что все нарушающие $SU(6)$ -симметрию члены происходят от члена с $J = I = Y = 0$ (35-мерного) присоединенного представления группы $SU(6)$. В этом случае одночастичная сила дает следующий вклад в оператор массы:

$$\mathfrak{M}^{(1)} = \sum_i M_0 V_0(r_i) + \sum_i [T_3^3(i) + T_6^6(i)] V_1(r_i),$$

где T_i^j — тензорный оператор, преобразующийся по присоединенному представлению. Вклад двухчастичных сил имеет вид

$$\mathfrak{M}^{(2)} = \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} \sum_{\lambda} [(T_3^3 + T_6^6)_i (T_3^3 + T_6^6)_j]^{(\lambda)} V_2^{(\lambda)}(|r_i - r_j|),$$

где λ отмечает различные вклады, которые могут появляться от двухчастичного оператора в квадратных скобках. Бег и Сингх [7, 8] обозначают эти вклады через $M_{(1)}^{(1)}$, $M_{(35)}^{(8)}$, $M_{(405)}^{(1)}$, $M_{(405)}^{(8)}$ и $M_{(405)}^{(27)}$. Отметим, что при нашем предположении вклады в $\mathfrak{M}^{(2)}$ могут давать только представления **1**, **35** и **405**, так как только они являются симметричными вещественными представлениями, содержащимися в $35 \otimes 35$. Для представления **56** вклады от $M_{(1)}^{(1)}$ и $M_{(35)}^{(8)}$ можно учесть в операторе $\mathfrak{M}^{(1)}$. Вкладов от $M_{(405)}^{(1)}$ и $M_{(405)}^{(8)}$ вместе с одночастичным оператором уже достаточно для получения массовой формулы, предложенной для представления **56**:

$$M = M_0 + \alpha Y + \beta \left[I(I+1) - \frac{1}{4} Y^2 \right] + \gamma J(J+1).$$

Вычисление магнитных моментов [9, 10], как уже было отмечено указанными авторами, можно выполнить с помощью предположения, что полные магнитные моменты барионов из мультиплетта **56** образуются за счет внутренних магнитных моментов кварков¹⁾, и что магнитные моменты кварков пропорциональны их дираковским моментам $Q\hbar/2Mc$, где Q — заряд кварка, M — масса кварка. Если магнитные моменты свободных кварков равны их дираковским моментам, то можно решить вопрос о несовместимости предположений (I)–(IV), который

¹⁾ Это имеет место в том случае, когда все кварки находятся в s -состояниях.

обсуждали Бег, Ли и Пайс [9]. Нужно принять, что не нуклоны, а кварки обладают минимальным электромагнитным взаимодействием, и что радиационные поправки (в пустом пространстве) к магнитным моментам кварков малы (как в случае электрона и мюона) или пропорциональны их дираковским моментам. Однако если связанные в нуклонах кварки имеют дираковские моменты, то $M = m_p/2,79 = 336 Mэв^1$), так что мы должны искать механизм (возможно, действующий только в сильно связанных состояниях), который увеличивает магнитные моменты кварков пропорционально их дираковским моментам.

Теперь мы вернемся к вопросу о том, как поместить три кварка со спинами $1/2$, находящихся в s -состояниях, в барион из мультиплетта 56. Это можно сделать, если кварки являются парафермионами ранга $p = 3$. В этом предложении состоит главная новая мысль данной статьи²). Для парафермионов ранга 3 имеем анзаццы Грина для операторов рождения и уничтожения

$$a_\lambda^\dagger = \sum_{\alpha=1}^3 a_\lambda^{(\alpha)\dagger}, \quad a_\lambda = \sum_{\alpha=1}^3 a_\lambda^{(\alpha)},$$

где $a^{(\alpha)}$ и $a^{(\beta)\dagger}$ антикоммутируют при одинаковых α :

$$[a_\lambda^{(\alpha)}, a_\mu^{(\beta)\dagger}]_+ = \delta_{\lambda,\mu}, \quad [a_\lambda^{(\alpha)\dagger}, a_\mu^{(\alpha)\dagger}]_+ = 0,$$

и коммутируют, если α и β различны:

$$[a_\lambda^{(\alpha)}, a_\mu^{(\beta)\dagger}]_- = 0, \quad \alpha \neq \beta,$$

$$[a_\lambda^{(\alpha)\dagger}, a_\mu^{(\beta)\dagger}]_- = 0, \quad \alpha \neq \beta.$$

Здесь λ — одночастичные квантовые числа, например импульс, спин, I_z и Y . Пусть

$$f_{\lambda\mu\nu}^\dagger \equiv [[a_\lambda^\dagger, a_\mu^\dagger]_+, a_\nu^\dagger]_+ = 4 \sum_{\substack{\alpha, \beta, \gamma=1 \\ \alpha \neq \beta \neq \gamma \neq \alpha}}^3 a_\lambda^{(\alpha)\dagger} a_\mu^{(\beta)\dagger} a_\nu^{(\gamma)\dagger}.$$

¹) Кварки, обладающие такой массой, были бы уже найдены. См. [13, 14] и библиографию в этих статьях.

²) Все утверждения, высказанные здесь относительно парачастиц, непосредственно следуют из результатов, содержащихся в работе [15]. Слова «отсутствие парачастиц» в заглавии этой работы относятся к известным сейчас частицам.

Таблица 1

Сравнение правил сверхотбора для парафермионных кварков с $p=3$

Состояние	Тип парастатистики	Q	B
$a^\dagger \Phi_0$	пара-Ферми	2/3, -1/3	1/3
$[a^\dagger, a^\dagger]_+ \Phi_0$	пара-Бозе	4/3, 1/3, -2/3	2/3
$[a^\dagger, b^\dagger]_+ \Phi_0$	пара-Бозе	1, 0, -1	0
$[a^\dagger, a^\dagger]_- \Phi_0$	Бозе	4/3, 1/3, -2/3	2/3
$[a^\dagger, b^\dagger]_- \Phi_0$	Бозе	1, 0, -1	0
$[[a^\dagger, a^\dagger]_+, a^\dagger]_+ \Phi_0$	Ферми	2, 1, 0, -1	1
$[[a^\dagger, a^\dagger]_+, b^\dagger]_+ \Phi_0$	Ферми	5/3, 2/3, -1/3, -4/3	1/3

a^\dagger — оператор рождения кварка, b^\dagger — оператор рождения антикварка.

Тогда состояние $f_{\lambda\mu\nu}^\dagger \Phi_0$ симметрично относительно всех перестановок λ, μ и ν ¹⁾. Это сложное состояние является фермионом²⁾, поскольку $[f_{\lambda\mu\nu}^\dagger, a_\sigma^\dagger]_+ = 0$ и, следовательно, $[f_{\lambda\mu\nu}^\dagger, f_{\sigma\tau\eta}^\dagger]_+ = 0$.

В табл. 1 сопоставляются данные, следующие из правил сверхотбора для паракварков и обусловленные их спе-

¹⁾ Перестановки этих индексов отвечают перестановкам частиц в указанном состоянии для одномерных представлений группы перестановок, но не в общем случае [15].

²⁾ Мы можем построить также мезон из мультиплета 35, используя пару частица — античастица парафермионных кварков ранга 3 в s -состояниях. Пусть $b_{\lambda\mu}^\dagger = [a_\lambda^\dagger, a_\mu^\dagger]_- = 2 \sum_{\alpha \neq \beta=1}^3 a_\lambda^{(\alpha)\dagger} a_\mu^{(\beta)\dagger}$.

Тогда состояние $b_{\lambda\mu}^\dagger \Phi_0$ антисимметрично относительно перестановки λ и μ , а это сложное состояние является бозоном, так как $[b_{\lambda\mu}^\dagger, a_\nu^\dagger]_- = 0$, и следовательно, $[b_{\lambda\mu}^\dagger, b_{\nu\sigma}^\dagger]_- = 0$. Это построение можно проделать при любом p , включая случай $p=1$, отвечающий обычным фермионам. Поэтому мезоны, построенные из парафермионов, ничем не отличаются от мезонов, построенных из фермионов. По этой причине мы не будем больше рассматривать мезоны в этой статье.

цифической природой, и данные, следующие из правил сверхотбора для заряда и барионного числа.

Предположение, что кварки являются парафермионами (а в теории поля — квантами парафермионных полей), допускается правилами отбора, которые следуют из локальности. Из этих полей можно построить соответствующие¹⁾ локальные взаимодействия (в смысле пространственно-подобной коммутативности плотности гамильтониана взаимодействия); например, взаимодействие Юкавы

$$H_I = g [[\bar{\Psi}, \Psi]_+ - \langle [\bar{\Psi}, \Psi]_+ \rangle_0, \phi]_+,$$

или взаимодействие Ферми

$$H_I = G \{ [[\bar{\Psi}, \Psi]_-, [\bar{\Psi}, \Psi]_-]_+ - \langle \text{то же} \rangle_0 \},$$

где Ψ и ϕ — соответственно парафермион и парабозон ранга 3. Предположение о паракварках не подчиняется действию квантовомеханической теоремы [16], согласно которой частицы с аномальными перестановочными свойствами не могут рождаться из начальных состояний (\mathfrak{F}^\times), в которых было не более одной такой частицы, поскольку в этой теореме предполагается, что единственными правилами сверхотбора являются те, которые следуют из сохранения заряда, барионного числа и лептонного числа, тогда как в теории параполя существуют добавочные правила сверхотбора²⁾. Был поднят вопрос о совместимости теории параполя с интуитивным пониманием поведения квантовых систем, разделенных на подсистемы³⁾. Этот вопрос заслуживает серьезного внимания, однако здесь мы его не рассматриваем.

1) Под словом «соответствующие» мы подразумеваем, что эти взаимодействия приводят к связанным фейнмановским диаграммам, в которых в начальном и конечном состояниях имеются только нужные нам состояния из 56-плета (или из 35-плета).

2) Мы ожидаем, что при обобщении этой теоремы [16] на случай, включающий правила сверхотбора для параполей, абсолютное правило отбора для рождения паракварков из \mathfrak{F}^\times разрешит рождение из обычных состояний как симметричных, так и антисимметричных паракварковых состояний, если только эти состояния относятся к разным типам сверхотбора.

3) Ч. Янг, частное сообщение.

Низшие состояния в паракварковой модели барионов
(см. [19, 20])

Орбитальная конфигурация	L	Четность	Диаграмма Юнга	Разложение по $(SU(3), J)$	Полная множественность	Полное число изоспиновых мультиплетов
s^3 (чистая)	0	+	(3)	(8, $J=1/2$) (10, $J=3/2$)	56	8
s^2p^1 (спурионная)	1	-	(3)	(8, $J=1/2, 3/2$) (10, $J=1/2, 3/2, 5/2$)	168	20
s^2p^1 (чистая)	1	-	(2, 1)	(1, $J=1/2, 3/2$) (8, $J=1/2, 3/2, 5/2$) (10, $J=1/2, 3/2$) (8, $J=1/2, 3/2$)	210	30
s^1p^2, s^2d^1 (смешанная)	2	+	(3)	(8, $J=3/2, 5/2$) (10, $J=1/2, 3/2, 5/2, 7/2$)	280	24
s^1p^2, s^2d^1 (смешанная)	2	+	(2, 1)	(1, $J=3/2, 5/2$) (8, $J=1/2, 3/2, 5/2, 7/2$) (10, $J=3/2, 5/2$) (8, $J=3/2, 5/2$)	350	34
s^1p^2, s^2d^1 (смешанная)	1	+	(2, 1)	(1, $J=1/2, 3/2$) (8, $J=1/2, 3/2, 5/2$) (10, $J=1/2, 3/2$) (8, $J=1/2, 3/2$)	210	30
s^1p^2 (чистая)	1	+	(1, 1, 1)	(8, $J=1/2, 3/2$) (1, $J=1/2, 3/2, 5/2$)	60	11
s^1p^2, s^2d^1 (смешанная)	0	+	(3)	(8, $J=1/2$) (10, $J=3/2$)	56	8
s^1p^2, s^2d^1 (смешанная)	0	+	(2, 1)	(1, $J=1/2$) (8, $J=3/2$) (10, $J=1/2$) (8, $J=1/2$)	70	13

Продолжение табл. 2

Орбитальная конфигурация	L	Четность	Диаграмма Юнга	Разложение по $(SU(3), J)$	Полная множественность	Полное число изоспиновых мультиплетов
$p^3, s^1 p^1 d^1,$ $s^2 f^1$ (смешанная)	3	—	(3)	(8, $J=5/2, 7/2$)	392	24
$p^3, s^1 p^1 d^1$ (смешанная)	2	—	(2, 1)	(10, $J=3/2, 5/2, 7/2, 9/2$) (1, $J=3/2, 5/2$) (8, $J=1/2, 3/2, 5/2, 7/2$) (10, $J=3/2, 5/2$) (8, $J=3/2, 5/2$)	350	34
$p^3, s^1 p^1 d^1,$ $s^2 f^1$ (смешанная)	1	—	(3)	(8, $J=1/2, 3/2$) (10, $J=1/2, 3/2, 5/2$)	168	20
$p^3, s^1 p^1 d^1$ (смешанная)	1	—	(2, 1)	(1, $J=1/2, 3/2$) (8, $J=1/2, 3/2, 5/2$) (10, $J=1/2, 3/2$) (8, $J=1/2, 3/2$)	210	30
$p^3, s^1 p^1 d^1$ (смешанная)	0	—	(1, 1, 1)	(8, $J=1/2$) (1, $J=3/2$)	20	5
Всего					2600	291

После этих кратких соображений в защиту возможности того, что кварки являются парафермионами, мы приступим к классификации барионных состояний в модели паракварков. Барионные волновые функции должны быть симметричными относительно перестановок. В табл. 2 приведены состояния, для которых волновые функции являются суммами произведений пространственных волновых функций и волновых функций спина и унитарного спина. Все кварки находятся в низшем радиальном состоянии при заданном l . Диаграммы Юнга одинаковы для

пространственных волновых функций и для волновых функций спина и унитарного спина. Приведенные числа соответствуют количеству клеток в последовательных рядах. Даже если классификация по представлениям группы $SU(6)$ полезна только для низшего мультиплетта 56 с конфигурацией s^3 , классификация по $(SU(3), J)$, представленная в пятом столбце, должна оказаться полезной для высших состояний. Мы продолжили таблицу вплоть до конфигурации p^3 , чтобы получить состояния с $J = 9/2$, так как в экспериментах имеются некоторые указания на такие состояния [17]. Однако мы откладываем размещение известных барионов по мультиплеттам. Тот факт, что появляются только $SU(3)$ -мультиплеты 1, 8 и 10, является общим для любой трехкварковой модели. Эту таблицу можно построить, используя только простейшие сведения [18], известные физикам, изучающим атомные ядра. Полезная проверка¹⁾ построения таблицы состоит в том, что, если считать орбитальные s - и p -состояния эквивалентными, то эти четыре состояния преобразуются по фундаментальному представлению «орбитальной» группы $SU(4)$. Если объединить ее с группой $SU(6)$, то получим группу $SU(24)$, в которой трехчастичное симметричное представление имеет размерность 2600²⁾.

Если эта модель правильна, то должна существовать возможность рождения реальных паракварков во взаимодействиях при высоких энергиях. Правила свертывания для рождения паракварков из обычной материи те же

¹⁾ Мы благодарны П. Фройнду и Б. Ли за это замечание.

²⁾ Поскольку в табл. 2 приведены состояния оболочечной модели, то среди них присутствуют некоторые спурионные состояния, возникающие вследствие некорректной трактовки движения центра масс. Чисто спурионной является только конфигурация s^2p^1 с диаграммой Юнга (3). Для остальных конфигураций мы указываем возбужденные состояния оболочечной модели, которые должны быть смешаны для получения соответствующих начальных состояний. (Использовались осцилляторные волновые функции.) Мы предполагаем проделать более подробные расчеты с более конкретными предположениями о силах и попытаться установить, где должны располагаться различные $SU(3)$ -мультиплеты. Возможно следует рассмотреть другие состояния, например второе радиальное s -состояние. При выполнении таких расчетов может оказаться полезной эмпирическая информация. Обсуждение спурионных состояний см. в работах [19, 20].

самые, что и для фермионных кварков (см. табл. 1); например, $b + m \rightarrow 3q$, но не $2q$ или q , где b, m, q — барион, мезон, кварк. Однако пороговое поведение реакции $b + m \rightarrow 3q$ в случае паракварков зависит от волновых функций s -состояний и будет отличаться от порогового поведения в случае фермионных кварков.

В кулоновском рассеянии на обычной материи сечение в случае паракварков совпадает в низшем порядке с сечением для обычных частиц с таким же зарядом. Поэтому обнаружить парачастицы должно быть так же легко, как обычные частицы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Wigner E. P., Phys. Rev., 51, 106 (1937).
2. Wigner E. P., Feenberg E., Rept. Progr. Phys., 8, 274 (1941).
3. Gürsey F., Radicati L. A., Phys. Rev. Letters, 13, 173 (1964).
4. Pais A., Phys. Rev. Letters, 13, 175 (1964).
5. Gürsey F., Pais A., Radicati L. A., Phys. Rev. Letters, 13, 299 (1964).
6. Sakita B., Phys. Rev., 136, B1756 (1964).
7. Kuo T. K., Yao T., Phys. Rev. Letters, 13, 415 (1964).
8. Bég M. A. B., Singh V., Phys. Rev. Letters, 13, 418 (1964).
9. Bég M. A. B., Lee B. W., Pais A., Phys. Rev. Letters, 13, 514 (1964).
10. Sakita B., Phys. Rev. Letters, 13, 643 (1964).
11. Gell-Mann M., Phys. Letters, 8, 214 (1964) (дополнение 1 в настоящем издании).
12. Zweig G., CERN Preprints 401, 412 (1964).
13. Blum W. et al., Phys. Rev. Letters, 13, 353a (1964).
14. Hagopian V. et al., Phys. Rev. Letters, 13, 280 (1964).
15. Greenberg O. W., Messiah A. M. L., Phys. Rev., 138, B1155 (1965).
16. Messiah A. M. L., Greenberg O. W., Phys. Rev., 136, B248 (1964).
17. Rosenfeld A. H. et al., Rev. Mod. Phys., 37, 633 (1965).
18. De-Shalit A., Talmi I., Nuclear Shell Theory, New York, 1963.
19. Elliott J. P., Skyrme T. H. R., Proc. Roy. Soc. (London), A232, 561 (1955).
20. Baranger E., Lee C. W., Nucl. Phys., 22, 157 (1961).

5. ВОЗМОЖНО ЛИ НЕРЕЛЯТИВИСТСКОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ ДЛЯ ОПИСАНИЯ ВНУТРЕННЕЙ ДИНАМИКИ «ЭЛЕМЕНТАРНЫХ» ЧАСТИЦ?

Г. Морнурго ¹⁾

Отмечается, что в противоположность обычным взглядам внутренняя динамика в составной модели «элементарной» частицы не обязательно должна быть релятивистской. Если сила, которая связывает составляющие объекты, имеет конечный радиус действия и не слишком сингулярна, то релятивистский характер внутреннего движения зависит только от радиуса действия такой силы и от массы составляющих частиц и не зависит от глубины потенциальной ямы. Например, в кварк-антикварковой модели октета бозонов при массе кварка, равной $5 \Gamma_{\text{эв}}$, и радиусе связывающей силы $(5m_{\pi})^{-1}$ имеем $(p/M)^2 = 1/40$, т. е. нерелятивистскую ситуацию, совершенно аналогичную ситуации в ядерной физике.

Отмечается, что отсюда можно понять некоторые черты динамики $SU(3)$ - и $SU(6)$ -симметрий, если записать нерелятивистский гамильтониан для кварков аналогично тому, как это делается при записи гамильтониана для ядра. Точнее: 1) можно понять, почему массовая формула Гелл-Манна — Окубо для барионов в рамках $SU(3)$ -симметрии выполняется гораздо лучше, чем можно ожидать из ее вывода по теории возмущений; 2) можно получить отношение магнитных моментов протона и нейтрона, равное $-3/2$, которое следует из $SU(6)$ -симметрии, с помощью очень простого расчета, который в то же время показывает, насколько своеобразна ситуация с вычислением абсолютных значений магнитных моментов: некоторые интересные аспекты этой ситуации, хотя и подразумеваются при обычном выводе, маскируются там алгебраическими вычислениями; 3) точка зрения, принятая в этой статье, приводит к выводу, что $SU(6)$ -симметрия, по-видимому, должна иметь место только при нерелятивистских энергиях взаимодействующих частиц.

I. Введение

Цель настоящей работы, которую мы надеемся в будущем продолжить, состоит в том, чтобы привлечь внимание к обстоятельству, которое рассматривалось как почти очевидное со времени работы Ферми и Янга [1], но которое, по нашему мнению, вовсе не очевидно.

Вопрос состоит в следующем. Если принять составную модель элементарных частиц, то будет ли движение

¹⁾ G. M o r n u r g o, Physics, 2, 95 (1965). (Статья, представленная на собрании Национального института ядерной физики, посвященном физике высоких энергий, Фраскати, 12 апреля 1965 г.)

составляющих частиц релятивистским или нерелятивистским, как, например, в позитронии или в ядре? Почти всегда считалось очевидным или подразумевалось, что это движение будет релятивистским и даже ультрарелятивистским. При этом основывались, по-видимому, на двух обстоятельствах. Первое заключается в том, что Ферми и Янг при построении пиона в виде $N\bar{N}$ -системы использовали потенциальную яму, радиус которой предполагался равным комптоновской длине волны нуклона M_N^{-1} . Если поступать таким образом, то движение $N\bar{N}$ -системы с необходимостью является релятивистским просто вследствие принципа неопределенности; в самом деле, неопределенность импульса должна быть порядка M_N , так что по порядку величины $(\Delta p/M_N)^2 \sim 1$, т. е. движение полностью релятивистское. Второе обстоятельство заключается в том, что для сил с большим радиусом действия среднее значение кинетической энергии имеет тот же порядок величины, что и среднее значение потенциальной энергии (теорема вириала); поскольку потенциальная энергия должна быть порядка энергии покоя связанных частиц, кинетическая энергия имеет тот же порядок величины и задача явно носит полностью релятивистский характер.

Теперь предположим на время, что радиус действия силы притяжения между нуклонами и антинуклонами, приводящей к образованию пиона, равен не M_N^{-1} , а $(2m_\pi)^{-1}$, что соответствует двум массам пиона. Тем самым мы предполагаем, что существует сильный потенциал притяжения с радиусом действия $(2m_\pi)^{-1}$. Следует подчеркнуть, что это предположение сделано здесь только для иллюстрации того, что мы имеем в виду. Оно может в этом случае не соответствовать экспериментальным данным по нуклон-антинуклонному рассеянию и аннигиляции. В этом случае неопределенность импульса $\Delta p \approx \approx 2m_\pi$, а средняя кинетическая энергия порядка $(2m_\pi)^2/M$. Отношение кинетической энергии к энергии покоя нуклона равно $(2m_\pi)^2/M_N^2 \sim 1/12$, т. е. мы имеем умеренно нерелятивистскую ситуацию.

Другими словами, может существовать ситуация, в которой потенциальная яма, связывающая нуклон

и антинуклон, настолько глубока, что компенсирует массы связанных частиц; кроме того, ее радиус действия намного больше комптоновской длины волны составляющих частиц. Для основного состояния наличие релятивистского или нерелятивистского характера ситуации не зависит от глубины потенциальной ямы, а зависит только от радиуса действия потенциала и массы составляющих частиц.

До сих пор мы рассматривали модель Ферми — Янга для пиона, но в действительности эти представления возникли при обдумывании кварковой структуры частиц [2—4]. Представим себе пион в виде связанной пары кварк — антикварк и предположим, что кварки представляют собой реальные частицы (а не только математические понятия) и масса их довольно велика, скажем $M = 5 \text{ Гэв}$. Точного значения мы, конечно, не знаем. Взаимодействие между кварками может передаваться кварк-антикварковыми объединениями; чтобы получалось притяжение, взаимодействие может передаваться, например, частицей из векторного октета. Радиус действия, следовательно, равен $\sim (5m_\pi)^{-1}$, а кинетическая энергия T объединения кварк — антикварк равна $(5m_\pi)^2/M$. При $M = 5 \text{ Гэв}$ отношение $T/M \sim 1/40$. Таким образом, мы имеем явно нерелятивистскую ситуацию, совершенно аналогичную ситуации в ядерной физике.

Если это так, то некоторое число непонятных пока фактов можно объяснить, по крайней мере качественно. Рассмотрим сначала «простую» теорию $SU(3)$ -симметрии [5—7], а затем обсудим $SU(6)$ -симметрию.

Первый пункт, который становится ясным, состоит в том, что если частицы составлены из кварков, то описание с фиксированным числом кварков и антикварков, содержащихся в данной частице, является очень хорошим описанием в том же смысле, в каком очень хорошим описанием является описание ядра волновой функцией с фиксированным числом нуклонов. Справедливо, что в ядре может находиться нуклон-антинуклонная пара, кроме содержащихся там нуклонов, но практически хорошее описание ядра получается при пренебрежении такими виртуальными парами, а также при пренебрежении виртуальными пионами. Можно было бы возразить,

что в данном случае ситуация не столь ясна, так как даже если верно, что внутри частицы кварки движутся нерелятивистски, они находятся в очень глубокой потенциальной яме, настолько глубокой, что их энергия покоя практически компенсируется, тогда как для ядер это, конечно, не так. Однако это различие не изменяет сделанный выше вывод.

В самом деле, рассмотрим очень простую модель связи кварков, предназначенную специально для иллюстрации этого пункта. Допустим, что кварки связаны посредством нейтрального векторного мезонного поля, масса которого выбрана так, чтобы дать требуемый большой радиус действия (скажем $5m_\pi$, как указано выше), а константа связи с которым g также выбрана так, чтобы обеспечить требуемую глубину потенциальной ямы, связывающей кварки.

Тогда, как хорошо известно [8], взаимодействие нашей системы кварков плюс мезонное поле можно преобразовать во всех порядках по g так, чтобы получить мгновенное взаимодействие Юкавы плюс другие члены. Используемый способ при этом полностью аналогичен тому, с помощью которого получают кулоновское взаимодействие в электродинамике. Другими словами,

$$H'_{\text{преобр}} = \frac{g^2}{4\pi} \int J_0(x) \frac{\exp(-\mu|x-x'|)}{|x-x'|} J_0(x') d^3x d^3x' +$$

+ члены, пропорциональные $J(x)$.

Здесь $J_0(x)$ и $J(x)$ — временная и пространственная компоненты кваркового тока

$$J_\mu(x) = \sum_{i=1}^3 \bar{\psi}_i(x) \gamma_\mu \psi_i(x).$$

Теперь высказанное выше заключение о том, что, используя только фиксированное число кварков, мы получаем хорошее приближение, следует из того, что матричные элементы типа $\langle q | H' | q, \bar{q}, q \rangle$ имеют порядок величины p/M , где p — импульс начального или одного из конечных кварков. Если p — импульс начальных кварков, то эта величина мала, как было сказано выше; если же p — импульс одного из конечных кварков, то она

может быть большой, но тогда переход сдвинут с энергетической поверхности на величину M и, следовательно, невероятен ¹⁾.

II. Обсуждение формулы Гелл-Манна — Окубо

Второй пункт, в котором, по-видимому, можно достичь лучшего понимания, если считать движение кварков нерелятивистским, состоит в следующем. Почему массовая формула Гелл-Манна — Окубо [5, 6, 9] оказывается применимой далеко за пределами первого порядка теории возмущений?

Рассмотрим барионный декуплет или октет и запишем гамильтониан трехкварковой системы, состоящий из унитарно-инвариантной части H_0 плюс некоторый добавок H_1 , который, как обычно, предполагается преобразующимся подобно компоненте T_3^3 унитарного тензора. Выберем, например, H_0 в виде

$$H_0 = 2M + M' + T_1 + T_2 + T_3 + V(12) + V(13) + V(23), \quad (1)$$

где $2M + M'$ — энергия покоя кварков (два из них имеют одинаковую массу M , а масса третьего M' , как подробнее рассмотрено ниже, отличается от M), T_i — кинетические энергии кварков одинаковой массы ²⁾, $V(ik)$ — потенциальные энергии, записанные в предположении двух-

¹⁾ Следует отметить, однако, что виртуальная $q\bar{q}$ -система может образоваться в сильно связанном состоянии. В этом случае ее масса не будет порядка M (массы кварка), а будет порядка нескольких пионных масс. Поэтому высказанное соображение не следует принимать за указание на то, что, например, виртуальный процесс типа $\pi \rightarrow \pi + \rho$ мал или не важен. Другими словами, если имеется $q\bar{q}$ -система, представляющая собой пион, то она определенно может проводить часть времени в сопровождении ρ -мезона; или если имеется qqq -система, скажем нуклон, то она определенно может часть времени сопровождаться $q\bar{q}$ -системой, представляющей собой пион. Однако в том же смысле, в каком возможно достаточно точное описание ядер без учета обменных токов, т. е. только исходя из координат нуклонов, может оказаться возможным описание нуклонов, в котором используются только координаты кварков.

²⁾ $T_1 + T_2 + T_3 = \sum_{i=1}^3 p_i^2/2\mu; \quad \mu = 3MM'/(2M' + M).$

частичных сил. Это предположение, однако, не существенно. Все, что мы должны допустить для гамильтониана H_0 и потенциальной энергии в (1), состоит в предположении, что они являются симметричными функциями координат и спинов кварков, не зависящими от операторов унитарного спина, или содержащих их только через казимировские инварианты. С другой стороны, часть H_1 гамильтониана будет симметричной по пространственным, спиновым и унитарно-спиновым координатам. Она будет линейно зависеть от $\lambda_i^{(8)}$ ¹⁾. Мы можем написать

$$H_1 = H_1^{(T)} + H_1^{(U)},$$

где $H_1^{(T)}$ — вклад члена кинетической энергии и массы покоя в ту часть гамильтониана, которая преобразуется как $\lambda_i^{(8)}$, а $H_1^{(U)}$ — вклад потенциальной энергии. Например, если действуют только двухчастичные силы, то мы можем записать $H_1^{(U)}$ в виде

$$H_1^{(U)} = U(12)(\lambda_1^{(8)} + \lambda_2^{(8)}) + U(13)(\lambda_1^{(8)} + \lambda_3^{(8)}) + U(23)(\lambda_2^{(8)} + \lambda_3^{(8)}), \quad (2)$$

тогда как $H_1^{(T)}$, как обычно, имеет вид

$$H_1^{(T)} = \frac{1}{3}(M - M') \sum_{i=1}^3 \lambda_i^{(8)} + \sum_{i=1}^3 \left(\frac{p_i^2}{2M} - \frac{p_i^2}{2M'} \right) \lambda_i^{(8)}, \quad (3)$$

где M — общее значение массы кварков типа 1 и 2 (p, n), а M' — масса кварков типа 3 (Λ).

Заметим, что главный вклад в расщепление масс как в барионном декуплете, так и в барионном октете может давать первый член в $H_1^{(T)}$, который описывает разность масс третьего кварка и двух остальных. Цвейг [4] уже отмечал, что эта разность масс может отвечать за большую часть расщепления. Величина $M - M'$ определяется разностью масс $(M(\Sigma) + M(\Lambda)/2) - M(n) = 1154 - 938 \approx 216$ Мэв, или, что эквивалентно, разностью $M(\Xi) - (M(\Sigma) + M(\Lambda)/2) \approx 175$ Мэв. Таким образом, мы можем принять разность $M - M'$ в первом члене определения (3) приближенно равной 200 Мэв. К этому большому возму-

1) В этой статье матрица $\lambda^{(8)}$ выбирается в виде $\begin{pmatrix} 1 & & \\ & 1 & \\ & & -2 \end{pmatrix}$.

щению, которое, однако, коммутирует с остальной частью гамильтониана и, следовательно, может рассматриваться точно, следует добавить малое возмущение, которое, например, отвечает за разность масс Λ и Σ . Разность $(M(\Sigma) - M(\Lambda)/2)$ приближенно равна 40 Мэв ; таков порядок величины этого второго возмущения. Поэтому нет ничего странного в том, что расчет в первом порядке с этим возмущением приводит к точным результатам.

Теперь можно было бы попытаться отождествить это второе возмущение со вторым членом в $H_1^{(T)}$. В самом деле, если бы это было так, то можно было бы понять, почему это второе возмущение также линейно по $\lambda_i^{(8)}$. Однако второй (кинетический) член в (3) оказывается слишком малым. Фактически его порядок величины равен $(M - M') \langle p^2/M^2 \rangle$ и в случае нерелятивистского движения кварков не может намного превышать 5 или 10 Мэв . Следовательно, это возмущение « 40 Мэв » может быть обнаружено, по-видимому, в потенциальной энергии, хотя возникает вопрос, почему это возмущение просто линейно по $\lambda_i^{(8)}$ 1).

1) Это реальный вопрос, отличный от вопроса о том, почему при выборе возмущения в виде, линейном по $\lambda_i^{(8)}$, эффекты второго порядка пренебрежимо малы. Мы можем оценить реальность этого вопроса, если рассмотрим кратко проблему кулоновских поправок к зарядовой независимости в обычной ядерной физике. Эти поправки получаются из членов вида

$$\frac{1}{2} \sum_i (M_n - M_p) \tau_i^{(3)} + \sum_i \left(\frac{P_i^2}{2M_p} - \frac{P_i^2}{2M_n} \right) \tau_i^{(3)} + \\ + \sum_{i>j} \frac{e^2}{r_{ij}} \frac{\tau_i^{(3)} + \tau_j^{(3)} + \tau_i^{(3)}\tau_j^{(3)}}{4}.$$

Здесь два первых слагаемых аналогичны в нашем случае членам в $H_1^{(T)}$. В частности, второе слагаемое обычно пренебрежимо мало по причинам, упомянутым выше. Третье слагаемое (возникающее из-за кулоновского отталкивания между протонами), как можно видеть, содержит члены, линейные по $\tau_i^{(3)}$, и члены, билинейные по $\tau_i^{(3)}$ с тем же коэффициентом. Почему в нашем случае нет квадратичных членов типа $\lambda_i^{(8)} \times \lambda_j^{(8)}$ в возмущении « 40 Мэв » или почему, если они есть, их вклад в энергию связи практически равен нулю — это вопрос, который мы поставили, но который должны оставить без ответа в этой статье.

Во всяком случае, считая, что возмущение «40 Мэв» обусловлено потенциальной энергией, линейной по $\lambda_i^{(8)}$, как в выражении (2), мы можем просто вычислить воздействие этого возмущения на массы барионов. Способ вычисления полностью аналогичен тому, который используется при расчете энергий связи ядер. Например, математическое ожидание $H_1^{(U)}$ в состояниях декуплета можно немедленно вычислить следующим образом. Обозначим 10 волновых функций состояний декуплета через χ_i ($i = 1, 2, \dots, 10$). Все χ_i симметричны по переменным унитарного спина, и поэтому их можно записать в виде произведения полностью антисимметричной пространственной и спиновой части на симметричные функции унитарного спина, которые мы обозначим W_i ($i = 1, 2, \dots, 10$). Таким образом,

$$\chi_i = f(123) W_i,$$

где антисимметричная функция $f(123)$ одна и та же для всех значений i . Имеем, следовательно,

$$\begin{aligned} \langle \chi_i | H_1^{(U)} | \chi_i \rangle &= \langle f(123) W_i | U(12) (\lambda_1^{(8)} + \lambda_2^{(8)}) + \\ &+ U(13) (\lambda_1^{(8)} + \lambda_3^{(8)}) + U(23) (\lambda_2^{(8)} + \lambda_3^{(8)}) | f(123) W_i \rangle. \end{aligned} \quad (4)$$

Поскольку волновые функции χ_i имеют вид произведений, каждое из слагаемых в (4) разделяется на матричный элемент по пространственным и спиновым переменным и матричный элемент по унитарному спину. Вследствие антисимметричности функции $f(123)$ имеем

$$\begin{aligned} \langle f(123) | U(12) | f(123) \rangle &= \langle f(123) | U(13) | f(123) \rangle = \\ &= \langle f(123) | U(23) | f(123) \rangle = \frac{U}{6}. \end{aligned}$$

Таким образом, как и ожидалось,

$$\langle \chi_i | H_1^{(U)} | \chi_i \rangle = \frac{\bar{U}}{3} \langle W_i | \lambda_1^{(8)} + \lambda_2^{(8)} + \lambda_3^{(8)} | W_i \rangle = \bar{U} Y_i,$$

где Y_i — гиперзаряд i -й частицы из декуплета. Следовательно, мы можем написать массовую формулу для

декуплета в виде

$$M_i = M_0 + (M - M') Y_i + \bar{U} Y_i,$$

где, повторяем, главный член, пропорциональный $(M - M')$, вычислен точно, и только последний член, соответствующий возмущению «40 Мэв», должен рассматриваться как вычисленный по теории возмущений (или вариационным методом). Аналогичный расчет $H_1^{(U)}$ можно, конечно, выполнить для барионного октета, хотя в этом случае вычисления сложнее, так как теперь пространственная и спиновая часть волновой функции не антисимметрична, а преобразуется по двумерному представлению группы перестановок трех объектов.

Что касается мезонных октетов, то их рассмотрение полностью аналогично. Представляя себе мезоны как объединения кварка и антикварка, мы должны, конечно, предположить, что между кварком и антикварком действует большая унитарно-симметричная сила притяжения, на которую опять в первую очередь влияет возмущение, обусловленное разностью масс кварков, а затем другое возмущение, линейное по $\lambda_i^{(8)}$. Здесь следует сделать два замечания.

1. Может показаться странным, что силы притяжения действуют как между кварками, так и между кварком и антикварком. Если бы, например, силы были обусловлены только нейтральным векторным мезоном, как рассматривалось выше, они были бы силами притяжения при взаимодействии кварка с антикварком, но при взаимодействии кварка с кварком они были бы силами отталкивания. Отметим, однако, что величина силы, действующей между кварками, отличается от величины силы, действующей между кварком и антикварком. Если считать массу кварка равной, например, 5 Гэв, то энергия связи кварка и антикварка равна по порядку величины $\sim 9,5$ Гэв, тогда как энергия связи между двумя кварками равна по порядку величины $(15 - 1)/3 \approx 4,7$ Гэв. Следовательно, грубо говоря, кварк с антикварком связаны вдвое сильнее, чем кварк с кварком. Между прочим, это могло бы объяснить отсутствие частиц, построенных из двух кварков: их масса была бы порядка массы кварка. Остается, конечно,

но, вопрос об отсутствии частиц, построенных из 4 или 5 кварков.

2. В схеме, подобной представленной здесь, трудно понять тот факт, что масса мезонов описывается квадратичной формулой. Однако это не является типичным для нерелятивистского приближения, подобного изложенному выше. Предложенные до сих пор объяснения того факта, что массовая формула для мезонов должна быть квадратичной, на самом деле неубедительны ¹⁾.

III. Замечания по поводу $SU(6)$ -симметрии

В случае нерелятивистской внутренней структуры частиц не возникает никаких особых трудностей в задаче формулирования $SU(6)$ -инвариантности. Достаточно предположить, что в первом приближении кварковый гамильтониан не зависит от спина. Хорошо известно, что это требование легко можно ввести для нерелятивистской системы. Если мы посмотрим на $SU(6)$ -симметрию с этой точки зрения, то становится ясно, что она является приближенной симметрией [11—13]; она, возможно, нарушается нерелятивистскими эффектами и, несомненно, нарушается релятивистскими эффектами. Точно так же в ядерной физике $SU(4)$ -симметрия вигнеровских супермультиплетов является приближенной симметрией, которая нарушается тензорными, спин-орбитальными и спин-спиновыми эффектами. Остается только задача отыскания членов тензорного, спин-орбитального и спин-спинового типа, которые нарушают $SU(6)$ -симметрию. Если воздействие таких нарушающих $SU(6)$ -симметрию членов на волновую функцию протона или нейтрона не слишком велико, то $SU(6)$ -симметрия должна иметь

¹⁾ Окубо и Риан [10] основывают свое объяснение на том, что если написать $M^2 = P_\mu P^\mu$ и разложить P_μ на $P_\mu^{(0)} + P_\mu^{(8)}$, то члены первого порядка в $P_\mu^{(8)}$ оказываются квадратичными по массе. Это соображение представляется нам непоследовательным, так как с таким же успехом его можно было бы использовать для того, чтобы показать, что массовые формулы должны быть порядка $2n$ по массе. Нужно просто написать $M^{2n} = (P_\mu P^\mu)^n$ и повторить все расчеты Окубо и Риана. С другой стороны, объяснение, предлагаемое в работе [3], основано на принятии приближения нулевого порядка, в котором все бозоны имеют массу, равную нулю.

успех; в противном случае она бесполезна. Какой случай реализуется в природе, пока не совсем ясно.

Чтобы рассмотреть конкретный пример, мы вычислим [14] отношение магнитных моментов протона и нейтрона с помощью $SU(6)$ -симметрии, используя представление 56. Этот расчет становится тождественным расчету отношения магнитных моментов He^3 и H^3 , если

1) пространственная часть волновой функции этих выбранных ядер « He^3 » и « H^3 », построенных из кварков, антисимметрична и имеет нулевой орбитальный момент ¹⁾;

2) кварки имеют боровские магнитные моменты, пропорциональные их зарядам, т. е. пропорциональные $2/3$ ($e\hbar/2Mc$) для p -кварка и $-1/3$ ($e\hbar/2Mc$) для n -кварка.

Вычисление выполняется непосредственно. Обозначим три кварка через p , n и Λ (конечно, Λ не участвует в этом расчете) и отметим, что унитарно-спиновые части волновых функций протона и нейтрона соответственно имеют вид

$$„p” = p_1 (p_2 n_3 - p_3 n_2),$$

$$„n” = n_1 (n_2 p_3 - n_3 p_2).$$

Обозначив через f (123) пространственную и спиновую часть волновой функции, мы теперь предположим, что пространственная часть волновой функции $X(r_1, r_2, r_3)$ инвариантна относительно вращений ($L = 0$), зависит только от относительных координат и антисимметрична; т. е. мы предположим, что функция f (123) имеет вид

$$f(123) = X(r_1, r_2, r_3) \alpha_1 (\alpha_2 \beta_3 - \alpha_3 \beta_2),$$

¹⁾ В противоположность тому, что может показаться с первого взгляда, ничто не препятствует построению волновой функции $X(r_1, r_2, r_3)$, полностью антисимметричной относительно r_1, r_2, r_3 , зависящей только от относительных координат и инвариантной относительно вращений (т. е. с нулевым орбитальным моментом). Если написать $r = r_1 - r_2$ и $\rho = r_3 - (r_1 + r_2)/2$, то в качестве примера могут служить выражения $X(r_1, r_2, r_3) = A(r \cdot \rho) |r|$ или $A(r \cdot \rho) |r|^4$, где A означает антисимметризацию по индексам 1, 2, 3. Отметим, однако, что, например, $A(r \times \rho)$ или $A(r \times \rho) |r|^2$ обращаются тождественно в нуль. Я очень благодарен д-ру С. Беччи за замечание по этому поводу, которое помогло избежать ошибки.

где $X(r_1, r_2, r_3)$ антисимметрична, а спиновая часть определяется требованием, чтобы она соответствовала спину $1/2$. Только в этом пункте используется $SU(6)$ -симметрия. В самом деле, если считать, что частицы октета и декуплета принадлежат одному и тому же представлению 56 группы $SU(6)$, то пространственная часть волновой функции всех частиц из декуплета и октета должна быть одной и той же. Но вследствие принципа Паули пространственная часть волновой функции декуплета, как мы уже говорили, должна быть антисимметричной, и то же самое должно иметь место для пространственной части волновой функции октета. Однако следует заметить, что предположение об антисимметричности $X(r_1, r_2, r_3)$ фактически слабее, чем предположение о справедливости $SU(6)$ -симметрии. Форма $X(r_1, r_2, r_3)$ для частиц октета вполне может отличаться от формы $X(r_1, r_2, r_3)$ для частиц декуплета (тогда как $SU(6)$ -симметрия требует, конечно, чтобы в том и другом случае $X(r_1, r_2, r_3)$ была одна и та же), и тем не менее результаты для отношения магнитных моментов останутся верными, если функция $X(r_1, r_2, r_3)$ антисимметрична.

Запишем далее полные волновые функции протона и нейтрона

$$„p” = NAX(r_1, r_2, r_3) \alpha_1 (\alpha_2 \beta_3 - \alpha_3 \beta_2) p_1 (p_2 n_3 - p_3 n_2),$$

$$„n” = NAX(r_1, r_2, r_3) \alpha_1 (\alpha_2 \beta_3 - \alpha_3 \beta_2) n_1 (n_2 p_3 - n_3 p_2),$$

где N — нормировочный множитель, а A — оператор антисимметризации. Поскольку $X(r_1, r_2, r_3)$ уже антисимметрична, спиновая и унитарно-спиновая часть волновой функции должна быть симметричной. Считая X нормированной, получаем

$$„p” = X(r_1, r_2, r_3) \frac{1}{\sqrt{18}} \{ 2 [\alpha_1 p_1 \alpha_2 p_2 \beta_3 n_3 + \alpha_1 p_1 \alpha_3 p_3 \beta_2 n_2 + \\ + \alpha_2 p_2 \alpha_3 p_3 \beta_1 n_1] - [\alpha_1 p_1 \alpha_2 n_2 \beta_3 p_3 + \alpha_1 p_1 \beta_2 p_2 \alpha_3 n_3 + \\ + \alpha_2 p_2 \alpha_1 n_1 \beta_3 p_3 + \alpha_2 p_2 \beta_1 p_1 \alpha_3 n_3 + \\ + \alpha_3 p_3 \alpha_1 n_1 \beta_2 p_2 + \alpha_3 p_3 \beta_1 p_1 \alpha_2 n_2] \}$$

и аналогичную волновую функцию для „n”, где все p надо просто заменить на n , а все n заменить на p .

Математическое ожидание оператора спинового магнитного момента (орбитальной части нет, так как $L = 0$)

$$\mu = \frac{e\hbar}{2Mc} \left(\frac{2}{3} \sigma_p - \frac{1}{3} \sigma_n \right) \quad (5)$$

(где σ_p и σ_n — спины протонного и нейтронного кварков) равно

$$\langle \mu_z \rangle_{,,p} = \frac{1}{18} \left[4 \cdot 3 \cdot \frac{5}{3} + 6 \left(-\frac{1}{3} \right) \right] \frac{e\hbar}{2Mc} = \frac{e\hbar}{2Mc},$$

$$\langle \mu_z \rangle_{,,n} = \frac{1}{18} \left[4 \cdot 3 \cdot \left(-\frac{4}{3} \right) + 6 \left(\frac{2}{3} \right) \right] \frac{e\hbar}{2Mc} = -\frac{2}{3} \frac{e\hbar}{2Mc}.$$

Можно видеть, что получается знаменитое отношение [14] $\langle \mu \rangle_{,,p} / \langle \mu \rangle_{,,n} = -3/2$ ¹⁾.

Здесь уместно сделать несколько замечаний о проблеме согласования $SU(6)$ - и лоренц-инвариантности. Этой проблеме в последнее время уделялось большое внимание ²⁾; она косвенным образом стимулировала и появление настоящей статьи. Сразу можно сказать, что, несмотря на огромную работу, удовлетворительного решения этой проблемы не получено. В самом деле, не доказано, что можно построить группу Ли G , включающую в качестве подгрупп и группу Лоренца, и группу $SU(6)$, без

¹⁾ В то время как отношение μ_p/μ_n получено корректно, абсолютные значения магнитных моментов приводят к загадке. Для получения правильных абсолютных значений нужно предположить, что e/M (M — масса кварка) равно $2,79e/M_p$, где M_p — масса протона. Другими словами, g -фактор p -кварка должен быть равен $(4/3) 2,79M/M_p$, что совершенно не понятно. Отметим также, что все значения заряда p - и n -кварков, находящиеся в отношении $2 : -1$, приводят к тому же результату $-3/2$ для отношения магнитных моментов. Иначе говоря, для получения этого конкретного результата не требуется, чтобы заряды были дробными. Это замечание может оказаться интересным, если предполагать существование двух различных триплетов с целочисленными зарядами (ср. [15]). Отметим, наконец, третий, более традиционный, но тем не менее важный и уместный вопрос: можно ли на самом деле пренебречь обменными токами (ср. примечание на стр. 223) при расчете магнитных моментов?

²⁾ В статье [16] содержится обширная библиография по этому вопросу; ср. также [17].

введения по меньшей мере 32 генераторов, физический смысл которых неизвестен. Говоря иными словами, не оказалось возможным, а в некотором смысле было доказано, что невозможно [18—20] построить релятивистски-инвариантный лагранжиан для системы взаимодействующих частиц (содержащий только величины, имеющие физический смысл), который был бы также инвариантен относительно преобразований из группы $SU(6)$.

Могут спросить, какое отношение имеет это заключение к точке зрения, развиваемой в настоящей статье? Ответ простой: никакого отношения. Мы не требуем и не считаем, что кварковый лагранжиан точно инвариантен относительно некоторой группы G указанного выше типа. Мы требуем просто, чтобы взаимодействия были такими, что эта $SU(6)$ -инвариантность, возможно, выполнялась в нерелятивистском пределе.

Конечно, в конце концов мы должны иметь возможность построить релятивистский лагранжиан взаимодействующих кварков, поскольку взаимодействия частиц, составленных из кварков, происходят также и при релятивистских скоростях. Повторяем, однако, что от этого лагранжиана мы должны только потребовать возможной инвариантности относительно группы $SU(6)$ в нерелятивистском пределе, а не требовать, чтобы он был точно $SU(6)$ -инвариантным.

Если это так, то можно высказать гипотезу, что $SU(6)$ -симметрия, возможно, является хорошей симметрией для нерелятивистских явлений, но не является такой, когда частицы и, следовательно, содержащиеся в них кварки, сталкиваются при релятивистских скоростях¹⁾.

¹⁾ Если это так, то можно выбрать какие-то две реакции, позволяющие проверить $SU(6)$ -симметрию (мы еще не обдумали до конца, какие реакции являются наиболее подходящими), и исследовать их поведение с увеличением энергии. Если считать, что при низких энергиях (низких относительно масс участвующих частиц, а не относительно массы кварков) предсказания $SU(6)$ -симметрии выполняются, то с ростом энергии отклонения должны становиться все больше и больше. Однако следует заметить, что при низких энергиях возникает проблема различных значений Q или масс, поэтому может оказаться трудным найти область энергий, где выполняются предсказания $SU(6)$ -симметрии.

Чтобы провести аналогию, рассмотрим атом позитрония. Энергетические уровни позитрония с хорошей точностью определяются формулой Бальмера. С хорошим приближением спин-орбитальным и спин-спиновыми взаимодействиями можно пренебречь. Однако если мы хотим рассмотреть реакции, в которых участвует быстрый атом позитрония (например, рождение позитрония фотонами высокой энергии в поле ядра), то становятся необходимыми два дополнения.

1. Релятивистское описание состояния позитрония, другими словами, как преобразуется волновая функция при преобразовании Лоренца; это чисто кинематическая задача.

2. Релятивистское описание взаимодействия электронов позитрония с другими частицами; в частности, становятся важными спин-орбитальные члены; это — динамическая задача.

Согласно точке зрения, предложенной в настоящей статье, проблема частицы, составленной из тяжелых кварков, совершенно аналогична проблеме позитрония. Задача состоит не в том, чтобы построить одновременно релятивистский и $SU(6)$ -инвариантный лагранжиан. Вместо этого мы узнали, что в нерелятивистском пределе динамика и взаимодействия становятся простыми и это справедливо, в частности, как мы видели, для внутренней динамики. В релятивистском случае они, по-видимому, сложнее; насколько сложнее — это вопрос, решение которого мы должны предоставить будущему.

IV. Заключительные замечания

Здесь следует сделать еще три дополнительных замечания.

1. Можно было бы возразить, что если потенциальная яма, представляющая взаимодействие между двумя кварками, имеет сравнительно большой радиус действия, как принимается в настоящей статье, то плотность уровней в такой яме может быть слишком высокой по сравнению с плотностью известных частиц или резонансов. Однако

это не так. Рассмотрим, например, мезоны; возьмем потенциальную яму с радиусом действия $(5m_\pi)^{-1}$ и бесконечно глубокую. Тогда расстояние между первыми двумя s -состояниями равно $27(5m_\pi)^2/M \approx 20 m_\pi$, где масса кварка M опять принята равной 5 Гэв . Конечно, существуют также уровни p , d и т. д., но в целом расстояние между двумя состояниями представляется не слишком малым, если учесть еще тот факт, что в некоторых состояниях силы могут быть и силами отталкивания¹⁾.

2. Возражение, которое можно было бы выдвинуть против $SU(6)$ -симметрии, а точнее против представления 56 для барионов, состоит в следующем. Выглядит странным, что пространственная часть волновой функции барионов полностью антисимметрична. В самом деле, в антисимметричных состояниях кинетическая энергия больше, чем в симметричных состояниях, и может показаться странным, что барионный октет, представляющий основное состояние трех кварков, является пространственно-антисимметричным состоянием. Мы уже изложили свою точку зрения на $SU(6)$ -классификацию и отметили, что ее справедливость (даже в нерелятивистском случае) пока не установлена. Однако это конкретное возражение представляется нам непоследовательным, так как задача здесь полностью отличается от задачи в обычной ядерной физике. Здесь кинетическая энергия представляет собой лишь очень малое возмущение по отношению к очень большой потенциальной энергии. Мы должны минимизировать, по существу, потенциальную энергию, и вполне может оказаться, что силы, связывающие кварки вместе, носят обменный характер и являются силами притяжения в пространственно-антисимметричных состояниях.

3. Наконец, если предлагаемые представления справедливы, то кварки должны существовать; они должны быть не только математическими объектами. Очевидно, для математических объектов не имеет смысла писать гамильтониан, представляющий собой энергию. Поэтому кварки должны быть в конце концов открыты. Необходи-

¹⁾ Возбужденные состояния становятся, конечно, все более и более релятивистскими,

мо исследовать, какие условия наиболее подходящи для этого ¹⁾. Мы надеемся еще вернуться к этому вопросу ²⁾.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Fermi E., Yang C. N.*, Phys. Rev., **76**, 1739 (1948).
2. *Gell-Mann M.*, Phys. Letters, **8**, 214 (1964) (дополнение 1 в настоящем издании).
3. *Lee T. D., Gürsey F., Nauenberg M.*, Phys. Rev., **135**, B467 (1964).
4. *Zweig G.*, CERN preprint 8419/th 412 (Feb. 1964).
5. *Gell-Mann M.*, Phys. Rev., **125**, 1067 (1962).
6. *Ne'eman Y.*, Nucl. Phys., **26**, 222 (1961) (см. перевод в сборнике «Элементарные частицы и компенсирующие поля», изд-во «Мир», 1964).
7. *Salam A.*, в книге Труды XII Международной конференции по физике высоких энергий, Дубна, 1964 г., М., 1966.
8. *Fujii Y.*, Progr. Theor. Phys., **21**, 232 (1959).
9. *Okubo S.*, Progr. Theor. Phys., **27**, 949 (1962).
10. *Okubo S., Ryan C.*, Nuovo Cimento, **34**, 776 (1964).
11. *Gürsey F., Radicati L. A.*, Phys. Rev. Letters, **13**, 173 (1964).
12. *Sakita B.*, Phys. Rev., **136**, B1756 (1964).
13. *Pais A.*, Phys. Rev. Letters, **13**, 175 (1964).
14. *Beg M. A., Lee B. W., Pais A.*, Phys. Rev. Letters, **13**, 514 (1964).
15. *Vacry H., Nuyts J., Van Hove L.*, Phys. Letters, **9**, 279 (1964) (дополнение 2 в настоящем издании).
16. *Delburgo R., Salam A., Strathdee J.*, Proc. Roy. Soc., **A284**, 146 (1965).
17. *Ruhl W.*, CERN preprints 10058/Th 505, 65/70/5/Th 514.
18. *McGlinn W. D.*, Phys. Rev. Letters, **12**, 467 (1964).
19. *Ruhl W.*, CERN preprint, 9830/Th 492.
20. *Becchi C.*, Phys. Letters, **16**, 317 (1965).
21. *Schwartz M.*, в книге Proceedings of the Galilei Meeting in Pisa, September, 1964.
22. *Becchi C., Morpurgo G.*, Phys. Rev., **140**, B687 (1965).
23. *Becchi C., Morpurgo G.*, Phys. Letters, **17**, 352 (1965).
24. *Nambu Y.*, Preprint EFINS-65-6 (Dynamical symmetries and fundamental fields).

¹⁾ Существующие данные (или, лучше, отсутствие данных) для кварков рассмотрены Шварцем [21].

²⁾ *Замечание при корректуре.* Интересно отметить, что косвенная проверка предложенной модели следует 1) из скоростей радиационных распадов векторных мезонов [22] и 2) из обращения в нуль E_2 -амплитуды перехода $N_{33}^* \rightarrow N + \gamma$ [23]. Препринт Намбу, полученный во время печатания настоящей статьи [24], содержит некоторые идеи, подобные высказанным в первом разделе этой статьи.

6. КВАРКОВАЯ СУБСТРУКТУРА МЕЗОННЫХ И БАРИОННЫХ СОСТОЯНИЙ

Р. Далиц¹⁾

1. Введение

За последние несколько лет было установлено огромное многообразие резонансных состояний как в системе мезонов, так и в мезон-барионных системах. Мы теперь изучаем подробности спектроскопии адронных систем, т. е. состояний элементарных частиц, которые образуются в результате существования сильных взаимодействий, по меньшей мере столь же сильных, как взаимодействия в ядерной физике. В большинстве своем эти адронные состояния нестабильны относительно распада на более легкие ранее установленные адроны — полустабильные псевдоскалярные мезоны и барионы. Было открыто, что большая часть этого многообразия наблюдаемых адронных состояний обусловлена появлением этих состояний в виде унитарных мультиплетов, т. е. групп состояний с одним и тем же значением спина и четности, но с квантовыми числами изоспина I и гиперзаряда Y , определяемыми типичными унитарными схемами. Такой результат показывает, что хорошим первым приближением является приближение, в котором сильные взаимодействия, приводящие к указанному существованию адронных состояний, удовлетворяют $SU(3)$ -симметрии. Однако даже в этом случае еще существует большое многообразие унитарных мультиплетов, известных для адронных состояний; известны по крайней мере десять барионных мультиплетов и приблизительно столько же мезонных мультиплетов. По аналогии с имеющимся опытом спектроскопии в случаях атомов, молекул и ядер (каждый из которых изучался в свою эпоху развития науки о дискретных состояниях материи) не представляется неестественным предположение о существовании некоторой субструктуры, лежащей в основе наблюдавшихся мезонных и барионных состояний. Это является наиболее подходящим объяснением изучаемого сейчас огромного многообразия наблюдавшихся адронных состояний.

¹⁾ R. H. Dalitz, в книге *Elementary Particle Physics*, ed. by G. Takeda and A. Fujii, Tokyo — New York, 1967.

В качестве правдоподобного обобщения установленной $SU(3)$ -симметрии Гюрши и Радикати выдвинули в 1964 г. предположение, что сильные ядерные взаимодействия могут подчиняться $SU(6)$ -симметрии. Их предположение основывалось прежде всего на аналогии с соотношением между вигнеровской спин-изоспиновой $SU(4)$ -симметрией, давно известной в области ядерной физики низких энергий, и изоспиновой $SU(2)$ -симметрией, известной там еще раньше. Эта $SU(6)$ -симметрия быстро привела к многочисленным замечательным успехам в объяснении экспериментальных данных о свойствах систем элементарных частиц. Эта симметрия означала, что адронные состояния должны образовывать $SU(6)$ -супермультиплеты, состоящие из $SU(3)$ -мультиплетов, соответствующих различным, но связанным между собой значениям спина и четности. Данные о низших адронных состояниях согласовались с этим предсказанием. Было видно, например, что октет барионов ($1/2 +$) и декуплет барионов ($3/2 +$) образуют один супермультиплет 56 $SU(6)$ -симметрии, а это подразумевает определенные соотношения между тонкими свойствами указанных октета и декуплета. Было найдено, что эти соотношения довольно хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Однако вопрос о точной интерпретации $SU(6)$ -симметрии оставался совершенно не ясным. Эта симметрия была основана на объединении нерелятивистского спинового пространства и пространства, связанного с $SU(3)$ -симметрией. В то же время ясно, что наблюдавшиеся резонансные состояния, вообще говоря, распадаются на частицы, движущиеся релятивистски. Во всяком случае, если бы эта $SU(6)$ -симметрия имела глубокий смысл, то она, конечно, имела бы лоренц-инвариантное содержание. Поэтому оказалось, что $SU(6)$ -симметрию необходимо рассматривать как нерелятивистский аспект некоторой более общей релятивистской симметрии, объединяющей $SU(3)$ -симметрию и группу Лоренца. Было затрачено много сил на попытки открыть это релятивистское обобщение группы симметрии $SU(6)$. При этом обнаружилось многие серьезные трудности принципиального порядка (см. статью [1], где дается обзор этих трудностей). В настоящее время является почти общепризнанным,

что надежда на всеобъемлющий принцип релятивистской симметрии должна быть оставлена.

Многие исследователи восприняли этот результат как указание на то, что $SU(6)$ -симметрия также должна быть отброшена, поскольку отсутствие релятивистского обобщения подразумевает несовместимость с лоренц-инвариантностью. Этот вывод определенно оказался бы неизбежным, если бы свидетельства в пользу $SU(6)$ -симметрии интерпретировались как указания на существование некоторой точной группы симметрии, которой подчиняется лагранжиан взаимодействия адронных состояний. Однако существует другая возможная интерпретация, согласующаяся с современными экспериментальными данными. Если наблюдавшиеся адронные состояния обладают субструктурой, основанной на объектах, соответствующих $SU(3)$ -триплету, и если эти объекты движутся нерелятивистски внутри рассматриваемых состояний, то вполне возможно, что найденное распределение указанных состояний по $SU(6)$ -супермультиплетам является приближенным следствием динамики, соответствующей этим состояниям. Если силы, действующие между этими триплетными субчастицами, таковы, что приводят к нерелятивистским внутренним движениям (при рассмотрении в системе покоя соответствующего адронного состояния), то вполне возможно, что эти силы могут зависеть от спина и унитарного спина, причем эта зависимость приближенно согласуется с $SU(6)$ -симметрией.

Мы должны сразу подчеркнуть, что эта гипотеза полностью согласуется с лоренц-инвариантностью, поскольку здесь речь идет только о физической ситуации, рассматриваемой в одной конкретной лоренцевской системе — в системе покоя связанного состояния. В этой ситуации низшие адронные состояния будут соответствовать определенным $SU(6)$ -супермультиплетам. Электромагнитные переходы между ними (и, возможно, даже переходы за счет сильного взаимодействия при подходящих условиях, ср. раздел IV) будут соответствовать предсказаниям $SU(6)$ -симметрии. С другой стороны, при таком описании не требуется, чтобы эта явная $SU(6)$ -симметрия имела какой-либо общий характер; не требуется также и того, чтобы существовало какое-либо релятивистское описание,

справедливое в общем случае. Например, в случае сильно возбужденных адронных состояний внутрѣнные движения должны быть релятивистскими, а силы, действующие между триплетными субчастицами, должны все более и более отклоняться от их нерелятивистского вида, приводящего к $SU(6)$ -симметрии. Следовательно, высшие адронные состояния не должны укладываться в схемы, соответствующие $SU(6)$ -супермультиплетам. Поэтому очевидные успехи $SU(6)$ -симметрии должны быть в своей основе динамическими, а не теоретико-групповыми. В общем случае тогда должна остаться только группа симметрии $SU(3) \times L(4)$. Теперь возникает важный вопрос: каким же образом силы, действующие между триплетными субчастицами, приближенно удовлетворяют требованиям $SU(6)$ -симметрии в нерелятивистском пределе? В настоящее время мы, естественно, не знаем полного ответа на этот вопрос. Однако для иллюстрации мы коротко упомянем ниже одну модель, которая может привести к рассмотренной ситуации, хотя отдельные черты этой модели оказываются несовместимыми с уточненной динамикой, которая требуется для описания наблюдаемых низших состояний.

II. Кварки и кварковая модель

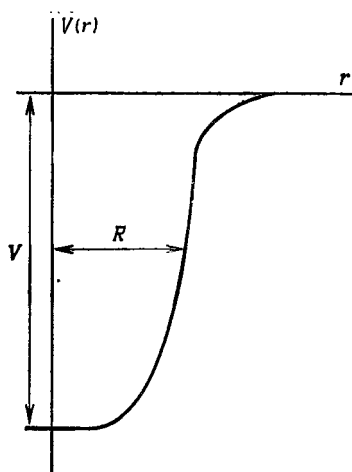
Мы будем рассматривать здесь только простейшую гипотезу, возможную для триплетных субчастиц, а именно *кварковую гипотезу*, выдвинутую впервые Гелл-Манном [2] и Цвейгом [3]. Согласно этой гипотезе, существует один базисный триплет, частицы которого с необходимостью несут дробные электрические заряды. Этот триплет кварков состоит из изоспинового дублета, обозначаемого для удобства (p, n) , и изоспинового синглета λ ; таким образом, $Q = (p, n, \lambda)$. Эти кварки имеют следующие квантовые числа:

	Заряд	Барионное число B	Гиперзаряд Y
p	$2e/3$	$1/3$	$1/3$
n	$-e/3$	$1/3$	$1/3$
λ	$-e/3$	$1/3$	$-2/3$

Антикварки обозначаются через $\bar{Q} = (\bar{p}, \bar{n}, \bar{\lambda})$; их квантовые числа противоположны по знаку квантовым

числам соответствующих кварков. Наблюдаемые состояния элементарных частиц интерпретируются теперь как составные системы из кварков и антикварков. Простейшая возможная структура мезонных состояний (барионное число $B = 0$) имеет вид $\bar{Q}Q$; простейшая возможная структура барионных состояний (барионное число $B = +1$) имеет вид QQQ .

В интересной модельной теории, предложенной Фуджи [4], мы встречаемся с требованием, чтобы $\bar{Q}Q$ - и QQ -силы приближенно удовлетворяли условиям $SU(6)$ -симметрии



в нерелятивистском пределе. Существенное предположение, сделанное Фуджи, состоит в том, что силы сверхсильного взаимодействия, приводящие к указанным связанным состояниям, переносятся некоторым нейтральным векторным полем («вектоном»), связанным с ба-

Ф и г. 1. Схематический вид $\bar{Q}Q$ -потенциала внутри мезона.

рионным током. Это «вектонное» поле рассматривается как калибровочное поле, связанное с сохранением барионного числа, точно так же как фотонное поле связано непосредственно с электромагнитным током и является калибровочным полем, отвечающим сохранению электрического заряда. Необходимо предположить, что вектонное поле обладает довольно большой массой (поскольку вектон не наблюдался в экспериментах), и, следовательно, основная часть возникающей силы обусловлена обменом одним вектоном. Мы хорошо знаем, что обмен одной векторной частицей,

связанной с током, приводит к потенциалу, приближенно не зависящему от спина в нерелятивистском пределе (случаю фотона соответствует кулоновское взаимодействие!). Следовательно, в этом пределе возникающая сила не будет зависеть от унитарного спина (поскольку p , n и λ равноправно входят в выражение для барионного тока) и приближенно не будет зависеть от спина. Таким образом, эта сила приближенно будет удовлетворять требованиям $SU(6)$ -симметрии.

Указанный потенциал сверхсильного взаимодействия с необходимостью будет потенциалом притяжения в $\bar{Q}Q$ -системе ввиду того, что вектор связан с барионным током, а «барионные заряды» \bar{Q} и Q противоположны по знаку. Это согласуется с существованием сильно связанных $\bar{Q}Q$ -состояний, наблюдающихся в виде мезонов. Однако для QQ -системы этот сверхсильный потенциал будет с необходимостью потенциалом отталкивания, поскольку в этом случае взаимодействие происходит между «барионными зарядами» одного знака. В этой модели не объясняется существование сильно связанных QQQ -состояний, наблюдающихся в виде барионов.

С требованием, чтобы движения кварков в этих связанных состояниях были нерелятивистскими, можно встретиться в следующей ситуации (которая ни в коем случае не является обязательно физической), впервые указанной Морпурго [5]. Если кварки взаимодействуют через потенциал (радиуса R), который является гладким (с плоским дном, без какого-либо сингулярного притяжения, но, возможно, с отталкиванием типа твердой сердцевины) и очень глубоким (глубины V), то характеристический импульс кварка определяется радиусом действия силы R и, согласно принципу неопределенности, он равен \hbar/R . При этом движения кварков будут нерелятивистскими, если массы кварков M_Q достаточно велики. В явном виде должно выполняться условие

$$\frac{\hbar}{R} \ll M_Q c. \quad (\text{II.1})$$

Это условие требует, чтобы радиус действия силы удовлетворял неравенству $R \gg \hbar/M_Q c$; при $M_Q \gtrsim 10 \text{ Гэв}$, что, по-видимому, должно иметь место в действительности

(см. ниже), это условие хорошо выполняется для разумных значений радиуса действия силы (порядка 10^{-14} см), поскольку имеет место соотношение $\hbar/M_{Qc} \lesssim 2 \cdot 10^{-15}$ см.

Наблюдаемые связанные состояния характеризуются исключительно большими энергиями связи, почти достаточными для компенсации масс покоя составляющих кварков. Часто утверждалось, что такая ситуация обязательно должна быть релятивистской. Однако только что приведенного рассуждения достаточно, чтобы показать, что в указанной ситуации внутренние движения кварков совсем не обязательно имеют релятивистский характер. Такой вывод легко проверить прямым расчетом с помощью ковариантных уравнений (типа уравнения Бете — Солпитера), если характерные черты взаимодействия выбрать согласно указанным выше требованиям. Однако совершенно ясно одно: уравнение, определяющее эти движения, не будет уравнением Шредингера. Здесь важен вопрос о природе соотношения между полной энергией E связанной системы и глубиной потенциальной ямы V . Мы можем быть уверены, что правильная функция $V(E^2)$ должна иметь некоторое сингулярное поведение при $E^2 = 0$, а этого не может быть в случае уравнения Шредингера. Для иллюстрации ниже мы выпишем несколько других возможных уравнений, которые приводят к функциям $V(E^2)$, отличающимся от функций, которые соответствуют уравнению Шредингера. В настоящее время мы не знаем правильного функционального вида $V(E^2)$ этого соотношения; мы даже не знаем, какой вид должны иметь уравнения, описывающие движения кварков.

Это приводит нас к необычной ситуации, которая, тем не менее, как мы увидим, во многом качественно соответствует состоянию экспериментальных данных. Такая ситуация означает, что «элементарные частицы» следует рассматривать как объекты, во многом аналогичные молекулам, составляющие атомы которых являются кварками. Такая молекулярная модель оказывается особенно необычной с точки зрения общепринятых представлений современной теории поля, однако в самой модели нет ничего внутренне противоречивого. Если она приведет к хорошим результатам, то полевая теория должна будет

показать, каким образом такая модель может возникать из основных уравнений какой-либо теории поля. Я считаю, что мы должны исследовать возможность такой необычной ситуации — она будет по меньшей мере поучительной, представляя конкретную иллюстрацию физических эффектов, которые будут все еще непосредственно проявляться в более сложных моделях элементарных частиц.

Наименее удовлетворительным аспектом модели кварков в настоящее время является тот факт, что прямые экспериментальные доказательства существования свободных кварков отсутствуют. До сих пор поиски кварков производились по трем направлениям:

1. Поиски с использованием протонных ускорителей на 30 Гэв. Интенсивности имеющихся частиц в этом случае высоки, так что появляется возможность исследовать малые сечения рождения. Однако доступная энергия неизбежно ограничена, так что рождение кварков может оказаться попросту невозможным.

2. Поиски в космических лучах. Здесь неизбежно малы интенсивности, но доступная энергия может быть довольно высокой, так что можно исследовать весьма большие значения массы кварков. Последние данные дают лишь верхний предел потока кварков; для интерпретации этих данных требуются какие-то предположения о сечении рождения кварков, как функции M_Q и начальных энергий.

3. Поиски в образцах вещества с использованием химии, масс-спектрометрии и других методов, зависящих от дробного заряда кварка. Эти методы намного более чувствительны и приведут к намного более точным пределам. Проблема здесь состоит в том, что нельзя с уверенностью сказать, где производить поиски кварков. Тяжелые кварки, образованные в космических лучах, должны иметь большую проникающую способность, и можно ожидать, что они проходят через земную поверхность. Естественно предположить, что большая доля этих кварков задерживается в море, но все еще остается не до конца ясным, где эти кварки будут в конце концов находиться, а также в какой химической форме.

Наиболее тщательный эксперимент по поиску кварков с зарядом $-2e/3$ с помощью ускорителя провели Дорфан

и др. [6]. Они получили верхний предел скорости рождения кварков при попадании протонов с начальной энергией 30 Гэв на мишени из железа и бериллия. Сечение рождения пар кварков σ_Q , которого следовало ожидать в этом эксперименте, было получено с помощью нормировки к наблюдаемому сечению рождения \bar{p} в такой же ситуации и правдоподобного предположения о зависимости σ_Q от M_Q [типа $(M_N/M_Q)^4$ в соответствии с изменением промежуточного пропагатора]. С такой оценкой их эксперимент привел к нижнему пределу $M_Q \gtrsim 4,5$ Гэв.

В последнее время было сообщено о нескольких экспериментах с космическими лучами, в которых могли регистрироваться как заряды $|e/3|$, так и заряды $|2e/3|$. Наиболее чувствительный метод применяли Лэмб и др. [7]. Итоги этих экспериментов можно выразить в виде верхнего предела для потока I_Q релятивистских частиц с указанными значениями заряда:

$$I_Q < 1 \cdot 10^{-9} \text{ кварков} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1} \cdot \text{стерад}^{-1}.$$

Как указали Каша и др. [8], этот результат можно выразить в виде грубой оценки предела сечения рождения пар кварков:

$$M_Q = 10 \text{ Гэв}, \quad \bar{\sigma}_Q \leq 0,1 \text{ мкб},$$

$$M_Q = 5 \text{ Гэв}, \quad \bar{\sigma}_Q \leq 0,01 \text{ мкб}.$$

Оценка основана на известном спектре космических лучей и на предположении, что сечение рождения кварков остается постоянным для любых начальных энергий выше порога рождения пары.

Значение 0,1 мкб следует считать довольно большим для сечения рождения пар кварков, так что эти данные не исключают, вообще говоря, возможности существования кварков с массой $M_Q \gtrsim 10$ Гэв.

Каша и др. [8] указали, что если бы поток кварков в космических лучах имел значение I_Q в течение всего времени существования Земли 10^9 лет и если бы все эти кварки останавливались в пределах слоя земной коры до глубины 300 кг/см^2 , то плотность N_Q кварков в этом поверхностном слое Земли была бы равна $200 \text{ кварков/г} = 3 \cdot 10^{-22} \text{ кварков/нуклон}$ в случае равномерного распре-

деления кварков в указанном слое. Чапка и др. [9] уже выполнили некоторые макроскопические эксперименты по обнаружению частиц с нецелым зарядом. Полученные пределы оказались весьма жесткими; самые лучшие оценки дают

в морской воде $N_Q < 5 \cdot 10^{-27}$ кварков/нуклон,

в воздухе $N_Q < 10^{-33}$ кварков/нуклон.

На самом деле, однако, неясно, будут ли кварки, рождающиеся в космических лучах и задерживающиеся в земной коре, распределены равномерно, или же они будут накапливаться в каких-то предпочтительных областях. Эти прямые наблюдения, которые дают интенсивности потока кварков, на много порядков величины меньше, чем верхние пределы, установленные в экспериментах с космическими лучами, показывают только, что кварки, где бы они ни могли существовать, нельзя найти ни в морской воде, ни в воздухе.

Галлиаро и Морпурго [10] выполнили «эксперимент с масляными каплями»; для этого они разработали магнитный спектрометр, который позволяет производить поиски объектов с дробным зарядом по движению частиц диамагнитного вещества. Их предварительные эксперименты были выполнены с пиролитическим графитом; они привели к заключению, что в этом случае $N_Q < 10^{-16}$ кварков/нуклон. Были также предложены спектроскопические исследования [11], состоящие в поисках аномальных спектральных линий (например, в солнечном спектре), которые могли бы наблюдаться от атомных ядер с дробным зарядом, возникающих при присоединении к ядру отрицательно заряженного кварка. Однако такие аномальные линии неизбежно будут очень слабыми. Кроме того, существуют и другие, менее радикальные возможности образования слабых аномальных спектральных линий от Солнца [12], так что результаты этих спектроскопических исследований довольно неубедительны.

Мы можем ожидать, что в ближайшем будущем будут предприняты гораздо более обширные поиски кварков. По-видимому, чувствительность исследований в космических лучах можно значительно увеличить, по крайней мере на два порядка. Макроскопические методы исследо-

вания по чувствительности уже далеко перешагнули эти показатели; однако эти исследования должны быть применены к гораздо более широкому классу образцов вещества. Для получения некоторой ориентации в этих поисках весьма желательны дальнейшие теоретические исследования относительно окончательной судьбы кварков и их распределения в веществе и во Вселенной.

III. Мезонные состояния

Здесь мы рассмотрим интерпретацию данных о мезонных состояниях, предполагая, что эти состояния образуются за счет сильной связи между кварком и антикварком через посредство их общего потенциала $\bar{V}(r)$. Различные аспекты этой модели уже обсуждали многие авторы: Боголюбов и др. ¹⁾, Далиц [14, 15], Иизука [16, 17], Ишида [18, 19], Синаноглу [20, 21] и другие. Эта $\bar{Q}Q$ -модель допускает только синглетные и октетные состояния; вызывает удовлетворение тот факт, что до сих пор не открыто мезонных резонансов, которые нельзя было бы приписать представлениям $\{1\}$ и $\{8\}$.

Мы предполагаем, что эта $\bar{Q}Q$ -связь обусловлена некоторым *сверхсильным взаимодействием* \bar{V} . Данные о мезонных состояниях говорят о том, что это взаимодействие почти не зависит от спина σ и унитарного спина F кварков. Как отмечено выше, эта ситуация возникала бы естественным образом, если бы соответствующие силы переносились некоторым векторным полем, связанным с барионным током. Грубую оценку константы связи f для вектона можно получить, решая уравнение Бете — Солпитера для двух скалярных частиц массы M_Q , взаимодействующих через обмен скалярной частицей массы m [потенциал $f^2 M_Q^2 / (\Delta^2 - m^2)$] и связанных до нулевой полной массы. Такие вычисления ²⁾ приводят к значениям $f^2/4\mu$, близким к 26 или 27 для различных значений m/M_Q в области от 0,01 до 0,3. Если внутреннюю часть

¹⁾ Удобный обзор работ дубненской группы представил А. Тавхелидзе [13].

²⁾ Эти вычисления с уравнением Бете — Солпитера выполнил Д. Холдсворт (Оксфорд).

потенциала изменить за счет эффектов высшего порядка до сингулярного вида, то соответствующее значение $f^2/4\pi$ станет еще большим. Мы отметим, что эта константа связи приблизительно на порядок больше константы универсальной ρ -связи, для которой Сакураи [22] приводит значение $f^2/4\pi \approx 2,5$.

Может оказаться необходимым учесть также следующие другие силы:

1. Силы, возникающие за счет сильного взаимодействия, зависимость которых от σ и F согласуется с $SU(6)$ -симметрией. Их можно записать в виде

$$\bar{V}' = \frac{(1 - \sigma \cdot \bar{\sigma})(1 - F \cdot \bar{F})}{36} \bar{v}'(r), \quad (\text{III.1})$$

где первый множитель представляет собой проекционный оператор группы $SU(6)$, значения которого равны 0 для представления 35 и 1 для представления 1.

2. Центральные силы, зависящие от σ и F , которые нарушают $SU(6)$ -симметрию, хотя и согласуются еще с $SU(3)$ -симметрией. Они имеют вид $\bar{V}_\sigma = \sigma \cdot \bar{\sigma} \bar{v}_\sigma$ и $\bar{V}_F = F \cdot \bar{F} \bar{v}_F$.

3. Нецентральные силы, согласующиеся с $SU(3)$ -симметрией. Они неизбежно нарушают $SU(6)$ -симметрию и могут иметь спин-орбитальный или тензорный характер и быть вида

$$\bar{V}_{SO} = (\sigma + \bar{\sigma}) \cdot \bar{L} \bar{v}_{SO}(r), \quad (\text{III.2})$$

$$\bar{V}_T = \left(\sigma \cdot \bar{\sigma} \cdot \mathbf{r} - \frac{1}{3} \sigma \cdot \bar{\sigma} r^2 \right) \bar{v}_T(r). \quad (\text{III.3})$$

4. Умеренно сильные, нарушающие $SU(3)$ -симметрию взаимодействия, которые могут также зависеть от спина или быть нецентральными. Здесь мы ограничимся тщательным рассмотрением простейшей гипотезы, что нарушение $SU(3)$ -симметрии определяется эффектами, которые можно представить одночастичным оператором, дающим линейный вклад в квадрат массы $\bar{Q}Q$ -состояния, причем этот вклад больше на величину Δ для кварка λ (или $\bar{\lambda}$), чем для кварков (n, p) (или \bar{n}, \bar{p}). Эти взаимодействия еще согласуются с изоспиновой $SU(2)$ -симметрией.

Может оказаться необходимым рассматривать также двухчастичные операторы \bar{W} , которые нарушают $SU(3)$ -симметрию. Они могут зависеть от полного спина S системы $\bar{Q}Q$. При данном S будут существовать потенциалы \bar{W}_1^s , $\bar{W}_{1/2}^s$ и \bar{W}_0^s для октетных состояний, где нижний индекс I обозначает изоспин рассматриваемого конкретного состояния. Будет существовать также потенциал \bar{W}^s для синглетного состояния (мы можем условиться принять $\bar{W}^s = 0$) и, кроме того, смешивающий потенциал w^s между синглетным и октетным состояниями с $I = Y = 0$. Если принять гипотезу Гелл-Манна, что нарушающие симметрию взаимодействия преобразуются как компонента O_3^s октета, то эти потенциалы связаны друг с другом следующим образом:

$$2\bar{W}_{1/2}^s = \bar{W}_1^s + \bar{W}_0^s. \quad (\text{III.4})$$

При этом, однако, для каждого значения спина S остаются свободными три потенциала, так что гипотеза о двухчастичных нарушающих симметрию эффектах приводит к слишком большому числу параметров, а поэтому в настоящее время не может быть с успехом проверена. Некоторое обсуждение такой возможности провел Рубинштейн [23].

Совсем не ясно, какое уравнение описывает внутреннее движение в этой системе. Чтобы выяснить этот вопрос, мы можем начать с уравнения Бете — Солпитера

$$\begin{aligned} \{(E + \varepsilon)^2 - p^2 - 4M^2\} \{(E - \varepsilon)^2 - p^2 - 4M^2\} \Psi(\mathbf{p}, \varepsilon) = \\ = \frac{if^2 M^2}{\pi^2} \int \bar{V}(\mathbf{p}, \varepsilon; \mathbf{p}', \varepsilon') \Psi(\mathbf{p}', \varepsilon') d\mathbf{p}' d\varepsilon'. \quad (\text{III.5}) \end{aligned}$$

Мы ограничились здесь случаем двух бесспиновых частиц, так как выбранные потенциалы \bar{V} относятся к таким потенциалам, которые приводят к нерелятивистским внутренним движениям. Кроме того, мы ограничились статическим (не запаздывающим) потенциалом \bar{V} (в системе центра масс; указывая явно систему координат, мы придаем лоренц-инвариантный смысл нашему предположению). Это означает, что $\bar{V} = \bar{V}(\mathbf{p}, \mathbf{p}')$ не зависит от переменных внутренней энергии. Теперь мы можем рассмотреть волновую функцию $\phi(\mathbf{p})$, определяемую

выражением

$$\varphi(\mathbf{p}) = \int_{-\infty}^{\infty} \Psi(\mathbf{p}, \varepsilon) d\varepsilon. \quad (\text{III.6})$$

Зависимость $\Psi(\mathbf{p}, \varepsilon)$ от ε полностью определяется теперь уравнением (III.5). Таким образом, имеем

$$\Psi(\mathbf{p}, \varepsilon) = \frac{if^2 M^2 / \pi^2}{[(E + \varepsilon)^2 - p^2 - 4M^2][(E - \varepsilon)^2 - p^2 - 4M^2]} \times \\ \times \int \bar{V}(\mathbf{p}, \mathbf{p}') \varphi(\mathbf{p}') d\mathbf{p}'. \quad (\text{III.7})$$

Подставляя это выражение в определение волновой функции (III.6), мы можем выполнить интегрирование по ε в явном виде:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\varepsilon}{[(E + \varepsilon)^2 - p^2 - 4M^2][(E - \varepsilon)^2 - p^2 - 4M^2]} = \\ = \frac{-\pi i}{(E^2 - p^2 - 4M^2) \sqrt{4M^2 + p^2}}, \quad (\text{III.8})$$

что приводит в конце концов к уравнению Бланкенбеклера и Сугара [24]:

$$(E^2 - p^2 - 4M^2) \varphi(\mathbf{p}) = \\ = \frac{2M^2}{\sqrt{4M^2 + p^2}} \frac{f^2}{4\pi} \int V(\mathbf{p}, \mathbf{p}') \varphi(\mathbf{p}') d\mathbf{p}'. \quad (\text{III.9})$$

Это уравнение очень похоже на уравнение Шредингера, отличаясь от него квадратичной зависимостью от E . Отметим, что это уравнение не обладает сингулярным поведением при $E^2 = 0$, как мы ожидаем в случае физически приемлемого уравнения¹⁾. Используя это уравне-

¹⁾ Интересно заметить (как указали мне д-ра Н. Домби и Г. Бартон), что следующее уравнение

$$(E^2 - p^2 - 4M^2) \varphi(\mathbf{p}) = 2E \int V(\mathbf{p}, \mathbf{p}') \varphi(\mathbf{p}') d^3\mathbf{p}'$$

обладает сингулярным поведением относительно $E = 0$ в том смысле, что предел $E = 0$ можно достичь только, если потенциал становится бесконечно большим. С этим уравнением естественная форма массовой формулы для псевдоскалярных мезонов не будет

ние, мы естественно приходим к использованию E^2 в массовой формуле $SU(3)$ -симметрии и в других массовых соотношениях такого рода, которые рассматриваются ниже.

С выписанными выше взаимодействиями $\bar{Q}Q$ -состояния для данного спина и четности образуют нонеты. Для значения L относительного орбитального момента $\bar{Q}Q$ -состояния существуют четыре таких нонета, которые характеризуются конфигурациями ${}^{2S+1}L_J$, где S — внутренний спин $\bar{Q}Q$ -состояния, а J — полный спин. Эти четыре конфигурации, а именно 1L_L и 3L_J при $J = L - 1, L, L + 1$, имеют четность $P = (-1)^{L+1}$; зарядовая четность C состояния с $I = Y = 0$ в каждом нонете равна $C = (-1)^L$ для состояния 1L_L и $C = (-1)^{L+1}$ для состояний 3L_J . Каждая система из девяти состояний состоит из представлений $\{8\}$ и $\{1\}$, смешанных друг с другом нарушающими $SU(3)$ -симметрию силами. Каждый нонет можно теперь охарактеризовать тремя параметрами: массой m_1 чистого унитарного состояния $\{1\}$, массой m_8 чистого унитарного состояния $\{8\}$ и одночастичным оператором Δ , соответствующим λ -кварку. Масса M_1^2 , соответствующая состоянию с $I = 1, Y = 0$, равна просто m_8^2 ; масса состояний с $I = 1/2, Y = \pm 1$ определяется соотношением $M_K^2 = m_8^2 + \Delta$. Если использовать для октетного и синглетного состояний с $I = Y = 0$ функции Ψ_8 и Ψ_1

$$\Psi_8 = \frac{\bar{p}p + \bar{n}n - 2\bar{\lambda}\lambda}{\sqrt{6}}, \quad (\text{III.10a})$$

$$\Psi_1 = \frac{\bar{p}p + \bar{n}n + \bar{\lambda}\lambda}{\sqrt{3}}, \quad (\text{III.10б})$$

простой, а будет промежуточной между линейной и квадратичной. Это уравнение не представляется физически приемлемым в том отношении, что $\bar{Q}Q$ -потенциал в n -состоянии был бы в $(m_K/m_\pi)^{1/2} \approx 1,9$ раза больше, чем эффективный потенциал в K -состоянии. Это потребовало бы неоправданного вывода, что нарушающие симметрию потенциалы должны быть сравнимыми по величине с потенциалами сверхсильного взаимодействия, отвечающими за этот унитарный мультиплет.

то матрица масс для состояний с $I=0$, $Y=0$ принимает вид

$$M_0^2 = \begin{pmatrix} m_8^2 + \frac{4}{3} \Delta & -\frac{2\sqrt{2}}{3} \Delta \mathcal{J} \\ -\frac{2\sqrt{2}}{3} \Delta \mathcal{J} & m_1^2 + \frac{2}{3} \Delta \end{pmatrix}, \quad (\text{III.11})$$

где \mathcal{J} — интеграл перекрытия в спиновом пространстве между чистыми унитарными состояниями синглета и октета. Для идеального нонета (для которого $m_1 = m_8$) синглетное и октетное состояния имеют одну и ту же пространственную волновую функцию и $\mathcal{J} = 1$. Нарушающие симметрию взаимодействия смешивают синглетное и октетное состояния с $I = 0$, $Y = 0$. Массы M_0' , M_0'' двух физических состояний с $I = Y = 0$ определяются собственными значениями матрицы (III.11), а соответствующие собственные состояния определяются тогда углом смешивания θ , так что

$$\Psi_0' = \cos \theta \Psi_1 + \sin \theta \Psi_8, \quad (\text{III.12a})$$

$$\Psi_0'' = -\sin \theta \Psi_1 + \cos \theta \Psi_8, \quad (\text{III.12b})$$

причем θ можно выразить через параметры $(m_8^2 - m_1^2)$, Δ и \mathcal{J} . Массы этих девяти состояний удовлетворяют соотношению Швингера, получаемому при исключении трех параметров m_1 , m_8 и Δ :

$$\begin{aligned} (M_0'^2 - M_1^2)(M_0''^2 - M_1^2) - \frac{4}{3}(M_K^2 - M_1^2)(M_0'^2 + M_0''^2 - 2M_K^2) = \\ = \frac{8}{9}(M_K^2 - M_1^2)^2(1 - \mathcal{J}^2). \end{aligned} \quad (\text{III.12})$$

Между прочим, следует отметить, что возможны некоторые осложнения, если двухчастичные нарушающие симметрию потенциалы значительны по величине. В принципе нарушающие симметрию взаимодействия могут вызвать некоторое смешивание между 1L_L - и 3L_L -нонетами. Смешивание невозможно для состояний с $I = Y = 0$, поскольку C -четности этих состояний из указанных двух нонетов противоположны, а также для состояний с $I = 1$, $Y = 0$, поскольку для них противоположны G -четности. Смешивание возможно, однако, между двумя

системами состояний с $I = 1/2$, $Y = \pm 1$. Это приводит к требованию, чтобы нарушающая симметрию сила была нечетной относительно спинов Q и \bar{Q} , но сохраняла зарядовую четность. Нарушающая симметрию спин-орбитальная сила вида

$$\bar{W}_{SO} = Y (\sigma - \bar{\sigma}) \cdot L \bar{W}_{SO}(r) \quad (\text{III.13})$$

удовлетворяет этому требованию. Такое взаимодействие приводит к недиагональному матричному элементу w в массовой матрице для двух состояний K^* ($I = 1/2$, $Y = +1$) с одинаковым спином и четностью:

$$M_K^2 = \begin{pmatrix} M_{K^+}^2 & w \\ w & M_{K^-}^2 \end{pmatrix}, \quad (\text{III.14})$$

где M_{K^\pm} — масса K^* , соответствующая нонетам $J = L$ с $C = \pm 1$. Мы отметим, что обе физические массы K^* удовлетворяют соотношению

$$M_K'^2 + M_K''^2 = M_{K^+}^2 + M_{K^-}^2, \quad (\text{III.15})$$

не зависящему от w . Это соотношение можно скомбинировать с двумя соотношениями Швингера для этих нонетов $J = L$ и получить связь между всеми значениями масс этих двух нонетов. Присутствие такого смешивания K^* можно установить из измерений относительных скоростей различных распадов K^* , как это обсуждалось Кейном [25]. Такая возможность не представляется особенно вероятной, и мы не будем здесь рассматривать ее дальше.

Другой возможностью является возможность смешивания между нонетами ${}^3(J-1)_J$ и ${}^3(J+1)_J$. Средние положения этих двух нонетов будут подняты за счет тензорных сил, возникающих от сильного взаимодействия. Способы нарушения симметрии внутри каждого нонета могут также измениться, если двухчастичные нарушающие симметрию потенциалы \bar{W} значительны и включают существенную компоненту \bar{W}_T от тензорных сил. Можно надеяться, однако, что эти эффекты не будут иметь слишком большого значения. Как мы увидим ниже, имеющиеся данные показывают, что для получения такого смешивания указанные силы будут сравнительно малоэффективны, поскольку два нонета с $\Delta L = 2$ лежат срав-

нительно далеко друг от друга $[(M^2(J+1) - M^2(J-1)) \approx \approx 2,0 (Гэв)^2]$; это значение следует сравнить с $\Delta \approx \approx 0,2 (Гэв)^2$. В дальнейшем обсуждении мы пренебрежем этими возможностями, хотя в свое время они, несомненно, потребуют к себе внимания.

Векторные мезоны ρ (769), K^* (891), ω (783) и ϕ (1019) образуют, по-видимому, почти идеальный нонет. Значения их масс удовлетворяют швингеровскому соотношению с $\mathcal{J} \approx 1$. Значения масс $m_1 = 810 Мэв$ и $m_8 = = 769 Мэв$ не сильно отличаются друг от друга, поэтому мы делаем вывод, что потенциал \bar{V}_F довольно мал. Значение Δ равно $(K^{*2} - \rho^2) = 2,0 \cdot 10^5 (Мэв)^2$. Изосинглетные состояния ϕ , ω определяются выражениями

$$\omega = \cos \theta_V \omega_1 + \sin \theta_V \phi_8, \quad (III.16a)$$

$$\phi = -\sin \theta_V \omega_1 + \cos \theta_V \phi_8, \quad (III.16b)$$

где угол смешивания $\theta_V \approx 40^\circ$.

Псевдоскалярные мезоны π (138), K (496), η (549) и η' (958) не образуют идеального нонета главным образом потому, что η' -мезон по массе расположен сравнительно далеко от других членов нонета. Соотношение Швингера выполняется при $\mathcal{J} \approx 0,68$; значения массовых параметров равны $m_1 = 828 Мэв$, $m_8 = 138 Мэв$. Поскольку масса η' -мезона находится в области масс векторных мезонов, мы приходим к выводу, что зависящие от спина силы, обусловленные сильным взаимодействием, не могут быть большими. Оценка величины Δ в этом случае составляет $K^2 - \pi^2 = 2,3 \cdot 10^5 (Мэв)^2$, она хорошо согласуется со значением, полученным для векторных мезонов. Угол смешивания, полученный из значений масс, равен $\theta_P \approx -11^\circ$.

Следует ожидать, что низшими состояниями $\bar{Q}Q$ -системы будут S -состояния. Низшие наблюдаемые нонеты — это только что рассмотренные векторные и псевдоскалярные мезоны; их спин, четность и зарядовая четность таковы, что позволяют отождествить их с состояниями 3S_1 и 1S_0 $\bar{Q}Q$ -системы.

Электромагнитные переходы могут происходить между низшими состояниями: наблюдаются однофотонные переходы между векторными и псевдоскалярными состояниями

типа $V \rightarrow P + \gamma$ и $P \rightarrow V + \gamma$ и двухфотонные переходы типа $P \rightarrow \gamma + \gamma$ (переход типа $V \rightarrow \gamma + \gamma$ запрещен законом сохранения углового момента и статистикой Бозе для фотонов).

Процессы $V \rightarrow P + \gamma$ и $P \rightarrow V + \gamma$ представляют собой $M1$ -переходы за счет процессов с переворотом спина кварка. Вид оператора $M1$ -перехода определяется только $SU(3)$ -симметрией:

$$M = \mu \left\{ \frac{2}{3} \sigma_p - \frac{1}{3} \sigma_n - \frac{1}{3} \sigma_\lambda - \frac{2}{3} \sigma_{\bar{p}} + \frac{1}{3} \sigma_{\bar{n}} + \frac{1}{3} \sigma_{\bar{\lambda}} \right\} \quad (\text{III.17})$$

и следует из того факта, что фотон преобразуется как член октета с $U = 0$. Масштабный множитель μ был найден применением этого оператора для вычисления магнитных моментов нуклона, что привело к результату $\mu = \mu_p$, где μ_p — полный магнитный момент протона.

Известны два перехода этого типа: $\omega \rightarrow \pi^0 + \gamma$ и $\eta' \rightarrow \rho^0 + \gamma$. Амплитуду $M1$ -перехода для распада ω -мезона вычисляли многие авторы [26—29]; она равна μ_p , что приводит к предсказанию $\Gamma(\omega \rightarrow \pi^0 \gamma) = 1,18 \text{ Мэв}$. Это хорошо согласуется с экспериментальным значением $\Gamma(\omega \rightarrow \pi^0 \gamma) = 1,1 \pm 0,17 \text{ Мэв}$, полученным из полной ширины $\Gamma(\omega) = 11,9 \pm 1,5 \text{ Мэв}$ и отношения $(\pi^0 \gamma)/(\text{все каналы}) = 9,7 \pm 0,8\%$. Радиационный распад η' -мезона хорошо известен; его относительная доля велика: $(\rho^0 \gamma)/(\eta \text{ пп}) = 33 \pm 5\%$. Если принять во внимание смешивание $\eta' - \eta$, то предсказываемая радиационная ширина равна $\Gamma(\eta' \rightarrow \rho^0 \gamma) = 0,155 \text{ Мэв}$. С учетом относительной доли радиационного распада, указанной выше, мы приходим к предсказанию $\Gamma(\eta') = 0,6 \text{ Мэв}$ для полной ширины [14]. В настоящее время это предсказание проверить нельзя, так как ширина η' -мезона пока еще не установлена, кроме оценки верхнего предела $\Gamma(\eta') \leq \leq 4 \text{ Мэв}$.

Процессы $\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$ и $\eta \rightarrow \gamma \gamma$ хорошо известны. Предсказание $SU(3)$ -симметрии состоит в том, что для коэффициентов распадного взаимодействия

$$A(P)P \{E(1) \cdot H(2) + E(2) \cdot H(1)\} \quad (\text{III.18})$$

выполняется соотношение $A(\eta_8) = A(\pi^0)/\sqrt{3}$. Если принять во внимание зависимость (III.18) от импульса

фотона, то предсказываемая ширина $\Gamma (\eta_8 \rightarrow \gamma\gamma)$ составляет около 165 кэв при использовании экспериментально определенной ширины $\Gamma (\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) = 7,4 \pm 1,5$ эв. Однако $SU(3)$ -симметрия не связывает амплитуду $A (\eta' \rightarrow \gamma\gamma)$ с $A (\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$, поэтому смешивание $\eta' - \eta$ может существенно изменить это предсказание, приводя к результату

$$A (\eta \rightarrow \gamma\gamma) = -A (\eta' \rightarrow \gamma\gamma) \operatorname{tg} \theta_p + \frac{A (\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)}{\sqrt{3} \cos \theta_p}. \quad (\text{III.19})$$

Относительно скорости процесса $\eta' \rightarrow \gamma\gamma$ никаких данных не существует, кроме довольно неточного верхнего предела. Предложенная Гелл-Манном и др. [30] модель $P \rightarrow V + \gamma \rightarrow \gamma + \gamma$ приводит к определенному предсказанию $A (\eta'_1 \rightarrow \gamma\gamma)/A (\eta_8 \rightarrow \gamma\gamma) = 2\sqrt{2}$. Такая примесь ведет к значительному увеличению предсказанной ширины $\Gamma (\eta \rightarrow \gamma\gamma)$ приблизительно в 2,25 раза, откуда следует предсказание $\Gamma (\eta \rightarrow \gamma\gamma) = 0,37$ Мэв. Недавно на конференции в Беркли группа ДЭЗИ доложила о предварительных результатах определения $\Gamma (\eta \rightarrow \gamma\gamma)$ ¹⁾, основанного на очень четком наблюдении эффекта Примакова при фоторождении η -мезонов на тяжелых ядрах; результат составляет около 1,5 кэв. Это намного больше, чем только что приведенное предсказанное значение. Вероятнее всего, модельный подсчет неправилен, а для приведения предсказаний в согласие с этим экспериментальным значением потребуется исключительно большое значение $A (\eta'_1 \rightarrow \gamma\gamma)$ (поскольку приближенное значение $\operatorname{tg} \theta_p$ составляет только $-0,2$). Другая возможность состоит в том, что могут существовать какие-то существенные эффекты, нарушающие $SU(3)$ -симметрию, которые должны быть включены в соотношение между $A (\eta_8 \rightarrow \gamma\gamma)$ и $A (\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$ вследствие большого отношения масс η - и π^0 -мезонов.

Вращательные уровни $L \geq 1$. Естественно ожидать последовательности вращательных уровней, возникающих из этих нонетов 3S_1 и 1S_0 , соответствующей вращению кварк-антикварковой гантели в синглетной и триплетной спиновых конфигурациях. Ближайшие возбуж-

¹⁾ Частное сообщение д-ра Тойчера, ДЭЗИ, Гамбург.

денные нонеты будут иметь $L = 1$ и, следовательно, положительную четность, что и наблюдается для состояний, группирующихся в области масс 1000—1400 Мэв. Триpletные состояния 3P_0 , 3P_1 и 3P_2 имеют зарядовую четность $C = +1$ для нейтральных состояний с $Y = 0$; синглетное состояние 1P_1 имеет $C = -1$. Если существует один только потенциал сверхсильного взаимодействия \bar{V} , то все эти состояния будут иметь одинаковую массу. Они разделяются на четыре нонета за счет нецентральных сил, как показано для случая $L = 1$ в табл. 1.

Таблица 1

Конфигурации с $L=1$ и их расщепление нецентральными силами в сравнении с мезонными состояниями с $I=1$, наблюдаемыми в области масс 900—1300 Мэв

Конфигурация	3P_0	3P_1	1P_1	3P_2
Мезонное состояние с $I=1$	δ (962)	A_1 (1080)	B (1200)	A_2 (1300)
Спин-орбитальный потенциал	-2	-1	0	+1
Тензорный потенциал . .	-10	+5	0	-1

Состояния с $I = 1$ из этих нонетов оказываются известными и приведены в этой таблице. Значение спина ($2 + +$) для A_2 -мезона было установлено из его $\bar{K}K$ -распада (в особенности из $K_1^0 K_1^0$), хотя пока еще сохраняется некоторая противоречивость при интерпретации характеристик его ($\pi + \rho$)-формы распада [31]. Для B -мезона считают, что значение спина ($1 + -$) следует из S -волнового характера его распада на $\pi + \omega$. Для A_1 -мезона спин ($1 + +$) был установлен из его распада на $\pi + \rho$. Кинцле и др. [32] впервые установили существование δ -мезона из распределения «потерянной массы» в реакции $\pi^- p \rightarrow \rightarrow p (m^*)^-$ с налетающими пионами высокой энергии (3—12 Гэв/с). Остенс и др. [33] подтвердили недавно это наблюдение на основе изучения «потерянной массы» в реакции $pp \rightarrow d (m^*)^+$. Спин и четность δ -мезона неизвестны, поскольку в этих экспериментах формы его распада

не изучались. В сложившейся ситуации интерпретация δ -мезона как представителя конфигурации 3P_0 является единственно возможной; при этом подразумевается, что основной двухчастичной формой распада является $\delta \rightarrow \eta + \pi$.

Эти четыре состояния с $I = 1$ образуют последовательность с приблизительно равным разделением по квадрату массы. Как показано в табл. 1, ситуацию можно прямо интерпретировать как обусловленную спин-орбитальным взаимодействием, отталкивательным в состоянии с наивысшим значением J . Из этого сравнения можно заключить, что любая тензорная связь весьма мала по сравнению со спин-орбитальной связью. Для интерпретации требуется также, чтобы октетная спин-спиновая сила была довольно слабой, хотя такая сила, по-видимому, необходима в состояниях с $L = 0$ для объяснения разницы масс ρ - и π -мезонов. Такая ситуация вполне возможна, если спин-спиновая сила имеет малый радиус действия по сравнению с доминирующим потенциалом \bar{V} .

Пока установлены не все состояния нонета с $L = 1$. Известные состояния приведены в табл. 2. Спин и четность не определены однозначно даже для всех установленных состояний. Однако если предположить, что наблюда-

Таблица 2

Подсостояния (I, Y) четырех нонетов с $L=1$ (одной чертой подчеркнуты резонансы, о которых есть некоторые сведения в литературе, но которые пока не рассматриваются как установленные состояния; двумя чертами подчеркнуты чисто предполагаемые состояния, массы которых оценены из соотношения Швингера с $J=1$, что соответствует идеальному нонету)

JPC	Состояние (I, Y) из нонета				$m_1, Mэв$	$\Delta, (Mэв)^2$
	(1,0)	(1/2, ± 1)	0,0	(0,0)		
2^{++}	A_2 (1300)	K^* (1415)	f (1254)	f (1514)	1238	$3,1 \cdot 10^5$
1^{++}	A_1 (1080)	$\underline{K_C^*}$ (1215)	D (1285)	$\underline{D'}$ (600—1000) ?	?	$3,1 \cdot 10^5$
0^{++}	δ (962)	$\underline{K^*}$ (1080)	\underline{S} (1330)	S' (1030)	1200 ?	$2,4 \cdot 10^5$
1^{+-}	B (1200)	K^* (1313)	H (1006)	$\underline{H'}$ (1385) ?	964 ?	$2,8 \cdot 10^5$

даемые состояния имеют положительную четность, то при распределении установленных состояний по имеющимся местам в этих четырех нонетах не возникает существенных неоднозначностей. Случай $K\bar{c}^*$ (1215) довольно ясно представил Арменгерос [34] на основе изучения в ЦЕРНе реакций $\bar{p}p \rightarrow K\bar{K}\pi\pi$ с антипротонами, останавливающимися в водороде. Мезон $K\bar{c}^*(1215)$ испытывает S -волновой распад на $K + \rho$ и это приводит к определению спина и четности ($1+$). Однако $K\bar{c}^*(1215)$ нельзя рассматривать как установленный надежно, поскольку он не был подтвержден в какой-либо другой реакции.

Голдшмидт-Клермон и др. [35] представили данные в пользу существования мезона K^* (1080) при изучении реакции $K^+p \rightarrow K^0\pi^+p$ при 3,0 и 3,5 Гэв/с. K^* (1080) распадается на $K + \pi$, поэтому его спин-четность может быть только ($0+$) или ($2+$) (или еще большие четные значения спина, не подходящие для этих нонетов). Место ($2+$) уже занято мезоном K^* (1415), поэтому имеется только возможность ($0+$). Состояние K^* (1080) не подтверждается в других реакциях, и было предложено альтернативное объяснение наблюдаемых эффектов; таким образом, этот резонанс не установлен надежно. Отметим, что значение $\Delta = (M_K^2 - M_\pi^2)$ приблизительно одинаково для всех этих четырех нонетов с $L = 1$ и сравнимо с приведенными выше значениями для нонетов с $L = 0$.

Все состояния нонета ($2++$) установлены, и Глэшоу и Соколов [36] показали, что парциальные ширины, наблюдаемые для различных двухчастичных и трехчастичных каналов распада, вполне согласуются с этой интерпретацией. Из значений масс получается угол смешивания, равный $\theta_T = 30^\circ$. В каждом из других нонетов существует одно состояние, для которого в настоящее время нет кандидатов; существуют также два мезонных состояния, которые не укладываются естественным образом в эти нонеты.

($0++$) S -мезон. В течение последних нескольких лет было много сообщений, указывающих на существование S -волнового $\pi\pi$ -резонанса (σ - или S -мезон) в различных точках области масс 350—750 Мэв [37—40], но данные обычно были весьма косвенными. С другой стороны, данные о распаде S' (1060) $\rightarrow K_1^0 K_1^0$ весьма четкие [41]; из них

следует значение спина и четности $(0+)$. Благодаря мезону S' (1060) столь малое значение массы S -мезона, как $350-750$ Мэв, не обязательно будет приводить к нарушению соотношения Швингера; потребуется только, чтобы в нонете $(0++)$ значение \mathcal{J} было довольно малым.

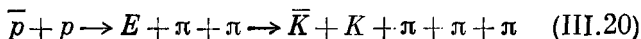
$(1++)$ D' -мезон должен иметь $G = +1$. Для значений масс, меньших 1000 Мэв, D' -мезон должен находиться ниже всех порогов двухчастичных каналов $(V+P)$ и $(V+V)$. Трехчастичный канал $D' \rightarrow \eta\pi\pi$ разрешен вплоть до значений масс около 830 Мэв, так же как электромагнитные процессы типа $\rho + \gamma$. Интересная возможность связана с исследованием вопроса о том, не могут ли данные о мезоне X^0 (959) допускать квантовые числа $(1++)$ и, следовательно, нельзя ли отождествить этот мезон с D' -мезоном. В настоящее время значение спина и четности $(0-)$ мезона X^0 (959) наиболее ясно следует из угловых корреляций, наблюдаемых в распаде $X^0 \rightarrow \rho^0 + \gamma$; данные весьма хорошо согласуются с поведением типа $\sin^2 \theta$, как и требуется в случае $(0-)$, и не согласуются с поведением типа $(1 + \cos^2 \theta)$, что было бы в случае $(1+)$ [43]. Было бы весьма желательно иметь более подробные данные о формах распада X^0 -мезона, в особенности о канале $X^0 \rightarrow \gamma\gamma$, строго запрещенном в случае $(1+)$. Здесь интересно заметить, что если бы X^0 (959) был D' -мезоном, то девятым псевдоскалярным мезоном мог бы тогда быть мезон E (1418), для которого в настоящее время наиболее вероятны квантовые числа $(0-+)$ [42]. Масса E -мезона гораздо лучше согласуется с соотношением Швингера для псевдоскалярных мезонов, чем масса X^0 -мезона.

$(1+-)$ H' -мезон должен иметь $G = -1$ и мог бы распадаться на $\rho\pi$ и $K\bar{K}^*$ (и $\bar{K}K^*$). Для этого мезона массовое соотношение Швингера дает значение массы около 1385 Мэв. Чисто умозрительно этим состоянием мог бы быть мезон E (1418). Имеющиеся сведения об угловых корреляциях в распаде E -мезона не противоречат выбору $(1+)$, но значение $C = -1$ представляется крайне маловероятным ввиду того, что в конечных состояниях наблюдаются $K_1^0 K_1^0 \pi^0$, а $K_1^0 K_2^0 \pi^0$ отсутствует.

Поиски этих трех отсутствующих состояний нонетов потребуют дальнейших усилий. Мы должны здесь под-

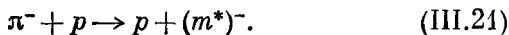
черкнуть, что каждая система из восьми наблюдавшихся состояний с квантовыми числами $(0++)$, $(1++)$ и $(1+-)$ не согласуется с октетной структурой, так что в каждом случае имеются основания ожидать по крайней мере еще одного резонансного состояния с теми же квантовыми числами, эффекты смешивания которого вызывают отклонение от массового соотношения для октета. Для прямой проверки предположенной здесь нонетной структуры этих систем состояний также требуются более обширные и более подробные сведения о ширинах и скоростях распада уже установленных состояний.

Как указано выше, мезон E (1418) приводит к серьезнейшему затруднению. До сих пор он наблюдался только в сложной реакции [42, 44]



при взаимодействиях антипротона в покое. Согласно только что сказанному, данные о распадах $E \rightarrow K^0 K^0 \pi^0$ довольно уверенно предписывают значение $C = +1$. Наиболее вероятными значениями спина и четности E -мезона являются $(0-)$, хотя значения $(1+)$ также приемлемы. Если квантовые числа равны $(0-+)$, то E -мезон представляет собой десятый псевдоскалярный мезон. В $\bar{Q}Q$ -модели ему можно было бы сопоставить только возбужденное 1S_0 -состояние, включающее внутренние радиальные колебания. Тогда потребовалось бы обнаружить еще восемь мезонов с квантовыми числами $(0-)$ в области масс 1400—1600 $M_{\text{эв}}$. Если же квантовые числа E -мезона равны $(1++)$, то его можно было бы поместить только в нонет $(1++)$. Однако массы A_1^- , K_1^{*-} , D^- и E -мезонов не согласуются с соотношением Швингера (III.12) при положительных J^2 .

Фокаччи и др. [45], используя метод спектрометра потерянной массы, тщательно исследовали более высокие уровни с $I = 1$ из измерений спектров протонов отдачи в реакции



Наблюдавшиеся спектры обнаруживают ряд острых максимумов, соответствующих возбуждению последовательных мезонных резонансов с $I = 1$, $Y = 0$ вплоть до зна-

чения массы около $2400 M_{\text{эв}}$. Для нас естественно интерпретировать эти резонансы как представителей последовательности вращательных возбуждений $\bar{Q}Q$ -системы: $L = 2$ для R -мезонов со значениями масс около $1700 M_{\text{эв}}$, $L = 3$ для S -мезонов при $1930 M_{\text{эв}}$, $L = 4$ для T -мезонов при $2195 M_{\text{эв}}$ и $L = 5$ для U -мезонов при $2382 M_{\text{эв}}$.

Как было отмечено выше, в $\bar{Q}Q$ -модели каждое вращательное возбуждение должно состоять из четырех нонетов: состояний ${}^3L_{L+1}$, 3L_L и ${}^3L_{L-1}$ с $C = (-1)^{L+1}$ и состояния 1L_L с $C = (-1)^L$. При учете спин-орбитальной связи четыре уровня с $I = 1$ для орбитального момента L смещаются следующим образом:

	${}^3L_{L-1}$	3L_L	1L_L	${}^3L_{L+1}$
Коэффициент спин-орбитального взаимодействия	$-2L-2$	-2	0	$2L$

Мы замечаем, что оба состояния с $J = L$ расположены близко к состояниям с $J = L \pm 1$, так что при больших L состояния будут появляться в виде триплета, пока не будет достигнута очень высокая разрешающая способность, или же пока не будут наблюдаться процессы распада этих резонансов (поскольку соответствующие состояния с $Y = 0$ из нонетов 3L_L и 1L_L имеют противоположную G -четность, и, следовательно, их можно различить по их распаду на четное или нечетное число пионов).

В эксперименте Фокаччи и др. [45] максимум, соответствующий R -мезону, оказывается разделенным на три максимума, отвечающие состояниям R_α (1632), R_β (1699) и R_γ (1748). В $\bar{Q}Q$ -модели состояние R_α следует отождествить с конфигурацией 3D_1 ($JPC = 1 - -$), R_γ — с конфигурацией 3D_3 ($JPC = 3 - -$), а R_β следует считать содержащим два слившихся состояния, отвечающие конфигурациям 3D_2 и 1D_2 ($JPC = 2 - -$ и $2 - +$ соответственно). Здесь интересно заметить, что состояния с $I = 1$ и оба состояния с $I = 0$ из нонета 3D_1 являются

состояниями векторных мезонов, которые могут играть роль в электромагнитной структуре барионов ¹).

Сообщалось о многопионных резонансных состояниях в области масс 1600—1700 *Мэв* при экспериментах с пузырьковой камерой по изучению неупругих *pp*-столкновений, однако детали экспериментальной ситуации оказываются весьма не ясными. На основании $\bar{Q}Q$ -модели мы ожидаем, что состояние R_α из нонета 3D_1 с $I = 1$ и состояние R_γ из 3D_3 с $I = 1$ могут распадаться на два π -мезона, но что такой распад запрещен для всех других D -состояний. Распад на три пиона возможен только для состояний с $I = 0$ из нонетов 3D и для состояний с $I = 1$ из нонета 1D_2 .

Экспериментальные данные ясно указывают на существование $\pi^\pm\pi^0$ -резонанса с $I \geq 1$ со значением массы около 1625 *Мэв* [31, 47]. Масса этого состояния согласуется с массой R_α (ширина $\Gamma \approx 60$ *Мэв* представляется значительно большей), и эта форма распада согласуется с выбором квантовых чисел ($1 - -$), следующим из $\bar{Q}Q$ -модели, хотя спин и изоспин пока не были определены непосредственно. Однако имеются столь же ясные доводы [31] в пользу существования 3π -резонанса с $I \geq 1$ с массой около 1635 *Мэв* и шириной около 100 *Мэв*; этот резонанс нельзя поместить в нонет 3D_1 . При $L = 2$ он может возникать только из состояния 1D_2 с $I = 1$; тогда это состояние должно быть сдвинутым вниз от состояния 3D_2 и находиться рядом с состоянием 3D_1 . Во многих экспериментах [31] имеются также данные в пользу широкого резонанса ($\Gamma \approx 200$ *Мэв*) в $\pi^+\pi^-$ -системе в области масс 1650—1700 *Мэв*, т. е. со значительно большей массой, чем масса 1625 *Мэв*, соответствующая указанному выше $\pi^\pm\pi^0$ -резонансу. Все еще не существует 2π -резонансов с $I = 0$ в D -конфигурациях. В настоящее время интерпретация этих резонансных состояний далеко не ясна.

¹) Веман и др. [46] исследовали недавно пары мюонов, образующиеся при взаимодействии π^- -мезонов высокой энергии с ядрами. Эти авторы искали более тяжелые векторные мезоны, имеющие отношение к электромагнитной структуре барионов. Их данные обнаруживают только ρ -мезон, но, к сожалению, чувствительность их эксперимента простирается только до 1500 *Мэв* и не захватывает область мезонов R_α (1632).

Имеются также указания на резонансные состояния K^* в этой области масс. Изучая реакции K^-p при 10 Гэв/с , группа экспериментаторов [48] установила существование K^* -резонанса с $I = 1/2$ при $1789 \pm 10 \text{ Мэв}$ и шириной около 80 Мэв . Этот резонанс наиболее явно проявляется в распределении масс $K\pi$, хотя он обнаруживается совершенно определенно в $K\rho^-$, $K^*\pi^-$ и $K\omega$ -каналах. Ввиду того, что он отсутствует в $K^*\eta$ -канале по сравнению с $K^*\pi$ -каналом, Кейн [25] доказал, что этот резонанс принадлежит нонету с $C = -1$. Тогда из отсутствия распада на $K\pi$ следует, что этот K^* -резонанс может принадлежать нонету 3D_2 и, следовательно, должен быть сопоставлен с резонансом R_8 при 1699 Мэв , у которого $I = 1$. Заметим, что значение

$$\Delta = (K(1789))^2 - (R_8(1699))^2 = (3,1 \pm 0,6) \cdot 10^5 (\text{Мэв})^2$$

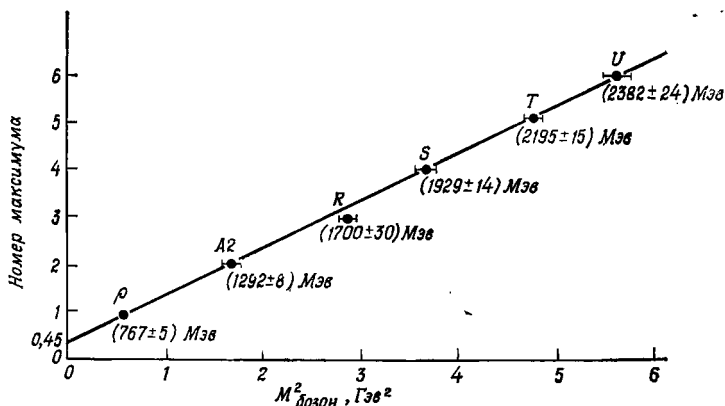
вполне сравнимо со значениями Δ , полученными выше для нонетов с $L = 0$ и $L = 1$.

Дюбал и др. [49] также представили данные о K^* -резонансе при $1852 \pm 8 \text{ Мэв}$ с шириной около 85 Мэв . Эти данные получены при изучении реакции $K^-p \rightarrow p(K^*)^-$ при начальном импульсе 7 и 12 Гэв/с методом спектрометра «потерянной массы K^* ». Способы распада этого состояния неизвестны. Представляется правдоподобным, что это состояние K^* может принадлежать тому же нонету, что и состояние $R_7(1748)$. Значение $\Delta = (K^*)^2 - (R_7)^2$ для этих состояний равно $(3,7 \pm 0,6) \cdot 10^5 (\text{Мэв})^2$; оно несколько больше, но все еще сравнимо со значениями Δ , полученными из низших нонетов. Конечно, пока еще нет независимого подтверждения какого-либо из этих K^* -резонансов; в каждом эксперименте не существует сведений относительно K^* -резонансов, получаемых в другом эксперименте.

Недавно было сообщено также об экспериментах с пузырьковой камерой, в которых наблюдались многопионные резонансы, относящиеся, по-видимому, к еще более далеким нонетам. Самым ярким примером является $(\pi^+\pi^-\pi^0)$ -резонанс, о котором сообщили Аллес-Борелли и др. [50], изучавшие реакцию

$$\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^-\pi^-\pi^0 \quad (\text{III.22})$$

с антипротонами при $5,7 \text{ Гэв/с}$. Наблюдавшийся максимум при большом значении массы виден очень хорошо; он выступает на распределении так же сильно, как максимум, отвечающий ω -мезону. Он соответствует массе $2207 \pm \pm 8 \text{ Мэв}$ и ширине $62 \pm 52 \text{ Мэв}$, которую можно целиком отнести за счет ошибок разрешения. Представляется



Ф и г. 2. Схема основных мезонных возбуждений, наблюдавшихся в реакции $\pi^- + p \rightarrow p +$ (потерянная масса), которую изучала группа Маглича в ЦЕРНе с помощью спектрометра потерянной массы [45].

Максимумы пронумерованы в порядке возрастания их массы числами n , начиная с ρ -мезона. Для каждого мезонного возбуждения отложено значение квадрата массы в зависимости от n .

наиболее вероятным, что этот резонанс связан с T -мезоном при 2195 Мэв , хотя в настоящее время прямых оснований для такого утверждения нет. Изоспин этого 3λ -состояния неизвестен; не было найдено сколько-нибудь ясных указаний на соответствующие 3λ -состояния с зарядами ± 1 в данных, полученных для указанной реакции (III.22). Эти данные по меньшей мере дают ясное независимое свидетельство существования весьма узких мезонных резонансов с большой массой, подкрепляя экспериментальную работу группы Маглича в ЦЕРНе, в которой использовался спектрометр потерянной массы.

Фокаччи и др. [45] указали, что если мезоны ρ , A_2 , R , S , T , U пронумеровать числами $n = 1, 2, 3, 4, 5, 6$, то

зависимость квадрата массы от n оказывается приблизительно линейной, как это показано на фиг. 2. Это говорит о том, что эти состояния могут образовывать семейство состояний. Простейшая возможность в $\bar{Q}Q$ -модели заключается в предположении, что это семейство состоит из последовательности вращательных возбуждений, и в этом случае n определяет полный спин соответствующего мезона. Тогда график на фиг. 2 соответствует траектории Редже для состояний $J = L + 1$, $I = 1$, $Y = 0$, т. е. главной траектории Редже для состояний с $(I, Y) = (1, 0)$. Ее линейная экстраполяция на меньшие значения E^2 пересекает ось $E^2 = 0$ при $n = 0,45$; такой результат хорошо согласуется со значением $n = 0,48 \pm 0,05$ [обычно обозначаемым $\alpha_\rho(0)$], полученным для траектории ρ -мезона из данных по рассеянию и полным сечениям, соответствующих области $E^2 \leq 0$ (т. е. для физических передаваемых импульсов). Заметим, что траектории с четной и нечетной сигнатурой здесь совпадают, так как мезоны ρ и A_2 лежат на одной траектории. В $\bar{Q}Q$ -модели это представляется естественным: мы не ожидаем возникновения сколько-нибудь значительных обменных сил, поскольку для их появления потребовался бы обмен системами с барионным числом $2/3$, а низшее такое состояние — это состояние QQ с массой $2M_Q$.

Энергия возбуждения, возникающая из центробежного члена в (III.9), приближенно определяется выражением

$$\delta_L(E^2) = L(L+1) \left\langle \frac{1}{r^2} \right\rangle_L. \quad (\text{III.23})$$

Линейная последовательность, наблюдаемая для состояний с $J = L + 1$, соответствует линейной зависимости E^2 от L . Это отличается от ситуации, обычной для молекулярной физики, где $\langle 1/r^2 \rangle_L$ приближенно не зависит от L , а $\delta_L(E^2)$ растет как $L(L+1)$. Здесь требуется, чтобы $\langle 1/r^2 \rangle_L$ убывало с ростом L более или менее подобно $1/(2L+1)$. Отсюда следует, что для низших возбуждений эффективный потенциал $\bar{V}(r)$ должен быть довольно гладким и открытым, вроде функции $(V_0 + \lambda r^2)$, т. е. иметь вид, показанный на фиг. 1. Действительно, если $\bar{V}(r)$ имеет эту форму потенциала гармонического осциллятора в обла-

сти, где волновая функция $\bar{Q}Q$ велика, то E^2 будет в точности линейной функцией от L .

В $\bar{Q}Q$ -картине уже открытые мезонные состояния соответствуют низшим уровням в очень глубокой потенциальной яме \bar{V} (глубина ямы близка к $2M_Q$). Вращательное возбуждение основных уровней приведет к связанным состояниям в этой потенциальной яме вплоть до очень больших значений L [до $L_{\text{макс}}$, равного по порядку величины $4M_Q^2/\alpha'_p(0)$, где $\alpha'_p(0) = 1,05 (Гэв)^2$ — наклон траектории Редже при $E^2 = 0$; таким образом, $L_{\text{макс}} \gtrsim 10^2$]. Следовательно, в этой модели траектории Редже должны продолжаться вправо с ростом J вплоть до значений спина порядка 10^2 , прежде чем они начнут двигаться в обратную сторону налево.

Для состояний с большим L область масс между состояниями с $J = L \pm 1$ будет иметь порядок величины

$$\delta E^2(L)_{SO} \approx 2M_Q(2L+1) \langle \bar{v}_{SO}(r) \rangle_L. \quad (\text{III.24})$$

Поскольку данные Фокаччи и др. [45] не обнаруживают расщепления внутри максимумов S , T и U , которые и так уже исключительно узкие (ср. табл. 3), мы должны сде-

Таблица 3

Массы и ширины высших резонансных состояний с $I=1$, $Y=0$, обнаруженные в экспериментах со спектрометром потерянной массы группой Маглича в ЦЕРНе [45]

Мезонное состояние	R			S	T	U
	R_α	R_β	R_γ			
Масса, $M_{эв}$	1632 ± 10	1699 ± 10	1748 ± 10	1929 ± 15	2195 ± 15	2382 ± 24
Ширина Γ , $M_{эв}$	< 21	< 30	< 38	< 35	< 13	< 30

лать вывод, что вклад $\delta E^2(L)_{SO}$ от спин-орбитального взаимодействия должен быстро убывать с ростом L . При $L=2$ расщепление равно $\delta E^2(2)_{SO} = R_\gamma^2 - R_\alpha^2 \approx \approx 0,39 (Гэв)^2$; это можно сравнить с $\delta E^2(1)_{SO} = (A_2)^2 - -\rho^2 \approx 0,76 (Гэв)^2$ при $L=1$. При $L=3$ эмпирическое значение ширины S -мезона приводит к верхнему пределу

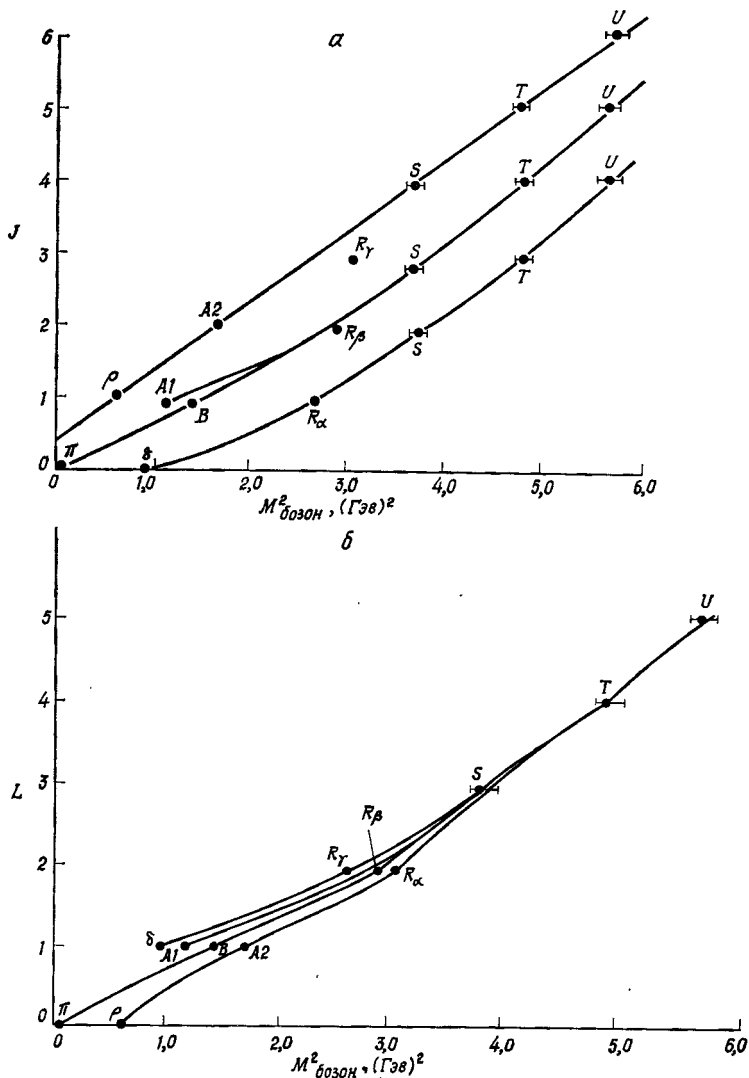
$\delta E^2(2)_{SO} \leq 0,14 (Гэв)^2$. Для такого поведения требуется, чтобы потенциал $\langle \bar{v}_{SO}(r) \rangle_L$ быстро убывал с ростом L . Это будет иметь место, например, тогда, когда спин-орбитальное взаимодействие \bar{v}_{SO} имеет гораздо меньший радиус действия, чем потенциал сверхсильного взаимодействия $\bar{V}(r)$.

В рамках $\bar{Q}Q$ -модели будут существовать четыре траектории Редже, отвечающие ρ - и π -мезонам; три из них соответствуют состояниям триплета ${}^3L_{L+1}$, 3L_L и ${}^3L_{L-1}$, и одна — синглетному состоянию 1L_L . До тех пор, пока спиновой зависимостью $\bar{Q}Q$ -сил можно пренебречь, эти четыре траектории будут при больших J становиться параллельными на графике $J(M^2)$, как показано на фиг. 3, а, поскольку в этом случае указанные четыре состояния становятся вырожденными по энергии. Это вырождение проявляется еще более явно, если указанные четыре траектории откладывать как функции L , а не J , как показано на фиг. 3, б.

Наиболее удивительным свойством тяжелых мезонных резонансов, установленным Фокаччи и др. [45], является острота этих резонансных максимумов. Сообщается, например, что ширина T -мезона меньше $13 Mэв$, несмотря на столь большое значение массы, как $2195 Mэв$. Самое прямое объяснение таких малых ширин состоит в том, чтобы отнести их за счет больших значений углового момента, предполагаемых для этих состояний. Центробежные барьеры, с которыми встречаются вылетающие при распаде частицы, быстро растут с увеличением L . Если R — радиус области сильных взаимодействий, в которой возникает вылетающий мезон, то амплитуда прохождения через барьер адекватно измеряется амплитудой падающей волны с угловым моментом l (нормированной на единичную амплитуду на бесконечности) на границе R ; таким образом,

$$j_l(kR) \approx \frac{(kR)^l}{1 \cdot 3 \cdot 5 \dots (2l+1)} \left\{ 1 - \frac{(kR)^2}{4l+6} + \dots \right\}. \quad (\text{III.25})$$

Главный член является хорошим приближением, пока $(kR)^2 \ll (4l+6)$. Обращаем внимание на большой множитель $l!! = \{1 \cdot 3 \dots (2l+1)\}$ в знаменателе; например,



Ф и г. 3. Реджевские графики для известных мезонных резонансных состояний с $I = 1$, $Y = 0$, согласно интерпретации этих состояний в кварковой модели.

а — обычный реджевский график зависимости J от квадрата массы; б — график зависимости L от квадрата массы; в этом случае все четыре траектории становятся вырожденными, начиная с достаточно больших значений массы.

при $kR = 1$ и $l = 4$ эта амплитуда прохождения через барьер составляет только около 10^{-3} . В области масс ~ 2 Гэв для двухчастичных способов распада типа $P + P$, $P + V$ и т. д. обычно характерны импульсы $k \ll 1$ Гэв/с. Если мы примем радиус взаимодействия для процесса испускания пиона, равный $R \approx 0,2$ ферми (среднеквадратичный радиус пиона равен приблизительно $0,3$ ферми в модели с потенциалом гармонического осциллятора, рассмотренной выше), то величина kR достаточно мала и можно использовать приближение (III.25). Беря это выражение (III.25) и фазовый множитель k/m , где m — масса исходной частицы, мы приходим к грубой оценке

$$\Gamma(m^* \rightarrow 2P) = \gamma \left(\frac{k}{m} \right) \left(\frac{(kR)^l}{l!} \right)^2. \quad (\text{III.26})$$

Сравнение со случаями ρ -мезона и f -мезона дает порядок величины $\gamma \approx 10^5$ Мэв. Если теперь мы рассмотрим мезон со спином $J = 4$ и с массой $M \approx 2$ Гэв, то это выражение приводит к парциальной ширине порядка $0,1$ Мэв для двухчастичного распада. Для более сложных двухчастичных способов распада, таких, как $V + V$, $A_2 + P$ и т. д., допускаются меньшие угловые моменты вылетающих частиц; при этом, однако, импульс k в конечном состоянии гораздо меньше прежнего, а поэтому значительно уменьшается множитель $(kR)^{2l}$. Для еще более сложных способов распада, таких, как каскадные процессы $L \rightarrow \pi + (L - 1)$, можно ожидать, что матричные элементы будут быстро убывать с ростом L из-за слабого перекрытия начальной и конечной радиальных волновых функций, а также из-за ограничений на связи конечных угловых моментов. Несмотря на то, что количество разрешенных каналов распада быстро возрастает с увеличением массы M исходной частицы, амплитуды отдельных распадов могут убывать еще более быстро. Это будет в том случае, когда угловой момент состояний этих частиц также увеличивается с ростом массы исходной частицы таким образом, что полная ширина распада остается малой или даже убывает при возрастании M через эту последовательность состояний частицы. Такая ситуация хорошо известна в атомной физике. Например, для сильно возбужденного состояния (скажем, $n = 4$) атома водорода

ширина распада намного меньше, чем для p -уровней с $L = 2$, несмотря на то, что число возможных γ -распадов из состояния с $n = 4$ гораздо больше, чем из состояния с $n = 2$. Это происходит потому, что амплитуды перехода быстро убывают с ростом n .

Эти замечания о ширине распада высших мезонных состояний трудно представить полностью в количественном виде ¹⁾. Однако в гипотезе о том, что последовательность наблюдавшихся мезонных состояний образует реджевское семейство, подразумевается, что высшие состояния должны иметь большие значения спина. Это сразу приводит к естественной и внушающей доверие качественной интерпретации малых ширин распада указанных состояний, если принять еще одно предположение о том, что радиус R области сильного взаимодействия, из которой образуются продукты распада, достаточно мал. Такая интерпретация допускает еще возможность существования тяжелых мезонов с малыми значениями спина, соответствующих низшим траекториям Редже, отвечающим радиальному возбуждению $\bar{Q}Q$ -системы. Ширины распада этих мезонов будут намного больше ввиду малых значений их спина. Такие широкие мезонные состояния было бы очень трудно обнаружить методом спектрометра потерянной массы вследствие необходимости вычитать большие вклады фона. Для обнаружения этих частиц потребуются, несомненно, более тонкие опыты, включающие изучение статистики определенной системы продуктов распада как функции их энергии в системе центра масс.

IV. Барионные состояния.

Здесь мы рассмотрим интерпретации данных о барионных состояниях, предполагая, что эти состояния образованы за счет сильной связи трех кварков через QQ -потенциал $V(r)$. Многие авторы обсуждали различные аспекты

¹⁾ Интересно вспомнить, что возможность высоких центробежных барьеров, связанных с большим значением спина, широко обсуждалась примерно 15 лет назад как возможное объяснение больших времен жизни ($\sim 10^{-10}$ сек!) низших мезонных и барионных странных частиц, о которых было известно, что они относятся к сильно взаимодействующим частицам, благодаря их совместному рождению в столкновениях при высоких энергиях.

этой модели; в частности, Боголюбов и др. [13], Далиц [14, 15], Хори и др. [51], Ишида [19], Митра [52, 53], Митра и Росс [54], Морпурго [55], Намбу [56] и Тирринг [57]. В этой QQQ -модели для барионных состояний допускаются только представления $\{1\}$, $\{8\}$ и $\{10\}$, и все твердо установленные резонансы согласуются с этими представлениями. Первые из этих состояний — это хорошо известные низшие состояния с положительной четностью: барионный октет $B (1/2+)$ и барионный декуплет $B^* (3/2+)$. Существует также еще одно низшее состояние с положительной четностью, а именно $N_{1/2}^* (1400)$, которое считается сильно неупругим состоянием $(1/2+)$ и которое можно отнести к следующему октету $(1/2+)$. Затем имеется ряд резонансных состояний с отрицательной четностью, которые приведены в табл. 4; значения (I, Y) всех

Таблица 4

Барионные резонансные состояния с отрицательной четностью, сгруппированные по $SU(3)$ -мультиплетам в соответствии с их качественным согласием с систематикой по массе для барионных мультиплетов или же согласно сведениям об их относительных вероятностях распада

Спин, четность	Представление	Барионные резонансные состояния
$(1/2-)$	$\{1\}$	$Y_0^* (1405)$
	$\{8\}$	$N_{1/2}^* (1570), Y_0^* (1670), Y_1^* (1750)$
	$\{8\}$	$N_{1/2}^* (1700), \dots$
	$\{10\}$	$N_{3/2}^* (1670), \dots$
$(3/2-)$	$\{1\}$	$Y_0^* (1520)$
	$\{8\}$	$N_{1/2}^* (1515), Y_0^* (1700)?, Y_1^* (1660)$
	$\{10\}$	$\dots, \Xi^* (1820)$
$(5/2-)$	$\{8\}$	$N_{1/2}^* (1688), Y_1^* (1765), Y_0^* (1840)?$
$(7/2-)$	$\{8\}?$	$N_{1/2}^* (2190), Y_0^* (2110), \dots$

Частица $\Xi^* (1820)$ отнесена к декуплету на основании известного для нее отношения $(\Sigma\bar{K})/(\Lambda\bar{K})$. Связь между $Y_0^* (2110)$ и $N_{1/2}^* (2190)$ является в настоящее время совершенно не определенной; если исходить из систематики по массам, то оказывается довольно правдоподобным, что $Y_0^* (2110)$ представляет собой состояние унитарного синглета.

этих состояний согласуются с размещением их в синглетные, октетные или декуплетные представления. Затем следуют дальнейшие резонансы с положительной четностью, приведенные в табл. 5; снова оказывается, что они обра-

Таблица 5

Установленные высшие барионные резонансы
с положительной четностью

Спин, четность	N^*	Y^*
$(5/2+)$	$N_{1/2}^* (1688)$	$Y_0^* (1820), (Y_1^* (1910)?)$
$(7/2+)$	$N_{3/2}^* (1920)$	$Y_1^* (2035)$

зуют одно октетное и одно декуплетное представления. Были установлены и дальнейшие резонансные состояния типов $N_{3/2}^*$, $N_{1/2}^*$, Y_0^* и Y_1^* , массы которых еще больше; они также согласуются с синглетными, октетными и декуплетными представлениями.

С другой стороны, несмотря на усиленные поиски, в $\pi\Sigma$ -системах не было найдено резонансных состояний с зарядом ± 2 , по крайней мере до 2 Гэв ; эти состояния были бы характерны для представления $\{27\}$. Однако здесь важно упомянуть об одном возможном затруднении: Кул и др. [58] наблюдали небольшие всплески в полных сечениях K^+p и K^+d . Маловероятно, чтобы отмеченный всплеск в сечении K^+p представлял собой проявление резонансного состояния с $I = 1$. Этот всплеск расположен сравнительно близко к порогу неупругих процессов $K^+p \rightarrow K\pi N$, и изучение этих процессов показало, что он обусловлен быстрым возрастанием и убыванием неупругого сечения. В этой области энергий угловые распределения неупругих процессов меняются плавно и не обнаруживают признаков резонансного поведения. Мы можем считать, что быстрое возрастание этих неупругих сечений обусловлено огромной силой порождающих их взаимодействий, а их убывание представляет собой спад типа ($\sim 1/k^2$), требуемый условием унитарности для парциальных волн KN -взаимодействия вплоть до конечного предельного орбитального момента $l_{\text{макс}}$. Для KN -состояния,

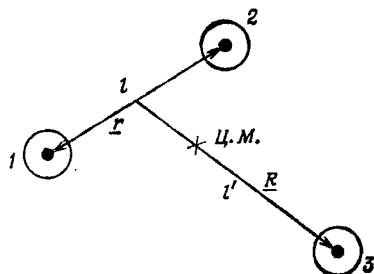
с $I = 0$ полное сечение получается из разности $2\sigma(K+d) - 3\sigma(K+p)$ с учетом некоторых более тонких поправок.

Сечение σ_0 , полученное Кулом и др., обнаруживает заметный всплеск (около 8 мб) при значении массы 1880 Мэв. О неупругих процессах с $I = 0$ при этой энергии сведений довольно мало, однако из имеющихся данных при энергиях, больших и меньших этого значения массы, следует, что совершенно невероятно, чтобы такой всплеск с $I = 0$ можно было отнести за счет влияния неупругих процессов (сильный процесс $KN \rightarrow KN^*$ запрещен при $I = 0$, и неупругое сечение оказывается сравнительно малым и медленно растущим при переходе через это значение массы). Необходимо более детальное исследование KN -процессов при $I = 0$.

Если будет установлено, что этот всплеск обусловлен резонансным состоянием, то придется признать существование мультиплетта $\{\overline{10}\}$ резонансных состояний, остальными членами которого будут $N_{1/2}^*$, Y_1^* и $\Xi_{3/2}^*$. Пока не найдено каких-либо указаний на резонансы Ξ^* с $I = 3/2$, однако для значений масс выше 2000 Мэв существует довольно мало данных. Простейшей кварковой конфигурацией, содержащей представление $\{\overline{10}\}$, является конфигурация $QQQQ\bar{Q}$. Поскольку масса этой конфигурации находится в области масс состояний, которые мы относим здесь к конфигурации QQQ , будут иметься все основания ожидать существенного смешивания между конфигурациями QQQ и $QQQQ\bar{Q}$; тогда приведенные здесь простые рассуждения, основанные на рассмотрении одной только конфигурации QQQ , окажутся несостоятельными. Мы пока пренебрегаем этой возможностью и рассматриваем только конфигурации QQQ . Если существование резонансного состояния KN с $I = 0$ будет установлено, то все приведенные выше соображения, по-видимому, потребуют по меньшей мере значительного пересмотра.

Уровни $L = 0+$. Известно, что низшие барионные состояния соответствуют представлению 56 группы $SU(6)$, состоящему из барионного октета ($1/2+$) и декуплета ($3/2+$). Отвечающая этому представлению волновая функция спина и унитарного спина симметрична по кварковым индексам. Следовательно, если принять естествен-

ное предположение, что кварки подчиняются статистике Ферми, то пространственная часть волновой функции должна быть полностью антисимметричной по этим индексам. Поскольку это представление расположено по массе ниже всех других, мы ожидаем, что орбитальный момент этого состояния $L = 0$. Оба эти требования могут быть выполнены; однако для этого внутренние орбитальные



Ф и г. 4. Система координат и определение внутренних угловых моментов в пространственной волновой функции трехкварковой системы.

моменты должны быть отличными от нуля. Если определить внутренние угловые моменты l, l' согласно фиг. 4, то эти требования означают просто, что $l' = l =$ нечетному числу. Низшая конфигурация $(l, l') = (1, 1)$ не является полностью антисимметричной; значит, должна быть примесь некоторой конфигурации $(l, l') = (3, 3)$. Простейшая волновая функция имеет вид

$$\Psi_{\text{простр}} = (r_1^2 - r_2^2)(r_2^2 - r_3^2)(r_3^2 - r_1^2) \varphi_{\text{симм}}(r_1, r_2, r_3), \quad (\text{IV.1})$$

где $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3$ — векторы положения трех кварков относительно их центра масс. Если выразить эту волновую функцию через конфигурации (l, l') , то она принимает вид

$$\Psi_{\text{простр}} = \mathbf{r} \cdot \mathbf{R} \left\{ \left(\frac{1}{4} r^2 - \frac{1}{3} R^2 \right)^2 - \frac{1}{9} (\mathbf{r} \cdot \mathbf{R})^2 \right\} \varphi_{\text{симм}}(r^2, R^2), \quad (\text{IV.2a})$$

$$\Psi_{\text{простр}} = \left\{ rR \left[\frac{r^4}{16} - \frac{7r^2R^2}{30} + \frac{R^2}{9} \right] Y_1^0(\cos \theta) - \frac{2r^2R^3}{45} Y_3^0(\cos \theta) \right\} \varphi_{\text{симм}}(r^2, R^2), \quad (\text{IV.2b})$$

где $\mathbf{r} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$ и $\mathbf{R} = \mathbf{r}_3 - (\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2)/2$, а θ — угол между \mathbf{r} и \mathbf{R} , так что $Y_l^0(\cos \theta)$ обозначает функцию с $L = 0$, отвечающую условию $l' = l$.

У полностью антисимметричной волновой функции (IV.1) имеются по крайней мере три узловые плоскости. Следовательно, ей соответствует большая, кинетическая энергия; для волновой функции основного состояния такой вывод вызывает удивление. Однако это возможно, если QQ -потенциал имеет характер сильного обмена, так что QQ -взаимодействие представляет собой сильное притяжение в p -состояниях и отталкивание в s -состояниях. Общий вид чисто пространственно-обменного потенциала определяется выражением

$$V_{\text{обм}} = (1 + \sigma_1 \cdot \sigma_2) (1 + F_1 \cdot F_2) v(r). \quad (\text{IV.3})$$

Радикати [59] указал, что потенциал такого вида может возникать вследствие обмена псевдоскалярным нонетом и векторным нонетом, что представляет собой обобщение на $SU(3)$ -симметрию смеси Мёллера — Розенфельда, обсуждавшейся для ядерных сил много лет назад. Эта комбинация мезонных обменов оказывается в точности такой, что компенсирует тензорные QQ -силы. Такая модель означала бы, что QQ -потенциал V нельзя простым образом связать с \overline{QQ} -потенциалом \overline{V} , поскольку потенциал \overline{V} , соответствующий (IV.3), был бы тогда пропорционален проекционному оператору на $SU(6)$ -синглет $(1 - \sigma \cdot \sigma) (1 - F \cdot \overline{F})$ и поэтому не мог бы давать вклада в притяжение между кварком и антикварком, очевидно существующему в представлении 35.

Предсказания относительно электромагнитных свойств барионного октета и декуплета, следующие из их помещения в представление 56, оказались вполне успешными. Эти предсказания таковы:

1) отношение полных магнитных моментов нуклонов равно $\mu_p/\mu_n = -3/2$, что можно сравнить с эмпирическим отношением $2,79/(-1,91)$;

2) амплитуда $E2$ -перехода $\gamma N \rightarrow N^* (1238)$ обращается в нуль (эмпирическое отношение $E2/M1$ при резонансе не больше нескольких процентов);

3) амплитуда $M1$ -перехода $\gamma N \rightarrow N^*$ равна $(2\sqrt{2}\mu_p/3)$ (эмпирическое значение больше этого предсказанного приблизительно на 30%) [60].

Митра и Маджумдар [60] недавно указали одно возможное затруднение, возникающее из-за антисимметрич-

ности пространственной волновой функции барионов; основная часть формфактора QQQ -системы может иметь узлы. Они рассмотрели антисимметричную волновую функцию вида (IV.1) со следующим, довольно разумным, выбором функции $\varphi_{\text{симм}}$:

$$\varphi_{\text{симм}} = \exp \{ -\beta^2 (r_1^2 + r_2^2 + r_3^2) \}, \quad (\text{IV.4a})$$

$$\varphi_{\text{симм}} = \exp \left\{ -\beta^2 \left(\frac{2}{3} R^2 + \frac{1}{2} r^2 \right) \right\}. \quad (\text{IV.4b})$$

Эта волновая функция приводит к следующему виду основной части формфактора $F(q^2)$ ¹⁾:

$$F(q^2) = \left\{ 1 - 2z + \frac{17}{10} z^2 - \frac{62}{105} z^3 + \frac{27}{208} z^4 - \frac{1}{140} z^5 \right\} e^{-z}, \quad (\text{IV.5})$$

где $z = q^2/12\beta^2$. Эта функция имеет нуль при $z = 3,8$. Если предположить, что распределения заряда и магнитного момента кварков фиксированы, то электрические формфакторы нуклона будут определяться выражениями

$$F_{EP} = F_{EQ}(q^2) F(q^2), \quad F_{En} = 0, \quad (\text{IV.6})$$

а формфакторы магнитного момента нуклона

$$F_{Mp} = F_{Mn} = F_{MQ}(q^2) F(q^2), \quad (\text{IV.7})$$

где $F_{EQ}(q^2)$ и $F_{MQ}(q^2)$ — формфакторы заряда и магнитного момента кварков [согласно $SU(3)$ -симметрии, формфакторы всех трех кварков одинаковы]. Конечно, при выводе выражения (IV.7) мы пренебрегаем возможностью вкладов от обменных токов между кварками, которые привели бы к дополнительным членам. Заметим, что нуль в $F(q^2)$ приводит к нулю при том же значении q^2 во всех нуклонных формфакторах. Недавние измерения формфакторов протона [62] установили значение F_{Mp} вплоть до передаваемого импульса $q^2 = 250$ (ферми)⁻². В этой области F_{Mp} отличен от нуля, и трудно поверить, что при любой разумной экстраполяции F_{Mp} может проходить через нуль при передаваемом импульсе, меньшем $q^2 = 400$ (ферми)⁻². Зарядовый формфактор F_{EP} известен, конечно, не так хорошо при больших q^2 [62, 63]; известные данные показывают по крайней мере, что F_{EP} не имеет нулей при $q^2 \leq 50$ (ферми)⁻².

¹⁾ Получено Р. Далицем и Д. Дорреном (Оксфорд). Этот результат исправляет выражение, приведенное в работе [61].

Если через R_{3Q} обозначить среднеквадратичный радиус пространственного распределения кварков в барионах, то из выражения (IV.5) имеем

$$R_{3Q} = \left(\frac{3}{2}\beta^2\right)^{1/2}. \quad (\text{IV.8})$$

Если кварки распределены в виде точечных зарядов, то R_{3Q} равен просто среднеквадратичному зарядовому радиусу протона, т. е. $R_{3Q} = 0,8$ ферми. Тогда предсказывается, что узел в формфакторах нуклона будет существовать при передаваемом импульсе, равном

$$q^2 = 3,8 \frac{18}{R_{3Q}^2} = 107 \text{ (ферми)}^{-2}, \quad (\text{IV.9})$$

что противоречит данным по F_{MP} , хотя и не оказывается несовместимым с существующими данными по F_{EP} . Если через R_M обозначить среднеквадратичный радиус магнитного момента кварков, то среднеквадратичный радиус распределения магнитного момента протона окажется равным $(R_M^2 + R_{3Q}^2)^{1/2} = 0,8$ ферми. Узел в F_{MP} предсказывается при $q^2 = 68,5/R_{3Q}^2$; из эмпирического требования, чтобы этот узел находился дальше $q^2 = 400$ (ферми) $^{-2}$, следует тогда неравенство $R_{3Q} \leq 0,4$ ферми. Следовательно, измеренное значение радиуса протона приводит к $R_M \geq 0,7$ ферми, так что электромагнитные размеры протона должны быть в первую очередь обусловлены размерами самих кварков. До тех пор, пока распределение магнитного момента внутри кварков можно описывать с помощью промежуточных ρ -, ω - и ϕ -мезонов, такое значение R_M нельзя рассматривать как неразумное. Интересно упомянуть здесь, что правило сумм, которое использовал де Шалит [64], приводит к неравенству $R_{3Q} \leq 0,4 (M_Q)^{-1/2}$ ферми, где M_Q — масса кварка в Гэв. Ясно, что этот предел вполне согласуется с отсутствием узла в формфакторах протона по меньшей мере вплоть до передаваемых импульсов порядка 1000 (ферми) $^{-2}$.

Представляется правдоподобным, что такой узел должен появляться в основной части формфактора $F(q^2)$ вообще для любой антисимметричной пространственной волновой функции. Если узел в формфакторах протона никогда не будет найден [скажем, ниже 5000 (ферми) $^{-2}$],

то это окажется очень серьезной трудностью для QQQ -модели барионов. Ее можно избежать, только предполагая парастатистику для кварков (см. ниже); при этом пространственная волновая функция трех кварков может быть симметричной, а основная часть фактора $F(q^2)$ может не содержать узлов.

Взаимодействия, нарушающие $SU(3)$ -симметрию. Пусть нарушение $SU(3)$ -симметрии в барионных мультиплетах происходит за счет одночастичного оператора, приводящего к тому, что энергия λ -кварка в QQQ -системе на Δ' больше, чем энергия n - и p -кварков. Тогда для согласования с состояниями декуплета требуется, чтобы $\Delta' \approx 147$ Мэв, а для согласования с состояниями барионного октета должно быть $\Delta' \approx 190$ Мэв [= $(\Xi - N)/2$]. Эта модель предсказывает тогда, что состояния Λ и Σ расположены вместе при значении массы, равном $(\Xi + N)/2 \approx 1130$ Мэв. Хотя среднее значение массы Λ и Σ весьма близко соответствует этому предсказанию, расщепление массы $\Sigma - \Lambda \approx 80$ Мэв представляет собой значительное расхождение с этой моделью. Оказывается необходимым включить также некоторые двухчастичные QQ -взаимодействия, нарушающие $SU(3)$ -симметрию. Эту возможность впервые рассмотрел Цвейг [3]. Федерман и др. [65] тщательно изучили эту возможность и показали, что для состояний из представления 56 массовая формула $SU(6)$ -симметрии следует в том случае, когда нарушающие симметрию потенциалы W_{ab}^{SI} (S — полный спин, I — полный изоспин, a, b — два взаимодействующих кварка) удовлетворяют соотношению

$$2W_{N\lambda}^{1(1/2)} = W_{NN}^{11} + W_{\lambda\lambda}^{10}, \quad (IV.10)$$

независимо от значений синглетных потенциалов W_{ab}^{01} . Соотношение (IV.10) выражает условие того, что потенциалы W_{ab}^{11} соответствуют O_3^3 -компоненте октета; поэтому не удивительно, что значения масс удовлетворяют формуле Гелл-Манна — Окубо.

На этой стадии уместно подчеркнуть наше непонимание источника расщепления масс, обратив внимание на «безумную массовую формулу Липкина», которая гласит

$$K - \pi = K^* - \rho = Y^* - N^* = \Xi - \Sigma, \quad (IV.11)$$

где Q показывает, что равенство имеет место для (массы)², а L — что равенство выполняется для массы. Мы отмечали выше, что левое равенство соответствует равенству выражений $(\varepsilon_\lambda^2 - \varepsilon_N^2)$ в $\bar{Q}Q$ -состояниях со спидами $S = 0$ и $S = 1$, где $\varepsilon_Q^2 = \varepsilon_Q^2$ — одночастичный оператор, определяющий для $\bar{Q}Q$ -состояния вклад каждого кварка Q или антикварка \bar{Q} в E^2 . Правое равенство соответствует равенству выражений $(\varepsilon'_\lambda - \varepsilon'_N)$ или $(\varepsilon_\lambda^2 - \varepsilon_N^2)$ в состояниях QQQ -системы с $S = 1/2$ и $S = 3/2$, где ε'_Q или ε_Q^2 — одночастичный оператор, определяющий для QQQ -системы вклад каждого кварка в E или в E^2 соответственно. Поскольку массы декуплета и барионного октета сравнимы по величине, выполнение равенства для масс барионов не слишком сильно зависит от того, какая величина используется в этом случае — масса или квадрат массы. Загадку представляет центральное равенство, которое оказывается совершенно ошибочным, если использовать квадрат массы. Единственное, что представляется ясным после рассмотрения соотношения (IV.11), — это факт, что разности $(\varepsilon_\lambda - \varepsilon_N)$ и $(\varepsilon'_\lambda - \varepsilon'_N)$ нельзя интерпретировать¹⁾ просто как разности масс кварков $(M_\lambda - M_N)$. Вполне возможно, что центральное равенство является просто случайным.

¹⁾ Сравним уравнение Бете — Солпитера (III.5) для состояний $\pi^+ = (\bar{n}p)$ и $K^+ = (\bar{\lambda}p)$, предполагая, что λ -кварк тяжелее n - и p -кварков на величину δ . Тогда, обозначая квадрат массы π^+ -мезона через E^2 , а K^+ -мезона через $(E^2 + \delta E^2)$, мы найдем в первом порядке для левой части выражение

$$L(K^+) = \{(E + \delta E + \varepsilon)^2 - p^2 - 4M^2\} \{(E + \delta E - \varepsilon)^2 - p^2 - 4M^2 - 8M\delta\} = L(\pi^+) - 8M^2\delta(E^2) + 2(4M^2)^2 \frac{\delta}{M},$$

если учтем, что $E, \varepsilon, p \ll M$. Следовательно, в первом порядке сдвиг массы $K^{+2} - \pi^{+2}$ равен

$$\Delta = \delta(E^2) = 4M\delta.$$

Мы видим большой по величине множитель $4M$. Если использовать установленное значение $\Delta \approx 0,2 (GeV)^2$ и принять $M \approx 10 Gev$, то для δ получается значение, равное всего $5 Mev$ (что соответствует только порядку величины ожидаемого электромагнитного вклада в массы кварков), так что интерпретация установленного значения Δ , как обусловленного разностью масс $\lambda - (n, p)$, не имеет, по-видимому, глубокого физического смысла.

Уровни $L = 1$ — . Барийонные резонансы, четность которых считается отрицательной, приведены в табл. 4. Мы замечаем, что массы N^* занимают область от 1518 до 1700 M_{π} , а затем следует широкий промежуток вплоть до $N_{1/2}^*$ (2190). Может быть, этот промежуток просто отражает отсутствие сведений о πN -рассеянии в области кинетических энергий пиона 1000—2000 M_{π} . Однако известные значения спина и четности $N_{1/2}^*$ (2190) допускают интерпретацию его как первое реджевское повторение $N_{1/2}^*$ (1518), и мы предположим, что $N_{1/2}^*$ (2190) принадлежит какому-то высшему супермультиплету.

Простая и приемлемая гипотеза состоит в том, что эти барийонные состояния с отрицательной четностью принадлежат QQQ -состоянию с вращательным возбуждением $L = 1$ и отрицательной четностью. Как уже указывалось [14], значение спина и унитарного спина QQQ -системы соответствует в этом случае представлению 70 группы $SU(6)$. Указанное представление обладает смешанными свойствами симметрии относительно перестановок кварковых индексов. Это представляется вполне естественным для волновой функции с $L = 1$, поскольку векторы положения (λ, ρ) , где

$$\lambda = \frac{\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2 - 2\mathbf{r}_3}{\sqrt{6}} = -\frac{2\mathbf{R}}{\sqrt{6}}, \quad (\text{IV.12a})$$

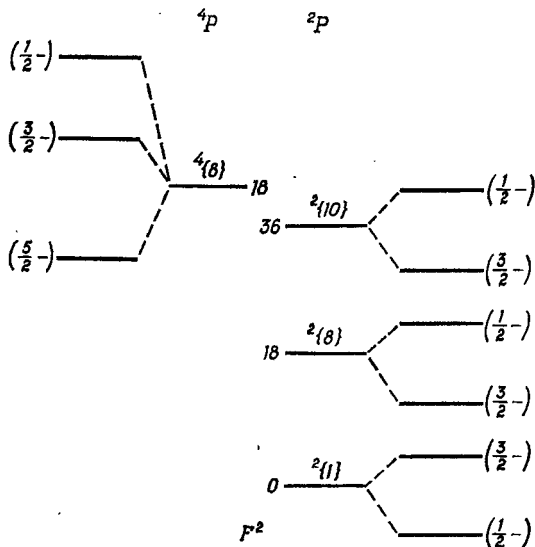
$$\rho = \frac{\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2}{\sqrt{2}} = \frac{\mathbf{r}}{\sqrt{2}}, \quad (\text{IV.126})$$

образуют базис смешанного представления этой группы перестановок. Пространственную волновую функцию $\Psi_M(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3)$ с $L = 1$ — и смешанными свойствами симметрии можно тогда записать в виде произведения представления (λ, ρ) и скалярной функции $\phi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3)$, которая может быть симметричной или антисимметричной или же принадлежать смешанному представлению группы перестановок.

Эти унитарные мультиплеты разделяются за счет влияния сильных взаимодействий, нарушающих $SU(6)$ -симметрию. Центральные взаимодействия типа $V_{\sigma} = \sigma_1 \cdot \sigma_2 v_{\sigma}$ и $V_F = F_1 \cdot F_2 v_F$ приводят к массовой формуле

$$M(S, F^2) = M_0 + aS^2 + bF^2. \quad (\text{IV.13})$$

Расщепление масс показано на фиг. 5. Поскольку для представлений $\{1\}$, $\{8\}$ и $\{10\}$ оператор F^2 принимает значение 0, 18 и 36, формула (IV.13) приводит в этом порядке к эквидистантному распределению представлений с $S = 1/2$. Член aS^2 разделяет октетные конфигурации 4P и 2P . Каждый из этих мультиплетов расщепляется далее за счет нецентральных взаимодействий, что приводит к окончательной картине состояний, показанной на фиг. 5.



Ф и г. 5. Схематическое представление унитарных мультиплетов, содержащихся в конфигурации ($L = 1-$, 70), после снятия вырождения спин-спиновыми силами, силами взаимодействия унитарных спинов и спин-орбитальными силами.

Как видно из табл. 4, каждое из известных барионных резонансных состояний с отрицательной четностью, находящихся в этой области масс, имеет такие значения спина, четности и унитарного спина, которые позволяют поместить его в один из этих унитарных мультиплетов. За исключением обоих синглетных состояний Y_0^* (1405) и Y_0^* (1520), ни один из этих унитарных мультиплетов не заполнен окончательно; для одного унитарного мульти-

плета, а именно для октета ($3/2^-$), в настоящее время не известно кандидатов ¹⁾.

Спин-орбитальные расщепления. Наше обсуждение нецентральных взаимодействий будет пока ограничено рассмотрением спин-орбитального взаимодействия, поскольку источник его должен вполне естественно обнаруживаться при рассмотрении обмена векторными мезонами. Спин-орбитальное взаимодействие будет давать вклад диагонального вида ²⁾ в энергию каждого состояния, а именно вида $A(S, \{\alpha\}) S \cdot L$. Не зависящее от F спин-орбитальное взаимодействие

$$U_{SO}(ij) = (\sigma_i + \sigma_j) \cdot L_{ij} U_{SO}(r_{ij}) \quad (IV.14)$$

приведет для каждого мультиплета к коэффициенту A одного и того же знака, а это оказывается в противоречии с имеющимися данными. Для синглетных состояний коэффициент A положителен; с другой стороны, резонанс $N_{1/2}^*$ наименьшей массы имеет спин и четность ($3/2^-$), а отсюда следует, что для состояний ${}^2\{8\}$ коэффициент A отрицателен. Поскольку в сверхсильный потенциал V включается обмен векторным октетом, представляется естественным рассмотреть возможность спин-орбитального взаимодействия, зависящего от F :

$$U_{SO}(ij) = (1 + \alpha F_i \cdot F_j) (\sigma_i + \sigma_j) \cdot L_{ij} U_{SO}(r_{ij}). \quad (IV.15)$$

¹⁾ Вопрос о размещении Ξ^* (1820) пока еще не решен. Маринов [66] и Гольдберг и др. [67] подчеркнули, что относительные вероятности распада Ξ^* (1820), в особенности отношение $(\Lambda \bar{K} / \Sigma \bar{K})$, не согласуются с помещением его в октет, содержащий $N_{1/2}^*$ (1518) и Y_1^* (1660). Резонанс Ξ^* (1820) мог бы с таким же успехом принадлежать другому октету ($3/2^-$), показанному на фиг. 5. В табл. 4 мы следовали схеме заполнения декуплета, которую предложили Митра и Росс [54]. Размещение Y_1^* (1700) еще более неопределенно, поскольку его наблюдали только в данных по полному сечению [68], а поэтому значение его спина и четности не было установлено. В табл. 4 не приведено только что обнаруженное [69] очередное резонансное состояние Y_1^* (1680), которое распадается главным образом на Λ и ΛY_1^* (1385). По своей видимости, его следует поместить в декуплет ($3/2^-$), однако на данном этапе не существует эмпирической информации о спине и четности Y_1^* (1680).

²⁾ Спин-орбитальное взаимодействие будет также связывать состояния ${}^4\{8\}$ и ${}^2\{8\}$ с одним и тем же полным угловым моментом. В приведенных здесь замечаниях мы пренебрегли влиянием такого недиагонального члена на октетные состояния ($1/2^-$) и ($3/2^-$).

Оно приводит к диагональному вкладу

$$(A + BF^2) S \cdot L \quad (IV.16)$$

в энергию каждого мультиплетта. Отсюда следует требование $A > 0$, поскольку Y_0^* (1405) расположен ниже всех синглетных состояний. Для октетных состояний коэффициент в выражении (IV.16) равен $(A + 18B)$; для декуплетных состояний он равен $(A + 36B)$. Поскольку $N_{1/2}^*$ (1518) расположено ниже состояний $N_{1/2}^*$ (1/2—), мы делаем вывод, что $(A + 18B) < 0$; это влечет за собой строгое неравенство $(A + 36B) < 0$ для состояний декуплетта. Следовательно, предсказывается, что состояние $N_{3/2}^*$ (3/2—) будет расположено значительно ниже состояния $N_{3/2}^*$ (1670) (1/2—). Если мы предположим, что $N_{1/2}^*$ (1518) и $N_{1/2}^*$ (1570) представляют собой состояния октета 2P , то из этих соображений будет следовать, что состояние $N_{3/2}^*$ (3/2—) должно располагаться примерно при 1500 *Мэв*. Это значение массы было бы приемлемым для резонанса $N_{3/2}^*$, принадлежащего тому же декуплету, что и Ξ^* (1820). Хотя область масс вблизи 1500 *Мэв* хорошо исследована в π^+p -рассеянии, пока нет каких-либо указаний на такой $d_{3/2}$ -резонанс с $I = (3/2)$ в этой области¹.

Для состояний 4P такой характер спин-орбитального расщепления привел бы к тому, что состояние $N_{1/2}^*$ (1/2—) должно было бы располагаться значительно выше 1700 *Мэв*, где-то вблизи 1820 *Мэв*. И в самом деле, совсем недавно в вопросе о существовании и расположении этого резонанса были значительные разногласия [70]. Из такого спин-орбитального расщепления следует существование еще одного резонанса $N_{1/2}^*$ (3/2—), расположенного между указанными состояниями $N_{1/2}^*$ (5/2—) и (1/2—), с массой в области 1750—1800 *Мэв*. Однако в настоящее время нет каких-либо сведений о таком резонансе. Тем не менее в отождествлении унитарных мультиплеттов с отрицательной четностью в этой области масс существует значительная неопределенность. Пока остается открытым вопрос о том, находится ли эмпирический характер спин-

¹ Расчеты Митры и Росса [54] для массы 1500 *Мэв* приводят к ширине этого $d_{3/2}$ -резонанса $N_{3/2}^*$ около 6 *Мэв*. Не вполне ясно, могли ли экспериментаторы обнаружить такой узкий резонанс в этой области масс.

орбитального расщепления в согласии с одним только взаимодействием (IV.15).

Схема уровней может сильно отклоняться от простых унитарных схем также за счет эффектов смешивания, вводимых нарушающими $SU(3)$ -симметрию взаимодействиями (например, взаимодействием δH). Если в операторе δH не содержится нецентральных компонент, то он не будет смешивать состояния $S = 1/2$ и $S = 3/2$. Однако наблюдения показывают, что спин-орбитальные взаимодействия U_{SO} (которые могут смешивать состояния $S = 1/2$ и $S = 3/2$) имеют тот же порядок величины ($\sim 100 M\text{эв}$), как и расщепление за счет δH , поэтому эти два смешивающих воздействия следует, вероятно, рассматривать одновременно. Как в случае $(1/2 -)$, так и в случае $(3/2 -)$ оператор δH смешивает состояния Y_0^* из мультиплетов $\{1\}$ и ${}^2\{8\}$, причем последнее смешивается с состоянием Y_0^* из мультиплета ${}^4\{8\}$ за счет действия оператора U_{SO} ; δH смешивает состояния Y_1^* из мультиплетов $\{10\}$ и ${}^2\{8\}$, причем последнее смешивается с состоянием Y_1^* из мультиплета ${}^4\{8\}$ за счет действия U_{SO} . Наконец, δH смешивает состояния $\Xi_{1/2}^*$ из мультиплетов $\{10\}$ и ${}^2\{8\}$, причем последнее смешивается с состоянием $\Xi_{1/2}^*$ из мультиплета ${}^4\{8\}$ за счет действия U_{SO} . В общем случае δH по-разному воздействует на состояния $N_{1/2}^*$ из мультиплетов ${}^4\{8\}$ и ${}^2\{8\}$, что вызывает изменения в смешивании этих состояний за счет U_{SO} . Поскольку типичные разделения несмешанных состояний по энергии составляют около $300 M\text{эв}$ (за счет V_σ и V_F), величина смешивания физических состояний может быть очень большой. Эти эффекты смешивания могут привести к серьезным трудностям при исследовании мультиплетных взаимосвязей между найденными состояниями N^* , Y^* и Ξ^* . Они вызывают значительные отклонения от массового соотношения Гелл-Манна — Окубо для состояний из одного мультиплета и, по-видимому, должны особенно сильно влиять на относительные вероятности различных каналов распада для каждого из состояний мультиплета.

Уровни $L = 2+$. Дальнейшие системы установленных барионных уровней приведены в табл. 5: это резонансы $(5/2+)$, а именно $N_{1/2}^*$ (1688) и Y_0^* (1815), которые оказываются членами одного октета, и резонансы $(7/2+)$

$N_{3/2}^*$ (1920) и Y_1^* (2030), которые, по-видимому, являются членами одного декуплета. Естественно отнести эти уровни к вращательному возбуждению $L = 2+$. Поскольку пространственная волновая функция при $L = 2+$ может обладать такими же перестановочными свойствами симметрии, как пространственная волновая функция при $L = 0+$, представляется естественным, что волновая функция спина и унитарного спина опять принадлежит представлению 56. Тогда это состояние следует рассматривать просто как реджевское вращательное возбуждение основной конфигурации. Взаимодействия V_σ и V_F , а также спин-орбитальные взаимодействия приводят к расщеплению этого представления (56, 5) на два октета со спином и четностью $(5/2+)$ и $(3/2+)$ и на четыре декуплета со спином и четностью $(7/2+)$, $(5/2+)$, $(3/2+)$ и $(1/2+)$. Известны только состояния из октета $(5/2+)$ и декуплета $(7/2+)$. Остальные состояния с положительной четностью, по-видимому, расположены в областях больших масс, где данные по рассеянию пионов на нуклонах и анализ этих данных находятся на сравнительно примитивном уровне. Ввиду существующих в настоящее время неопределенностей относительно природы спин-орбитального QQ -взаимодействия, которые мы видели выше при попытке интерпретировать состояния супермультиплетов ($L = 1-$, 70), мы не можем предсказать соотношение между массами этих смешанных состояний и установленных резонансов из октета $(5/2+)$ и декуплета $(7/2+)$.

Итак, состояние N^* $(5/2+)$ с $I = 1/2$ и состояние N^* $(7/2+)$ с $I = 3/2$ допускают естественную интерпретацию как первые возбужденные состояния в главной реджевской последовательности вращательных возбуждений для представления 56. Эта последовательность вращательных возбуждений будет продолжаться на более высокие значения масс, соответствуя $L = 4+$, $6+$, $8+$. Ввиду сильной связи QQQ -состояний мы можем ожидать, что эта последовательность будет продолжаться вправо на графике $J (M^2)$ вплоть до значений J порядка 10^3 , прежде чем траектория Редже повернет назад. [Порядок J оценивается из выражения $(3M_Q)^2/\alpha'_N(0)$ при $\alpha'_N(0) \approx \approx 1,1 (Гэв)^{-2}$, что получено из наклона линии, соединяющей состояния с $L = 2+$ и с $L = 0+$ на графике $J (M^2)$.]

Следующей конфигурации с положительной четностью соответствует $L = 4+$. Это приводит к октетным состояниям со спином и четностью $(9/2+)$ и $(7/2+)$ и к декуплетным состояниям со спином и четностью $(11/2+)$, $(9/2+)$, $(7/2+)$ и $(5/2+)$. Эти шесть унитарных мультиплетов представляют собой дальнейшее вращательное возбуждение шести унитарных мультиплетов с $L = 2+$, так что существует шесть реджевских последовательностей вращательных возбуждений, относящихся к представлению 56.

Таблица 6

Масса и ширина резонансов N^* с $I = 3/2$, четность которых считается положительной

J^P	$(3/2)+$	$(7/2)+$	$(11/2)+?$	$(15/2)+?$	$(19/2)+?$
Масса, $G\mu c$. .	1,236	1,920	$2,423 \pm 0,010$	$2,850 \pm 0,12$	3,23
(Масса) ² . . .	1,53	3,69	5,86	8,12	10,43
Ширина Γ , $M\mu c$	120	200	155 ± 10	200 ± 20	220

Отметим, что квадрат массы непрерывно растет в этой последовательности [наклон J/M^2 равен $1,15 (G\mu c)^{-2}$]; значения спина и четности, отмеченные вопросительным знаком, просто угаданы на основе предположения, что эти пять состояний образуют реджевскую последовательность вращательных возбуждений.

Состояния N^* с $I = 3/2$ известны вплоть до больших значений массы [71], как показано в табл. 6. Как хорошо известно, на графике $J (M^2)$ эти состояния располагаются на плавной кривой (почти на прямой); это наводит на мысль, что они являются членами одной общей последовательности вращательных возбуждений, соответствующими $L = 0+, 2+, 4+, 6+$ и $8+$. Интересно отметить, что ширина этих состояний мало возрастает с ростом L в этой области. Наблюдаемые ширины вполне могут соответствовать только верхним пределам из-за возможности перекрытия этих уровней с уровнями последовательности вращательных возбуждений с нечетным значением L , отрицательной четностью и $I = 3/2$ [из которых в настоящее время известно только состояние $N_{1/2}^*(1680) (1/2-)$ с $L = 1-$]. Малую ширину этих уровней с большой массой снова

можно понять, рассматривая большие значения их углового момента и соответствующее подавление их распада за счет больших центробежных барьеров.

Точно так же ожидается появление последовательности вращательных возбуждений уровней с отрицательной четностью на базе конфигурации ($L = 1-, 70$) со значениями $L = 3-, 5-, 7-$ и т. д. Первой возбужденной конфигурацией будет ($L = 3-, 70$). Из нее возникает большое количество унитарных мультиплетов: два синглетных состояния со спином и четностью ($5/2-$) и ($7/2-$), шесть октетов — ($5/2-$) и ($7/2-$) при $S = 1/2$ и ($3/2-$), ($5/2-$), ($7/2-$) и ($9/2-$) при $S = 3/2$, и два декуплета ($5/2-$) и ($7/2-$), а всего десять мультиплетов. Из этих мультиплетов известны только два состояния ($7/2-$): $N_{1/2}^*$ (2190) и Y_0^* (2110). Наиболее вероятно, что октет, начинающийся с $N_{1/2}^*$ (2190), представляет собой вращательное возбуждение октета $N_{1/2}^*$ (1580), а резонанс Y_0^* (2110) представляет собой синглетное состояние, отвечающее первому вращательному возбуждению Y_0^* (1520). Об относительных вероятностях распада Y_0^* (2110) имеется довольно мало сведений; поэтому указанное синглетное размещение нельзя проверить.

Фотовозбуждение. Мурхауз [72] рассмотрел фотовозбуждение этих резонансов N^* с отрицательной четностью

$$\gamma + N \rightarrow N^* \quad (\text{IV.17})$$

в рамках кварковой модели. Наиболее интересный результат состоит в том, что этот переход запрещен для N^{*+} ($5/2-$); фактически он запрещен для всех состояний 4P_J резонанса N^{*+} . Этот переход имеет вид ${}^2S \rightarrow {}^4P$; изменение спина исключает возможность обычного $E3$ -перехода, а прямое вычисление $M2$ -амплитуды приводит к нулю. Это согласуется с экспериментом: известно, что резонансное γp -возбуждение, наблюдаемое вблизи значения полной энергии 1690 Мэв , обусловлено главным образом возбуждением ($5/2+$), причем отношение интенсивностей обоих возбуждений равно $(5/2-)/(5/2+) \approx 0,05$ [73]. Липкин указал, что $M2$ -возбуждение обращается в нуль случайно. Оператор магнитного момента под действием преобразований из группы $SU(6)$ ведет себя как оператор $\sum (\text{заряд} \times \sigma)_i$, который относится

к представлению 35. Коэффициент Клебша — Гордана для преобразования $56 \times 35 \rightarrow 70$, соответствующий зарядовым состояниям в переходе $\gamma p \rightarrow N^{*+}$, случайно оказывается равным нулю. Липкин указал далее, что соответствующий коэффициент Клебша — Гордана для возбуждения нейтральных состояний не обращается в нуль. Поэтому предсказывается, что процесс возбуждения

$$\gamma + n \rightarrow N_{1/2}^{*0} (5/2 -) \quad . \quad (IV.18)$$

будет идти с достаточно большой вероятностью через $M2$ -возбуждение. Было бы очень интересно проверить это предсказание.

Интересно также заметить, что состояние N^* (1570) легко образуется в процессах фоторождения, как это обнаружили Баччи и др. [74] в реакции $\gamma p \rightarrow p\eta$ вблизи порога. Из приведенных выше рассуждений тогда следует, что это состояние должно принадлежать главным образом конфигурации ${}^2P_{1/2}$.

Мы должны добавить здесь также, что разрешен процесс фотовозбуждения состояний ($L = 2+$, 56); в частности, наблюдаемый процесс фотовозбуждения $\gamma p \rightarrow N_{1/2}^{*+} (1688, 5/2+)$ может происходить за счет $E2$ - и $M3$ -переходов.

Процессы распада резонансов. На основе кварковой модели Митра и Росс [54] произвели расчеты относительных вероятностей различных каналов распада резонансных состояний. Они предположили, что основным распадным взаимодействием является однокварковый переход

$$Q \rightarrow Q + \text{мезон}. \quad (IV.19)$$

Этот механизм не следует принимать слишком буквально. На самом деле такая модель является лишь способом подсчета нужных коэффициентов Клебша — Гордана, определяющих относительные вероятности сопоставляемых переходов (т. е. переходов, в которых начальные и конечные кварковые конфигурации одинаковы, а также одинаковы орбитальные моменты вылетающих мезонов).

Митра и Росс выполнили расчеты для всех состояний из представления ($L = 1, 70$), используя взаимодействие

вида

$$\left(\bar{Q}\sigma \cdot \left(\mathbf{q} - \frac{\omega_q}{M_Q} \mathbf{P}\right) F_i Q\right) P_i, \quad (\text{IV.20})$$

т. е. статическое взаимодействие P -мезона и кварка вместе с выражением, соответствующим галилеевской инвариантности, где через \mathbf{P} обозначено среднее значение начального и конечного импульсов кварка. В качестве способов распада должны были рассматриваться s - и d -волновые распады типа $B^* (70, 3) \rightarrow B (56, 1) + P$ и p -волновые распады типа $B^* (70, 3) \rightarrow B^* (70, 3) + P$, где P — октет псевдоскалярных мезонов. Мы не будем подробно рассматривать полученные результаты, а используем эти результаты для того, чтобы сделать несколько общих замечаний.

1. В этой модели взаимодействие (IV.20) приводит к дополнительному множителю ω^2 в выражении для скорости s - и d -волновых распадов помимо обычно возникающих за счет фазового пространства и центробежного барьера множителей $p (p^2 X^2 / (p^2 + X^2))^l$, которые сильно изменяются в зависимости от разностей масс в мультиплетах начальных и конечных частиц. Из-за этого дополнительного множителя оказывается предпочтительным образование тяжелого мезона при распаде, имеющем место вблизи соответствующего порога. Например, этот множитель может помочь в объяснении большой парциальной ширины распада на $B\eta$ для резонансов из октета ($1/2^-$), которые оказываются расположенными вблизи порогов рождения $B\eta$.

2. Найдено, что некоторые резонансные состояния имеют очень малую ширину или являются сильно неупругими относительно канала, наиболее удобного для экспериментального исследования. Эти особенности могут быть причиной того, что некоторые резонансные состояния из конфигурации $(70, 3)$ не наблюдались, несмотря на широкие исследования в соответствующей области масс. Например, Митра и Росс предположили, что состояние $N_{3/2}^*$ из мультиплета ${}^2\{10\}_{3/2}$ может быть расположено при значении массы около $1500-1600 M_{\text{эв}}$. В этом случае оно могло бы распадаться только на $N\pi$ с шириной всего $6-14 M_{\text{эв}}$ и на $N^*\pi$ с шириной $< 1 M_{\text{эв}}$. Другое предсказание состоит в том, что состояние Y_0^* из конфигурации

${}^4\{8\}_{5/2}$ должно иметь исключительно малую парциальную ширину для $\bar{K}N$ -канала (вычисленное значение равно нулю).

3. Модель предсказывает отношения $f/(d + f)$ для различных переходов $\{8\} \rightarrow \{8\}$ типа $B^* \rightarrow B + P$, если отвлечься от неопределенности в величине смешивания ${}^4\{8\} - {}^2\{8\}$.

4. В течение долгого времени вызывал затруднение вопрос о размещении хорошо известного резонанса Ξ^* (1820). Прямое измерение его спина и четности привело к двум возможностям ($3/2^-$) и ($5/2^+$). Значение его массы по сравнению с другими известными резонансами ($5/2^+$) говорит в пользу выбора ($3/2^-$). Если Ξ^* (1820) принадлежит к тому же октету, что и $N_{1/2}^*$ (1518) и Y_1^* (1660), то парциальные ширины, наблюдаемые в VP -каналах распада этих последних резонансов, приводят к такому значению f , из которого отношение $\Sigma\bar{K}/\Lambda\bar{K}$ для распада Ξ^* (1820) должно получаться большим (обычно порядка 10) [66, 67]. В экспериментах распад Ξ^* (1820) $\rightarrow \Sigma\bar{K}$ пока не был зарегистрирован; верхний предел указанного отношения с точностью до одного стандартного отклонения составляет $\Sigma\bar{K}/\Lambda\bar{K} \leq 0,1$ ¹⁾. Если поместить $\Xi_{1/2}^*$ (1820) в октет ($5/2^+$), содержащий резонансы $N_{1/2}^*$ (1688) и Y_0^* (1815), не обращая внимание на возникающие в этом случае трудности с массовой формулой, то для этого отношения будет найдено аналогичное расхождение.

Митра и Росс указали на возможность поместить Ξ^* (1820) в не открытый еще декуплет ($3/2^-$), который предсказывается представлением (70, 3) для резонансов с отрицательной четностью. Это декуплетное состояние имеет вид $(\bar{K}\Sigma + \pi\Xi + \bar{K}\Lambda - \eta\Xi)$. Ввиду того, что фазовый объем $\Lambda\bar{K}$ -канала больше, чем фазовый объем ΣK -канала, предсказывается отношение $(\Sigma\bar{K})/(\Lambda\bar{K}) = 0,3$. Митра и Росс указали, что величина этого отношения заметно изменяется при добавлении умеренной примеси октетного состояния. Поскольку на основании систематики масс барионов мы ожидаем, что октет Ξ^* ($3/2^-$) расположен недалеко от 1800 Мэв, октетное и декуплетное сос-

¹⁾ Д ж. М е й е р, частное сообщение, Сакле, 1966 г.

стояния Ξ^* ($3/2^-$) должны иметь весьма близкие значения масс. Поэтому следует ожидать весьма большого смешивания этих состояний за счет нарушающих $SU(3)$ -симметрию взаимодействий. Используя состояние ($\sqrt{0,9}^2\{10\} + \sqrt{0,1}^2\{8\}$), они нашли удовлетворительные значения для парциальных ширин: $\Gamma(\Lambda\bar{K}) = 10 \text{ Мэв}$, $\Gamma(\Sigma\bar{K}) = 0,1 \text{ Мэв}$, $\Gamma(\Xi\pi) = 1 \text{ Мэв}$ и $\Gamma(\Xi\pi) = 8 \text{ Мэв}$. Однако теоретической основы для этого конкретного выбора смешанного состояния не существует. Митра и Росс подчеркнули, что в случае малой примеси состояния $\{10\}$ к главному состоянию $\{8\}$ нельзя получить удовлетворительное согласие.

5. Определенные предсказания об амплитудах распада для всех состояний $^{2S+1}\{\alpha\}_J$ из представления (70, 3), следующие из расчетов Митра и Росс, облегчают решение проблемы размещения установленных резонансов по этим конфигурациям. Митра и Росс доказывают, что помещение резонансных состояний $B\eta$ ($1/2^-$), а именно $N_{1/2}^*$ (1570), Y_0^* (1670) и Y_1^* (1750), в мультиплет $^4\{8\}$ является необходимым, так как помещение их в мультиплет $^2\{8\}$ приводит к предсказанию гораздо больших ширин, чем наблюдаемые для этих состояний [например, для Y_0^* (1670) предсказывается ширина 370 Мэв , тогда как наблюдаемое значение равно 18 Мэв]. Из тех же соображений очень широкое состояние $N_{1/2}^*$ (1700) должно попадать в мультиплет $^2\{8\}$. Однако помещение $N_{1/2}^*$ (1570) в этот мультиплет противоречит большой наблюдаемой вероятности его фоторождения, как обсуждалось выше.

Что касается состояний ($3/2^-$), то размещение резонансов $N_{1/2}^*$ (1518) и Y_1^* (1660) однозначно определяется свойствами конфигурации $^2\{8\}_{3/2}$ относительно распадов. Для всех конфигураций $^4\{8\}_{3/2}$ предсказываются довольно малые парциальные ширины относительно распадов на BP , причем основными способами распада являются $B^*(3/2^+) + P$. Однако для этой конфигурации до сих пор не имеется кандидатов. Если поместить Ξ^* (1820) в мультиплет $^2\{10\}_{3/2}$, то ожидается существование соответствующего Y_1^* с массой около $1650-1750 \text{ Мэв}$, соответствующего $N_{3/2}^*$ с массой около $1500-1650 \text{ Мэв}$ и состояния Ω^- с массой около $1900-2000 \text{ Мэв}$ (которое будет

проявляться как узкое резонансное состояние $\Xi\bar{K}$). Предсказывается, что их парциальные ширины относительно распада на BP будут сравнительно малыми (поскольку испускается d -волна) и основными способами распада будут распады на $PB^*(3/2+)$, которые могут происходить через испускание s -волны. Существует некоторое качественное согласие между этими предсказаниями и наблюдавшимися свойствами резонана Y_1^* (1680) относительно распадов: Дерик и др. [69] сообщили недавно, что в эксперименте основными способами распада этого резонана были каналы $\bar{K}N$, $\pi\Lambda$ и πY_1^* (1385) в отношении $(0,3 \pm 0,2) : 1,0 : (1,0 \pm 0,3)$. Именно эти способы распада предсказываются как основные для состояния Y_1^* из мультиплета ${}^2\{10\}_{3/2}$, причем предсказываемые отношения равны $1 : 1 : 6$.

Нежелательные состояния. Как указывалось выше, требование антисимметрии для пространственной волновой функции основного состояния барионов с $L = 0$ означает, что в этом состоянии существуют внутренние угловые моменты I и I' , которые при суммировании дают $I + I' = L = 0$. Тирринг [57] указал другую антисимметричную волновую функцию, которую можно построить из тех же внутренних угловых моментов $l = l' = 1$ так, чтобы получить полный орбитальный момент $L = 1+$. Эта пространственная волновая функция имеет вид

$$\Psi_{\text{простр}}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3) = (\mathbf{r}_{12} \times \mathbf{r}_{23} + \mathbf{r}_{23} \times \mathbf{r}_{31} + \mathbf{r}_{31} \times \mathbf{r}_{12}) \Phi_{\text{симм}}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3). \quad (\text{IV.21})$$

Тирринг указал, что положение с узлами этой волновой функции лучше, чем для пространственной волновой функции с $L = 0+$, так что вполне можно ожидать, что эти состояния могут располагаться при меньших значениях масс, чем соответствующие состояния в случае обсуждавшихся барионных конфигураций для $L = 0+$. Следует ожидать, по крайней мере, что состояния с положительной четностью будут располагаться в этом случае при совсем небольшой энергии возбуждения по сравнению с энергией барионов. Такая конфигурация $L = 1+$ привела бы к представлению $(56, 3)$, содержащему состояния типа $\{8\}$ со спином и четностью $(1/2+)$ и $(3/2+)$ и состояния

типа $\{10\}$ со спином и четностью $(1/2+)$, $(3/2+)$ и $(5/2+)$.

Для всех этих состояний с положительной четностью не существует экспериментальных данных ¹⁾. Однако Морпурго [75] указал, что распад состояний B_{56}^* ($L = 1+$) определяется некоторыми весьма жесткими правилами отбора. Распад этих состояний на октетные и декуплетные состояния супермультиплета B_{56} ($L = 0+$) с испусканием мезона запрещен, если это испускание мезона происходит через однокварковые взаимодействия: в этом случае амплитуда распада была бы пропорциональна матричному элементу $\langle L = 0 + | \sum_i \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_i) | L = 1 + \rangle$, который обязательно равен нулю. Распад в эти состояния с испусканием γ -квантов также сильно подавлен, поскольку большое электромагнитное взаимодействие кварков (взаимодействие их аномальных магнитных моментов) приводит к аналогичному обращению в нуль пространственного множителя в амплитуде. Эти состояния B_{56}^* ($L = 1+$) могут еще распадаться с испусканием двух некоррелированных мезонов, и каналы B_{56} ($L = 0+$) $+ \pi + \pi$ являются, по видимому, наиболее вероятными способами их распада. При таких правилах отбора прямое образование этих состояний B_{56}^* ($L = 0+$) может оказаться весьма затрудненным; вероятно, они легче всего образуются в виде продуктов распада более тяжелых резонансов B^* .

Парастатистика для кварков? Гринберг [76] рассмотрел возможность того, что кварки не подчиняются статистике Ферми, а подчиняются парафермионной статистике ранга 3. По существу это эквивалентно введению трех триплетов кварков Q_α^i с $i = 1, 2, 3$ при условии, что все три поля $Q_\alpha^1, Q_\alpha^2, Q_\alpha^3$ входят во все взаимодействия полностью симметричным образом через комбинацию $Q_\alpha = Q_\alpha^1 + Q_\alpha^2 + Q_\alpha^3$, так что различить физически эти три триплета кварков невозможно. Эти кварковые поля Q_α^i таковы, что

¹⁾ Существуют данные о резонансе $N_{1/2}^*$ (1400), в особенности из реакции $pp \rightarrow pN^{**}$ при высоких энергиях. Этот резонанс обычно отождествляется с состоянием P_{11} системы πN , поскольку фаза состояния P_{11} обнаруживает в этой области быстрое изменение, которое можно согласовать с существованием сильно неупругого резонанса в этом состоянии $(1/2+)$, $I = 1/2$.

коммутационные соотношения, соответствующие статистике Бозе, выполняются для двух полей Q_a^i, Q_a^j при $i \neq j$, а антикоммутационные соотношения, соответствующие статистике Ферми, выполняются при $i = j$. Следовательно, для трехкварковой системы можно построить волновую функцию, зависящую от пространственных, спиновых и унитарно-спиновых переменных, которая будет симметричной по индексам всех трех кварков. Таким образом, в рамках парастатистики ранга $p = 3$ трехкварковая волновая функция, принадлежащая представлению 56 группы $SU(6)$, соответствует симметричной пространственной волновой функции, что и ожидается для конфигурации основного состояния.

Гринберг исследовал возбужденные трехкварковые конфигурации на основе представлений оболочечной модели для кварков. Он обнаружил, конечно, что первая возбужденная конфигурация, принадлежащая оболочке s^2p^1 , соответствует представлению $(70, 3)$. Двухквантовые возбуждения приводят к нескольким супермультиплетам: к представлениям $(56, 5)$ и $(70, 5)$ с $L = 2+$, представлениям $(70, 3)$ и $(20, 3)$ с $L = 1+$ и представлениям $(56, 1)$ и $(70, 1)$ с $L = 0+$. Относительные значения масс этих супермультиплетов будут зависеть от конкретных предположений относительно QQ -взаимодействий.

Митра [55] представил некоторые динамические расчеты для QQQ -супермультиплетов на основе парастатистики. В рамках этой гипотезы он показал, что формфактор, соответствующий антисимметричной пространственной волновой функции, обязательно имеет узлы (как мы обсуждали выше) в противоречии с известными сведениями о формфакторах барионов и что симметричная пространственная волновая функция, разрешенная в этом случае для основного состояния 56 , будет свободной от этого возможно серьезного возражения. Митра нашел, что из сравнительно низкого расположения, установленного для первого возбужденного состояния [конфигурации $(L = 1-, 70)$], вытекает требование очень сильного p -волнового притяжения. После этого он приходит по существу к той же проблеме нежелательных состояний с положительной четностью, которую рассмотрел Тирринг [57] для случая кварков, подчиняющихся обычной статистике. Если существует

указанное очень сильное p -волновое притяжение, то энергетически становится предпочтительным возбуждение двух p -волновых кварков, причем наиболее предпочтительной конфигурацией оказывается та, для которой $L = 1+$ и пространственная волновая функция полностью антисимметрична. Если принять парастатистику, то эта конфигурация соответствует полностью антисимметричному представлению 20 группы $SU(6)$, в котором содержатся следующие $SU(3)$ -мультиплеты:

$$20 \rightarrow (\{8\}, S = 1/2) + (\{1\}, S = 3/2). \quad (IV.22)$$

Спин-орбитальное взаимодействие расщепляет эти состояния $(20, 3)$ на следующие $SU(3)$ -мультиплеты: два октета со спином и четностью $(1/2+)$ и $(3/2+)$ и три синглетных состояния со спином и четностью $(5/2+)$, $(3/2+)$ и $(1/2+)$. Замечания Морпурго [75] об очень жестких правилах отбора, определяющих способы распада для конфигураций с $L = 1+$, применимы также и к этим состояниям. Эти состояния пока не наблюдались [если состояние $N_{1/2}^*(1400)$, обнаруженное в неупругих pp -столкновениях, не является членом этого октета $(1/2+)$], однако их образование непосредственно через фотовозбуждение или в мезон-барионных соударениях затруднено. До тех пор пока не появятся какие-либо сведения о них, они, вероятно, будут представлять собой трудность для кварковой модели барионных состояний, независимо от того, какая принята статистика — статистика Ферми или парастатистика.

V. Выводы

Мы заканчиваем кратким обзором элементов успеха и трудностей нерелятивистской модели кварков для состояний элементарных частиц на современном этапе, связанных с попыткой представить базис для понимания применимости $SU(6)$ -симметрии к состояниям элементарных частиц.

В случае мезонных состояний $\bar{Q}Q$ -модель обладает следующими свойствами.

1. Она допускает только нонетные состояния.
2. Нонеты появляются в супермультиплетах, содержащих по четыре нонета с одинаковой четностью. Кванто-

вые числа этих состояний таковы [$P = (-1)^{L+1}$, $C = (-1)^{L+S}$], что соответствуют состояниям, образованным при сложении внутреннего спина S , который может принимать значения 0 и 1, с внутренним орбитальным моментом L , что приводит к полному моменту $J = L$ или $L \pm 1$ (случай $L = 0$ особый: существуют только два нонета, соответствующие $S = 0$ и $S = 1$).

3. Указанные четыре нонета разделены по массе за счет спин-орбитальной силы, дающей вклад в массу, пропорциональный $L \cdot S$.

4. Мезоны с более высокими массами представляют собой реджевские вращательные возбуждения конфигураций с $L = 0$. Вдоль траектории Редже состояния мезонов расположены с интервалом $\Delta J = 1$. Ввиду большой массы кварка эти мезонные состояния сильно связаны. Отсюда вытекает естественный качественный вывод, что будет существовать длинная последовательность вращательных состояний (т. е. траектория Редже будет продолжаться вправо), вероятно, вплоть до значений J порядка 10^2 . Наблюдаемый график $J (M^2)$ представляет собой прямую; это имеет некоторые основания для низших состояний, поскольку $\bar{Q}Q$ -потенциал хорошо можно аппроксимировать потенциалом гармонического осциллятора, а именно областью вблизи дна потенциальной ямы. Нет никаких причин, однако, ожидать, что указанная линейная зависимость сохранится намного дальше $J \sim 10$.

5. Мезонные состояния большой массы ($\sim 2 \text{ Гэв}$), согласно наблюдениям, имеют довольно малые ширины (как правило, не больше $20\text{--}30 \text{ Мэв}$, и значительная часть этой ширины может быть обусловлена разрешающей способностью). Естественное качественное объяснение малой ширины этих состояний вытекает из их больших угловых моментов. При этом малые вероятности распада обусловлены в первую очередь быстрым убыванием амплитуды проникновения через центробежный барьер с ростом J . Однако наблюдаемая большая ширина (130 Мэв) ρ -мезона составляет, по-видимому, некоторую проблему [77]. Хотя и не ясно, какова естественная шкала времен жизни при распаде сильно взаимодействующих частиц, эта ширина достаточно велика по сравнению с 1 Гэв , чтобы предположить в волновой функции ρ -мезона 2π -состояние с суще-

ственно вырожденной шириной (т. е. компоненту $QQ\bar{Q}\bar{Q}$), в противоположность предположению о $\bar{Q}Q$ -структуре.

Для барионных состояний достигнут меньший прогресс в понимании явлений с позиций нерелятивистской модели кварков. Существует несколько серьезных трудностей и неясностей.

1. Предположение статистики Ферми для кварков вместе с наблюдением, что низшие состояния с положительной четностью образуют представление 56 , приводит к требованию, что пространственная волновая функция основного QQQ -состояния должна быть полностью антисимметричной. Нелегко понять, какая динамика приводит к такой ситуации. Даже при учете пространственно-обменных сил, которые в s -состоянии являются силами отталкивания, остаются некоторые сомнения в том, должна ли конфигурация $L = 0+$ с необходимостью располагаться ниже всех других по массе. Далее, представляется правдоподобным, что из антисимметрии пространственной волновой функции барионов следует существование нуля в структурном факторе бариона, хотя этот нуль может находиться далеко за пределами исследованной в настоящее время области передаваемых импульсов. Этих трудностей можно избежать, если считать, что кварки подчиняются парастатистике. Однако такая возможность мало привлекательна, поскольку она представляет собой слишком сильно действующую и далеко идущую гипотезу, которая может создать больше новых трудностей, чем разрешить уже существующих.

2. Гипотеза о том, что низшие барионные резонансные состояния с отрицательной четностью принадлежат конфигурации с $L = 1-$ из представления 70 группы $SU(6)$, дает возможность свести все наблюдавшиеся унитарные мультиплеты этого типа в один супермультиплет. Наблюдаемые массы обнаруживают значительное расщепление того типа, который обусловлен нецентральными QQ -взаимодействиями. Однако существует значительная неопределенность относительно правильного отождествления наблюдаемых унитарных мультиплетов, и, кроме того, нет вообще никаких данных об одном из этих унитарных мультиплетов. До сих пор не решено, соответствует ли схема спин-орбитального расщепления влиянию простого

спин-орбитального взаимодействия; ситуация может резко усложниться вследствие смешивания различных резонансных состояний.

3. Данные о высших барионных резонансах согласуются с двумя низшими конфигурациями ($L = 0+$, 56) и ($L = 1-$, 70). Конфигурации с нечетным L отличаются от конфигураций с четным L за счет различных внутренних свойств симметрии, так что в последовательности вращательных возбуждений барионные состояния появляются с интервалом $\Delta L = 2$. Состояния N^* , которые имеют $I = 3/2$ и, по-видимому, имеют положительную четность [и следовательно, являются представителями конфигураций ($L = 2n+$, 56) с целочисленным значением n], обладают массами, расположенными на гладкой приблизительно линейной траектории Редже. Вследствие прочной связи в этих барионных состояниях ожидается, что реджевская последовательность вращательных возбуждений продолжается (а соответствующая траектория Редже продолжает двигаться вправо) до значений J порядка 10^3 [при $M_Q \approx 10$ Гэв; в более общем виде до $(3M_Q)^2/\alpha'_N(0)$].

4. Ширины барионных резонансов, соответствующих ведущей траектории Редже представления 56, не возрастают быстро с ростом массы. Например, ширина $N_{3/2}^*(2850)$ равна 200 Мэв, а ширина $N_{3/2}^*(1236)$ равна 120 Мэв. Такое поведение можно качественно понять, рассматривая большие значения углового момента, характерные для этих состояний: оно соответствует в первую очередь быстрому убыванию амплитуды проникновения через центробежные барьеры с ростом J .

5. Имеются указания еще на одно барионное резонансное состояние с небольшой массой, которое не укладывается в рассмотренные выше конфигурации. Речь идет о резонансе $N_{1/2}^*(1400)$, спин и четность которого принимаются равными ($1/2+$). Его внутренняя конфигурация вообще не понятна. Если поместить его в конфигурацию ($L = 1+$, 56), то должны существовать еще четыре унитарных мультиплета, ни один из которых не известен. В этом смысле экономнее поместить его в конфигурацию ($L = 0+$, 20); при этом потребуются, чтобы существовал только один унитарный синглет ($3/2+$) в дополнение к октетным дублерам наблюдаемого состояния $N_{1/2}^*$.

Однако в этом случае пространственная волновая функция должна обладать свойствами симметрии, противоположными свойствам барионных октетных состояний (т. е. должна быть симметричной, если кварки подчиняются статистике Ферми, и антисимметричной в случае парастатистики). Такая ситуация была бы удивительной для состояния со столь малой массой.

6. Совершенно не понятно, почему притяжение в многокварковых состояниях должно насыщаться при $N = 3$. Если три кварка образуют прочно связанное состояние, то почему бы более сложным системам $QQQQ$ и т. д. не быть связанными еще сильнее? В рамках статистики Ферми это свойство насыщения остается непонятным, хотя в литературе делались различные предположения, такие, как необходимость учета релятивистских эффектов для добавочных кварков [78], трехчастичные силы отталкивания [79] и другие возможности [80]. В рамках парастатистики это свойство может следовать из ранга $p = 3$, который требуется для установления однозначной структуры барионных состояний. Октетный характер барионов требует трехкварковой структуры, и должен быть только один способ получения этой структуры (в противном случае изолированный протон имел бы статистический вес, больший чем единица). Это октетное состояние строится из комбинаций Q_α^i (1) Q_β^j (2) Q_γ^k (3) при $i \neq j \neq k$; если $i, j, k = 1, 2, \dots, p$, то для однозначности указанного состояния требуется $p = 3$. Для состояния, образованного более чем из трех кварков, в полной волновой функции должна содержаться некоторая антисимметрия по кварковым индексам (поскольку в этом случае некоторые из кварковых верхних индексов должны совпадать), а это окажется энергетически невыгодным.

ЛИТЕРАТУРА

1. Feldman G., Matthews P. T., Phys. Rev., 151, 1176 (1966).
2. Gell-Mann M., Phys. Letters, 8, 214 (1964) (дополнение 1 в настоящем издании).
3. Zweig G., An SU(3) Model for Strong Interaction Symmetry and its Breaking, CERN preprint 8419/TH. 412 (February 1964).
4. Fujii Y., Progr. Theor. Phys. (Kyoto), 21, 232 (1959).

5. *Morpurgo G.*, *Physics*, 2, 95 (1965) (дополнение 5 в настоящем издании).
6. *Dorfan D.*, *Eades J.*, *Lederman L.*; *Lee W.*, *Ting C.*, *Phys. Rev. Letters*, 14, 999 (1965).
7. *Lamb R. C.*, *Lundy R.*, *Novey T.*, *Yovanovitch D.*, *Phys. Rev. Letters*, 17, 1068 (1966).
8. *Kasha H.*, *Leipuner L.*, *Adair R. K.*, *Phys. Rev.*, 150, 1140 (1966).
9. *Chupka W.*, *Schiffer J.*, *Stevens C.*, *Phys. Rev. Letters*, 17, 60 (1966).
10. *Gallinaro G.*, *Morpurgo G.*, *Phys. Letters*, 23, 609 (1966).
11. *Sinanoglu O.*, *Skutnik B.*, *Tousey R.*, *Phys. Rev. Letters*, 17, 785 (1966).
12. *Bennett W.*, *Phys. Rev. Letters*, 17, 1196 (1966).
13. *Тавхелидзе А.*, в книге *High-Energy Physics and Elementary Particles*, Vienna, 1965, p. 753 and 763.
14. *Dalitz R. H.*, *Quark Models for the Elementary Particles*, глава в книге *High Energy Physics*, New York, 1966, p. 253.
15. *Dalitz R. H.*, *Symmetries and the Strong Interactions*, Proc. 1966 Intl. Conf. on High Energy Physics, Berkeley 1966.
16. *Iizuka J.*, *Progr. Theor. Phys.*, 35, 117; 309 (1966).
17. *Iizuka J.*, *Progr. Theor. Phys. Suppl.*, 37—38, 21 (1966).
18. *Ishida S.*, *Progr. Theor. Phys.*, 32, 922 (1964).
19. *Ishida S.*, *Progr. Theor. Phys.*, 34, 64 (1965).
20. *Sinanoglu O.*, *Phys. Rev. Letters*, 16, 207 (1966).
21. *Sinanoglu O.*, *Hadron Spectroscopy, Dynamical Groups and Mass Formulae, Lectures at the Istanbul Institute on Symmetry Principles at High Energy*, August 1966.
22. *Sakurai J.*, *Phys. Rev. Letters*, 17, 1021 (1966).
23. *Rubinstein H.*, *Phys. Letters*, 22, 210 (1966).
24. *Blankenbecler R.*, *Sugar R.*, *Phys. Rev.*, 142, 1051 (1966).
25. *Kane G. L.*, *Some Consequences of SU(3) and Charge Conjugation Invariance for K-meson Resonances*, Univ. Michigan preprint, 1967.
26. *Thirring W.*, *Phys. Letters*, 16, 335 (1965).
27. *Vecchi C.*, *Morpurgo G.*, *Phys. Rev.*, 140, B687 (1965).
28. *Соловьев Л.*, *Phys. Letters*, 16, 345 (1965).
29. *Анисович В.*, *Ансельм А.*, *Азимов Я.*, *Дамлов Г.*, *Дятлов И.*, *Phys. Letters*, 16, 194 (1965).
30. *Gell-Mann M.*, *Sharp D.*, *Wagner W.*, *Phys. Rev. Letters*, 8, 261 (1962).
31. *Goldhaber G.*, *Boson Resonances*, Proc. 1966 Intl. Conf. on High Energy Physics, Berkeley, 1966.
32. *Kienzle W.*, *Maglic B.*, *Levrat B.*, *Lefebvres F.*, *Freytag D.*, *Blieden H.*, *Phys. Letters*, 19, 438 (1965).
33. *Oostens J.*, *Chavanon P.*, *Crozon M.*, *Tocqueville J.*, *Phys. Letters*, 22, 708 (1966).
34. *Armenteros R.*, в издании *Труды XII Международной конференции по физике высоких энергий*, Дубна, 1964, М., 1966.
35. *Goldschmidt-Clermont Y.*, Proc. XIII Intl. Conf. on High Energy Physics, Berkeley, 1966.
36. *Glashow S.*, *Socolow R.*, *Phys. Rev. Letters*, 15, 325 (1965).

37. *Brown L. M.*, Scalar Mesons, Northwestern University preprint, 1966.
38. *Lovelace C., Heinze R., Donnachie A.*, Phys. Letters, **22**, 332 (1966).
39. *Feldman M., Frati W., Halpern J., Kanofsky A., Nussbaum M., Richert S., Yamin P., Choudry A., Devons S., Grunhaus J.*, Phys. Rev. Letters, **14**, 869 (1965).
40. *Hagopian V., Selove W., Alitti J., Baton J., Neveu-Rene M.*, Phys. Rev. Letters, **14**, 1077 (1965).
41. *Crennell D., Kalbfleisch G., Lai K., Scarr J., Schumann T., Skillicorn I., Webster M.*, Phys. Rev. Letters, **16**, 1025 (1966).
42. *Baillon P., Edwards D., Marechal B., Montanet L., Tomas M., d'Andlau C., Astier A., Cohen-Ganouna J., Della-Negra M., Wojcicki S., Baubillier M., Duboc J., James F., Levy F.*, Further Study of the E -meson in Antiproton-Proton Annihilations at Rest, Report CERN-TC-Phys. 66-24, October 1966.
43. *Kalbfleisch G., Dahl O., Rittenberg A.*, Phys. Rev. Letters, **13**, 349 (1964).
44. *Barash N., Kirsch L., Miller D., Tan T.*, Annihilations of Antiprotons at Rest in Hydrogen VI: Kaonic Final States, Nevis Rept. 154, September 1966.
45. *Focacci M., Kienzle W., Levrat B., Maglic B., Martin M.*, Phys. Rev. Letters, **17**, 890 (1966).
46. *Wehmann A., Engels E., Hand L., Hoffman C., Innocenti P., Wilson R., Blanpied W., Drickey D., Stairs D.*, Phys. Rev. Letters, **17**, 1113 (1966).
47. Aachen-Berlin-CERN Collaboration, Phys. Letters, **18**, 351 (1965).
48. Aachen-Berlin-CERN-London-Vienna Collaboration, Phys. Letters, **22**, 357 (1966).
49. *Dubal L., Baryere P., Bricman C., Chikovani G., Focacci M., Kienzle W., Levrat B., Maglic B., Martin M., Seguinot J.*, Spectrum of Strange Bosons in the Mass Region 1300 to 2200 MeV Observed by Missing-Mass Spectrometer, CERN preprint, July 1966.
50. *Alles-Borelli V., French B., Frisk A., Michejda L., Paul E.*, Antiproton-proton Annihilations into Five Pions at 5.7 GeV/c, Report CERN-TC-Phys. 66-25, October 1966.
51. *Iiori S., Iizuka J., Matumoto K., Yamada E., Yamazaki M.*, Ann. Sci. Kanazawa Univ., **3**, 33 (1966).
52. *Mitra A.*, Phys. Rev., **142**, 1119 (1966).
53. *Mitra A.*, Phys. Rev., **151**, 1168 (1966).
54. *Mitra A., Ross M.*, Meson-Baryon Couplings in a Quark Model, Rutherford High Energy Laboratory, Chilton, August 1966.
55. *Morpurgo G.*, «The Non Relativistic Quark Model», Lecture at Balatonvilagos Symposium of the Hungarian Physical Society, June 1966.
56. *Nambu Y.*, в книге Symmetry Principles at High Energy, Coral Gables Conference, 1965, p. 274.
57. *Thirring W.*, «Triplet Model of Elementary Particles», Lecture at Intl. University Week in Nuclear Physics, Vienna, March 1966.

58. *Cool R., Giacomelli G., Kycia T., Leontic B., Li K., Lundby A., Teiger J.*, Phys. Rev. Letters, 17, 102 (1966).
59. *Radicati L.*, «The SU (6) Model of Elementary Particles», Lectures given at the Cargèse Summer School (1966).
60. *Dalitz R., Sutherland D.*, Phys. Rev., 146, 1180 (1966).
61. *Mitra A., Majumdar R.*, Phys. Rev., 150, 1194 (1966).
62. *Allbrecht W., Behrend H., Brasse F., Flauger W., Hultschig H., Steffen K.*, Phys. Rev. Letters, 17, 1192 (1966).
63. *Bartel W., Dudelzak B., Krehbiel H., McElroy J., Meyer-Berkhout U., Morrison R., Nguen-Ngoc H., Schmidt W., Weber G.*, Phys. Rev. Letters, 17, 608 (1966).
64. *De Shalit A.*, «Open Questions in Nuclear Physics», Lectures at the Varenna School on Interactions of High-Energy Particles with Nuclei, July 1966.
65. *Federman P., Rubinstein H., Talmi I.*, Phys. Letters, 22, 208 (1966).
66. *Маринов М.*, Ядерная физика, 2, 321 (1965).
67. *Goldberg M., Leitner J., Musto R., O'Rai fertaigh L.*, Nuovo Cimento, 45, 169 (1966).
68. *Davis J., Dowell J., Hattersley P., Homer R., O'Dell A., Carter A., Riley K., Tapper R., Bugg D., Gilmore R., Knight K., Salter D., Stafford G., Wilson E.*, Phys. Rev. Letters, 18, 62 (1967).
69. *Derrick M., Fields T., Loken J., Ammar R., Davis R., Kropac W., Mott J., Schweingruber F.*, Phys. Rev. Letters, 18, 266 (1967).
70. *Lovelace C.*, Pion-Nucleon Phase Shifts, Proc. XIII Intl. Conf. on High Energy Physics, Berkeley, 1966.
71. *Citron A., Galbraith W., Kycia T., Leontic B., Phillips R., Rousset A., Sharp P.*, Phys. Rev., 144, 1101 (1966).
72. *Moorhouse G.*, Phys. Rev. Letters, 16, 771 (1966).
73. *Walker R., Eklund S.*, Phys. Rev., 159, 1195 (1967).
74. *Bacci C., Penso G., Salvini G., Mencuccini C., Silvestrini V.*, Phys. Rev. Letters, 16, 157 (1966).
75. *Morpurgo G.*, Phys. Letters, 22, 214 (1966).
76. *Greenberg O.*, Phys. Rev. Letters, 13, 598 (1964).
77. *Squires E., Watson P.*, Ann. Phys. (N.Y.), 41, 409 (1967).
78. *Morpurgo G.*, Phys. Letters, 20, 684 (1966).
79. *Kobayashi T., Namiki M.*, Progr. Theor. Phys., 37, 916 (1967).
80. *Greenberg O., Zwanziger D.*, Phys. Rev., 150, 1177 (1966).

7. НОВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ В КВАРКОВОЙ МОДЕЛИ

*Дж. Треффил*¹⁾

1. Аддитивная кварковая модель

В последние годы становилось все более очевидным, что по причинам, которые остаются непонятными, кварковая модель элементарных частиц дает, по-видимому, простое и физически привлекательное описание широкой области явлений, включая реакции, связанные со слабыми, электромагнитными и сильными взаимодействиями²⁾. На встрече, посвященной ядерным реакциям и реакциям элементарных частиц при высоких энергиях, особенно уместно уделить внимание этой модели, поскольку ее основное обоснование состоит в наблюдавшихся аналогиях между элементарными частицами и ядрами. В одном докладе, очевидно, нельзя рассмотреть все аспекты модели, поэтому я ограничусь обсуждением процессов рассеяния с участием адронов, отсылая читателя к библиографии книги [1], в которой можно найти более подробное обсуждение других областей применения модели.

Для наших целей мы можем рассмотреть два свойства, по-видимому общих для элементарных частиц и ядер: существование спектров и дифракционный вид дифференциальных сечений рассеяния. Мы знаем, что в ядерной физике спектр возбужденных состояний можно интерпретировать как свидетельство составной природы ядра: каждое возбужденное состояние представляет собой особое расположение базисных элементарных компонент. Точно так же существование спектра адронов можно интерпретировать как свидетельство о том, что сами адроны не являются элементарными частицами, а представляют собой составные системы, построенные из еще более элементарных компонент. Если бы это было так, то можно было бы ожидать некоторых аналогий в поведении адронов и ядер.

¹⁾ Доклад, представленный в Летнюю школу по дифракционным процессам в физике ядра и элементарных частиц при Университете им. Мак-Гилла, Монреаль, Канада, 8—18 июля 1969 г.

²⁾ Тщательный обзор результатов, полученных в кварковой модели, а также полная библиография работ в этой области даны в книге Я. Коккедэ [1] (основной текст настоящего издания).

Одна такая аналогия весьма очевидна, если бросить взгляд на дифференциальные сечения рассеяния. Дифференциальные сечения рассеяния как частиц на ядрах, так и частиц друг на друге, обнаруживают дифракционные эффекты: т. е. мы наблюдаем большие пики для направления вперед, сопровождаемые рядом минимумов и максимумов при увеличении передаваемых импульсов. Сейчас общепринятым является утверждение, что эти минимумы и максимумы в ядерных реакциях можно понять на основе интерференции членов различного порядка в теории кратного рассеяния. Аналогичным образом, рассматривая элементарные частицы как составные системы, мы можем представить себе, что суммирование рядов кратного рассеяния для взаимодействия компонент друг с другом приводит к полным амплитудам рассеяния частиц на частицах (иногда полезно представлять себе этот процесс как рассеяние «ядер на ядрах»). Те же самые аргументы, которые приводят к дифракционным минимумам и максимумам в случае реакций частиц с ядрами, теперь предсказывали бы существование таких минимумов и максимумов при взаимодействии самих частиц друг с другом. Появление структуры такого типа при взаимодействиях частиц можно поэтому интерпретировать как свидетельство составной природы элементарных частиц.

Кварковая модель представляет собой частный вид составной модели элементарных частиц и возникла под влиянием успехов $SU(3)$ -симметрии. В этой модели принимается, что барионы построены из трех кварков, а мезоны — из одного кварка и одного антикварка. Волновые функции низших резонансов и частиц, выраженные через состояния кварков, хорошо известны [1—3].

Мы знаем, что если ограничиться областями малых передач импульса, то при взаимодействиях частицы с ядром ряды кратного рассеяния полностью определяются членом однократного рассеяния (т. е. членом, в котором налетающая частица взаимодействует только с одним нуклоном). На этом факте основаны самые ранние попытки использовать составную природу элементарных частиц для описания процессов рассеяния — так называемая «аддитивная кварковая модель» [4—6]. В этой модели мы рассматриваем процессы рассеяния на малые углы

и предполагаем, что амплитуда данного процесса рассеяния является суммой амплитуд такого взаимодействия только двух кварков одновременно, при котором система может перейти из начального состояния в конечное. Другими словами,

$$A^h = \sum A_{qq}^h, \quad (I.1)$$

где A^h — некоторая спиральная амплитуда рассеяния частицы на частице, а A_{qq}^h — соответствующая спиральная амплитуда рассеяния кварка на кварке. Итак, аддитивная модель кварков соответствует тому, что мы ограничиваемся только членом однократного рассеяния из глауберовского ряда и пренебрегаем членами более высоких порядков. Ясно, что в этом приближении наилучших результатов следует ожидать при малых передаваемых импульсах.

Общее направление работы в рамках этой модели состоит в том, чтобы подсчитать по формуле (I.1) некоторое количество амплитуд рассеяния частиц на частицах, а затем исключить кварковые амплитуды (вообще говоря, не известные), получив при этом соотношения между измеряемыми амплитудами рассеяния частиц на частицах. Наиболее знаменитым примером такой техники является «правило 3/2», которое получается при игнорировании разницы между кварками и антикварками. В этом случае полное сечение рассеяния мезона на барионе (пропорциональное мнимой части амплитуды рассеяния вперед) равно

$$\sigma_{MB}(s) = 6\sigma_{qq}^M(s_q), \quad (I.2)$$

где $\sigma_{qq}^M(s_q)$ — полное сечение рассеяния кварка на кварке, коэффициент 6 соответствует шести различным способам рассеяния двух мезонных кварков на трех барионных кварках, s — энергия системы частиц в их системе центра масс, а s_q — энергия двух взаимодействующих кварков в системе центра масс этой пары. Соотношение между s и s_q не известно и сильно зависит от кварковой динамики (т. е. от деталей взаимодействия, связывающего кварки в адронах).

Аналогично барион-барионное сечение равно

$$\sigma_{BB}(s) = 9\sigma_{qq}^B(s_q), \quad (I.3)$$

так что для отношения двух сечений имеем

$$\frac{\sigma_{MB}(s)}{\sigma_{VB}(s)} = \frac{6\sigma_{qq}^M(s_q)}{9\sigma_{qq}^B(s_q)} = \frac{2}{3}, \quad (I.4)$$

если $\sigma_{qq}^M(s_q)$ и $\sigma_{qq}^B(s_q)$ оценивать при одинаковых значениях s_q . Соотношения такого рода для полных сечений были тщательно изучены [1], и не было найдено сколько-нибудь существенных расхождений между аддитивной моделью и экспериментом.

Ясно, что такой же подход можно использовать при рассмотрении неупругих процессов, когда одна или обе частицы изменяют свой вид. Однако соотношения между сечениями неупругих процессов не являются хорошей проверкой аддитивной кварковой модели, так как неупругие сечения крайне чувствительны к изменениям s и трудно определить точное соотношение между s и s_q [7].

Гораздо лучшую проверку модели можно осуществить, если заметить, что соотношение (I.4) позволяет выразить спиральные амплитуды взаимодействия частиц через спиральные амплитуды взаимодействия кварков. (Условия, определяющие вид внутренней динамики кварков, в рамках которой возможен такой подсчет, рассматриваются в работе [3].) Следовательно, кроме вычисления сечений мы можем подсчитать распадные корреляции для резонансов с высшими спинами. В качестве примера рассмотрим конкретную реакцию

$$\pi^- p \rightarrow \rho^0 n. \quad (I.5)$$

Элементы матрицы плотности ρ^0 (в спиральной системе) выражаются через амплитуды рассеяния частиц следующим образом [8]:

$$\rho_{mm'} = \sum_{\lambda\lambda'} D_{m\lambda}^*(\theta, \varphi) D_{m'\lambda'}(\theta, \varphi) \frac{\sum_{\mu\mu'} \langle \lambda'\mu' | \mu' \rangle^* \langle \lambda\mu | \mu \rangle}{\sum_{\lambda, \mu\mu'} \langle \lambda\mu | \mu' \rangle \langle \lambda\mu | \mu' \rangle}, \quad (I.6)$$

где $\langle \lambda\mu | \mu' \rangle$ — соответствующие спиральные амплитуды реакции (I.5). Хорошо известно, что величину $\rho_{mm'}$ можно измерить, наблюдая угловое распределение продуктов распада ρ^0 -мезона,

Сразу видно, что проверка аддитивной модели, исходя из соотношений между элементами матриц плотности, будет гораздо чище, чем проверка на основе соотношений между сечениями, так как они не зависят от динамики кварков (т. е. от соотношения между s и s_q). Точная природа этого соотношения несущественна, так как мы сравниваем амплитуды одной реакции, измеренные при одной энергии, а не амплитуды разных реакций. Таким образом, если существует какое-то соотношение между s и s_q , то все амплитуды в (I.6) автоматически будут оцениваться при одном и том же s_q .

Кроме того, можно ожидать, что другие эффекты (такие, как кратное рассеяние, о котором мы будем говорить ниже) приближенно сократятся в отношениях амплитуд, входящих в элементы матрицы плотности, тогда как в соотношениях между сечениями они могут и не сокращаться.

Подробное изучение этих следствий аддитивной кварковой модели было проведено краковской группой [9—14], и я хотел бы продемонстрировать некоторую часть полученных результатов, обнаруживающих впечатляющее согласие между теорией и экспериментом. Можно вывести результаты двух типов, которые никак не зависят от значений кварковых амплитуд рассеяния: 1) те реакции, для которых суммы кварковых амплитуд в числителе и знаменателе (I.6) сокращаются точно, приводя к численным предсказаниям для элементов матрицы плотности (их список приведен в работе [3]), и 2) соотношение между элементами матрицы плотности двух конечных частиц при образовании двух резонансов, из которых исключены все кварковые амплитуды [9—14].

Примером результатов первого типа может служить реакция

$$\pi p \rightarrow \pi \Delta, \quad (\text{I.7})$$

для которой мы находим

$$\begin{aligned} \rho_{3/2, 3/2} &= \frac{3}{8}, \\ \rho_{3/2, -1/2} &= \frac{\sqrt{3}}{8}, \\ \rho_{3/2, 1/2} &= 0. \end{aligned} \quad (\text{I.8})$$

Примером результатов второго типа является реакция

$$\pi p \rightarrow \rho \Delta, \quad (I.9)$$

для которой мы получаем соотношение

$$\rho_{11} + \rho_{1, -1} = \frac{4}{3} \rho_{3/2, 3/2} + \frac{4}{\sqrt{3}} \rho_{3/2, -1/2}. \quad (I.10)$$

В табл. 1 приведены некоторые результаты для реакций первого типа в сравнении с экспериментом, а в

Таблица 1

Сравнение соотношений (I.8) с экспериментальными данными

Реакция	Элемент матрицы плотности	Теория	Эксперимент	
			8 Гэв/с	4 Гэв/с
$\pi N \rightarrow \pi \Delta$	$\rho_{3, 3}$	0,375	$0,22 \pm 0,06$	$0,4 \pm 0,06$
	$\rho_{3, -1}$	0,215	$0,13 \pm 0,07$	$0,21 \pm 0,08$
	$\rho_{3, 1}$	0	$0,06 \pm 0,06$	$-0,03 \pm 0,07$
			3 Гэв/с	
$K^+ p \rightarrow K^0 \Delta$	$\rho_{3, 3}$	0,375	$0,2 \pm 0,06$	
	$\rho_{3, -1}$	0,215	$0,2 \pm 0,05$	
	$\rho_{3, 1}$	0	$0,04 \pm 0,05$	
			2,24 Гэв/с	
$K^- p \rightarrow \pi^- Y_1^*$	$\rho_{3, 3}$	0,375	$0,31 \pm 0,05$	
	$\rho_{3, -1}$	0,215	$0,27 \pm 0,04$	
	$\rho_{3, 1}$	0	$0,03 \pm 0,04$	

табл. 2 — некоторые результаты второго типа. Для результатов второго типа согласие в самом деле впечатляющее, особенно если вспомнить, что в этой модели нет свободных параметров. Все величины, связанные с кварками, исключены, поэтому никакая подгонка данных невозможна.

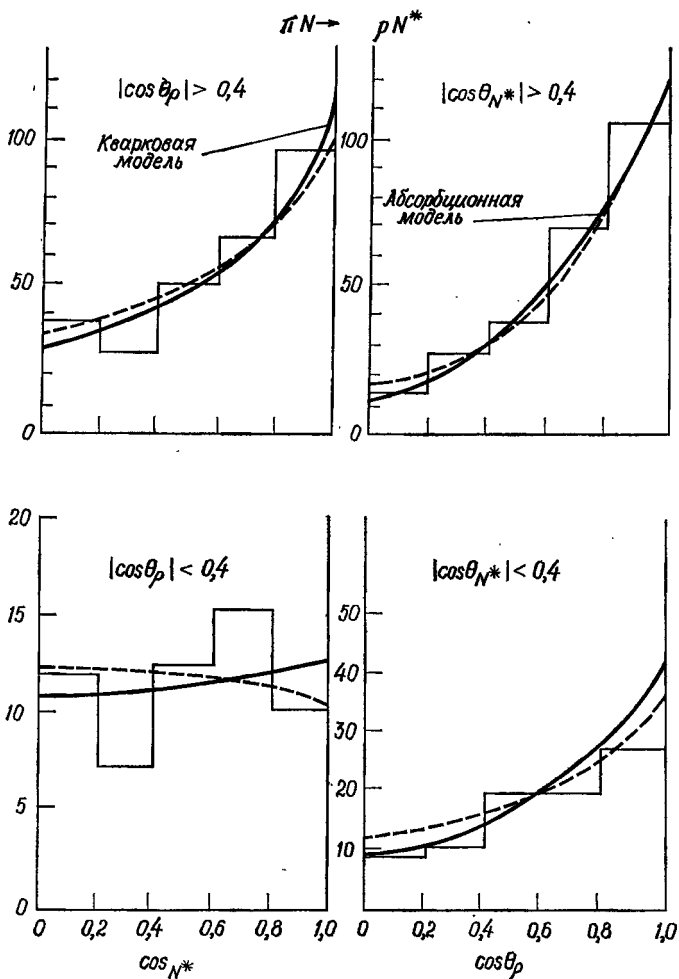
Таблица 2

Сравнение соотношения (I.10) с экспериментальными данными
(Если модель кварков верна, то в двух последних столбцах
должны стоять одинаковые значения.)

Процесс	Импульс, Гэв/с	Интервал $ t $, (Гэв/с) ²	$\rho_{11} + \rho_{1, -1}$	$\frac{4}{3} \rho_{3/2, 3/2} + \frac{4}{\sqrt{3}} \rho_{3/2, -1/2}$
$K^-p \rightarrow \rho^- \Sigma^{*+}$	6	$ t \leq 0,8$	$0,164 \pm 0,080$	$0,114 \pm 0,164$
$\pi^+p \rightarrow \rho^0 N^{*++}$	4	$ t \leq 0,3$	$0,07 \pm 0,04$	$0,03 \pm 0,08$
$\pi^+p \rightarrow \rho^0 N^{*++}$	5	$ t \leq 0,3$	$0,054 \pm 0,021$	$0,195 \pm 0,044$
$\pi^+p \rightarrow \rho^0 N^{*++}$	8	$ t \leq 0,3$	$0,08 \pm 0,03$	$0,10 \pm 0,08$
$\pi^+p \rightarrow \omega N^{*++}$	4	$ t \leq 0,6$	$0,40 \pm 0,06$	$0,28 \pm 0,14$
$\pi^+p \rightarrow \omega N^{*++}$	5	$ t \leq 0,6$	$0,384 \pm 0,032$	$0,287 \pm 0,067$
$\pi^+p \rightarrow \omega N^{*++}$	8	$ t \leq 0,6$	$0,54 \pm 0,11$	$0,36 \pm 0,22$
$K^+p \rightarrow K^{*0} N^{*++}$	3,5	$0,08 \leq t \leq 0,12$	$0,03 \pm 0,09$	$-0,11 \pm 0,22$
$K^+p \rightarrow K^{*0} N^{*++}$	3,5	$0,12 \leq t \leq 0,176$	$0,14 \pm 0,09$	$0,05 \pm 0,19$
$K^+p \rightarrow K^{*0} N^{*++}$	3,5	$0,176 \leq t \leq 0,28$	$0,19 \pm 0,09$	$-0,14 \pm 0,21$
$K^+p \rightarrow K^{*0} N^{*++}$	5	$0,05 \leq t \leq 0,10$	$0,15 \pm 0,07$	$0,34 \pm 0,17$
$K^+p \rightarrow K^{*0} N^{*++}$	5	$0,10 \leq t \leq 0,235$	$0,10 \pm 0,09$	$0,15 \pm 0,22$
$K^+p \rightarrow K^{*0} N^{*++}$	5	$0,235 \leq t \leq 0,55$	$0,27 \pm 0,10$	$0,37 \pm 0,22$

Согласие результатов первого типа производит несколько меньшее впечатление. Мы вернемся к этому пункту ниже, а сейчас просто отметим, что аддитивная кварковая модель предсказывает равное нулю сечение реакции (I.7) в направлении вперед [3], а экспериментальные данные представляют собой среднее по большой области передаваемых импульсов. Уместность этого замечания станет очевидной ниже.

Во всяком случае ясно, что рассмотрение адронов как составных систем, построенных из кварков, и трактовка адрон-адронного рассеяния с помощью только первого члена ряда теории кратного рассеяния (все остальные члены отбрасываются) приводит к довольно хорошему описанию процессов рассеяния адронов, особенно в тех случаях, когда из модели следуют ясные недвусмысленные предсказания относительно экспериментальных данных.



Ф и г. 1. Совместные распадные распределения резонансов в реакции $\pi p \rightarrow \rho \Delta$ и предсказания кварковой модели.

Дальнейшее подтверждение модели можно получить, если рассмотреть процессы, в которых рождаются два резонана, и поставить вопрос о предсказаниях модели относительно распределений продуктов распада сразу двух резонансов. По аналогии с (I.6) их можно определить через спиральные амплитуды [9—14] (для экономии времени мы не приводим здесь подробных определений). Эти амплитуды входят в функцию распределения $W(\theta, \varphi, \theta', \varphi')$, которая по существу определяет вероятность того, что, если продукты распада одного резонана вылетают под углами (θ, φ) в системе покоя этого резонана, то продукты распада другого резонана будут вылетать под углами (θ', φ') в системе покоя второго резонана.

Если рассмотреть реакции

$$\pi p \rightarrow \rho \Delta \quad (\text{I.11})$$

и

$$K p \rightarrow K^* \Delta, \quad (\text{I.12})$$

то, поступая так же, как при выводе (I.10), мы можем сделать предсказания о том, какие комбинации спиральных амплитуд появятся в функции $W(\theta, \varphi, \theta', \varphi')$. На фиг. 1 и 2 показаны для этих реакций предсказания кварковой модели (а также предсказания абсорбтивной модели) в сравнении с экспериментальными данными [9—14]. Снова, как и в случае элементов матрицы плотности одного резонана, согласие производит глубокое впечатление.

Существуют также данные для реакций [15, 16]

$$\pi^+ p \rightarrow \rho^0 \Delta^{++}, \quad \pi^+ p \rightarrow \omega^0 \Delta^{++} \quad (\text{I.13})$$

при 5 Гэв/с.

В этих случаях из кварковой модели также следуют предсказания относительно распадных распределений, которые авторы работ [15, 16] предпочитают выражать через статистические тензоры¹⁾ (представляющие собой линейные комбинации матриц плотности совместного распада). Предсказания имеют следующий вид:

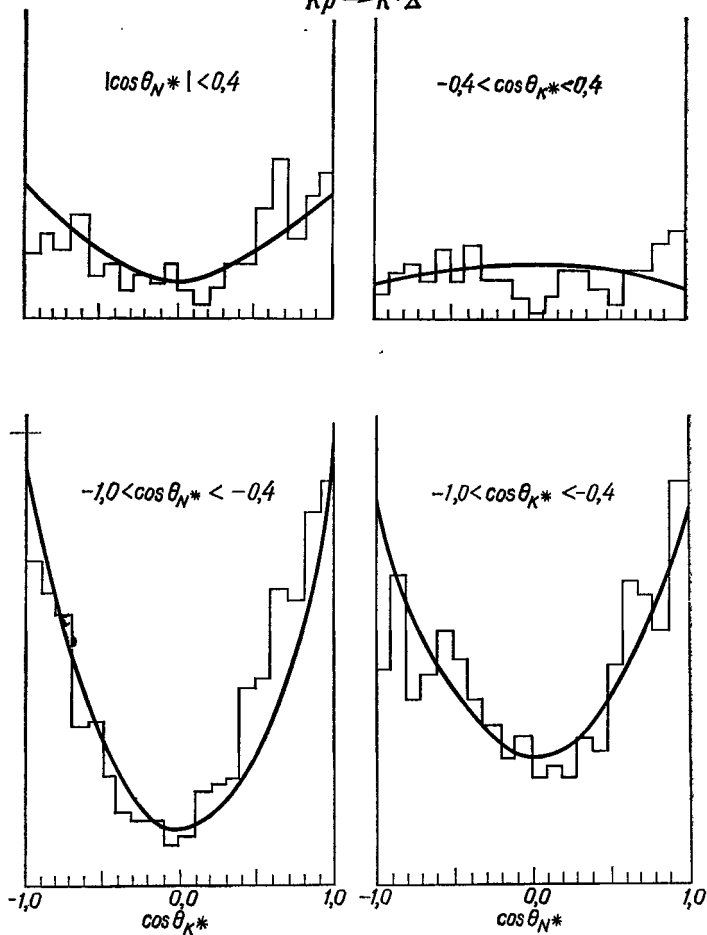
$$T_{00}^{20} = \sqrt{2} T_{00}^{02}, \quad (\text{I.14a})$$

$$\text{Re } T_{20}^{22} = \frac{1}{2} \text{Re } T_{20}^{20}, \quad (\text{I.14б})$$

$$\text{Im } T_{20}^{22} = \frac{1}{2} \text{Im } T_{20}^{20}, \quad (\text{I.14в})$$

¹⁾ Статистические тензоры рассматриваются в работе [16]

$Kp \rightarrow K^*\Delta$



Ф и г. 2. Совместные распадные распределения резонансов в реакции $Kp \rightarrow K^*\Delta$ и предсказания кварковой модели.

$$\operatorname{Re} T_{02}^{22} = \frac{1}{\sqrt{2}} \operatorname{Re} T_{02}^{02}, \quad (\text{I.14г})$$

$$\operatorname{Im} T_{02}^{22} = \frac{1}{\sqrt{2}} \operatorname{Im} T_{02}^{02}, \quad (\text{I.14д})$$

$$T_{00}^{22} = \frac{1}{2\sqrt{6}} - \frac{1}{\sqrt{2}} T_{00}^{02}. \quad (\text{I.14е})$$

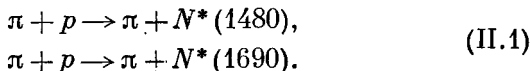
В табл. 3 они сравниваются с экспериментом. Во всех случаях предсказания оправдываются очень хорошо и, по-видимому, не зависят также от выбора оси квантования.

Позвольте еще раз подчеркнуть, что при этих сравнениях с экспериментом не было использовано ни одного свободного параметра. Отсюда мы можем сделать вывод, что простая аддитивная кварковая модель очень хорошо описывает процессы рассеяния адронов. Возникает очевидный вопрос: можно ли так обобщить модель, включив в рассмотрение члены высших порядков теории кратного рассеяния, чтобы получить описание еще большего количества характеристик наблюдаемых данных?

II. Образование N^* и зарядово-обменные реакции

Первое исследование в этом направлении выполнили Харрингтон и Паньямента [17], которые показали, что плечи и провалы, отмеченные во многих реакциях между частицами при значении передаваемого импульса порядка $1,0 (Гэв/c)^2$, можно интерпретировать так же, как провалы, появляющиеся в сечениях рассеяния протонов на ядрах, а именно, как эффекты интерференции членов разных порядков теории кратного рассеяния. Теперь я хочу описать дальнейшие исследования, выполненные недавно Хендри и мной.

В отличие от Харрингтона и Паньямента мы рассматривали главным образом неупругие процессы. Рассмотрим, например, реакции



Относительно этих реакций имеются следующие замечательные экспериментальные сведения [18]:

Сравнение соотношений (I.14) с экспериментальными данными. (Л. Ч. и П. Ч. — левая и правая части соотношений (I.14); если модель кварков верна, то их разность должна обращаться в нуль.)

$$\pi^+ p \rightarrow N^{*++} p^0$$

Поперечная джексоновская система			Поперечная спиральная система		
Соотношение	Л. Ч.	П. Ч.	Соотношение	Л. Ч.	П. Ч.
(I.14a)	$0,156 \pm 0,012$	$0,147 \pm 0,027$	(I.14a)	$0,156 \pm 0,012$	$0,147 \pm 0,027$
(I.14б)	$-0,092 \pm 0,023$	$-0,078 \pm 0,005$	(I.14б)	$-0,028 \pm 0,025$	$-0,065 \pm 0,006$
(I.14в)	$0,008 \pm 0,024$	$-0,034 \pm 0,006$	(I.14в)	$0,058 \pm 0,023$	$0,051 \pm 0,005$
(I.14г)	$-0,071 \pm 0,021$	$-0,065 \pm 0,011$	(I.14г)	$-0,048 \pm 0,021$	$-0,044 \pm 0,011$
(I.14д)	$-0,032 \pm 0,021$	$-0,030 \pm 0,011$	(I.14д)	$0,054 \pm 0,021$	$0,058 \pm 0,011$
(I.14е)	$0,107 \pm 0,027$	$0,130 \pm 0,013$	(I.14е)	$0,107 \pm 0,027$	$0,130 \pm 0,013$

$$\pi^+ p \rightarrow N^{*++} \omega^0$$

Поперечная джексоновская система			Поперечная спиральная система		
Соотношение	Л. Ч.	П. Ч.	Соотношение	Л. Ч.	П. Ч.
(I.14a)	$-0,040 \pm 0,022$	$0,017 \pm 0,043$	(I.14a)	$-0,040 \pm 0,022$	$0,017 \pm 0,043$
(I.14б)	$0,009 \pm 0,032$	$-0,021 \pm 0,007$	(I.14б)	$-0,053 \pm 0,031$	$-0,017 \pm 0,007$
(I.14в)	$-0,058 \pm 0,031$	$-0,037 \pm 0,007$	(I.14в)	$0,003 \pm 0,032$	$0,030 \pm 0,007$
(I.14г)	$0,034 \pm 0,034$	$-0,018 \pm 0,015$	(I.14г)	$-0,046 \pm 0,033$	$0,002 \pm 0,015$
(I.14д)	$-0,021 \pm 0,035$	$-0,029 \pm 0,016$	(I.14д)	$-0,017 \pm 0,036$	$0,024 \pm 0,016$
(I.14е)	$0,171 \pm 0,049$	$0,195 \pm 0,022$	(I.14е)	$0,171 \pm 0,049$	$0,195 \pm 0,022$

1) Сечения этих реакций меньше соответствующих упругих сечений приблизительно на три порядка.

2) Формы дифференциальных сечений этих реакций совершенно различны: при образовании $N^*(1480)$ дифференциальное сечение имеет очень острый пик вперед, форма которого приблизительно соответствует e^{-20t} , тогда как для $N^*(1690)$ дифференциальное сечение можно считать постоянным.

Поскольку обе реакции «когерентны» в том смысле, что при образовании резонансов не требуется обмена квантовыми числами, довольно трудно понять эти различия. Посмотрим теперь, может ли кварковая модель сказать что-нибудь относительно этих фактов.

Для простоты не будем сначала учитывать составную природу пиона. Тогда амплитуда реакций указанного выше типа записывается в виде

$$\mathcal{F}_{fi} = \langle \psi_f | F | \psi_i \rangle. \quad (\text{II.2})$$

Здесь F — глауберовский оператор кратного рассеяния, а ψ_i и ψ_f — начальное и конечное состояния мишени соответственно. На один вопрос можно ответить сразу, не делая каких-либо дальнейших утверждений о структуре мишени. Если мы рассматриваем вклад в F только однократного рассеяния, то матричные элементы будут иметь вид $\langle \psi_f | e^{i\Delta \cdot r} | \psi_i \rangle$, так что при стремлении к нулю передаваемого импульса Δ член однократного рассеяния должен обращаться в нуль. Если мы вспомним, что именно член однократного рассеяния определяет дифракционный пик при обычных расчетах упругого рассеяния, то увидим, что первое из упомянутых выше экспериментальных свойств легко объясняется отсутствием этого члена при образовании резонансов.

Для объяснения второго свойства необходимо более подробно рассмотреть ряд кратного рассеяния и выбрать функции, которые будут использоваться в качестве ψ_f и ψ_i в (II.2). К счастью, было проведено тщательное изучение спектроскопии барионов в рамках кварковой модели [19, 20], и полученные результаты можно непосредственно использовать в нашем случае. Файман и Хендри рассмотрели барионы с точки зрения модели, в которой кварки считаются связанными потенциалом гармониче-

ского осциллятора, и показали, что такая модель может успешно объяснить значительную часть наблюдаемого барионного спектра. Кварковая волновая функция выбирается симметричной [21], так что основное состояние (т. е. нуклон) характеризуется пространственной конфигурацией $(1s)^2$ в относительных координатах, тогда как $N^*(1480)$ находится главным образом в состоянии $(1s)(2s)$. Другими словами, $N^*(1480)$ принадлежит мультиплету $[56, L = 0^+]$ и его можно представлять себе как радиальное возбуждение в относительных координатах. Тогда $N^*(1690)$ находится в состоянии $(1s)(1d)$ из мультиплета $[56, L = 2^+]$; этот резонанс иногда обозначают F_{15} . Его можно представлять себе как орбитальное возбуждение в относительных координатах. Если выбрать относительные координаты кварков в виде

$$\begin{aligned} R &= \frac{1}{3} (r_1 + r_2 + r_3), \\ \lambda &= \frac{1}{\sqrt{6}} (r_1 + r_2 - 2r_3), \\ \rho &= \frac{1}{\sqrt{2}} (r_1 - r_2), \end{aligned} \quad (\text{II.3})$$

то волновые функции трех описанных выше состояний бариона имеют вид

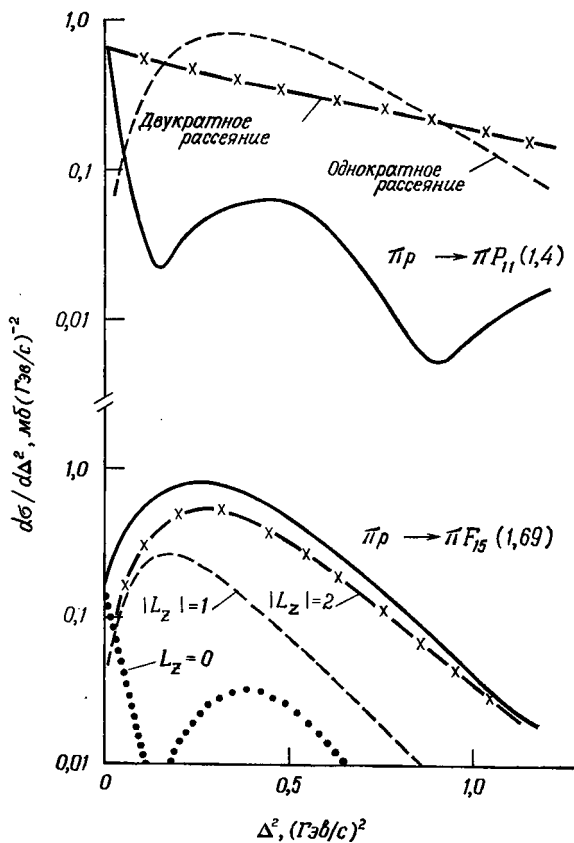
$$\begin{aligned} \psi(\rho) &= \left(\frac{4}{\sqrt{\pi} R^3} \right) \frac{1}{4\pi} \exp \left(-\frac{\lambda^2 + \rho^2}{2R^2} \right), \\ \psi(N^*(1480)) &= \\ &= \frac{4}{\sqrt{\pi} R^3} \frac{1}{4\pi} \left(3 - \frac{\lambda^2 + \rho^2}{R^2} \right) \exp \left(-\frac{\lambda^2 + \rho^2}{2R^2} \right), \\ \psi(N^*(1690)) &= \frac{4}{\sqrt{\pi} R^3} \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \frac{2}{15} \frac{1}{R^2} \times \\ &\times [\lambda^2 Y_2(\hat{\lambda}) + \rho^2 Y_2(\hat{\rho})] \exp \left(-\frac{\lambda^2 + \rho^2}{2R^2} \right). \end{aligned} \quad (\text{II.4})$$

Если амплитуду рассеяния пиона на кварке записать в виде

$$f_{\pi q}(\delta) = \left(\frac{i + \alpha}{4\pi} p \right) \sigma_{\pi q} e^{-\alpha \delta^2 / 2}, \quad (\text{II.5})$$

где $\sigma_{\pi q}$ — полное πq -сечение, а δ — передаваемый импульс, то можно оценить (II.2) в явном виде.

Рассмотрим образование N^* (1480). Как упоминалось выше, вклад однократного рассеяния обращается в нуль



Фиг. 3. Предсказания нашей модели для реакций $\pi N \rightarrow \pi N^*$ (1,4) (верхние кривые) и $\pi N \rightarrow \pi N^*$ (1,69) (нижние кривые).

Для первой реакции показаны эффекты интерференции однократного и двукратного рассеяния; для второй реакции показаны амплитуды, соответствующие различным значениям L_z . В обоих случаях сплошная линия соответствует сумме всех членов кратного рассеяния.

в направлении вперед. Однако вклад двукратного рассеяния отличен от нуля в соответствии с тем, что нулевую передачу импульса можно получить, если на первом рас-

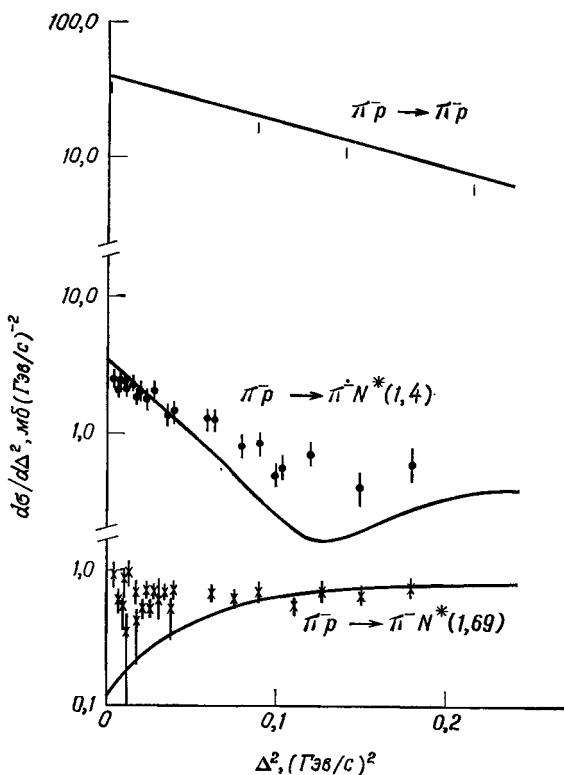
сеивателе из мишени импульс изменяется сначала на $+\delta$, а на втором рассеивателе на $-\delta$. Полная амплитуда состоит тогда из члена однократного рассеяния, быстро растущего от нуля, и двукратного рассеяния, отличного от нуля в направлении вперед и медленно убывающего, а также малых поправок от членов высших порядков. Поскольку эти два члена интерферируют деструктивно, в результате имеется очень острый пик вблизи направления вперед. Все это иллюстрируется на фиг. 3, где представлены различные вклады и дифференциальные сечения.

При образовании N^* (1688) все это остается справедливым для амплитуды рождения резонанса в состоянии с $L_z = 0$. Однако для состояний с другими L_z амплитуда в направлении вперед обращается в нуль во всех порядках кратного рассеяния. На фиг. 3 показана также сумма ряда таких членов. Общий эффект состоит в том, что амплитуды с различными L_z , складываясь некогерентно, приводят к размыванию структуры, очевидной в случае одной только амплитуды с $L_z = 0$.

На фиг. 4 показаны экспериментальные и расчетные кривые одновременно для упругого рассеяния и образования резонансов. Видно, что модель кварков хорошо воспроизводит основные черты экспериментальных данных. Следует отметить, однако, что в нормировке экспериментальных кривых существуют большие экспериментальные неопределенности, связанные с трудностями вычитания фона, так что нормировку теоретических кривых мы рассматривали как произвольную. Поэтому в качестве подтверждения теории следует рассматривать только форму кривых, а не полученные значения. Следует также указать, что до некоторой степени похожие результаты получил Арнольд [22], используя модель жидкой капли, так что результаты такого типа, по-видимому, можно получить почти в любой составной модели.

Этот расчет приводит к нескольким интересным побочным следствиям. Во-первых, видно, что предлагаемое объяснение различных наклонов при образовании резонансов N^* коренным образом отличается от объяснения, возникающего из подсчетов при помощи дифракционных полюсов Редже [23]. Крутизна наклона при образовании N^* (1480) следует здесь из характера интерференции

однократного рассеяния (полюса Редже) и двукратного рассеяния (реджевского разреза), а не является вкладом чистого полюса или разреза. В случае N^* (1690) гладкое



Фиг. 4. Сравнение нашей модели с данными работы [18]. Экспериментальные точки соответствуют энергии от 14 Гэв/с (эффектов, существенно зависящих от энергии, не наблюдается).

дифференциальное сечение появляется в результате некогерентного сложения амплитуд, соответствующих различным орбитальным возбуждениям, и его нельзя представить себе как эффект интерференции.

На фиг. 3 мы видим также, что хотя в таких процессах однократное рассеяние намного меньше двукратного в направлении вперед, существует область несколько

больших t , где оно преобладает. Отсюда становится ясным замечание о численных значениях элементов матрицы плотности в табл. 1, получаемых в модели кварков. Напомним, что все результаты табл. 1 были получены при рассмотрении одного только члена однократного рассеяния в том случае, когда этот член обращается в нуль в направлении вперед. Теперь мы видим, что эти предсказания *не должны* выполняться при $\Delta = 0$, поскольку здесь доминирует двукратное рассеяние. Однако они должны выполняться при несколько больших значениях t , где доминирует однократное рассеяние. Таким образом, учет кратного рассеяния в случае чистых предсказаний аддитивной кварковой модели не столько меняет сами предсказания, сколько определяет просто область значений t , в которой можно ожидать выполнения этих предсказаний.

Этот результат в известной степени можно применить также в ядерной физике высоких энергий, если рассматриваются предложенные ранее «двухступенчатые» процессы [24]. В таких процессах (для простоты мы рассматриваем упругое рассеяние протонов на ядрах) мы изучаем эффекты от диаграмм типа цепочки, когда резонанс N^* рождается, несколько раз рассеивается, а затем вновь превращается в протон. Следует отметить, что при достаточно низких энергиях фаза амплитуды процесса

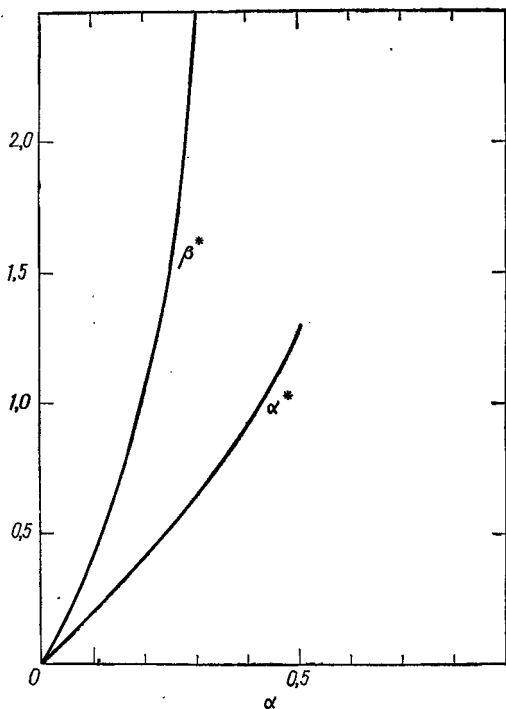
$$pp \rightarrow pN^* \quad (\text{II.6})$$

будет отличаться от фазы амплитуды процесса

$$pp \rightarrow pp, \quad (\text{II.7})$$

так как в первом процессе участвует двукратное рассеяние кварка, а во втором главным образом однократное (мы всюду ограничиваемся рассмотрением направления вперед). Таким образом, реакции цепного типа имеют тенденцию идти не в фазе с упругими процессами, уменьшая тем самым роль таких вкладов в упругом рассеянии. Назовем фазой амплитуды отношение ее вещественной части к мнимой. Если мы обозначим фазу реакции (II.7) через α , то при очень малых углах α будет также приближенно равна фазе амплитуды рассеяния кварка на кварке. Мы можем теперь, обозначив фазу амплитуды реакции (II.6) через α^* , вычислить ее согласно (II.2). Мы можем, наконец, рас-

смотреть в качестве примера двухступенчатый процесс, в котором сначала происходит реакция $pp \rightarrow pN^*$, а затем реакция $N^*p \rightarrow pp$, обозначив фазу такого процесса через β^* . Поскольку фаза двойного упругого рассеяния равна $2\alpha/(1 - \alpha^2)$ и почти точно совпадает с α^* , разность



Ф и г. 5. Фазы, отвечающие рождению N^* и процессам цепного типа (см. текст).

между α^* и β показывает, до какой степени двухступенчатый процесс и двойное упругое рассеяние идут не в фазе.

На фиг. 5 показаны графики α^* и β^* как функции α . При высоких энергиях, когда $\alpha \rightarrow 0$, влияние интерференции становится максимальным, и здесь учет двухступенчатых процессов становится наиболее важным. При

более низких энергиях, когда α возрастает до заметной величины, влияние таких цепочек ослабляется за счет указанного выше механизма, а также за счет ядерных формфакторов, которые должны принимать на себя передаваемые импульсы, связанные с изменением массы при образовании резонанса.

Эти аргументы приводят к выводу о том, что, если мы хотим получить однозначную теоретическую интерпретацию результатов, то может оказаться неправильным предложение проводить эксперименты по образованию частиц на ядрах при высоких энергиях. Например, различие в константе связи ρ -мезона с фотоном, $\gamma_p^2/4\pi$, измеренной при низких энергиях в Гамбурге (группа ДЭЗИ) [25], и при более высоких энергиях в Стэнфорде [26] и в Корнельском университете [27], может оказаться реальным проявлением двухступенчатых процессов, которые начинают играть важную роль при высоких энергиях. С другой стороны, если ядерные плотности хорошо определены из упругого рассеяния при низких энергиях, то эксперименты при высоких энергиях могут дать сведения о процессах типа $N^*(1480) + p \rightarrow N^*(1690) + p$, которые нельзя измерить непосредственно.

В заключение я приведу предварительные результаты работы, выполненной Хендри и мной. Видя, что кварковая модель успешно описывает наклоны кривых образования N^* , мы начали искать другие случаи аномального хода экспериментальных кривых. В одном классе зарядово-обменных реакций, а именно

$$pn \rightarrow np, \quad \bar{p}p \rightarrow \bar{p}n, \quad \pi p \rightarrow \rho\Delta, \quad \gamma p \rightarrow \pi^+n, \quad \gamma n \rightarrow \pi^-p, \quad (\text{II.8})$$

наблюдаются очень острые «иглы» — дифференциальные сечения вида e^{-50t} при очень малых передаваемых импульсах [$t < 0,02$ ($\text{Гэв}/c$)²], переходящие в обычную кривую типа e^{-8t} при увеличении t [28].

Известно объяснение этого явления с помощью соотношений конспирации в модели полюсов Редже [29]. При этом используется следующая аргументация: закон сохранения углового момента не требует, чтобы спиральная амплитуда $(++ | --)$ обращалась в нуль при $t = 0$, однако в большинстве обменных моделей эта амплитуда

равна нулю при $t = 0$ [30]; тем не менее можно получить для нее ненулевое значение, если в кросс-канале существует соотношение конспирации (а не уклонения). Поскольку в этой амплитуде основную роль играет, по-видимому, обмен пионом, легко объяснить острую форму «иглы».

При изучении этой проблемы с точки зрения кварковой модели следует рассмотреть два вопроса: во-первых, действительно ли амплитуда $\langle ++ | -- \rangle$ отлична от нуля в направлении вперед (мы только что видели, как учет кратного рассеяния приводит к ненулевым значениям амплитуд рождения N^*); во-вторых, можно ли дать простую интерпретацию «игл», не прибегая к усложнениям, связанным с соотношениями конспирации.

Чтобы подойти к этой проблеме, мы должны, конечно, как-то уточнить спиновую структуру амплитуды рассеяния кварка на кварке. Мы предположим, что амплитуда имеет вид [31, 32]

$$f_{qq} = \hat{A} + i \frac{\delta}{m} \hat{C} (\sigma^{(1)} + \sigma^{(2)}) n + \frac{\delta^2}{m^2} \hat{B} \sigma^{(1)} n \sigma^{(2)} n + \hat{G} \tau^\pm + \\ + i \frac{\delta}{m} \hat{L} (\sigma^{(1)} + \sigma^{(2)}) n \tau^\pm + \frac{\delta^2}{m^2} \hat{H} \sigma^{(1)} n \sigma^{(2)} n \tau^\pm, \quad (\text{II.9})$$

где \hat{A} , \hat{C} и \hat{B} относятся к процессам, идущим без обмена зарядом, а \hat{G} , \hat{L} и \hat{H} относятся к зарядово-обменным процессам. Все эти величины могут зависеть от передаваемого импульса δ . Мы подставляем эту амплитуду в оператор F в (II.2) и используем для ψ_i и ψ_f стандартные спин-изоспиновые волновые функции [2, 3] протона и нейтрона. Мы предполагаем, что пространственные волновые функции имеют простой гауссовский вид.

Если записать различные амплитуды в (II.9) в виде

$$\begin{pmatrix} \hat{A} \\ \hat{C} \\ \hat{B} \\ \hat{G} \\ \hat{L} \\ \hat{H} \end{pmatrix} = \frac{i + \alpha}{4\pi} P \begin{pmatrix} A \\ C \\ B \\ G \\ L \\ H \end{pmatrix} \exp \left[-\frac{\delta^2}{2} \begin{pmatrix} a \\ c \\ b \\ g \\ l \\ h \end{pmatrix} \right], \quad (\text{II.10})$$

то можно вычислить все интегралы по промежуточным импульсам и ядерным пространственным координатам в (II.2). Поскольку мы рассматриваем очень малые передаваемые импульсы, мы оставляем только члены до второго порядка в разложении кратного рассеяния.

Первое следствие этого расчета состоит в том, что во всех порядках кратного рассеяния амплитуда $\langle ++ | -- \rangle$ обращается в нуль при $\Delta = 0$. Это следует, по существу, из соотношения для спинового матричного элемента

$$\langle q\uparrow | \sigma \cdot n | q\downarrow \rangle \sim e^{i\varphi\delta} \quad (\text{II.11})$$

Если происходит чистый переброс спина либо протона, либо нейтрона, то фазовый множитель приводит в конце концов к первой степени Δ в окончательном результате. Это означает, что в нашей модели «игла» при малых передаваемых импульсах не может получиться из амплитуды $\langle ++ | -- \rangle$, как это имеет место в модели Редже. Вот первый простой результат, который мы получаем из кварковой модели, и этот результат, по-видимому, остается справедливым также в любой другой составной модели.

Можно теперь спросить, существует ли какой-нибудь другой способ получить «иглы» из кварковых амплитуд. Ясно, что если в модели все амплитуды с переворотом спина обращаются в нуль при $\Delta = 0$, то «игла» должна находиться в амплитудах без переворота спина. Члены однократного рассеяния в такой амплитуде должны, конечно, определяться слагаемым G в кварковой амплитуде, соответствующим зарядовому обмену без переворота спина. В двукратном рассеянии, однако, возможен процесс, при котором спины двух кварков переворачиваются таким образом, что спин нуклона не изменяется. Поскольку каждый переворот спина отдельного кварка может происходить с ненулевой передачей импульса (при этом полная передача импульса должна быть равной нулю), такие процессы могут давать вклад в амплитуды без переворота спина даже при $\Delta = 0$.

Это ожидание фактически подтверждается, если вычислить амплитуду без переворота спина зарядово-обменного

рассеяния нейтронов на протонах. Мы находим

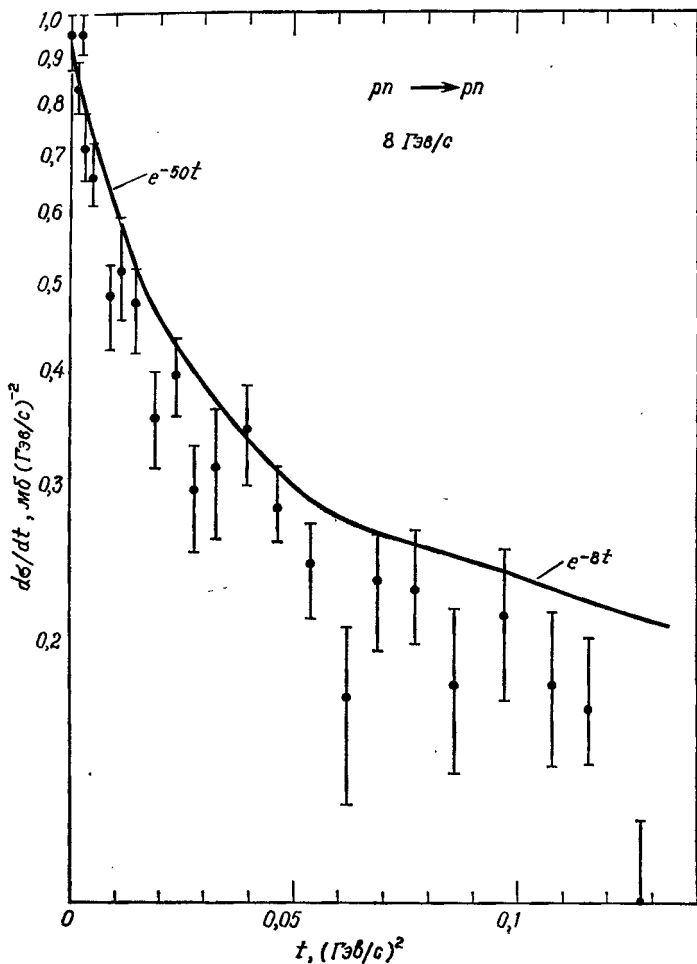
$$\begin{aligned}
 \mathcal{F} = (ip) \left\{ \frac{G(i+\alpha)}{4\pi} e^{R^2\Delta^2/6} e^{-\Delta^2(R^2+g)/2} - \right. \\
 - \frac{4AG(i+\alpha)^2}{(4\pi)^2(2R^2+a+g)} e^{-\Delta^2r_1^2/4} e^{-\Delta^2R^2/6} - \\
 - \frac{8AG(i+\alpha)^2}{(4\pi)^2(R^2+2a+2g)} e^{-\Delta^2r_1'^2/4} e^{-\Delta^2R^2/12} - \\
 - \frac{32BH(i+\alpha)^2}{9(4\pi)^2(2R^2+b+h)^2} \left[1 - \frac{(R^2+b)(R^2+h)}{2R^2+b+h} \Delta^2 + \right. \\
 \left. + \frac{\Delta^2}{8}(2R^2+b+h) + \frac{\Delta^4r_2^2}{32} \right] e^{-r_2^2\Delta^2/4} e^{R^2\Delta^2/6} - \\
 - \frac{32BH(i+\alpha)^2}{3(4\pi)^2(R^2+b+h)^2} \left[1 - \frac{\Delta^2r_2^2}{2} + \frac{\Delta^2(R^2+b+h)}{4} + \frac{\Delta^4r_2^2}{32} \right] \times \\
 \times e^{-r_2^2\Delta^2/4} e^{-\Delta^2R^2/12} - \\
 - \frac{32CL(i+\alpha)^2}{3(4\pi)^2(R^2+l+c)^2} \left(1 - \frac{\Delta^2r_4^2}{4} \right) e^{-\Delta^2r_4^2/4} e^{-\Delta^2R^2/12} + \\
 \left. + \frac{16}{3} \frac{CL(i+\alpha)^2}{(4\pi)^2(2R^2+c+l)^2} \left(1 - \frac{\Delta^2(R^2+c)(R^2+l)}{2(2R^2+l+c)} \right) e^{-\Delta^2r_5^2/4} e^{\Delta^2R^2/6} \right\}, \quad (II.12)
 \end{aligned}$$

где $R^2 = 2/3$ (среднеквадратичный радиус протона), а Δ — передаваемый импульс. Члены, в которые входят комбинации BH и CL , соответствуют упомянутому выше двойному перевороту спина кварка. В написанной формуле

$$\begin{aligned}
 r_1^2 &= \frac{2(R^2+a)(R^2+g)}{2R^2+a+g}, & r_1'^2 &= \frac{(R^2+2a)(R^2+2b)}{R^2+a+g}, \\
 r_2^2 &= \frac{(R^2+2b)(R^2+2h)}{R^2+b+h}, & r_3^2 &= \frac{2(R^2+b)(R^2+h)}{2R^2+h+g}, \\
 r_4^2 &= \frac{(R^2+2c)(R^2+2l)}{R^2+c+l}, & r_5^2 &= \frac{2(R^2+c)(R^2+l)}{2R^2+l+c}.
 \end{aligned}$$

В соответствии с подходом, при котором «игла» ассоциируется с пионным обменом, мы предположили, что за аномалию в зарядово-обменном np -рассеянии при малых t отвечает член, содержащий комбинацию BH , и попытались воспроизвести экспериментальные данные, варьируя B , H , b и h . Один из результатов представлен на фиг. 6.

Конечно, на этой стадии мы показали только, что в кварковой модели можно получить «иглу», которая на-



Ф и г. 6. Описание процесса $pn \rightarrow pn$ при помощи кварковой модели.

В амплитудах с переворотом спина параметры выбраны следующим образом: $b = h = 100 (\text{Гэв}/\text{с})^{-2}$, $G = H = 20 \text{А}$. Это предварительный результат, и указанные значения не следует принимать всерьез, пока работа не будет закончена.

блюдается в рассмотренной конкретной реакции. Едва ли можно считать это большим достижением кварковой модели, если учесть количество свободных параметров. Теперь мы должны ответить на вопрос: приведут ли амплитуды B и H к «иглам», найденным в остальных реакциях из (II.8), аналогично тому, как они привели к «иглам» в зарядово-обменном pp -рассеянии вперед. Соответствующие результаты скоро будут получены. Если ответ окажется утвердительным, то мы действительно получим простое объяснение аномалии дифференциального сечения в этих реакциях, т. е. найдем, что она обусловлена вкладами двойного переворота спина кварков в амплитуды без переворота спина. Используя поляризационные эксперименты при малых t , можно, конечно, сделать выбор между этим объяснением и обычным объяснением с помощью полюсов Редже, упомянутым выше.

Итак, мы видели, что согласие между предсказаниями простой аддитивной кварковой модели для элементов матрицы плотности и совместных распадных распределений производит чрезвычайно внушительное впечатление. Кроме того, обобщая эту модель так, чтобы включить эффекты кратного рассеяния, мы приходим к простому объяснению формы дифференциальных сечений в реакциях рождения нуклонных изобар, а также можем получить острые «иглы» вперед, наблюдаемые в некоторых зарядово-обменных реакциях. Поэтому сейчас представляется, что следует провести более тщательное изучение предсказаний кварковой модели по тем пунктам, где имеются предсказания реджевской модели.

Автор выражает благодарность А. Хендри за многочисленные обсуждения и внимательное прочтение рукописи.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Kokkedee J. J. J.*, The Quark Model, New York, 1969 (основной текст настоящего издания).
2. *Itzykson C., Jacob M.*, Nuovo Cimento, 48A, 909 (1967).
3. *Friar J. L., Trefil J. S.*, Nuovo Cimento, 49, 642 (1967).
4. *Левин Е. М., Франкфурт Л. Л.*, Письма ЖЭТФ, 2, 105 (1965).
5. *Lipkin H. J., Scheck F.*, Phys. Rev. Letters, 16, 71 (1966).
6. *Lipkin H. J.*, Phys. Rev. Letters, 16, 4015 (1966).

7. *Kajantie K., Trefil J. S.*, Nucl. Phys., **B2**, 243 (1967).
8. *Gottfried K., Jackson J. D.*, Nuovo Cimento, **33**, 309 (1964).
9. *Bialas A., Gula A., Muryn B.*, Acta Physica Polonica, **23**, 443 (1967).
10. *Gorczyca B.*, Acta Physica Polonica, **33**, 471 (1968).
11. *Bialas A., Zalewsky K.*, в книге Proceedings of the Heidelberg Conference, Amsterdam, 1967.
12. *Bialas A., Zalewsky K.*, Nucl. Phys., **B6**, 465, 449, 478 (1968).
13. *Bialas A., Gula A., Muryn B.*, Phys. Letters, **24B**, 428 (1967).
14. *Bialas A., Zalewsky K.*, Phys. Letters, **26B**, 170 (1968).
15. *Bonn-Durham-Nijmegen-Paris-Strasbourg-Turin Collaboration*, Phys. Letters, **28B**, 72 (1968).
16. *Kotanski A., Zalewski K.*, Nucl. Phys., **B4**, 559 (1968).
17. *Harrington D., Pagnamenta A.*, Phys. Rev., **173**, 1599 (1968).
18. *Foley K. J., Jones R. S., Lindenbaum S. J., Love W. A., Ozaki S., Platner E. D., Quarles C. A., Willen E. H.*, Phys. Rev. Letters, **19**, 397 (1967).
19. *Faiman D., Hendry A. W.*, Phys. Rev., **173**, 1720 (1968); **180** (1969).
20. *Dalitz R.*, Proceedings of Topical Conference on Nucleon Resonances, University of California at Irvine, 1967.
21. *Greenberg O. W.*, Phys. Rev. Letters, **13**, 598 (1964) (дополнение 4 настоящего издания).
22. *Arnold R. C.*, Phys. Rev., **157**, 1292 (1967).
23. *Frautschi S., Margolis B.*, Nuovo Cimento, **57**, 427 (1968).
24. *Margolis B.*, McGill University preprint.
25. *Astbury J. G., Becker U., Bertram W. K., Joos P., Rhode M., Smith A. J. S., Jordan C. L., Ting S. C. C.*, Phys. Rev. Letters, **19**, 865 (1967).
26. *Bulos F., Busza W., Giese R., Larson R. R., Lieth D. W. G. S., Richter B., Perez-Mendez V., Stetz A., Williams S. H., Beniston M., Rettberg J.*, Phys. Rev. Letters, **22**, 490 (1969).
27. *McClellan G., Mistry N., Mostek P., Ogren H., Silverman A., Swartz J., Talman R.*, Phys. Rev. Letters, **22**, 377 (1968).
28. *Manning G., von der Raay H. B., Reading D. H., Ryan D. G., Jones B. D., Malos J., Lipman N. H.*, Nuovo Cimento, **41**, 167 (1966).
29. *Волков Д. В., Грубое В. Н.*, ЖЭТФ, **44**, 1608 (1963).
30. *Phillips R. J. N.*, Nucl. Phys., **B2**, 394 (1967).
31. *Johnston R. R.*, Nucl. Phys., **36**, 368 (1962).
32. *Sharp D. H., Wagner W. G.*, Phys. Rev., **131**, 2226 (1966).

8. ДУАЛЬНОСТЬ И МОДЕЛЬ КВАРКОВ ДЛЯ МЕЗОНОВ

Я. Коккеда¹⁾

Согласно принципу дуальности в физике сильных взаимодействий [1—5], существуют два приближенных, дополнительных способа описания двухчастичной амплитуды рассеяния $A(s, t)$, а именно, либо в виде суммы полюсов, соответствующих резонансам в прямом канале (s -канале), либо в виде суммы членов, соответствующих обменов полюсами Редже в кросс-канале (в дальнейшем везде рассматривается t -канал). Дуальность вместе с представлением [6] о том, что возможные вклады нерезонансного фона в прямом канале связаны с обменом полюсом Померанчука, приводит к соотношению

$$\langle \text{Im } A_{\text{рез}}^{(s)}(s, t) \rangle = \text{Im } A_{\text{Редже}}^{(s)}(s, t), \quad (1)$$

где скобки $\langle \rangle$ обозначают «полулокальное» среднее вклада резонанса, а в выражении $A_{\text{Редже}}^{(s)}$ исключен вклад от обмена полюсом Померанчука в t -канале.

Из соотношения (1) немедленно следует, что если в прямом канале не существует резонансов (экзотический канал, см. ниже), так что $\text{Im } A_{\text{рез}}^{(s)} = 0$, то $\text{Im } A_{\text{Редже}}^{(s)} = 0$. Это накладывает жесткие ограничения на полюса Редже в t -канале. Находим, что траектории должны появляться в виде вырожденных пар (обменное вырождение) с определенными соотношениями между вершинными частями. В недавних статьях [1—5, 7—11] приводится множество иллюстраций к этому утверждению как для мезонных, так и для барионных траекторий.

В этой заметке мы рассматриваем следствия соотношения (1) и факта отсутствия экзотических резонансов для полной системы мезонных траекторий, появляющихся в нерелятивистской модели кварков. В этой модели мезонные состояния рассматриваются как связанные состояния пары кварк — антикварк $(q\bar{q})_L$ с орбитальным моментом L^2). Известно, что эта модель вместе с соответствующей моделью $(qqq)_L$ для барионов объясняет наблюдаемый спектр адронов³⁾. Экзотическими называются состояния,

¹⁾ J. J. J. Kokkedee, Lettere al Nuovo Cimento, 3, 129 (1970).

²⁾ Мы не будем рассматривать здесь колебательные возбуждения qq -системы.

³⁾ См., например, [3, 12].

квантовые числа которых не разрешены в модели кварков. Мы предположим в согласии с существующими экспериментальными данными, что таких состояний нет, и положим $\text{Im } A_{\text{рез}}^{\text{экз}} = 0$ и $\text{Im } A_{\text{рез}}^{\text{неэкз}} \neq 0$.

Для каждого значения полного момента J (кроме $J = 0$) в $(q\bar{q})_L$ -модели возникают четыре нонета мезонных состояний, которые имеют вид ${}^3(J \pm 1)_J$, 3J_J и 1J_J , если использовать спектроскопическое обозначение ${}^{2s+1}L_J$ (s — полный спин кварков). Это соответствует 32 различным траектори-

Таблица 1

Траектории нестранных мезонов в $(q\bar{q})_L$ -модели

$2s+1L_J$	$N = P(-1)^J$	I	τ	J^{PG}	Траектории Редже
${}^3(J-1)_J$	1	0	+	(четное) ⁺⁺ (нечетное) ⁻⁻	f, f' $\omega, \omega' \equiv \varphi$
		1	+	(четное) ^{+−} (нечетное) ^{−+}	A_2 ρ
${}^3(J+1)_J$	1	0	+	(четное) ⁺⁺ (нечетное) ⁻⁻	$\varepsilon, \varepsilon'$ c, c'
		1	+	(четное) ^{+−} (нечетное) ^{−+}	δ ρ'
3J_J	−1	0	+	(четное) ⁻⁻ (нечетное) ⁺⁺	d, d' a, a'
		1	+	(четное) ^{−+} (нечетное) ^{+−}	y A_1
1J_J	−1	0	+	(четное) ^{−+} (нечетное) ^{+−}	η, η' b, b'
		1	+	(четное) ⁻⁻ (нечетное) ⁺⁺	π B

ям, из которых 16 имеют четную сигнатуру τ (J четное) и 16 — нечетную (J нечетное). В табл. 1 приведены 24 не-сторонние траектории. Не все они пока установлены экспериментально в том смысле, что не на все из них попадают один или больше установленных резонансов. Траектории, обозначенные $a, a', b, b', c, c', d, d', y, \rho'$ (последний столбец), пока еще «пусты», а для нескольких других (s, s', δ) данные пока не убедительны¹⁾. Обозначим траектории с $I = 1$ через Y , а траектории с $I = 0$ через X и X' ($X = f, \omega, \dots$; $X' = f', \omega', \dots$). Состояния на траекториях X и X' в каждой строке табл. 1 представляют собой при данном J , вообще говоря, смеси чистых унитарных состояний

$$X_1 = \frac{1}{\sqrt{3}} (p\bar{p} + n\bar{n} + \lambda\bar{\lambda}), \quad X_8 = \frac{1}{\sqrt{6}} (p\bar{p} + n\bar{n} - 2\lambda\bar{\lambda}). \quad (2)$$

Здесь p, n и λ — кварки.

Рассмотрим процессы типа

$$M_1 + M_2 \rightarrow M_3 + M_4, \quad (3)$$

где M_i ($i = 1, 2, 3, 4$) — мезон с $I = 1$, находящийся где угодно на любой траектории Y из табл. 1. Используя кроссинг-симметрию, мы можем записать амплитуды $A^{(s)}$, $\bar{A}^{(s)}$, $\bar{A}^{(s)}$ трех процессов

$$M_1^{(+)} + M_2^{(+)} \rightarrow M_3^{(+)} + M_4^{(+)}, \quad (4a)$$

$$M_1^{(-)} + M_2^{(+)} \rightarrow M_3^{(-)} + M_4^{(+)}, \quad (4б)$$

$$M_3^{(-)} + M_2^{(+)} \rightarrow M_1^{(-)} + M_4^{(+)}, \quad (4в)$$

(верхние индексы (\pm) указывают заряд) через амплитуды $A_I^{(t)}$ с данным изоспином I в t -канале. Если в t -канале

¹⁾ Отметим, что состояния с $J = 0$ на траекториях y, d и d' относятся к экзотическим.

учесть вклады только траекторий с $I = 0$ и 1 , то получаем¹⁾

$$A^{(s)} = \frac{1}{3} A_0^{(t)} - \frac{1}{2} A_1^{(t)} = \left[\frac{1}{3} A_0^{(t)} - \frac{1}{2} A_1^{(t)} \right]_+ + \left[\frac{1}{3} A_0^{(t)} - \frac{1}{2} A_1^{(t)} \right]_-, \quad (5a)$$

$$\tilde{A}^{(s)} = \frac{1}{3} A_0^{(t)} + \frac{1}{2} A_1^{(t)} = \left[\frac{1}{3} A_0^{(t)} + \frac{1}{2} A_1^{(t)} \right]_+ + \left[\frac{1}{3} A_0^{(t)} + \frac{1}{2} A_1^{(t)} \right]_-, \quad (5b)$$

$$\bar{A}^{(s)} = A^{(u)} = \left[\frac{1}{3} A_0^{(t)} - \frac{1}{2} A_1^{(t)} \right]_+ - \left[\frac{1}{3} A_0^{(t)} - \frac{1}{2} A_1^{(t)} \right]_-, \quad (5b)$$

где символ $[\dots]_{+(-)}$ выделяет часть амплитуды, четную (нечетную) относительно кроссинг-преобразования.

Первый из процессов (4) относится к классу экзотических, остальные два неэкзотические. Поэтому как следствие соотношений (1) мы ожидаем

$$\text{Im } A_{\text{Редже}}^{(s)} = 0, \quad \text{Im } \tilde{A}_{\text{Редже}}^{(s)} \neq 0, \quad \text{Im } \bar{A}_{\text{Редже}}^{(s)} \neq 0. \quad (6)$$

Из соотношений (5) следует, что для выполнения этих условий должна иметь место компенсация между вкладом $[A_0^{(t)}]_+$ и $[A_1^{(t)}]_-$, а также между $[A_1^{(t)}]_+$ и $[A_0^{(t)}]_-$. Кроме соотношений между вычетами, которые мы здесь явно не рассматриваем, это требует, чтобы были вырождены траектории Редже с противоположной сигнатурой и различным изоспином (равным нулю или единице). Конечно, из процессов (3) мы получаем только условия для траекторий с одной и той же G -четностью. Более того, мы должны потребовать, чтобы компенсация имела место независимо для траекторий с положительной и отрицательной нормальностью N , как это следует уже из рассмотрения процессов, в которых в t -канале появляются траектории только одного типа. Наконец, мы предполагаем, что для

¹⁾ Соотношение между $A^{(s)}$ и $\bar{A}^{(s)}$, вытекающее из (5a) и (5b), выполняется при специальных выборах определения спиновых амплитуд. См., например, [13]. Поскольку принцип обменного вырождения применяется по отдельности к каждому спиновому состоянию, мы можем не рассматривать здесь спиновые индексы, помня только, что в общем случае в t -канале реакции (3) при заданной сигнатуре имеются состояния с той и другой четностью.

траекторий с $N = 1$ вырождение наблюдается между теми из них, которые при данном J имеют одинаковые значения L . Этот выбор представляется наиболее естественным, поскольку при данном J мы ожидаем, что массы $(q\bar{q})_L$ -состояний увеличиваются с ростом L . Другими словами, на диаграмме Чу — Фраучи траектории ${}^3(J+1)_J$ находятся, по-видимому, гораздо правее траекторий ${}^3(J-1)_J$, а траектории ${}^{1,3}J_J$ лежат где-то между ними. Таким образом, ожидается, что в мезонных процессах внутри одного семейства ${}^{2^3+1}L_J$ связаны только траектории с противоположной сигнатурой и различным изоспином; мы имеем

$$\begin{aligned} (f, f') &\leftrightarrow \rho, & (\omega, \omega') &\leftrightarrow A_2, \\ (\varepsilon, \varepsilon') &\leftrightarrow \rho', & (c, c') &\leftrightarrow \delta, \\ (d, d') &\leftrightarrow A_1, & (a, a') &\leftrightarrow y, \\ (\eta, \eta') &\leftrightarrow B, & (b, b') &\leftrightarrow \pi. \end{aligned} \quad (7)$$

Если потребовать, чтобы состояния с $I = 0$ из данного нонета имели различные массы и, следовательно, различные траектории, то из траекторий с $I = 0$ в каждом из условий (7) только одна может быть вырожденной с соответствующей траекторией с $I = 1$. Следовательно, вторая не должна быть связана с процессом (3). Это требует «идеального» смешивания во всех нонетах, означающего, что при любой комбинации (s, L, J) состояния из траекторий X и X' должны иметь кварковую структуру $X = (1/\sqrt{2})(p\bar{p} + n\bar{n})$ и $X' = \lambda\bar{\lambda}$ [3, 12]. В этом случае, записывая $m_X^2 = m_{p,n}^2 + \delta$, где δ представляет величину нарушения $SU(3)$ -симметрии¹⁾, мы приходим к следующим массовым соотношениям, вытекающим из модели кварков:

$$\begin{aligned} m_X^2(s, L, J) &= m_{X'}^2(s, L, J) = m^2(s, L, J), \\ m_{X'}^2(s, L, J) &= m^2(s, L, J) + 2\delta. \end{aligned} \quad (8)$$

Используя эти соотношения вместе с условиями (7), мы получаем следующую схему вырождения нестранных

¹⁾ Из значений масс установленных нонетов выводим $\delta = (0,2-0,3) (G\alpha)^2$.

траекторий:

$$\begin{aligned}
 {}^3(J-1)_J: & \quad f = \rho = \omega = A_2, \quad f' = \omega', \\
 {}^3(J+1)_J: & \quad \varepsilon = \rho' = c = \delta, \quad \varepsilon' = c', \\
 {}^3J_J: & \quad d = A_1 = a = y, \quad d' = a', \\
 {}^1J_J: & \quad \eta = B = b = \pi, \quad \eta' = b',
 \end{aligned} \tag{9}$$

где первая строчка хорошо известна [7—11]. Все траектории X' не связаны с нестранными мезонами. Однако они входят в реакции, включающие только странные мезоны. При этом отсутствие в таких процессах резонансов в каналах со странностью ± 2 объясняется вырождением этих траекторий, которое показано в соотношениях (9).

Аналогичное вырождение имеет место в случае траекторий K^* . Имеем

$$m_{K^*}^2(s, L, J) = m^2(s, L, J) + \delta. \tag{10}$$

Соотношения (8) и (10) можно объединить, записав

$$m^2(s, L, J, n) = m^2(s, L, J) + n\delta, \tag{11}$$

где n — число $\lambda(\bar{\lambda})$ -кварков в $\bar{q}\bar{q}$ -состоянии.

Полученные результаты не противоречат условиям, следующим из применения дуальности к процессам с участием барионов, таким, как $KN \rightarrow KN$ и $NN \rightarrow NN$ ($K = K^+$ или K^0 , N — нуклон), где в том и другом случае в s -канале не существует резонансов. Рассмотрим, например, последний процесс. Мнимая часть вклада резонансов в каждую из пяти независимых спиральных амплитуд s -канала равна нулю при каждом значении изоспина в s -канале. Из кроссинговых свойств этих амплитуд можно показать, что это приводит к условиям, включающим траектории с одинаковыми изоспином и нормальностью, противоположной G -четностью и противоположной сигнатурой, а именно [ср. замечания, предшествующие (7)]:

$$\begin{aligned}
 A_2 & \leftrightarrow \rho, & (f, f') & \leftrightarrow (\omega, \omega'), \\
 \delta & \leftrightarrow \rho', & (\varepsilon, \varepsilon') & \leftrightarrow (c, c'), \\
 \pi & \leftrightarrow B, & (\eta, \eta') & \leftrightarrow (b, b'), \\
 y & \leftrightarrow A_1, & (d, d') & \leftrightarrow (a, a').
 \end{aligned} \tag{12}$$

Эти условия не противоречат (7), (8) и (9).

Отметим, что при объединении условий (7) и (12) мы приходим к выводу, что из существования наблюдавшихся

траекторий ρ , A_2 , f , f' , ω , $\omega' = \varphi$, A_1 , B , π , η , η' , δ , ε , ε' следует существование пока не наблюдававшихся траекторий ρ' , y , a , a' , b , b' , c , c' , d , d' .

Предположим теперь, что все траектории линейны и параллельны друг другу с одинаковым наклоном $(2m_\rho^2)^{-1}$. Это значение наклона получено в модели Венециано [14] и близко к экспериментальному значению. Поскольку $m_{A_1}^2 \approx 2m_\rho^2$ (массовая формула Вейнберга), мы получаем дополнительный результат, что (при фиксированном n) траектории 3J_J совпадают с траекториями 1J_J , т. е. $m^2(s, L, J)$ не зависит от s . Если сверх того траектории ${}^3(J-1)_J$ и ${}^3(J+1)_J$ при фиксированном n (их квантовые числа одинаковы) отличаются на $\Delta J = 1$, как это имеет место в модели Венециано, где одна из них является дочерней траекторией относительно другой, то мы приходим к схеме, показанной на фиг. 1. Мы положили $m_\pi^2 = 0$. Нарисованы только траектории с $n = 0$. Траектории с $n = 1$ и $n = 2$ получаются из них параллельным переносом на $\Delta m^2 = \delta$ и 2δ соответственно.

Соответствующий этой фигуре спектр содержит, кроме двух псевдоскалярных состояний при $m^2 = 0$ (ср. примечание 1 на стр. 331), еще по четыре состояния при каждом ненулевом значении m^2 , кратном m_ρ^2 , а именно: 1) при $m^2 = m_\rho^2$ состояния ε и δ с $J = 0$ и состояния ρ и ω с $J = 1$; 2) при $m^2 = 2m_\rho^2$ состояния A_1 и B с $J = 1$, а также два еще не открытых изоскалярных состояния с квантовыми числами $J^{PG} = 1^{++}$ и 1^{+-} , которые могут распадаться на $(4\pi, \eta\pi\pi)$ и 3π соответственно; 3) при $m^2 = 3m_\rho^2$ состояния A_2 и f с $J = 2$, а также еще два пока не открытых состояния с $J = 1$ с квантовыми числами ρ - и ω -мезонов и т. д.

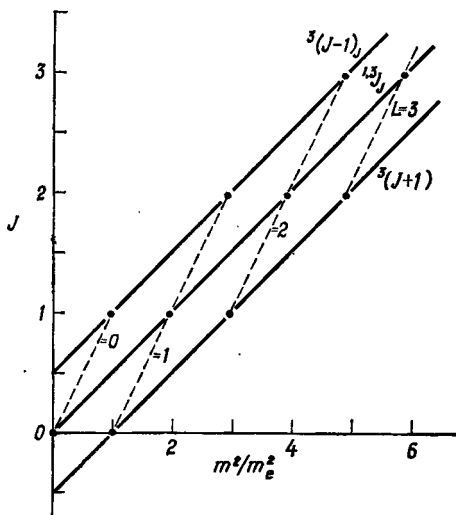
Любопытная эмпирическая формула, воспроизводящая схему фиг. 1, имеет вид

$$m^2(s, L, J) = m_\rho^2(L + J). \quad (13)$$

Зависимость m^2 от $L + J$ при любом значении стоящей впереди константы приводит сразу к выводу, что траектории с $N = 1$ и $N = -1$ отличаются на $\Delta J = 1/2$ и пересекают ось ординат в точках $(1/2, -1/2)$ и 0 соответственно. Этот результат следует также из формулы Венециано вместе с условием Адлера [15, 16]. Отметим, что при

интерполяции по L , если значение s остается фиксированным вдоль траектории, имеет место интерполяция между физическими значениями J .

Как рассмотренная схема соответствует экспериментальным фактам? Известно, что в случае траекторий



Ф и г. 1. Диаграмма Чу — Фраучи для мезонных траекторий с $n = 0$, соответствующих $(\bar{q}q)_L$ -модели.

Каждая точка при целом J на каждой из двух внешних траекторий представляет два состояния, каждая точка на внутренней траектории представляет четыре состояния (кроме точки $J = 0$, где их два), квантовые числа которых можно найти в табл. 1.

${}^3(J-1)_J$ ситуация оказывается хорошей [1—5, 7—11]: вырождение $\omega - \rho - f - A_2$ почти выполняется для экспериментальных значений масс¹⁾. О траекториях

¹⁾ Наблюдаемое расщепление максимума A_2 представляет собой трудность для схемы, представленной на фиг. 1. Если это расщепление должно интерпретироваться как результат приближенного вырождения двух независимых изовекторных состояний с $J^{PG} = 2^{+-}$, единственными кандидатами в которые в $(\bar{q}q)_L$ -модели являются конфигурации 3P_2 и 3F_2 , то это потребовало бы, чтобы вблизи $m^2 = m_{A_2}^2$ пересекались траектории δ и A_2 , т. е. траектории ${}^3(J+1)_J$ и ${}^3(J-1)_J$. Обсуждение такой непривлекательной возможности см. в работе [17].

${}^3(J+1)_J$ имеется мало данных. Если массы частиц ϵ и δ с $J^P = 0^+$ равны 750 и 960 Мэв [3], то вырождение, показанное на фиг. 1, реализуется только приближенно. Как и в модели Венециано, главная трудность связана с траекториями с $N = -1$, которые, по-видимому, далеки от идеального смешивания, что ясно из большой разницы масс π - и η -мезонов. Более того, в экспериментах $m_{A_1}^2 \neq m_B^2$; фактически $m_B^2 - m_{A_1}^2 \approx m_\eta^2 - m_\pi^2 \approx 1/2 m_\rho^2$. Очевидно, в природе дуальность нарушена. Почему она нарушена гораздо сильнее для траекторий с неестественной четностью, чем для траекторий с естественной четностью, остается не выясненным.

Заключительное замечание. Здесь мы ставили только вопрос о том, какие ограничения накладывает требование дуальности на заданную систему мезонных траекторий, возникающих в модели кварков. Но существует и совершенно другой вопрос: допускают ли уравнения для общих адронных процессов, вытекающие из требования дуальности, такие решения, в которых получается только эта система траекторий, или все решения содержат дополнительные состояния, не возникающие в модели кварков? Имеются указания на то, что справедливо последнее утверждение [18, 19].

Я благодарен проф. Дж. де Сварту за чтение рукописи и некоторые полезные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Dolen R., Horn D., Schmid C., Phys. Rev., 166, 1768 (1968).
2. Schmid C., Phys. Rev. Letters, 20, 689 (1968).
3. Harari H., в книге Proceedings of the XIV International Conference on High Energy Physics, Vienna, Prentki J., Steinberger J., Eds., Geneva, 1968.
4. Jacob M., Schlading Lectures, CERN TH 1010, March 1969.
5. Lipkin H. J., в книге Proc. Lund International Conference on Elementary Particles (Sweden, 1969).
6. Harari H., Phys. Rev. Letters, 20, 1395 (1968).
7. Chiu C. B., Finkelstein J., Phys. Letters, 27B, 510 (1968).
8. Schmid C., Lett. Nuovo Cimento, 1, 165 (1969).
9. Capps R. H., Phys. Rev. Letters, 22, 215 (1969).
10. Mandula J., Rebbi C., Slansky R., Weyers J., Zweig G., Phys. Rev. Letters, 22, 1147 (1969).
11. Schwimmer A., Phys. Rev., 184, 1508 (1969).

12. *Kokkedee J. J. J.*, The Quark Model, New York, 1969 (основной текст настоящего издания).
13. *Van Hove L.*, в книге Particle Physics at High Energies, Priest T. W., Vick L. L. J., Eds., Edinburgh, 1967.
14. *Veneziano G.*, Nuovo Cimento, 57A, 190 (1968).
15. *Lovelace C.*, Phys. Letters, 28B, 265 (1968).
16. *Ademollo M.*, *Veneziano G.*, *Weinberg S.*, Phys. Rev. Letters, 22, 83 (1969).
17. *Dalitz R. H.*, лекция на Международной конференции по симметриям и моделям кварков, Detroit, June 1969.
18. *Rosner J. L.*, Phys. Rev. Letters, 21, 950 (1968).
19. *Mandula J.*, *Weyers J.*, *Zweig G.*, Phys. Rev. Letters, 23, 627 (1969).

СО Д Е Р Ж А Н И Е

Д. И в а н е н к о. Эволюция модели кварков. (Вступительная статья)	5
П р е д и с л о в и е а в т о р а	33
<i>Глава 1.</i> ГРУППА ИЗОСПИНОВЫХ ПРЕОБРАЗОВАНИЙ $SU(2)$. . .	37
<i>Глава 2.</i> ГРУППА УНИТАРНЫХ ПРЕОБРАЗОВАНИЙ $SU(3)$. . .	40
§ 1. Фундаментальный триплет	40
§ 2. Высшие мультиплеты	41
§ 3. Унитарный спин	45
<i>Глава 3.</i> ГРУППА $SU(6)$	46
<i>Глава 4.</i> КВАРКИ И КВАРКОВЫЕ МОДЕЛИ	50
§ 1. Общие замечания	50
§ 2. Поиски кварков	51
§ 3. Основные предположения	54
§ 4. Другие составные модели	57
<i>Глава 5.</i> ОСНОВНЫЕ МЕЗОННЫЕ СОСТОЯНИЯ	59
§ 1. Суперпозиция кварковых состояний	59
§ 2. Волновые функции	63
<i>Глава 6.</i> ОСНОВНЫЕ БАРИОННЫЕ СОСТОЯНИЯ	65
§ 1. Состояния, принадлежащие декуплету	65
§ 2. Состояния, принадлежащие октету	67
<i>Глава 7.</i> ДИНАМИЧЕСКИЕ ВОПРОСЫ	71
§ 1. Силы, действующие между кварками	71
§ 2. Трудности простых динамических моделей	72
§ 3. Могут ли кварки подчиняться статистике Ферми?	77
§ 4. Изучение системы кварк — антикварк	80

<i>Глава 8.</i> РАЗНОСТИ МАСС В $SU(3)$ -МУЛЬТИПЛЕТАХ	81
§ 1. Мезоны	81
§ 2. Барионы	86
<i>Глава 9.</i> СОСТОЯНИЯ, ВОЗБУЖДЕННЫЕ ПО ОРБИТАЛЬНОМУ МОМЕНТУ	89
§ 1. Мезонные резонансы	89
§ 2. Замечания	95
§ 3. Барионные резонансы с отрицательной четностью	96
§ 4. Барионные резонансы с положительной четностью	100
§ 5. Симметричная модель	102
<i>Глава 10.</i> ПРОЦЕССЫ СЛАБОГО РАСПАДА	106
§ 1. Бета-распад	106
§ 2. Отношение G_A/G_V	108
§ 3. Парадокс Ван Ройена — Вайскопфа	110
§ 4. Нелептонный распад	114
<i>Глава 11.</i> МАГНИТНЫЕ МОМЕНТЫ	115
§ 1. Вычисление магнитных моментов адронов	115
§ 2. Аномальный магнитный момент кварка	117
<i>Глава 12.</i> ПРОЦЕССЫ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО РАСПАДА	120
§ 1. Радиационный распад векторных мезонов	120
§ 2. Радиационный распад барионных резонансов	123
§ 3. Лептонный распад векторных мезонов	124
§ 4. Электромагнитный распад π^0 - и η -мезонов	127
§ 5. Выводы	128
<i>Глава 13.</i> ПРОЦЕССЫ СИЛЬНОГО РАСПАДА	129
§ 1. Общие замечания	129
§ 2. Распад барионных резонансов	130
§ 3. Распад векторных мезонов	131
<i>Глава 14.</i> ПРЕДПОЛОЖЕНИЕ АДДИТИВНОСТИ ДЛЯ РАССЕЯНИЯ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ	134
§ 1. Формулировка аддитивности	134
§ 2. Неаддитивность процессов аннигиляции бариона и антибариона	136
§ 3. Три класса неупругих конечных состояний	140
<i>Глава 15.</i> УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ В ПРЕДЕЛЕ $s \rightarrow \infty$	142

<i>Глава 16.</i> СООТНОШЕНИЯ МЕЖДУ ПОЛНЫМИ СЕЧЕНИЯМИ . . .	147
§ 1. Обсуждение различных соотношений	147
§ 2. Сечения рассеяния кварков	153
§ 3. Замечания	155
<i>Глава 17.</i> НЕУПРУГИЕ ДВУХЧАСТИЧНЫЕ ПРОЦЕССЫ	157
§ 1. Общие замечания	157
§ 2. Соотношения между сечениями	159
§ 3. Спиновые матрицы плотности	164
§ 4. Фоторождение векторных мезонов	166
<i>Глава 18.</i> АННИГИЛЯЦИЯ БАРИОНА И АНТИБАРИОНА И МНОЖЕСТВЕННОЕ РОЖДЕНИЕ	170
§ 1. Аннигиляция бариона и антибариона	170
§ 2. Процессы множественного рождения	174
Приложение	178
Литература	180

ДОПОЛНЕНИЯ

1. Схематическая модель барионов и мезонов. <i>М. Гелл-Манн</i>	186
2. Базисные $SU(3)$ -триплеты с целочисленным зарядом и барионным числом единица. <i>Х. Бакри, Дж. Нуйтс и Л. Ван Хов</i>	191
3. Трехтриплетная модель с двойной $SU(3)$ -симметрией. <i>М. Хан, И. Намбу</i>	196
4. Спиновая и унитарно-спиновая независимость в паракварковой модели барионов и мезонов. <i>О. Гринберг</i>	209
5. Возможно ли нерелятивистское приближение для описания внутренней динамики «элементарных» частиц? <i>Г. Морпурго</i>	219
6. Кварковая субструктура мезонных и барионных состояний. <i>Р. Далиц</i>	236
7. Новые результаты в кварковой модели. <i>Дж. Треффил</i>	303
8. Дуальность и модель кварков для мезонов. <i>Я. Кожкедэ</i>	329