

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

539.12.01

НЕРЕЛЯТИВИСТСКАЯ МОДЕЛЬ КВАРКОВ

Е. М. Левин, Л. Л. Франкфурт

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	243
I. Модель нерелятивистских кварков и классификация адронов	247
II. Массовые формулы в модели кварков	251
III. Электромагнитные свойства адронов	255
IV. Слабые взаимодействия адронов	259
V. Рассеяние частиц высоких энергий (описание модели)	261
VI. Основные следствия модели кварков для рассеяния адронов высоких энергий	263
VII. Соотношения между полными сечениями	266
VIII. Соотношения между дифференциальными сечениями неупругих реакций	269
IX. Матрица плотности	273
X. Столкновения адронов высоких энергий (взаимоотношения модели нерелятивистских кварков с другими теориями)	276
XI. Заключение	278
Что и зачем нужно измерять	278
Приложение. I. Волновые функции адронов в модели кварков	279
Приложение II	282
Цитированная литература	286

ВВЕДЕНИЕ

Открытие большого и притом все более возрастающего числа новых частиц, разнообразие их свойств вызвало к жизни групповой подход к исследованию сильно взаимодействующих частиц. Особенно важная роль принадлежит симметрии $SU(3)^{1,2}$. На ее основе удалось построить классификацию мезонов и барионов. Блестящим подтверждением теории служит обнаружение синглетов и октетов псевдоскалярных, векторных и тензорных мезонов, октета $J^P(1/2^+)$ и декуплета $J^P(3/2^+)$ барионов³. С другой стороны, большое различие масс частиц, входящих в один мультиплет, указывает на то, что $SU(3)$ -симметрия сильно нарушена, и это заставляет искать динамический источник симметрий. Полезно обратиться за аналогиями к ядерной физике, в которой групповой подход применяется давно и с успехом.

В ядерной физике источник симметрий совершенно нагляден: все ядра построены из протонов и нейтронов, которые можно считать тождественными, если пренебречь электромагнитными взаимодействиями (так возникает изотопическая симметрия); если же пренебречь спин-спиновым и спин-орбитальным взаимодействиями нуклонов, то получится более высокая симметрия $SU(4)^4$, играющая в ядрах такую же роль, что и $SU(6)^{5,6}$ — в элементарных частицах.

Можно попытаться развить аналогию дальше, построив «квазядерную» модель сильно взаимодействующих частиц (эти частицы принято называть адронами), считая, что все адроны состоят из нескольких фунда-

ментальных составляющих. Первая попытка была сделана Ферми и Янгом в 1949 г. ⁷. Они отметили, что Λ -мезон может представлять собой связанное состояние нуклона и антинуклона. После открытия «странных» частиц Саката увеличил число фундаментальных частиц до трех, подключив к протону и нейтрону еще лямбда-гиперон и соответствующие антибарионы ⁸. Модель сыграла полезную роль при классификации мезонов и построении теории слабого взаимодействия ⁹. Однако позднее выяснилось, что модель Саката приводит к неправильной классификации барионов ¹⁰. Ее сменила октетная версия $SU(3)$ ^{1, 2}, на основе которой были успешно расклассифицированы мезоны и барионы и даже предсказаны массы новых частиц ¹. Обнаружение Ω^- явилось триумфом группового подхода. С другой стороны, чисто теоретически кажется странным, что низшие триплетные представления $SU(3)$ не реализуются в природе, в отличие, например, от того, что имеет место для изотопической симметрии и группы вращений. Кроме того, в $SU(3)$ непонятна выделенность нонетов для мезонов, октетов и декуплетов для барионов.

В связи с этим Гелл-Манн и Цвейг в 1964 г. поставили вопрос о возможности существования частиц, реализующих триплетное представление $SU(3)$ и обладающих необычными свойствами: дробным зарядом и барионным числом, равным $1/3$ ^{11, 12}. Если эти частицы существуют в свободном состоянии, то по крайней мере одна из них должна быть стабильной. Обозначим через Q_p, Q_n изодублет со странностью, равной нулю, а через Q_λ — изосинглет со странностью, равной -1 . Гелл-Манн назвал их кварками, а Цвейг — тузами. Антикварки обозначаются $\bar{Q}_p, \bar{Q}_n, \bar{Q}_\lambda$.

Если интерпретировать наблюдаемые элементарные частицы как составные системы, построенные из кварков и антикварков, то удастся построить наиболее экономную классификацию адронов, создать своего рода «таблицу Менделеева» для элементарных частиц. Действительно, простейшая структура бариона $Q-Q-Q$, поэтому барионы должны группироваться в синглеты, октеты и декуплеты, так как $3 \times 3 \times 3 = 1 + 8 + 8 + 10$. Простейшая структура мезона $Q-\bar{Q}$, следовательно, как и в модели Сака-ты ^{8, 9}, мезоны должны объединяться в нонеты: синглеты и октеты, так как $3 \times 3^* = 1 + 8$. (Наглядное объяснение использованного выше разложения произведений представлений $SU(3)$ на неприводимые дается в обзоре ¹³.) Предсказание, что мезоны группируются в нонеты, находится в блестящем согласии с опытом: твердо установлено существование нонетов псевдоскалярных, векторных и, очень вероятно, наличие нонета тензорных мезонов. В случае барионов полностью заполнены октет $1/2^+$ и декуплет $3/2^+$; в остальных мультиплеттах наблюдается только часть частиц. В настоящее время не известно ни одного достоверного адрона, который не укладывался бы в систематику, построенную в предположении, что адроны состоят из минимального числа кварков: барионы из трех кварков, а мезоны из кварка и антикварка.

Интерес к модели кварков возрос позднее в связи с появлением группы $SU(6)$ и ее обобщений ⁵. Эти симметрии, несмотря на успехи в объяснении статических свойств адронов ^{5, 6}, являются, по-видимому, неправильными, так как они противоречат лоренц-инвариантности и сохранению вероятности ¹⁴. Тогда же выяснилось, что основные результаты симметрий можно получить в более традиционной модели кварков ¹², в которой симметрии типа $SU(6)$ являются лишь приближенными (в точной аналогии с вигнеровской теорией ядра ⁴).

Кварковым моделям посвящено большое число работ, но недостаток места, к сожалению, позволяет остановиться только на некоторых из них. Мы ограничимся в обзоре изложением простейшей нерелятивистской модели кварков. В основе этой модели лежит предположение, что сильное

взаимодействие между исходными кварками сохраняет их индивидуальность, меняя только параметры кварков, и что эффективные квазичастицы внутри адрона (мы их также будем называть кварками) слабо взаимодействуют друг с другом и медленно движутся друг относительно друга¹⁵⁻¹⁷. Нерелятивистский характер движения кварков внутри адронов обеспечивает применимость обычных методов атомной физики, что позволяет легко построить более полную систематику адронов по типу $L - S$ -связи, учтя спин и орбитальный момент кварков. Например, для мезонов модель кварков (как и любая составная модель, в основе которой лежит триплет фермионов) предсказывает как обычную четность P , так и G -четность в согласии с опытом. Для низших состояний с орбитальным моментом, равным нулю, кроме того, удалось объяснить некоторые свойства адронов. Для возбужденных состояний адронов, ввиду неясности экспериментальной ситуации, можно утверждать только, что классификация адронов в модели кварков не противоречит опыту.

Используя методы атомной физики, в модели кварков удалось довольно легко не только объяснить расщепление масс адронов внутри мультиплета¹, но и связать разности масс частиц, принадлежащих различным мультиплетам $SU(3)$ ^{12, 15, 18} (например, октета $1/2^+$ и декуплета $3/2^+$), в согласии с опытом. Не менее успешным явилось и объяснение электромагнитных разностей масс адронов⁵⁵. Отметим, что в симметриях более высоких, чем $SU(3)$, предсказания фактически отсутствуют, так как там массовые формулы содержат слишком много параметров.

Значительных успехов достигла модель кварков при объяснении электромагнитных свойств адронов. В частности, теория предсказывает магнитные моменты барионов (см. ниже табл. VI) в хорошем согласии с опытом. (Например, $\mu_p/\mu_n = -3/2$ (теория)^{5, 6, 15}; это отношение, измеренное на опыте, равно $-1,46$.) Магнитный момент радиационного распада $\mu_{\Delta p}$ в 1,28 раза отличается от теоретического. Предсказания, полученные для формфакторов, также не противоречат опыту (см. ниже табл. VII, VIII)^{19, 20}. Все эти результаты не вытекают из $SU(3)$.

Если считать, что радиус кварка меньше радиуса адрона, то из модели кварков следует равенство $G_E^p(t) = G_M^p(t)/\mu_p$ ¹⁵, где $G_E^p(t)$, $G_M^p(t)$ — саксовские электрический и магнитный формфакторы нуклона. Этот результат находится в хорошем согласии с опытом в широкой области переданных импульсов²¹.

В полулептонных слабых взаимодействиях модель кварков объясняет известные правила отбора: $\Delta T = 1$ в распадах с сохранением странности и $\Delta T = 1/2$, $\Delta S = \Delta Q = 1$ в распадах с нарушением странности. Для описания полулептонных распадов в модели кварков, в соответствии с опытом²², достаточно задать параметры β -распада кварков и угол Кабиббо²³ (см. ниже табл. X). По сравнению с $SU(3)$ для наблюдаемых в настоящее время полулептонных процессов, модель кварков предсказывает определенное F/D -отношение в распадах октета $1/2^+$ и устанавливает связь между распадами декуплета $3/2^+$ и октета $1/2^+$ в согласии с опытом²². Заметим, что правила отбора не являются привилегией модели кварков, они справедливы в любой модели, в которой адроны построены из трех фермионов и в которой слабое взаимодействие можно описать как распад одного фермиона⁹. Нетривиальное предсказание следует для аксиального формфактора нуклона: $F_A(t)/G_A = G_E^p(t)$, если считать, как и выше, что размеры кварков много меньше размеров нуклона. Последнее соотношение также не противоречит опыту²⁴.

Модель кварков позволяет объяснить некоторые особенности рассеяния адронов высоких энергий, если предположить, что рассеяние двух частиц сводится к однократному рассеянию кварков, из которых состоят

эти частицы. Для этого во всяком случае необходимо, чтобы кварки были нерелятивистскими внутри адрона и их размеры были много меньше размеров адрона. В этих предположениях получаются, например, «правила отбора» для рассеяния адронов высоких энергий (см. гл. VI): $|\Delta Q| \leq 1$, $|\Delta T| \leq 1$, $|\Delta S| \leq 1$ ^{25, 26}. Углы смешивания (см. гл. II) для нонетов 0^- , 1^- , 2^+ , определяемые из опытов по рассеянию адронов при высоких энергиях²⁸, не противоречат их значениям, вычисленным из масс известных частиц^{18, 27, 29}. Менее удовлетворительно описывают модель кварков реакции $P(0^-) + N(1/2^+) \rightarrow P(0^-) + N_\delta(3/2^+)$. (Здесь $P(0^-)$ обозначает мезон из октета 0^- .) В этом случае достаточно хорошо предсказываются спиновые корреляции (см. гл. IX), но хуже — дифференциальные сечения. Для реакции $\pi^+ + p \rightarrow \eta + \Delta^{++}$ вместо минимума при рассеянии на 0° сечение изотропно при $p_\pi = 8 \text{ Гэв}/c$ ³⁰. Примерно в 1,5 раза нарушается неравенство между дифференциальными сечениями реакций $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$ и $\pi^+ + p \rightarrow \pi^0 + \Delta^{++}$ при $Q = 3 \text{ Гэв}$, где Q — энергосвободное.

Если считать, что амплитуда рассеяния кварков слабо зависит от переданного импульса, то основная зависимость дифференциального сечения является универсальной и совпадающей с зависимостью электромагнитного фактора протона³¹ (см. ниже табл. XV).

Полезная особенность модели кварков: в ней легко учесть нарушение $SU(3)$; для этого достаточно считать параметры Q_λ отличными от Q_p и Q_n ^{32, 60, 61}. Это тем более важно, что $SU(3)$ -симметрия сильно нарушается во взаимодействии адронов¹³.

Интересные результаты получаются в предположении, что исходные параметры кварков одинаково перенормируются в мезонах и барионах. С помощью гипотезы об одинаковом утяжелении в мезонах и барионах Цвейг объяснил большую часть разности масс частиц, входящих в один $SU(3)$ -мультиплет, и получил формулы для разности масс мезонов и барионов, которые, как оказалось, находятся в хорошем согласии с опытом¹². Универсальным оказалось и нарушение $SU(3)$ в спин-спиновом взаимодействии кварков¹⁸. Если масса кварков одинаково перенормируется в мезонах и барионах, то отношение центральных масс барионов и мезонов должно равняться 1,5³³, а эксперимент дает значение 1,8 (см. гл. II). Равенство магнитного момента кварков в мезонах и барионах позволяет выразить ширину радиационного распада $\omega \rightarrow \pi^0 + \gamma$ через магнитный момент протона. Теория дает для этой ширины значение $1,2 \text{ Мэв}$ ³⁴, эксперимент $\Gamma = 1,15 \pm 0,25 \text{ Мэв}$ ³. Если считать, что амплитуда рассеяния кварка на кварке (антикварке) слабо зависит от того, принадлежит ли кварк мезону или нуклону, то в померанчуковском пределе $\sigma_{pp}/\sigma_{\pi p} = 3/2$ ²⁵. Последний результат справедлив только, если барионы состоят из трех кварков. Предположим, что при максимально больших энергиях, достигнутых в настоящее время на ускорителях, σ_{pp} и $\sigma_{\pi p}$ мало отличаются от померанчуковского предела; тогда опыт дает $2\sigma_{pp}/(\sigma_{\pi^+p} + \sigma_{\pi^-p}) = 1,58 \pm 0,05$ ³⁵. Все соотношения, которые получены из гипотезы об одинаковых параметрах кварков в мезонах и барионах, непонятны вне модели кварков, и то, что они согласуются с опытом, представляет несомненный интерес.

Одним из серьезных недостатков подхода, в котором кварки рассматриваются как реально существующие частицы, является, конечно, то, что они до сих пор не наблюдались в свободном состоянии. Различные возможности обнаружения кварков подробно обсуждались в обзоре³⁶. Мы приведем новые результаты. Из опытов на ускорителях нижняя граница для массы кварка получена равной 5 Гэв ³⁷. Если же считать, что сечение рождения кварков подавлено из-за наличия большого числа конкурирующих каналов, то экспериментальная нижняя граница значительно

ниже: $m_{\text{кв}} \geq 3 \text{ Гэв}$ ³⁸. Если верить аргументам, основанным на статистической модели, то рождение кварков трудно наблюдать и в космических лучах³⁹. Из экспериментов по поиску кварков в космических лучах верхняя граница для потока кварков $I_Q \leq 10^{-9} \text{ кварк} \cdot \text{см}^{-2} \text{сек}^{-1} \text{стер}^{-1}$ ⁴⁰. Вероятно, легче искать так называемые реликтовые кварки, сохранившиеся в результате эволюции Вселенной. Из модели «горячей» Вселенной предсказывается наиболее вероятное отношение числа реликтовых кварков к числу нуклонов $10^{-10} - 10^{-13}$ ⁴¹. На опыте верхняя граница для числа кварков в графите равна 10^{-16} ^{42, 43}. Столь резкое расхождение с теорией, возможно, связано с тем, что неудачно выбрано вещество²⁷.

Главным недостатком модели кварков является наличие в ней логических трудностей. Например, с точки зрения теории S -матрицы, при большой энергии связи кварка естественно ожидать, что важную роль должны играть и другие виртуальные состояния (ρ -мезоны, нуклонные пары и т. д.), учет которых мог бы радикально изменить все результаты; отсутствие же кварков в свободном состоянии, по нашему мнению, не является аргументом против модели, так как, возможно, кварки являются квазичастицами по типу фононов и экситонов в твердом теле. Любопытно, что один из «изобретателей» кварков М. Гелл-Манн считает их квазичастицами⁴⁴. Большинство, а возможно, и все результаты, приведенные в обзоре, можно объяснить наличием квазичастиц с эффективной массой порядка 300 Мэв . Такое значение эффективной массы кварка определяется из магнитного момента протона¹⁷.

Основная трудность истолкования кварков как квазичастиц состоит, конечно, в том, что неизвестен механизм их возникновения. Но непонимание причин существования столь необычных квазичастиц и неудивительно, так как их появление может быть обусловлено только коллективными явлениями виртуальных состояний. При современном, недостаточном развитии состоянии теории S -матрицы не исключено, что существование кварков как квазичастиц не ведет ни к каким противоречиям. Более того, наличие квазичастиц-кварков не противоречит распространенной точке зрения, что сильно взаимодействующие частицы одинаково неэлементарны. По нашему мнению, невозможность доказательства существования квазичастиц-кварков не дискредитирует схему до тех пор, пока модель не потеряет эвристическую ценность и способность объяснять эксперимент.

Цель обзора — познакомить читателя с наивной моделью нерелятивистских кварков. Для понимания большей части обзора требуется лишь знакомство с основами квантовой механики. Менее доступны для читателя будут замечания, посвященные сравнению предсказаний модели кварков с симметриями. Авторы старались дать краткое объяснение группам $SU(3)$, $SU(6)$, $SU(6)_W$, однако для понимания некоторых глав обзора (например, гл. X) этого, видимо, недостаточно и необходимо более подробное знакомство с теорией групп, например, в объеме работ^{1, 13}. Для удобства читателей в приложении II приводится таблица, в которой перечислены предсказания модели кварков и те гипотезы, которые для этого необходимы.

1. МОДЕЛЬ НЕРЕЛЯТИВИСТСКИХ КВАРКОВ И КЛАССИФИКАЦИЯ АДРОНОВ

В основе модели лежит гипотеза, что все адроны состоят из нескольких прачастиц, обладающих дробным зарядом Q , барионным числом B , равным $1/3$ ^{11, 12}. Следуя Гелл-Манну, мы будем называть эти частицы кварками¹¹. Кварки Q_p , Q_n образуют изотопический дублет со странностью $S = 0$, а кварк Q_λ — изосинглет с $S = -1$. Считая, что для

кварков справедлива формула Гелл-Манна — Нишиджимы:

$$Q = T_3 + \frac{S+B}{2},$$

можно найти заряд кварков. (Сумму $S + B$ принято называть гиперзарядом Y .) В табл. I перечислены квантовые числа кварков и антикварков.

Таблица I
Квантовые числа кварков и антикварков

Квантовые числа Кварки	Q	T	T_3	S	B	Y
Q_p	$\frac{2}{3}$	$\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	0	$\frac{1}{3}$	$+\frac{1}{3}$
Q_n	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	0	$\frac{1}{3}$	$+\frac{1}{3}$
Q_λ	$-\frac{1}{3}$	0	0	-1	$\frac{1}{3}$	$-\frac{2}{3}$
\bar{Q}_p	$-\frac{2}{3}$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	0	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$
\bar{Q}_n	$+\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	0	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$
\bar{Q}_λ	$+\frac{1}{3}$	0	0	+1	$-\frac{1}{3}$	$+\frac{2}{3}$

Для справедливости большинства приложений необходима дополнительная гипотеза, что сильное взаимодействие между кварками, ответственное за возникновение связанных состояний (т. е. мезонов и барионов), сохраняет индивидуальность кварков, меняя только их параметры, и что внутри адрона кварки слабо взаимодействуют друг с другом и являются там нерелятивистскими. Возможность такой картины в рамках квантовой механики можно пояснить на примере тяжелого кварка, находящегося на дне широкой потенциальной ямы¹⁵⁻¹⁷. В этом случае отношение импульса кварка в яме к его массе является малой величиной. (Условие нерелятивистскости кварка в потенциальной яме $MR \gg 1$, где M — масса кварка, а R — радиус ямы.) В дальнейшем, если не будет специальных оговорок, термин «кварк» употребляется только по отношению к кварку, находящемуся внутри адрона.

Если при этом силы между кварками являются функциями только расстояния, то волновую функцию адрона в пренебрежении другими взаимодействиями (например, спин-спиновым и спин-орбитальным) можно представить в виде произведения координатной части на унитарно-спиновую (аналог зарядово-спиновой волновой функции ядра в модели Вигнера), что позволяет построить классификацию адронов по типу $L - S$ -связи⁴⁵. Такая простая картина обеспечивает наглядную интерпретацию нарушенных симметрий $SU(3)$, $SU(6)$ и т. д. Действительно, если считать, что силы между кварками не зависят от заряда и странности, то возникает симметрия относительно перестановки кварков — $SU(3)$ -симметрия. Если же потенциал взаимодействия не зависит от спина, то справедлива $SU(6)$ -симметрия. Размерность группы симметрий, очевидно,

определяется размерностью фундаментального мультиплетта, из которого построены частицы и все компоненты которого обладают одинаковыми свойствами: в $SU(3)$ — триплет Q_p, Q_n, Q_λ , в $SU(6)$ — секстет $Q_{p\uparrow}, Q_{p\downarrow}, Q_{n\uparrow}, Q_{n\downarrow}, Q_{\lambda\uparrow}, Q_{\lambda\downarrow}$ (стрелки обозначают проекцию спина). Однако если кварк Q_λ взаимодействует иначе, чем кварки Q_p и Q_n , то $SU(3)$ нарушается. В свою очередь спин-спиновое и спин-орбитальное взаимодействия кварков приводят к нарушению $SU(6)$. Нарушение $SU(3)$, спин-спиновое и спин-орбитальное взаимодействия можно попытаться учесть по теории возмущений. Малость параметра, по которому идет разложение в теории возмущений, обеспечивает согласованность схемы и объясняет (в рамках модели кварков), как возникают симметрии типа $SU(6)$.

Перейдем к классификации адронов. Начнем с мезонов. Естественно считать в духе Ферми — Янга, что мезоны являются связанными состояниями кварка и антикварка. Это сразу же фиксирует четность $P = (-1)^{L+1}$ и G -четность $G = (-1)^{L+S+T}$ мезона ⁴⁶. Вначале изучим низшее состояние с орбитальным моментом $L = 0$. Очевидно, что, в пренебрежении спин-спиновым взаимодействием, спиновые синглет и триплет вырождены по массам; следовательно, модель кварков предсказывает существование девяти псевдоскалярных и девяти векторных мезонов, что согласуется с опытом ³. То, что мезоны группируются в нонеты, следует просто из того факта, что система «кварк + антикварк» имеет именно девять зарядовых состояний. Конкретный вид унитарно-спиновой части волновой функции приведен в приложении I. Очевидно, что для бозонов с $L \neq 0$ унитарно-спиновая волновая функция такая же, что и для бозонов с $L = 0$. Так как L и S складываются векторно, возникает вырождение по J . В табл. II перечислены мезоны с $L = 0$ и 1.

Таблица II

Мультиплеты мезонов в модели кварков (по данным работы ³)

L	G	J^P	$S=0$	L	G	J^P	$S=1$
0	$(-1)^T$	0^-	π (140), K (495) η (549), X_0 (958)	0	$(-1)^{T+1}$	1^-	ρ (780), K^* (890) ω (780), φ (1019)
1	$(-1)^{T+1}$	1^+	B (1208), K (1360) η (1400)	1	$(-1)^T$	2^+	A_2 (1300), K (1420) f (1250), f' (1500)
						1^+	A_1 (1080), K (1320) D (1285), E (1420)
						0^+	π_V (1003), K (1100) ω (1050), φ (1300)

Важная особенность данной схемы: в каждом нонете присутствуют две частицы, имеющие одинаковые $T = S = 0$. Это окажется важным при учете расщепления масс. Только нонеты $0^-, 1^-, 2^+$ и, возможно, 1^+ заполнены ³, в других мультиплеттах наблюдается в настоящее время только часть частиц, массы остальных (их мы подчеркнули) оценены с помощью гипотезы утяжеления Q_λ -кварка ²⁷ (соответствующие методы изложены в гл. II). Отсутствие этих резонансов, возможно, объясняется тем, что резонансы с большими L рождаются слабее и, кроме того, при заданном L состояния с большими J имеют больший статистический вес ⁴⁵. В пользу развитой выше классификации мезонов по типу $L - S$ -связи свидетельствует и близость параметров смешивания (см. гл. II) для нонетов 1^- и 2^+ . Возможным возражением против конкретного заполнения таблицы является то, что J^P для всех мезонов, кроме нонетов $0^-, 1^-$ и, вероятно, 2^+ , недостоверны. Написанная выше таблица включает только часть

наблюдавшихся резонансов (но все достоверные!), остальные мы не обсуждаем в обзоре, так как их квантовые числа J^P неизвестны. В принципе возможны резонансы в системе из двух кварков и двух антикварков⁴⁷. Однако до сих пор ни одного мезона с $|Q| > 1$, $T > 1$, $|S| > 1$ не обнаружено, хотя некоторые, не слишком достоверные указания на наличие резонансов с $T = 3/2$ и $S = 2$ имеются³.

Модель кварков позволяет построить систематику и барионных резонансов. Проще всего сконструировать барионы из трех кварков. Сначала изучим низшее состояние с $L = 0$. В этом случае существуют три типа унитарно-спиновой части волновой функции, имеющих определенную симметрию относительно перестановки кварков: $\Psi_{[\alpha\beta\gamma]}$ (20) — совершенно антисимметричная, $\Psi_{\alpha\beta, \gamma}$ (70) — смешанной симметрии, соответствующей схеме Юнга $\begin{array}{|c|} \hline \square \\ \hline \square \\ \hline \end{array}$ ⁴⁸, и совершенно симметричная $\Psi_{\{\alpha\beta\gamma\}}$ (56). Цифра в скобке означает число независимых компонент волновой функции. Для согласия с опытом при описании низшего состояния бариона нужно выбрать $\Psi_{\{\alpha\beta\gamma\}}$ (56). Можно показать, что $\Psi_{\{\alpha\beta\gamma\}}$ включает 8 частиц со спином 1/2 и 10 со спином 3/2. Кварковое строение этой функции приведено в приложении 1. Если кварки — фермионы, то по принципу Паули координатная часть волновой функции, соответствующая $\Psi_{\{\alpha\beta\gamma\}}$ (56), должна быть антисимметричной относительно перестановки кварков, что является необычным для волновой функции низшего состояния. Простейший способ избежать трудностей, связанных с выбором $\Psi_{\{\alpha\beta\gamma\}}$ (56) для описания основного состояния бариона, — приписать кварку новое квантовое число, по которому волновая функция будет антисимметричной^{15, 16}. Такая гипотеза эквивалентна увеличению числа кварков до девяти и, следовательно, предсказывает не наблюдавшиеся на опыте частицы. Предлагалось отказаться от статистики Ферми для кварков⁴⁹. (Заметим, что все приведенные в обзоре результаты не зависят от конкретного вида координатной части волновой функции, ни даже от ее симметрии.) Можно попытаться решить эти проблемы введением многочастичных сил⁵⁰.

В литературе обсуждалась и другая попытка, авторы которой отказываются от «ядерной» модели бариона в пользу атомной: кварки движутся в притягивающем центральном потенциале вокруг ядра-синглета по $SU(3)$, а двухчастичные силы между кварками — отталкивательные⁵¹. Тогда выделенность $\Psi_{\{\alpha\beta\gamma\}}$ имеет простой аналог в виде правила Хунда, объясняющего заполнение электронных оболочек атомов⁴⁸. Если идти дальше, то ядро можно заменить системой из кварка и антикварка, и мы приходим к модели, в которой барионы являются связанными состояниями в системе из четырех кварков и одного антикварка, по образцу молекулы метана CH_4 ¹⁸. Последняя схема позволяет избавиться как от трудности с выделением $\Psi_{\{\alpha\beta\gamma\}}$ (56), так и от введения новой частицы — ядра, необходимого в атомной модели. К числу недостатков последней модели следует отнести предсказание ненаблюдавшихся до сих пор барионов со значениями Q и Y , большими единицы, хотя некоторые указания на существование бариона с $Q = Y = 2$ в упругом рассеянии K^+ на протоне имеются³. Далее в обзоре мы будем постулировать в качестве волновой функции адрона $\Psi_{\{\alpha\beta\gamma\}}$ (56), так как именно с ней связаны наиболее интересные приложения модели кварка.

Для высших барионных резонансов в модели кварков существует слишком много возможностей: $\Psi_{[\alpha\beta\gamma]}$ (20), $\Psi_{\alpha\beta, \gamma}$ (70) или классификация по типу рассел-саундерсовской связи⁴⁵.

В работе⁵² обсуждалась возможность того, что спектры барионных резонансов чисто вращательного типа. Автору удалось даже предсказать четность первых возбужденных состояний с $L = 1$, так как низшим

по энергии будет состояние, отвечающее вращению вокруг оси, перпендикулярной к плоскости, в которой находятся три частицы. Унитарно-спиновая волновая функция такого возбужденного состояния будет также $\Psi_{\{\alpha\beta\gamma\}}$ (56) и систематика барионов с $L = 1$ совпадает с систематикой, полученной на основе идеи о $L - S$ -связи ⁴⁵. К сожалению, реальный выбор между той или иной схемой классификации барионных резонансов в связи с недостатком экспериментальных данных в настоящее время невозможен, поэтому мы ограничимся в обзоре изучением мультиплетов с $L = 0$.

Таким образом, в модели кварков (как и в модели Сакаты ^{8, 9}) мезоны должны группироваться в нонеты, причем в случае нерелятивистского движения кварков естественно ожидать появления именно нонетов мезонов с высокими спинами. Для барионов модель предсказывает существование октетов и декуплетов. Заметим, что существование синглетов также не запрещено, поскольку $\Psi_{[\alpha\beta\gamma]}(20)$ и $\Psi_{\alpha\beta,\gamma}(70)$ включают следующие представления $SU(3)$: $1(3/2) + 8(1/2)$ и $1(1/2) + 8(1/2) + 8(3/2) + 10(1/2)$ (в скобках приведен спин частиц). При объяснении спектра барионов нерелятивистская модель кварков сталкивается с определенными трудностями, так как координатная часть волновой функции низшего состояния должна быть антисимметричной относительно перестановки кварков. Этот факт не имеет в настоящее время убедительного объяснения в рамках нерелятивистской модели кварков.

Интересно сравнить классификацию адронов, возникающую в модели кварков, с предписаниями различных симметрий. По сравнению с $SU(3)$ простейший вариант модели кварков (в согласии с опытом) предсказывает минимальное число адронов: нонеты для мезонов, октеты и декуплеты для барионов. В симметриях $SU(6)$, $SU(6)_W$ и $U(6,6)$ из факта наличия частиц с большим спином автоматически следует необходимость существования частиц с большим изотопическим спином, так как в этих симметриях спин и изотопический спин выступают на равных основаниях. В этом проявляется главное противоречие $SU(6)$, $SU(6)_W$, $U(6,6)$ с опытом. (Впрочем, в работе ⁵³ показано в рамках $SU(6)_W$, что эти резонансы трудно наблюдать, так как обычные каналы распада подавлены.) В модели кварков спин отделяется от изоспина благодаря наличию орбитального момента и, следовательно, существование многозарядных резонансов не обязательно.

II. МАССОВЫЕ ФОРМУЛЫ В МОДЕЛИ КВАРКОВ

В предыдущей главе была построена систематика адронов при предположении, что силы между кварками зависят только от расстояния и что кварки Q_p , Q_n , Q_λ обладают одинаковыми свойствами. На самом деле существуют еще спин-спиновое и спин-орбитальное взаимодействия между кварками; кроме того, из анализа эксперимента видно, что кварк Q_λ должен иметь другую массу, нежели кварки Q_p и Q_n , и взаимодействовать иначе. Все перечисленные выше взаимодействия можно попытаться учесть по теории возмущений.

Перейдем к изучению разностей масс частиц, имеющих $L = 0$ (остальные квантовые числа различны для разных частиц). На первой стадии пренебрежем электромагнитным взаимодействием, которое дает поправки к массам порядка $10 Mэв$, тогда как реальные разности масс — порядка нескольких сотен $Mэв$. Начнем с барионов с квантовыми числами J^P : $1/2^+$, $3/2^+$. Легко написать гамильтониан, ответственный за появление разностей масс ¹⁸:

$$H_1 = a_B + c_B \sum |S_i| + d_B \sum_{n>m} (\mu_n \mu_m), \quad (2,1)$$

где $\mu_i = (1 - \alpha_B S_i) \sigma_i$, S_i — оператор странности кварка, σ_i — спиновая матрица Паули.

Этот вид гамильтониана соответствует предположению, что кварк Q_λ тяжелее на величину c_B по сравнению с Q_p и Q_n ¹² и что он, по определению, слабее взаимодействует. a_B и $c_B \sum |S_i|$ описывают не зависящий от спина вклад в массу, а $d_B (\mu_1 \mu_2)$ — спин-спиновое взаимодействие с учетом ослабленности взаимодействия кварка Q_λ . Используя волновые функции, приведенные в приложении I, можно вывести массовые формулы⁵⁴. Мы поступим иначе — из известных масс частиц вычислим параметры гамильтониана, а затем и остальные массы частиц. Согласно с опытом оказывается наилучшим при $a_B = 1083 \text{ Мэв}$, $c_B = 180 \text{ Мэв}$, $d_B = 270 \text{ Мэв}$, $\alpha_B = 0,42$ ¹⁸. В табл. III приведено сравнение предсказаний модели с опытом¹⁸.

Таблица III
Сравнение с опытом значений масс барионов
в модели кварков (по¹⁸)

Частица	$m_{\text{теор}}'$ Мэв	$m_{\text{эксп}}'$ Мэв	Частица	$m_{\text{теор}}'$ Мэв	$m_{\text{эксп}}'$ Мэв
N	928	939	Δ	1238	1238
Σ	1195	1193	Σ_δ	1375	1385
Λ	1108	1115	Ξ_δ	1520	1530
Ξ	1340	1317	Ω_δ	1675	1675

С помощью четырех параметров мы связали массы восьми частиц. Согласно с опытом достаточно хорошее. Можно оценить параметр, по которому идет разложение теории возмущений, считая его равным отношению погрешности массовых формул к разности масс в мультиплете. Он оказался порядка 1/10, что и обеспечивает согласованность схемы.

Очевидно, что к мезонам применимы те же методы учета разностей масс, что и для барионов, за тем важным исключением, что при выводе массовых формул для мезонов следует учесть еще и аннигиляционное взаимодействие, т. е. возможность виртуальных переходов типа $p\bar{p} \rightarrow \lambda\bar{\lambda}$, $n\bar{n}$ и т. д.¹⁸. Напишем гамильтониан такого взаимодействия:

$$H_2 = \sum f_s \begin{vmatrix} 1 & 1 & 1 - \beta_s \\ 1 & 1 & 1 - \beta_s \\ 1 - \beta_s & 1 - \beta_s & (1 - \beta_s)^2 \end{vmatrix}. \quad (2,2)$$

Суммирование ведется по спиновым операторам. В H_1 и H_2 учтено ослабление взаимодействия кварка Q_λ . Легко видеть, как H_2 действует на состояние с $T = S = 0$:

$$H_2 | \pi_0 \rangle = H_2 \left| \frac{p\bar{p} - n\bar{n}}{\sqrt{2}} \right\rangle = 0.$$

В гл. I уже отмечалось, что нонет содержит два изотопических синглета с $T = Y = 0$. Наличие двух полностью вырожденных состояний требует учета перестройки волновой функции⁴⁸, и этим объясняется, почему для мезонов плохо выполняются массовые формулы, следующие из $SU(3)$ (см., например, обзор¹³).

Реальные частицы уже не будут принадлежать определенному представлению $SU(3)$. Это явление удобно описать, введя понятие параметра смешивания ³⁹:

$$R_1 = -\omega_1 \sin \theta + \omega_8 \cos \theta, \quad R_2 = \omega_1 \cos \theta + \omega_8 \sin \theta.$$

Здесь R_j — волновые функции реальных частиц, а ω_1, ω_8 — начальных частиц, принадлежащих определенным $SU(3)$ -мультиплетам (ω_1 — синглету, а ω_8 — октету). Для нонета 1^- смешивание в модели кварков имеет наглядную форму: одна из частиц $R_1 = \varphi$ состоит только из странных кварков, а другая, $R_2 = \omega$ — только из нестранных, $\omega = (Q_p Q_p + Q_n Q_n) / \sqrt{2}$ ¹⁷. На языке аннигиляционной матрицы H_2 это явление означает, что матричные элементы H_2 , соответствующие переходам $Q_\lambda \bar{Q}_\lambda \rightarrow Q_p \bar{Q}_p, Q_n \bar{Q}_n$ в триплетном состоянии, сильно подавлены. Отсюда следует, что φ должен главным образом распадаться на $K\bar{K}$, а ω — на 3π , что находится в хорошем согласии с опытом ¹⁷. Такой структуре φ, ω соответствует, как легко видеть,

$$\text{tg } \theta_V = \frac{1}{\sqrt{2}}.$$

Для нонета 0^- явление смешивания не имеет столь наглядной интерпретации. $\text{tg } \theta_p$ вычисляется из массовых формул, которые в нерелятивистской модели кварков естественно писать для масс, а не их квадратов, как для мезонов, так и для барионов. Для нонета 0^- $\text{tg } \theta_p = -1/4$ ¹⁸.

Полный гамильтониан, ответственный за появление разностей масс у мезонов, имеет вид

$$H = a_M + c_M \sum |S_i| + d_M (\mu_1 \mu_2) + H_2. \quad (2,3)$$

Наилучшее согласие с опытом достигается при ²⁷

$$\begin{aligned} a_M &= 598 \text{ Мэв}, & c_M &= 180 \text{ Мэв}, & d_M &= 620 \text{ Мэв}, \\ f_0 &= 580 \text{ Мэв}, & \alpha &= 0,42, & \beta &= 0,75. \end{aligned}$$

Сравнивая эти величины с аналогичными, но определенными из известных масс барионов, получим $c_M = c_B \equiv c, \alpha_M = \alpha_B \equiv \alpha$, что свидетельствует в пользу гипотезы об одинаковом утяжелении кварка Q_λ в мезонах и барионах по сравнению с кварками Q_p, Q_n ¹⁷ и об универсальности нарушения $SU(3)$ в спин-спиновом взаимодействии ¹⁸. Равенства других параметров в гамильтонианах (2,1) и (2,3) трудно ожидать в силу разной структуры мезонов и барионов. Универсальность нарушения $SU(3)$ ($c_M = c_B, \alpha_M = \alpha_B$) характерна только для модели кварков и лежит вне рамок симметрий. Это — первый пример общего явления: взаимодействие между кварками устроено так, что оно одинаковым образом перенормирует параметры кварков как в мезонах, так и в барионах. В этом смысле любопытно, что $a_B/a_M = 1,8$ и мало отличается от $3/2$ ³³, как следовало бы ожидать, если масса кварка перенормируется одинаково как в мезонах, так и в барионах.

В табл. IV сравниваются теоретические предсказания с опытом. Любопытно, что главная часть разности масс в пределах одного $SU(3)$ -мультиплета обусловлена утяжелением кварка Q_λ .

Таблица IV
Массы мезонов в модели кварков (по ¹⁸)

Частица	$m_{\text{теор.}}$ Мэв	$m_{\text{эксп.}}$ Мэв
π	133	137
K	490	494
ρ	753	780
K^*	868	890
φ	1010	1020
ω	753	780

Если считать, что кварковое строение ϕ известно из независимых соображений (например, из распадов), что утяжеление кварка Q_λ одинаково в мезонах и барионах и ослабление взаимодействия кварка Q_λ в спин-спиновом взаимодействии универсально (т. е., что α одинаково для мезонов и барионов), то с помощью шести параметров: $a_B, a_M, c, d_B, d_M, \alpha$ — мы связали массы 14 частиц (π, K), (ρ, K^*, ϕ, ω), (N, Σ, Λ, Ξ), ($\Delta, \Sigma_\delta, \Xi_\delta, \Omega_\delta$), причем полученные соотношения находятся в неплохом согласии с опытом.

Аналогичным способом в модели кварков можно вывести соотношения между электромагнитными разностями масс адронов, учтя кулоновское взаимодействие кварков, утяжеление кварка Q_n по сравнению с Q_p , взаимодействие между магнитными моментами кварков⁵⁵. Все предсказания и, в частности, характерные для модели кварков соотношения, связывающие электромагнитные разности масс частиц, принадлежащих октету и декуплету, не противоречат опыту, но ввиду больших экспериментальных погрешностей более определенного заключения сделать нельзя. Отметим, что для октета $1/2^+$ в модели кварков получились те же соотношения, что и в $SU(3)$ (см. обзор⁶⁵). В целях полноты мы приводим табл. V,

Таблица V

Электромагнитные разности масс барионов в модели кварков

Электромагнитные разности масс	$\Delta m_{\text{теор.}}$, Мэв	$\Delta m_{\text{эксп.}}$, Мэв	Электромагнитные разности масс	$\Delta m_{\text{теор.}}$, Мэв	$\Delta m_{\text{эксп.}}$, Мэв
$n-p$	1,3*)	1,3	$\Delta^- - \Delta^{++}$	3,9	$7,9 \pm 6,8$
$\Sigma^- - \Sigma^0$	4,8*)	4,8	$\Delta^0 - \Delta^{++}$	0,89	$0,45 \pm 0,85$
$\Sigma^- - \Sigma^+$	7,9*)	7,9	$\Sigma_\delta^0 - \Sigma_\delta^+$	1,3	
Σ^0/Λ	1		$\Sigma_\delta^- - \Sigma_\delta^+$	4,31	$5,8 \pm 3,9$
$\Xi^- - \Xi^0$	6,6	6,5	$\Xi_\delta^- - \Xi_\delta^0$	3,01	$4,9 \pm 3,0$
$\Delta^- - \Delta^{++}$	-0,41				

*) Разности масс $n-p$, $\Sigma^- - \Sigma^0$, $\Sigma^- - \Sigma^+$ берутся из опыта, остальные предсказываются. Экспериментальные данные взяты из работы³.

в которой сравниваются теоретические предсказания с опытом⁵⁵. Экспериментальные данные взяты из³.

До сих пор изучались соотношения между массами частиц, имеющих $L=0$. Если разумна классификация мезонов по типу $L-S$ -связи (в ее пользу говорит то, что расщепление масс бозонов с изменением L — порядка разности масс частиц, входящих в один $SU(3)$ -мультиплет; см. табл. II), то можно связать массы бозонов, имеющих разные J при одинаковых L и S ⁴⁵. Простейший способ снять вырождение по J — учесть спин-орбитальное взаимодействие в виде $\alpha_L(L \cdot S)$. Предполагая, что α_L зависит только от L , можно по известным массам мезонов с $J^P = 1^+, 2^+$ (см. табл. II) вычислить массы понета 0^+ :

$$m(0^+) = \frac{3m(1^+) - m(2^+)}{2}.$$

Подставив $m_{A_2}(2^+) = 1,306 \pm 0,008$ Гэв, $m_{A_1}(1^+) = 1,079 \pm 0,008$ Гэв, вычислим массу частицы с $T=1, J^P = 0^+$: $m(0^+) = 0,965 \pm 0,016$ Гэв. Это согласуется с массами известных частиц $\pi_b(1003)$ и $\delta(965)$ ³. К сожалению, J^P для этих мезонов неизвестны.

Как мы видели в этой главе, в модели кварков проблема учета разностей масс адронов решается достаточно просто, в точной аналогии с атом-

ной и ядерной физикой и в согласии с опытом. В то же время в симметриях выше $SU(3)$: $SU(6)$, $SU(6)_W$ и т. д. — фактически не существует единообразного метода вывода массовых формул, так как там теория содержит слишком много параметров.

Успешность применения теории возмущений в модели кварков к расчету разностей масс, несмотря на их большую величину и малость параметра разложения в ряд теории возмущений, возможно, говорит о том, что на самом деле разности масс являются в каком-то смысле слова малыми, например, по сравнению с большой массой свободного кварка.

III. ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА АДРОНОВ

При изучении электромагнитных свойств адронов считается, что гамильтониан взаимодействия электромагнитного поля с частицей можно представить в виде суммы гамильтонианов взаимодействия электромагнитного поля с кварками, из которых состоит адрон, т. е.

$$H^{em} = \sum_j H_j^{em}. \quad (3,1)$$

Здесь суммирование ведется по кваркам, принадлежащим частице.

Вначале остановимся на электромагнитных свойствах октета $1/2^+$ и декуплета $3/2^+$. Для вершины $p \rightarrow p + \gamma$ допустимы переходы: $E0$ — зарядовый формфактор нуклона и $M1$ — магнитный формфактор; для радиационного распада $\Delta(3/2^+) \rightarrow p + \gamma$ разрешен только $M1$ -переход ($E2$ невозможен по двум причинам: во-первых, из-за равенства нулю орбитальных моментов Δ и p ; во-вторых, из-за ортогональных спиновых функций Δ и p ⁵⁶). Из реакции фоторождения мезонов $\gamma + p \rightarrow \Delta^+ \rightarrow \pi^0 + p$ для отношения $A(E2)/A(M1)$ получается значение $0,02 \pm 0,01$ или меньше⁵⁷, что не противоречит модели.

Для электрического (саксовского) формфактора нуклонов в приближении справедливости $SU(3)$ -симметрии, используя волновые функции, приведенные в приложении 1, получим⁶

$$G_E(t) = QF(t) \quad (3,2)$$

при любых переданных импульсах, допустимых в модели (точно такое же предсказание получится, очевидно, и для зарядовых формфакторов мезона). Этот результат очевиден без детального расчета, так как оператор $E0$ -перехода пропорционален зарядам кварков и не содержит операторов спина. Модель кварков предсказывает поэтому, что зарядовые формфакторы нейтральных частиц равны нулю. Из опытов по рассеянию электронов на дейтоне известно, что электрический формфактор нейтрона приблизительно равен нулю⁵⁸, что согласуется с моделью кварков.

Рассмотрим теперь $M1$ -переход. Для него

$$H(M1) = \sum_i \left(\frac{e_i}{m_{KB}} \mathbf{L}_i + \boldsymbol{\mu}_i \right) [\mathbf{k}\boldsymbol{\varepsilon}], \quad (3,3)$$

где \mathbf{k} и $\boldsymbol{\varepsilon}$ — импульс и вектор поляризации γ -кванта, L_i и μ_i — орбитальный и магнитный моменты i -го кварка. Первый член (3,3) не дает вклада в $M1$ -переход из-за равенства нулю полного орбитального момента адрона. Вклад второго слагаемого легко вычисляется. Он равен

$$\begin{aligned} & \langle a | H(M1) | b \rangle = \\ & = \int \psi_0^\dagger(r_1, r_2, r_3) e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}_1} \psi_b(r_1, r_2, r_3) d\tau \left\langle \chi_a(1, 2, 3) \left| \sum \boldsymbol{\mu}_i \right| \psi_b(1, 2, 3) \right\rangle [\mathbf{k}, \boldsymbol{\varepsilon}], \end{aligned} \quad (3,4)$$

где a и b — начальная и конечная частицы, а χ — унитарно-спиновая часть соответствующей волновой функции. Если предположить для нестранных кварков $\mu_i = \mu e_i \sigma$, где e_i — заряд кварка (заметим, что при сохранении $SU(3)$ этот факт следует сразу же из того, что электромагнитный ток в кварковой модели преобразуется по октетному представлению $SU(3)$), то после несложных вычислений (см., например, ⁵⁹) получим отношение магнитных моментов протона и нейтрона

Таблица VI

Магнитные моменты частиц в модели кварков (по ³)

Частица	Магнитные моменты	
	теория	эксперимент
p	2,79	2,79
n	-1,86	-1,91
Λ	-0,93	$-0,73 \pm 0,16$
Σ^+	2,79	$2,3 \pm 0,6$
Σ^0	0,93	
Σ^-	-0,93	
Ξ^0	-1,86	
Ξ^-	-0,93	
Ω^-	-2,79	

$$\frac{\mu_p}{\mu_n} = -\frac{3}{2}, \quad (3,5)$$

а для магнитного перехода в распаде $\Delta \rightarrow p + \gamma$

$$\mu_{\Delta p} = \frac{2\sqrt{2}}{3} \mu_p. \quad (3,6)$$

Первое соотношение хорошо согласуется с экспериментальными значениями $\mu_p = 2,79$, $\mu_n = -1,91$, т. е. $\mu_p/\mu_n = -1,46$, второе в эксперименте ⁵⁷ отличается в $1,28 \pm 0,02$ раза от предсказаний модели кварков.

Значения магнитных моментов барионов при наличии $SU(3)$ -симметрии приведены в табл. VI.

Как известно, впервые эти соотношения были получены ⁶ в $SU(6)$ -симметрии при добавочном предположении, что электромагнитный ток преобразуется по регулярному представлению этой группы.

В модели кварков соотношения типа (3,5), (3,6) возникают и при переданных импульсах, отличных от нуля, но достаточно малых, чтобы движение кварков по-прежнему оставалось нерелятивистским и не менялась структура адрона. Эти предсказания находятся в согласии с опытом. Например, хорошо выполняется соотношение

$$-\frac{G_M^p(k^2)}{G_M^n(k^2)} = -\frac{3}{2} \quad (3,7)$$

в широкой области k^2 (табл. VII). Соответствие формфакторов магнитного

Таблица VII

Сравнение с опытом предсказаний модели кварков

для электромагнитных формфакторов $\left(G_E^p = \frac{G_M^p}{\mu_p} = \frac{G_M^n}{\mu_n} \right)$ (по ²¹)

$q^2, (Гэв/c)^2$	G_E^p	$\frac{G_M^p}{\mu_p}$	$\frac{G_M^n}{\mu_n}$
0,389	$0,424 \pm 0,017$	$0,409 \pm 0,007$	$0,445 \pm 0,021$
0,623	$0,281 \pm 0,024$	$0,286 \pm 0,006$	$0,310 \pm 0,023$
0,857	$0,183 \pm 0,026$	$0,228 \pm 0,005$	$0,218 \pm 0,028$
1,17	$0,17 \pm 0,02$ $-0,03$	$0,155 \pm 0,04$	$0,177 \pm 0,014$
1,75	$0,114 \pm 0,022$ $-0,029$	$0,0895 \pm 0,005$	$0,120 \pm 0,021$
2,92	$0,00 \pm 0,004$	$0,049 \pm 0,006$	$\leq 0,052$
3,89	$0,00 \pm 0,02$	$0,0325 \pm 0,0033$	$\leq 0,036$

перехода $\Delta^+ \rightarrow p + \gamma$ и магнитного (саксовского) формфактора протона, которые по модели связаны соотношением

$$G_{\Delta p} = \frac{2\sqrt{2}}{3} G_M^p(k^2), \quad (3,8)$$

можно проверить, изучая процесс электророждения Δ_{33} (1238) ¹⁹ (рис. 1). Извлекая из экспериментальных данных $G_{\Delta p}(k^2)$ и сравнивая его с $G_M^p(k^2)$, мы видим, что модель кварков неплохо предсказала величину $G_{\Delta p}(k^2)$ и ее поведение при изменении переданного импульса от $2\phi^{-2}$ до $100\phi^{-2}$ (табл. VIII). Как известно, впервые (3,7) и (3,8) были получены

Таблица VIII

Сравнение с опытом предсказаний модели кварков для формфактора магнитного перехода $\Delta \rightarrow p$

$$\left(\frac{G_{\Delta p}(k^2)}{2\sqrt{2}/3\mu_p} = \frac{G_M^p(k^2)}{\mu_p} \right) \text{ (по } 2^0 \text{)}$$

k^2, ϕ^{-2}	2	5	8	12
$\frac{G_{\Delta p}(k^2)}{2\sqrt{2}/3\mu_p}$	$1,04 \pm 0,15$	$0,76 \pm 0,10$	$0,60 \pm 0,05$	$0,43 \pm 0,03$
$\frac{G_M^p(k^2)}{\mu_p}$	0,81	0,61	0,48	0,36
k^2, ϕ^{-2}	16	30	45	100
$\frac{G_{\Delta p}(k^2)}{2\sqrt{2}/3\mu_p}$	$0,29 \pm 0,03$	$0,21 \pm 0,03$	$0,10 \pm 0,02$	$0,03 \pm 0,01$
$\frac{G_M^p(k^2)}{\mu_p}$	0,28	0,16	0,09	0,03

при использовании $SU(6)_W$ -симметрии с добавочным предположением, что электромагнитный ток преобразуется по регулярному представлению этой группы ((3,7) в работе ²⁰, а (3,8) — в ¹⁹).

Если дополнительно предположить, что собственные формфакторы кварков слабо зависят от переданного импульса (т. е. что радиус кварка много меньше радиуса адрона), то в модели ¹⁵ кварков будут равны между собой $G_E^p(k^2)$ и $G_M^p(k^2)$ ¹⁵ (см. (3,4)), где $G_E^p(k^2)$ и $G_M^p(k^2)$ — саксовские электрический и магнитный формфакторы протона ²⁰. Этот факт находится в хорошем согласии с экспериментом ²¹, в значительно лучшем, чем следовало бы ожидать от такой грубой модели (см. табл. VII).

Важная особенность модели кварков: в ней однозначно учитывается нарушение $SU(3)$, связанное с отличием массы странного кварка от масс нестранных и с ослаблением взаимодействия странного кварка (см. гл. II), приводящее к различию магнитных моментов кварка Q_n и Q_λ . Соотноше-

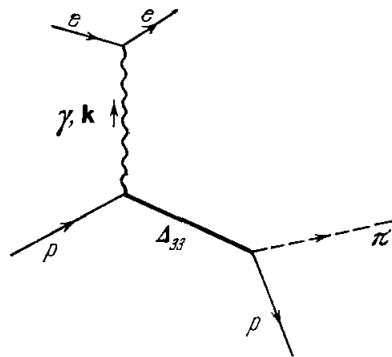


Рис. 1. Процесс электророждения изобары Δ_{33} .

ния между электромагнитными параметрами адронов при учете нарушения $SU(3)$ приведены в работах ^{60, 61}.

Перейдем теперь к радиационным распадам векторных мезонов ($V \rightarrow P + \gamma$) ³⁴. Для них разрешен только $M1$ -переход. При изучении радиационных распадов векторных мезонов в модели кварков мы встречаемся с новой ситуацией: в силу большой разницы в массах векторных и псевдоскалярных мезонов псевдоскалярный мезон является релятивистским и поэтому необходимо выделить кинематические множители. (Напомним, что нерелятивистскими мы считаем кварки внутри адрона, а здесь выделяется движение псевдоскалярного мезона как целого.) Модель кварков дает правильную величину μ_{if} в релятивистском выражении для матричного элемента перехода

$$A_{if} = \frac{\sqrt{4\pi}}{\sqrt{2q_0 2p_0 2k_0}} (2\mu_{if}) \varepsilon_{\alpha\beta\gamma\delta} e_{\alpha}^V e_{\beta}^{\gamma} q_{\gamma} k_{\delta}. \quad (3,9)$$

Здесь q , p и k — импульсы векторного мезона, псевдоскалярного мезона и фотона, e^V и e — векторы поляризации векторного мезона и фотона. Коэффициенты в (3,3) выбраны таким образом, чтобы в нерелятивистском приближении μ_{if} имел смысл магнитного момента перехода. Для вероятности распада получим формулу

$$\Gamma_{i \rightarrow j} = \frac{4}{3} \mu_{if}^2 k^3;$$

здесь k — импульс образующихся частиц. Принимая для $\Gamma_{\omega \rightarrow \pi^0 + \gamma}$ экспериментальное значение, вычислим вероятности остальных радиационных распадов (см. табл. VI). При расчете считалось, что ϕ состоит только из странных кварков, а ω — из нестранных (в соответствии с результатами гл. II), а η — чистое состояние октета.

Из табл. VI видно, что все распады по отношению к $\omega \rightarrow \pi^0 + \gamma$ сильно подавлены (на порядок величины), т. е. для распадов ρ , K^+ , ϕ модель кварков дает фактически те же следствия, что и гипотеза сохранения A -четности ⁶². В этом смысле любопытны запрет распада $\phi \rightarrow \pi^0 + \gamma$ и сравнительно большая величина $\phi \rightarrow \eta + \gamma$.

Все результаты, полученные в этой главе, основывались, по существу, только на знании унитарно-спиновой части волновой функции адрона и на аддитивности электромагнитного взаимодействия кварков, составляющих частицу. Если, кроме того, предположить, что магнитные моменты кварков одинаково перенормируются внутри мезонов и барионов, то можно связать ширину распада $\Gamma_{\omega \rightarrow \pi^0 + \gamma}$ с магнитным моментом протона в хорошем согласии с опытом ³. Нетрудно вычислить $\mu_{\omega \rightarrow \pi^0 + \gamma}$, используя унитарно-спиновые волновые функции приложения I

$$\omega^0 = \frac{1}{2} (p_{\uparrow} \bar{p}_{\downarrow} + n_{\uparrow} \bar{n}_{\downarrow} + p_{\downarrow} \bar{p}_{\uparrow} + n_{\downarrow} \bar{n}_{\uparrow}), \quad \pi^0 = \frac{1}{2} (p_{\uparrow} \bar{p}_{\downarrow} - n_{\uparrow} \bar{n}_{\downarrow} - p_{\downarrow} \bar{p}_{\uparrow} + n_{\downarrow} \bar{n}_{\uparrow}),$$

$$\mu_{\omega \rightarrow \pi^0} = \mu_p \left\langle \omega^0 \left| \sum e_i \sigma_i \right| \pi^0 \right\rangle =$$

$$= \frac{\mu_p}{4} \left\langle p_{\uparrow} \bar{p}_{\downarrow} + n_{\uparrow} \bar{n}_{\downarrow} + p_{\downarrow} \bar{p}_{\uparrow} + n_{\downarrow} \bar{n}_{\uparrow} \left| \frac{4}{3} (p_{\uparrow} \bar{p}_{\downarrow} + p_{\downarrow} \bar{p}_{\uparrow}) + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{2}{3} (n_{\uparrow} \bar{n}_{\downarrow} + n_{\downarrow} \bar{n}_{\uparrow}) \right\rangle = \frac{\mu_p}{4} \left\{ \frac{8}{3} + \frac{4}{3} \right\} = \mu_p,$$

т. е.

$$\mu_{\omega \rightarrow \pi^0} = \mu_p. \quad (3.10)$$

Так как $\mu_p = 2,79 \frac{e}{2m_p}$, можно рассчитать $\Gamma_{\omega \rightarrow \pi^0 + \gamma}$. Оказалось, что $\Gamma_{\omega \rightarrow \pi^0 + \gamma}$ примерно равно $1,2 Mэв$, что хорошо согласуется с экспери-

ментальным значением $\Gamma_{\omega \rightarrow \pi^0 + \gamma} = (1,15 \pm 0,25) Mэв$. Последнее предсказание, вероятно, является одним из наиболее серьезных успехов модели кварков ³⁴. Оно очень важно, так как подчеркивает единую природу мезона и бариона.

Перечислим основные особенности применения модели кварков к описанию электромагнитных свойств адронов.

1. Все предсказания модели (табл. IX), за исключением $G_E^p(k^2) = \frac{G_M^p(k^2)}{\mu_p}$ и $\mu_{\omega \rightarrow \pi^0} = \mu_p$, следуют также из группы $SU(6)_W$. Напомним, что $SU(6)_W$ предполагает инвариантность взаимодействия частиц относительно одновременного преобразования группы $SU(3)$ и вращения

Таблица IX

Предсказания модели кварков для радиационных распадов векторных мезонов

Реакция	$\Gamma, Mэв$	$\frac{\Gamma}{\Gamma_{полн}}, \%$	Реакция	$\Gamma, Mэв$	$\frac{\Gamma}{\Gamma_{полн}}, \%$
$\omega \rightarrow \pi^0 \gamma$	$1,15 \pm 0,25^*)$	10	$K^{*\pm} \rightarrow K^\pm \gamma$	0,067	0,145
$\omega \rightarrow \eta \gamma$	$0,61 \cdot 10^{-2}$	0,05	$K^{*0} \rightarrow K^0 \gamma$	0,264	0,5
$\rho^\pm \rightarrow \pi^\pm, 0 \gamma$	0,115	0,07	$\phi \rightarrow \eta \gamma$	0,278	7
$\rho^0 \rightarrow \eta \gamma$	0,043	0,031	$\phi \rightarrow \pi^0 \gamma$	0	0

*) Экспериментальное значение взято из работы 3.

спина вокруг направления импульса ⁵. Поэтому инвариантными относительно $SU(6)_W$ могут быть только процессы, которые характеризуются одним импульсом, например, двухчастичные распады (в том числе и электромагнитные вершины) или амплитуды рассеяния двух частиц на угол, равный нулю или 180° .

2. Она объясняет равенство электрического и магнитного формфакторов протона (саксовских) $G_E^p(k^2) = \frac{G_M^p(k^2)}{\mu_p}$.

3. Модель кварков позволяет связать между собой электромагнитные характеристики мезонов и барионов ($\mu_{\omega \rightarrow \pi^0} = \mu_p$).

Последние два предсказания особенно интересны, так как их нельзя вывести в настоящее время из других моделей.

В итоге можно утверждать, что модель кварков описывает электромагнитные свойства адронов в хорошем согласии с опытом.

IV. СЛАБЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ АДРОНОВ

В этой главе мы покажем, что нерелятивистская модель кварков естественным образом объясняет некоторые особенности полулептонных слабых взаимодействий, т. е. процессов типа β -распада нейтрона. Чисто лептонных и нелептонных процессов мы касаться в обзоре не будем, так как их изучение требует новых гипотез, не вытекающих непосредственно из нерелятивистской модели кварков.

Приложение модели кварков к слабым взаимодействиям основано на фундаментальной гипотезе о том, что радиус слабого взаимодействия много меньше среднего расстояния между кварками в адронах. В этом случае амплитуда рассеяния лептона на адроне в первом порядке по слабому взаимодействию равна сумме амплитуд рассеяния лептона

на кварках ²² (рис. 2). Далее предполагается, что гамильтониан слабого взаимодействия кварка с лептонами имеет вид

$$H = G/\sqrt{2}\{(J_\mu)_\beta^\alpha l_\mu + \text{к. с.}\}, \quad (4,1)$$

где α и β — индексы кварков (антикварков), $l_\mu = \bar{u}\gamma_\mu(1 - \gamma_5)u$ — лептонный ток, $(J_\mu)_\beta^\alpha$ — адронный ток, который в схеме Кабиббо ²³ равен

$$\{(J_\mu)_\beta^\alpha\} = \begin{pmatrix} 0 & J_\mu^{\pi^-} \cos \theta & J_\mu^{K^-} \sin \theta \\ J_\mu^{\pi^+} \cos \theta & 0 & 0 \\ J_\mu^{K^+} \sin \theta & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (4,2)$$

причем значок π^\pm (K^\pm) удобен для обозначения квантовых чисел, которые несет ток $(J_\mu)_\beta^\alpha$, θ — угол Кабиббо. Появление θ в (4,2) по Кабиббо ²³ следует из того, что слабое взаимодействие выделяет определенное направ-

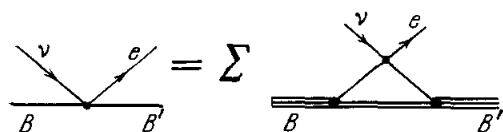


Рис. 2. Неупругое рассеяние нейтрино на барионе в модели кварков.

ление в $SU(3)$ -пространстве, подобно тому как в электродинамике выделены заряженные частицы, а при нарушении $SU(3)$ — странные адроны. Тогда сохраняющий странность адронный ток входит с множителем $\cos \theta$, а изменяющий странность — с $\sin \theta$. Наличие $\sin \theta$ в модели

кварков можно объяснить ослаблением взаимодействия кварка Q_λ в сильном взаимодействии (см. гл. II и III) ⁶⁴. Для появления $\cos \theta$ нет видимых причин, а его существование не является экспериментально твердо установленным, так как вклад $\cos \theta$ в вероятность β -распада — порядка радиационных поправок, которые в настоящее время мы не умеем рассчитывать строго (подробнее см., например, ⁶⁵). J_μ в формуле (4,1) — ток кварков, равный

$$(J_\mu)_\beta^\alpha = \bar{u}_\alpha(p_1) \{f_1 \gamma_\mu + f_2 \sigma_{\mu\lambda} (p_1 - p_2)_\lambda + g_1 \gamma_\mu \gamma_5 + g_2 \gamma_5 (p_1 - p_2)_\mu\} u_\beta(p_2). \quad (4,3)$$

Здесь f_1, f_2, g_1, g_2 — неизвестные функции $t = (p_1 - p_2)^2$, причем при $t = 0$ $f_1(0) = 1$.

Гипотеза сохранения векторного тока ⁶³, эквивалентная предположению, что электромагнитный и «слабый» векторный токи представляют собой разные компоненты одного и того же изотопического вектора, позволяет выразить f_1 и f_2 через электрический и магнитный формфакторы кварка, а следовательно, и нуклона (см., например, ⁹). Остаются неизвестными только g_1 и g_2 . Если считать, что собственный формфактор кварка $g_1(t)$ слабо зависит от переданного импульса t (для $g_2(t)$ последняя гипотеза, вероятно, менее удовлетворительна, так как в $g_2(t)$ дает вклад π -мезонный полюс), то аксиальный формфактор нуклона равен электрическому:

$$\frac{F_A(t)}{G_A(t)} = G_E^p(t).$$

Последнее предсказание не противоречит опыту ²⁴.

Нетрудно заметить, что при наличии $SU(3)$ -симметрии ток кварков имеет те же квантовые числа (Q, S, T), что и нонет мезонов, состоящих из кварка и антикварка, и преобразуется как синглет и октет по $SU(3)$. Ввиду отсутствия нейтральных компонент ⁶⁵ (это уже отражено в (4,2))

в слабых взаимодействиях принимают участие лишь заряженные токи, имеющие квантовые числа π^\pm , K^\pm -мезонов. Очевидно, в силу аддитивности токов кварков теми же свойствами обладает полный адронный ток, равный сумме токов кварков, т. е. полный адронный ток преобразуется по октетному представлению $SU(3)$. Это утверждение обычно постулируется при рассмотрении слабых взаимодействий вне модели кварков (см. обзор ⁶⁵). Из октетного характера адронного тока следуют правила отбора:

1. В полулептонных процессах с сохранением странности (ток J_{π^\pm}) должно выполняться «правило» отбора $\Delta T = 1$.

2. В полулептонных процессах с изменением странности (ток J_{K^\pm}) должны выполняться «правила» отбора $\Delta T = Y$, $\Delta S = \Delta Q$.

Эти правила отбора справедливы в любой модели, в которой адроны построены из трех фермионов и в которой слабое взаимодействие происходит как распад одного фермиона ⁹, ⁴⁶. Предсказания найдутся в хорошем согласии с опытом ⁶⁵.

Если считать, что G известно из распада мюона, $\sin \theta$ — из лептонных распадов, а G_A — из β -распада, то, пренебрегая вкладом псевдоскаляра, можно описать все полулептонные распады гиперонов в согласии с опытом (табл. X). По сравнению с феноменологическим подходом, в котором постулируется октетный характер преобразования адронного

тока по группе $SU(3)$, модель кварков для полулептонных распадов октета $1/2^+$ фиксирует дополнительно отношение F/D для матричного элемента аксиального тока. Для реакции $\gamma + p \rightarrow \mu + \Lambda$ теория предсказывает все параметры, так как

$$J(\Delta^+ \rightarrow n_\uparrow)_V = -\frac{2\sqrt{2}}{5} J(p_\uparrow \rightarrow n_\uparrow)_{\text{магн}},$$

$$J(\Delta^+ \rightarrow n_\uparrow)_A = \frac{-2\sqrt{2}}{5} J(p_\uparrow \rightarrow n_\uparrow)_A, \tag{4,4}$$

где $J(\)_{V,A}$ — матричный элемент адронного векторного (аксиального) тока. Эти соотношения подробно сравнивались с опытом в работе ⁶⁶. Они не противоречат эксперименту.

Все эти предсказания, за исключением $\frac{F_A(t)}{G_A} = C_E^V(t)$, можно получить и с помощью группового подхода в рамках $SU(6)_W$ ⁶⁷, но в $SU(6)_W$ требуется, кроме знания зарядово-спиновой части волновой функции, дополнительное предположение, что адронный ток преобразуется по представлению ³⁶ этой группы. Поэтому в некотором смысле модель кварков можно воспринимать как обоснование того, почему в полулептонных процессах работает $SU(6)$ -симметрия.

V. РАССЕЙНИЕ ЧАСТИЦ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ (ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ)

Как мы видели в предыдущих главах, статические свойства адронов достаточно легко понять в модели нерелятивистских кварков. Справедливость соотношений между формфакторами при ненулевых переданных импульсах еще более свидетельствует в пользу модели кварков, слабо

Таблица X

Полулептонные распады в модели кварков (по ⁶⁷)

Распад	Теория	Эксперимент
$n \rightarrow p$	1	1
$\Lambda \rightarrow p$	$0,95 \cdot 10^{-3}$	$(1 \pm 0,1) \cdot 10^{-3}$
$\Sigma^- \rightarrow n$	$1,2 \cdot 10^{-3}$	$(1,39 \pm 0,2) \cdot 10^{-3}$
$\Xi^- \rightarrow \Lambda$	$0,67 \cdot 10^{-3}$	$(2,4 \pm 1,4) \cdot 10^{-3}$
$\Sigma^- \rightarrow \Lambda$	$0,63 \cdot 10^{-3}$	$(0,75 \pm 0,28) \cdot 10^{-3}$
$\Omega^- \rightarrow \Xi^0$	$5 \cdot 10^{-3}$	

взаимодействующих внутри адрона. Можно думать, что и при рассеянии адронов проявятся характерные следствия кварковой структуры частиц.

В области малых и средних энергий без специфических предположений, выходящих за рамки наивной модели кварков, трудно достигнуть успеха (см., впрочем, ⁶⁸). С другой стороны, можно надеяться, что при импульсах налетающих частиц, много больших импульсов кварков внутри адрона, главный вклад в амплитуду дает однократное рассеяние кварка одной частицы на кварке (антикварке) другой ^{25, 26} (рис. 3). Возможность такого приближения поясним на простом примере. Допустим, что кварки — тяжелые частицы — находятся на дне широкой потенциальной ямы; тогда они будут нерелятивистскими внутри ее (благодаря большой массе кварка и большой ширине ямы). Если размеры кварка и радиус взаимодействия кварка одного адрона с кварком (антикварком) другого много

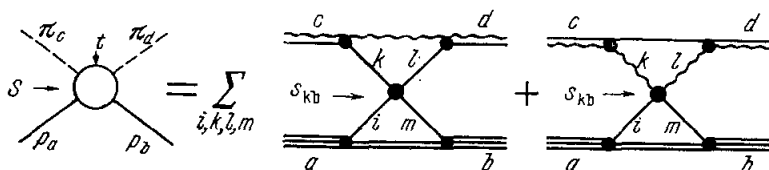


Рис. 3. Рассеяние мезона на барионе при высокой энергии в модели кварков. Прямой линией изображен кварк, волнистой — антикварк.

меньше среднего расстояния между кварками в частице (ширины ямы), то при малых переданных импульсах главный вклад дает однократное рассеяние кварка одной частицы на кварке (антикварке) другой при условии, что импульс сталкивающихся частиц много больше импульса кварка внутри ямы ²⁵. Напомним, что мы считаем нерелятивистскими кварки только внутри частицы, а сами частицы ультрарелятивистскими. В рамках такой картины поправки к сумме кварковых амплитуд падают с ростом энергии или порядка отношения радиуса взаимодействия кварков к ширине ямы. Очевидно, физический смысл приближения здесь иной, чем в задаче о рассеянии дейтона на дейтоне ⁶⁹, поскольку кварк во время взаимодействия находится внутри ямы и краевые эффекты в силу ее большой глубины играют малую роль. Естественно, что кварковые амплитуды, через которые выражается амплитуда рассеяния частиц высоких энергий, могут сильно отличаться от амплитуд рассеяния свободных кварков (если они существуют!).

Отметим, что для вывода некоторых предсказаний достаточно изложенных выше гипотез. Например, правила отбора и соотношения между элементами матрицы плотности следуют только из унитарно-спиновой структуры амплитуды рассеяния кварка на кварке. Для большинства же приложений необходимо дополнительно предположить, что при больших энергиях, когда импульс налетающей частицы много больше импульса кварка внутри адрона, можно пренебречь зависимостью амплитуды рассеяния кварка на кварке (антикварке) от импульсов кварков внутри частицы. Тогда амплитуда рассеяния адронов при большой энергии имеет следующий вид:

$$A_{ab}^{cd}(s, t) = F_{ab}(t) F_{cd}(t) \sum_{\substack{i \in a, m \in b, \\ k \in c, l \in d}} M_{im}^{kl}(s_{KB}, t). \quad (5,1)$$

В этом выражении все обозначения соответствуют рис. 3; $s = (p_1 + p_2)^2$ — квадрат энергии сталкивающихся частиц в системе

центра инерции, $t = (p_1 - p_1')^2$ — квадрат переданного импульса (с обратным знаком),

$$F_{ab}(t) = \int \Psi_a^*(r_1 r_2 r_3) l^{i(\Delta r_1)} \Psi_b(r_1 r_2 r_3) d\tau, \quad \Delta_\mu = (p_a - p_b)_\mu.$$

$F_{ab}(t)$ характеризует вероятность того, что кварк остается в адроне и после рассеяния. Поскольку в модели кварков координатная часть волновой функции для определенного сорта частиц (мезонов или барионов) одинакова при наличии $SU(3)$, то $F_{ab}(t)$ — универсальная функция: $F_{ab}(t) = F(t)$. Если к тому же считать, что радиус кварка много меньше радиуса адрона, то $F(t)$ равен электрическому (саксовскому) ²⁰ формфактору протона (см. гл. III), т. е. $F(t) = G_E^p(t)$ при малых переданных импульсах до тех пор, пока не скажется структура кварка ³¹. $M_{im}^{kl}(s_{KB}, t)$ — амплитуда рассеяния кварка на кварке (антикварке). Напишем ее в двухкомпонентном виде, считая, что эффективный потенциал достаточно гладкий:

$$M = a + b(\sigma_1 \sigma_2) + c(\sigma_1 + \sigma_2, \mathbf{v}) + d(\sigma_1 \mathbf{k})(\sigma_2 \mathbf{k}) + e(\sigma_1 \mathbf{m})(\sigma_2 \mathbf{m}) + f(\sigma_1 - \sigma_2, \mathbf{v}), \quad (5,2)$$

где

$$\mathbf{v} = \frac{|\mathbf{nn}'|}{|[\mathbf{nn}']|}, \quad \mathbf{m} = \frac{\mathbf{n} - \mathbf{n}'}{|\mathbf{n} - \mathbf{n}'|}, \quad \mathbf{k} = \frac{\mathbf{n} + \mathbf{n}'}{|\mathbf{n} + \mathbf{n}'|},$$

\mathbf{n} — единичный вектор, направленный по импульсу налетающей частицы, а \mathbf{n}' — рассеянной; a, b, c, e, f — матрицы в зарядовом пространстве. Если считать, что кварки тождественны (что соответствует наличию $SU(3)$), то $f = 0$, а каждое слагаемое в (5,2) можно представить в более удобном виде в зарядовом пространстве, например

$$a = a'I + a''(\lambda_1 \lambda_2),$$

где I — единичная матрица, а λ_j — восемь матриц унитарного спина ¹.

VI. ОСНОВНЫЕ СЛЕДСТВИЯ МОДЕЛИ КВАРКОВ ДЛЯ РАССЕЯНИЯ АДРОНОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Прежде чем перейти к подробному сравнению предсказаний модели с экспериментом, остановимся на тех результатах, которые можно получить без сложных вычислений.

1. В модели запрещены (что находится в хорошем согласии с опытом) при высоких энергиях и малых переданных импульсах реакции, в которых изменение заряда, гиперзаряда и изотопического спина начальных частиц не удовлетворяет «правилам» $|\Delta Q| \leq 1, \Delta T \leq 1, \Delta Y \leq 1$ ²⁵. Запреты связаны с тем, что система кварк + антикварк не содержит состояний с $|Q| > 2, T > 1$ и $|Y| > 1$ (см. табл. I). Начиная с 6–8 $G\text{эв}/c$ сечения запрещенных реакций, таких, как $K^- p \rightarrow \pi^+ \Sigma^-$ ($|\Delta Q| = |Q_K - Q_\pi| = 2$), $K^- p \rightarrow \Sigma^- \pi^+$ ($|\Delta Q| = 2$), на порядок меньше соответствующих разрешенных ($K^- p \rightarrow \pi^- \Sigma^+$; $K^- p \rightarrow \Sigma^+ \pi^-$ ($|\Delta Q| = 0$)). Для некоторых реакций, которые запрещены в модели, измерены дифференциальные сечения. В них наблюдается четкий минимум на угол 0° ³⁰.

Хорошее выполнение на опыте предсказаний модели является до некоторой степени проверкой сделанных предположений и, кроме того, дает возможность оценить, начиная с какой энергии имеет смысл проводить сравнение модели с экспериментом. При импульсе налетающего адрона, меньшем 4–6 $G\text{эв}/c$, видимо, модель не работает. (Например, в реакции $K^- p \rightarrow K^+ \Xi^-$ при $p_K = 3,5 G\text{эв}/c$ виден пик вперед ³⁰.)

Единственное исключение представляют аннигиляционные процессы, для которых при $P = 7 \text{ Гэв/с}$ заметную величину имеет эффективное сечение запрещенного процесса $p\bar{p} \rightarrow \Xi\bar{\Xi}$ ($|\Delta s| = 2$), а дифференциальное сечение этого процесса изотропно⁹⁶. Это означает, видимо, что аннигиляционные процессы позже выходят на асимптотический режим.

2. В модели запрещены реакции

$$\pi + N \rightarrow M_\lambda + N (N_\delta), \quad (6,1)$$

где M_λ — пара $(Q_\lambda \bar{Q}_\lambda)$ ⁷⁷, так как в рамках применимости гипотезы «аддитивности» амплитуд разрешены лишь те реакции, в которых изменяются свойства только одного кварка в адроне, а при реализации (6,1) это «правило» на соблюдается.

Ослабление взаимодействия кварка Q_λ приводит к перестройке волновых функций бозонов, которую удобно описать, вводя параметр смешивания (см. гл. II). С его помощью можно выразить M_λ через физические частицы и придать запрету (6,1) более удобную форму:

$$\frac{\sigma(\pi^- p \rightarrow \phi n)}{\sigma(\pi^- p \rightarrow \omega n)} = \frac{\sigma(\pi^+ p \rightarrow \phi \Delta^{++})}{\sigma(\pi^+ p \rightarrow \omega \Delta^{++})} = \left(\frac{1 - \sqrt{2} \operatorname{tg} \theta_V}{1 + \sqrt{2} \operatorname{tg} \theta_V} \right)^2, \quad (6,2)$$

$$\frac{\sigma(\pi^- p \rightarrow X^0 n)}{\sigma(\pi^- p \rightarrow \eta n)} = \frac{\sigma(\pi^+ p \rightarrow X^0 \Delta^{++})}{\sigma(\pi^+ p \rightarrow \eta \Delta^{++})} = \left(\frac{1 - \sqrt{2} \operatorname{tg} \theta_P}{1 + \sqrt{2} \operatorname{tg} \theta_P} \right)^2. \quad (6,3)$$

Здесь ϕ и ω относятся к нонету 1^- , X^0 , а η — к нонету 0^- ; θ_V и θ_P — соответствующие углы смешивания.

Соотношения (6,2), (6,3) позволяют, независимо от массовых формул, определять угол смешивания и даже его знак! Например, малость сечения рождения ϕ -мезона по сравнению с ω -мезоном:

$$\sigma(\pi^+ p \rightarrow \phi \Delta^{++}) = 10 \text{ мкб} \quad \text{при } 3,65 \text{ Гэв/с,}$$

а

$$\sigma(\pi^+ p \rightarrow \omega \Delta^{++}) = (650 \pm 100) \text{ мкб} \quad \text{при } 3,6 \text{ Гэв/с}$$

и

$$400 \text{ мкб} \quad \text{при } p = 4,0 \text{ Гэв/с}^{30}$$

говорит о том, что ϕ в основном состоит из странных кварков (это находится в хорошем согласии с массовыми формулами и отсутствием распада ϕ на 3π).

Соотношение (6,3) еще более интересно: оно позволит проверить идею смешивания в применении к нонету 0^- . Если правильна классификация высших бозонных резонансов по типу $L - S$ -связи, то можно попытаться применить развиваемую модель к процессам рождения этих мезонов. В частности, для нонетов 2^+ и 1^+ мы получим

$$\frac{\sigma(\pi^- p \rightarrow f' n)}{\sigma(\pi^- p \rightarrow f^0 n)} = \left(\frac{1 - \sqrt{2} \operatorname{tg} \theta_T}{1 + \sqrt{2} \operatorname{tg} \theta_T} \right)^2, \quad (6,4)$$

$$\frac{\sigma(\pi^- p \rightarrow E n)}{\sigma(\pi^- p \rightarrow D n)} = \left(\frac{1 - \sqrt{2} \operatorname{tg} \delta}{1 + \sqrt{2} \operatorname{tg} \delta} \right)^2, \quad (6,5)$$

где θ_T , δ — углы смешивания в нонетах 2^+ и 1^+ . Соотношения (6,4) представляют большой интерес, так как они являются независимой проверкой кварковой структуры нонетов 2^+ , 1^+ . В работе²⁸ утверждается, что анализ экспериментов по рассеянию частиц с помощью формул (6,2)—(6,4) дает θ_P , θ_V , θ_T , сравнимые с углами смешивания, ожидаемыми из масс нонета, причем $\theta_P < 0$, а $\theta_V > 0$, как и ожидается в модели кварков¹⁸.

3. Другое важное предсказание относится к реакциям, где в начальном и конечном состояниях находится псевдоскалярный мезон. Например,

$P \div N \rightarrow P + N (N/\delta)$, где P обозначает нонет мезонов с $J^P = 0^-$, а N_δ — декуплет $J^P = 3/2^+$. Равенство нулю спина мезона P приводит к тому, что $\langle P | \sigma_{\text{кв}} | P \rangle = 0$ и, следовательно, вклад в эти реакции дает только часть амплитуд рассеяния кварка на кварке (антикварке), а именно a и $c (\sigma_i \mathbf{v})$ (см. (5,1), (5,2)), причем эти амплитуды необходимо усреднить по нуклонным волновым функциям (значок i относится к кварку, принадлежащему нуклону). Из-за различия спинов N и N_δ в реакции $P \div N \rightarrow P + N_\delta$ остается только слагаемое $c (\sigma \mathbf{v})$, через которое выражается также амплитуда с переворотом спина в реакциях $P + N \rightarrow P + N$. Это позволяет получить ряд интересных соотношений ⁷²:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\sigma^\Phi}{dt} (\pi^- p \rightarrow \pi^0 n) &= \frac{25}{24} \frac{d\sigma}{dt} (\pi^+ p \rightarrow \pi^0 \Delta^{+-}) = \frac{25}{8} \frac{d\sigma}{dt} (\pi^- p \rightarrow \pi^0 \Delta^0), \\ \frac{d\sigma^\Phi}{dt} (\pi^- p \rightarrow \eta n) &= \frac{25}{24} \frac{d\sigma}{dt} (\pi^- p \rightarrow \eta \Delta^0) = \frac{25}{8} \frac{d\sigma}{dt} (\pi^+ p \rightarrow \eta \Delta^{++}), \\ \frac{d\sigma^\Phi}{dt} (K^- p \rightarrow \bar{K}^0 n) &= \frac{25}{8} \frac{d\sigma}{dt} (K^- p \rightarrow \bar{K}^0 \Delta^0), \\ \frac{d\sigma^\Phi}{dt} (K^+ p \rightarrow K^0 n) &= \frac{25}{24} \frac{d\sigma}{dt} (K^+ p \rightarrow K^0 \Delta^{++}), \\ \frac{d\sigma^\Phi}{dt} (K^- p \rightarrow \pi^- \Sigma^+) &= \frac{1}{8} \frac{d\sigma}{dt} (K^- p \rightarrow \pi^- \Sigma^+_\delta). \end{aligned} \right\} (6,6)$$

Здесь $\frac{d\sigma^\Phi}{dt}$ — дифференциальное сечение, за которое ответственна амплитуда с переворотом спина. Из равенств (6,6) следуют два вывода:

а) Сечения всех процессов типа $P + N \rightarrow P + N_\delta$ должны обращаться в нуль при малых углах рассеяния Φ как $\sin^2 \frac{\Phi}{2}$ в силу свойств амплитуды, с переворотом спина для реакций $P + N \rightarrow P + N$.

Такой минимум намечается в реакции $\pi^+ p \rightarrow \pi^0 \Delta^{++}$ ⁷³ при $p_\pi \sim 6-8 \text{ Гэв/с}$ ³⁰. В реакции $\pi^+ p \rightarrow \eta \Delta^{++}$ при $p_\pi = 8 \text{ Гэв/с}$ отсутствует минимум при рассеянии на малые углы ³⁰, но, с другой стороны, нет и пика вперед, сечение изотропно. Это, возможно, говорит о том, что еще не наступил асимптотический режим для этой реакции.

б) Сравнение с опытом (6,6) возможно только при дополнительной гипотезе, что главный вклад в дифференциальное сечение $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ дает амплитуда с изменением спиральности (в пользу последней гипотезы говорит наличие минимума на угол 0° в этой реакции ³⁰). Изучение дифференциальных сечений реакций $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$, $\pi^+ p \rightarrow \pi^0 \Delta^{++}$ показывает, что между ними существует качественное соответствие, а именно в положении максимумов и минимумов. В модели полюсов Редже такое соответствие объясняется тем, что эти реакции идут за счет обмена только реджеизованным ρ -мезоном. Сравнение верхнего из соотношений в максимуме при $t = -0, 1 (\text{Гэв/с})^2$ говорит, что оно согласуется с 50%-ной точностью.

4. Если предположить, что амплитуда рассеяния связанного кварка на кварке (антикварке) слабо зависит от того, принадлежит ли кварк (антикварк) мезону или бариону, то в пределе больших энергий, когда выполняется теорема Померанчука, следует связь между мезон-барионными и барион-барионными полными сечениями. Из простого подсчета числа кварковых амплитуд легко вывести ²⁵ $\sigma_{pp} = 9a$, $\sigma_{p\bar{p}} = 6a$, $\sigma_{\pi\pi} = 4a$, где a — полное сечение рассеяния кварка на кварке (антикварке) в пределе справедливости теоремы Померанчука. Отсюда следует

$$\sigma_{pp} : \sigma_{p\bar{p}} : \sigma_{\pi\pi} = 9 : 6 : 4.$$

Если считать, что σ_{pp} и $\sigma_{\pi p}$ при максимальных энергиях, доступных в настоящее время, мало отличаются от померанчуковского предела, то это предсказание находится в неплохом согласии с опытом³⁵

$$\frac{\sigma_{pp}}{\sigma_{\pi p}} = 1,58 \pm 0,05.$$

При обработке полных сечений с помощью модели полюсов Редже отношение вкладов вакуумного полюса в эти сечения равно $1,8 \pm 0,02$ ⁷⁹. Заметим, что вне рамок модели кварков связь барион-барионных и мезон-барионных сечений непонятна и поэтому согласие с опытом последнего соотношения является серьезным аргументом в пользу кваркового строения адронов.

VII. СООТНОШЕНИЯ МЕЖДУ ПОЛНЫМИ СЕЧЕНИЯМИ

Теперь приступим к систематическому сравнению предсказаний модели с экспериментом. Везде в дальнейшем мы будем предполагать, что кварки Q_p и Q_n взаимодействуют одинаково (т. е. имеет место изотопическая инвариантность сильного взаимодействия), а кварк Q_λ — иначе, т. е. в модели кварков возникает однозначный рецепт нарушения $SU(3)$ во взаимодействии^{32, 60, 61}.

Наиболее простой задачей является изучение амплитуды упругого рассеяния на угол 0° , которая связана с полным сечением по оптической теореме. Так как в оптическую теорему входит мнимая часть амплитуды рассеяния вперед, просуммированная по спинам, полное сечение не зависит от спинового взаимодействия кварков. Поэтому расчет соотношений между полными сечениями крайне прост: он сводится к подсчету числа различных кварковых амплитуд. Например, для рассеяния π^+ -мезона на протоне имеем

$$\begin{aligned} \text{Sp Im } A_{\pi^+p}^{el}(t=0) &= \langle (Q_p \bar{Q}_n) (Q_p Q_p Q_n) | (Q_p \bar{Q}_n) (Q_p Q_p Q_n) \rangle = \\ &= 2 \langle Q_p Q_p | Q_p Q_p \rangle + 2 \langle Q_p \bar{Q}_n | Q_p \bar{Q}_n \rangle + \langle Q_n \bar{Q}_n | Q_n \bar{Q}_n \rangle + \langle Q_p Q_n | Q_p Q_n \rangle. \end{aligned} \quad (7,1)$$

Аналогичным образом можно выразить сечения других процессов через сечения рассеяния кварков:

$$\left. \begin{aligned} \sigma(\pi^+p) &= 2a(pp) + 2a(p\bar{n}) + a(pn) + a(n\bar{n}), \\ \sigma(\pi^-p) &= 2a(pn) + 2a(p\bar{p}) + a(nn) + a(n\bar{p}), \\ \sigma(K^+p) &= 2a(pp) + a(pn) + 2a(\bar{\lambda}p) + a(\bar{\lambda}n), \\ \sigma(K^-p) &= 2a(\bar{p}p) + a(\bar{p}n) + 2a(\lambda p) + a(\lambda n), \\ \sigma(K^0p) &= 2a(pn) + a(nn) + 2a(\bar{\lambda}p) + a(\bar{\lambda}n), \\ \sigma(\bar{K}^0p) &= 2a(p\bar{n}) + a(n\bar{n}) + 2a(\lambda p) + a(\lambda n). \end{aligned} \right\} \quad (7,2)$$

В предположении изотопической инвариантности ($a(pp) = a(nn)$, $a(\lambda p) = a(\lambda n)$), очевидно, выполняется только одно соотношение⁶²

$$\sigma(K^-p) - \sigma(\bar{K}^0p) - \sigma(K^+p) + \sigma(K^0p) = \sigma(\pi^-p) - \sigma(\pi^+p). \quad (7,3)$$

В силу изотопической инвариантности сильных взаимодействий

$$\sigma(K^0p) = \sigma(K^+n), \quad \sigma(\bar{K}^0p) = \sigma(K^-n),$$

а так как на опыте измеряются $\sigma(K^+n)$ и $\sigma(K^-n)$, то выразим (7,3) через эти сечения:

$$[\sigma(K^-p) - \sigma(K^-n)] + [\sigma(K^+n) - \sigma(K^+p)] = \sigma(\pi^-p) - \sigma(\pi^+p). \quad (7,4)$$

Это равенство находится в согласии с опытом в пределах экспериментальных ошибок (табл. XI; экспериментальные данные взяты из ³⁵).

Т а б л и ц а X I

Сравнение с опытом соотношения
 $\sigma(\pi^-p) - \sigma(\pi^+p) = [\sigma(K^-p) - \sigma(K^-n)] + [\sigma(K^+n) - \sigma(K^+p)]$

$p, \text{ Гэв}/c$	$\sigma(\pi^-p) - \sigma(\pi^+p),$ мб	$[\sigma(K^-p) - \sigma(K^-n)] +$ $+ [\sigma(K^+n) - \sigma(K^+p)], \text{ мб}$
6	$2,3 \pm 0,5$	$2,6 \pm 1,2$
8	$2,4 \pm 0,5$	$4,2 \pm 1,1$
10	$1,7 \pm 0,5$	$2,1 \pm 1,1$
12	$1,7 \pm 0,5$	$1,7 \pm 1,1$
14	$1,5 \pm 0,5$	$1,5 \pm 1,1$
16	$1,7 \pm 0,5$	$1,4 \pm 1,5$
18	$1,5 \pm 0,5$	$2,2 \pm 2,4$

При наличии $SU(3)$ -симметрии во взаимодействии кварков возникают дополнительные предсказания ^{25, 26}. Они не приводятся здесь, так как экспериментальные данные по полным сечениям с точки зрения всех современных моделей свидетельствуют о серьезном нарушении унитарной симметрии. В модели полюсов Редже это нарушение проявляется в необходимости введения параметров смешивания для векторных и тензорных реджионов ^{95, 96}. В модели кварков

$$\frac{a(\lambda p) + a(\bar{\lambda} p)}{a(pn) + a(\bar{p}n)} = \frac{\sigma(K^-p) + \sigma(K^+n) - \sigma(\pi^-p)}{2\sigma(\pi^+p) - \sigma(\pi^-p) + 3[\sigma(K^+n) - \sigma(K^+p)]}. \quad (7,5)$$

В точной $SU(3)$ правая часть должна быть равна единице. На опыте при импульсе налетающей частицы $18 \text{ Гэв}/c$ она равна $0,6 \pm 0,1$. Для полных сечений рассеяния векторных мезонов сохраняются те же соотношения и, кроме того, $\sigma_{tot}(\pi N) = \sigma_{tot}(\rho N)$, так как в $\sigma_{tot}(\rho N)$ дают вклад те же кварковые амплитуды, что и в $\sigma_{tot}(\pi N)$.

Для барион-барионных и барион-антибарионных полных сечений не получается ни одного соотношения, экспериментальная проверка которого была бы возможна в ближайшем будущем. Все они выписаны в работах ^{25, 26}, к которым мы и отсылаем читателя.

Если предположить, что амплитуда рассеяния кварка на кварке (антикварке) не зависит от природы адрона, которому этот кварк принадлежит, то можно получить характерные только для данной модели соотношения между мезон-барионными и барион-барионными полными сечениями. А именно, не предполагая наличия $SU(3)$, имеем ^{25, 26}

$$\frac{1}{2}(\sigma(pp) + \sigma(\bar{p}\bar{p})) = \frac{3}{4}[\sigma(\pi^+p) + \sigma(\pi^-p)] + \frac{1}{4}[\sigma(K^+p) + \sigma(K^-p) - \sigma(K^+n) - \sigma(K^-n)], \quad (7,6)$$

$$\sigma(pp) - \sigma(pn) = \sigma(K^+p) - \sigma(K^+n), \quad (7,7)$$

$$\sigma(\bar{p}\bar{p}) - \sigma(\bar{p}n) = \sigma(K^-p) - \sigma(K^-n). \quad (7,8)$$

Вывод их прост, если принять во внимание, что

$$\begin{aligned}\sigma(pp) &= 4a(pp) + 4a(pn) + a(nn), \\ \sigma(\bar{p}p) &= 4a(\bar{p}p) + 2a(\bar{p}n) + 2a(\bar{p}\bar{n}) + a(n\bar{n}).\end{aligned}\quad (7,9)$$

Соотношение (7,6) находится в 20%-ном согласии с опытом (табл. XII), а левая и правая части (7,7) и (7,8) близки к нулю и их разность — порядка ошибки эксперимента.

Таблица XII

Сравнение с опытом соотношения

$$\begin{aligned}\sigma_T(pp) + \sigma_T(\bar{p}p) &= \frac{3}{2} [\sigma_T(\pi^+p) + \sigma_T(\pi^-p)] + \\ &+ \frac{1}{2} [\sigma_T(K^+p) + \sigma_T(K^-p) - \sigma_T(K^+n) - \sigma_T(K^-n)] \quad (\text{по } 35)\end{aligned}$$

$p, \text{ Гэв}/c$	$\sigma_T(pp) + \sigma_T(\bar{p}p), \text{ мб}$	$\frac{3}{2} [\sigma_T(\pi^+p) + \sigma_T(\pi^-p)] +$ $+\frac{1}{2} [\sigma_T(K^+p) + \sigma_T(K^-p) -$ $-\sigma_T(K^+n) - \sigma_T(K^-n)], \text{ мб}$
6	99,9±1,7	82,9±1,4
8	96,4±1,4	82,5±1,4
12	91,1±1,5	77,9±1,4
14	89,9±1,5	75,2±1,4
16	87,9±1,4	73,4±1,5
18	89,0±4,2	72,8±1,6

При сравнении (7,6)—(7,8) с опытом следует помнить, что барионы и мезоны состоят из разного числа кварков и имеют разные массы. Поэтому правую и левую части (7,6)—(7,8), строго говоря, надо сравнивать при разных энергиях, чтобы кварковые амплитуды зависели от одинаковых инвариантов ($s_{\text{кв}}$; см. рис. 3). Например, если считать, что адроны состоят из слабо связанных кварков с эффективной массой порядка 300 $M_{\text{эв}}$, то левую и правую части соотношений (7,6)—(7,8) необходимо сравнивать при

$$\frac{s_{pp}}{s_{\pi p}} = \frac{3}{2}.$$

Поэтому наиболее разумным является сравнение (7,6)—(7,8) при максимально высокой энергии, когда можно надеяться, что кварковые амплитуды слабо зависят от энергии. К сожалению, $\sigma(pp)$ при доступных энергиях существенно меняется с ростом энергии, поэтому, строго говоря, современные энергии недостаточны для проверки этих соотношений. В пределе справедливости теоремы Померанчука (7,6) примет вид

$$\frac{\sigma(pp)}{\sigma(\pi p)} = \frac{3}{2}. \quad (7,10)$$

Это соотношение уже обсуждалось в предыдущей главе. Отметим, что в модели выполняется соотношение работы³⁰ для померанчуковских пределов

$$\sigma_{\pi p}^2 = \sigma_{\pi\pi} \sigma_{pp},$$

так как

$$\frac{\sigma_{\pi p}}{\sigma_{\pi\pi}} = \frac{\sigma_{pp}}{\sigma_{\pi p}} = \frac{3}{2}.$$

Отсюда легко оценить померанчуковский предел для $\sigma_{\pi\pi}$ ($\sigma_{\pi\pi} = 14,6 \text{ мб}$).

Используя выражения (7,2), (7,9) и известные полные сечения³⁵, мы можем вычислить сечения рассеяния связанного кварка на кварке (антикварке). Набор таких величин при импульсах налетающих частиц 10 и 16 Гэв/с приведен в табл. XIII. Из нее видно, что $a(pp) = a(pn)$, т. е. мала мнимая часть амплитуды перезарядки (но отнюдь не вещественная часть, как предполагалось в⁸¹). Важной особенностью данных табл. XIII является большое различие между $a(p\lambda)$ и $a(p\bar{\lambda})$, с одной стороны, и $a(pn)$ и $a(p\bar{n})$, с другой, что свидетельствует о серьезном нарушении $SU(3)$ -симметрии во взаимодействии кварков. Столь сильное нарушение $SU(3)$ -симметрии не удивительно; в гл. II при анализе массы видели, что $SU(3)$ серьезно нарушается во взаимодействии кварков спин-спиновом и аннигиляционном¹⁸. В этом смысле любопытно, что модель кварков позволяет без использования $SU(3)$ -симметрии получить предсказания, которые обычно выводятся с помощью $SU(3)$ ^{74, 75} (например, (7,3)).

Заметим, что для вещественных частей амплитуды рассеяния, усредненной по спинам налетающих частиц, следуют те же соотношения, что и для полных сечений⁷⁶. Считая, что при больших энергиях для рассеяния на нулевой угол вклад амплитуды с переворотом спина мал и что перезарядками можно пренебречь, получим экспериментально проверяемое равенство

$$\frac{\langle \text{Re} A(pp) \rangle + \langle \text{Re} A(p\bar{p}) \rangle}{\langle \text{Re} (\pi^+p) \rangle + \langle \text{Re} (\pi^-p) \rangle} = \frac{3}{2}. \tag{7,11}$$

Удобно, используя (7,10), написать (7,11) в форме

$$\frac{\alpha_{pp} + \alpha_{p\bar{p}} \frac{\sigma(p\bar{p})}{\sigma(pp)}}{\alpha_{\pi^+p} + \alpha_{\pi^-p}} = 1, \tag{7,12}$$

где $\alpha = \frac{\text{Re} A}{\text{Im} A}$. На опыте⁹³:

$$\alpha_{pp} = -0,22 \pm 0,05, \quad \alpha_{p\bar{p}} = +0,07 \pm 0,032 \text{ или } +0,02 \pm 0,032,$$

$$\alpha_{\pi^+p} + \alpha_{\pi^-p} = -0,28 \pm 0,05.$$

Из-за трудности, связанной с невозможностью отделить однозначно электромагнитные поправки к амплитуде рассеяния при больших энергиях, для $\alpha_{p\bar{p}}$ приводятся два значения⁹³. Видно, что (7,12) не противоречит опыту.

VIII. СООТНОШЕНИЯ МЕЖДУ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫМИ СЕЧЕНИЯМИ НЕУПРУГИХ РЕАКЦИЙ

Значительно сложнее в модели кварков изучение соотношений между дифференциальными сечениями неупругих реакций. Это связано прежде всего с тем, что становится существенным спин-спиновое и спин-орбитальное взаимодействия кварков. Кроме того, при рассеянии на

Таблица XIII

Таблица значений сечений связанных кварков

p	10 Гэв/с	16 Гэв/с	p	10 Гэв/с	16 Гэв/с
	$a(pp)$	4,3		4,3	$\sigma(p\bar{n})$
$a(pn)$	4,4	4,3	$a(p\lambda)$	3	2,95
$a(p\bar{p})$	5,2	4,5	$a(p\bar{\lambda})$	1,5	1,4

ненулевые углы необходимо учитывать формфакторы частиц (см. формулу (5,1)).

Существует, однако, целый класс соотношений, которые не зависят ни от каких дополнительных предположений и следуют просто из запрета реакций с переносом в t -канале значений ΔS , ΔQ и ΔT , больших единицы.

Например, по этим «правилам» реакция $\pi^- p \rightarrow \pi^+ \Delta^-$ запрещена (перенос заряда, равного двум). Отсюда сразу же следует связь между изотопическими амплитудами (их в этой реакции две), что дает следующие соотношения между сечениями ⁷²:

$$\begin{aligned} \sigma(\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \Delta^+) &= \frac{2}{3} \sigma(\pi^+ p \rightarrow \pi^0 \Delta^{++}) = \\ &= \sigma(\pi^- p \rightarrow \pi^- \Delta^+) = 2\sigma(\pi^- p \rightarrow \pi^0 \Delta^0). \end{aligned} \quad (8,1)$$

Все подобные предсказания выписаны в работе ⁸². При $p_\pi = 8 \text{ Гэв/с}$ известны только сечения ⁵⁶

$$\begin{aligned} \sigma(\pi^+ p \rightarrow \pi^0 \Delta^{++}) &= (0,12 \pm 0,02) \text{ мб}, \\ \sigma(\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \Delta^+) &= \left(0,08 \pm \begin{matrix} 0,04 \\ 0,03 \end{matrix} \right) \text{ мб}. \end{aligned}$$

Их значения согласуются с (8,1) в пределах погрешности опыта.

Более интересные соотношения следуют из модели кварков для реакций рождения векторных мезонов ⁷¹:

$$\begin{aligned} \sigma(K^- p \rightarrow \phi \Lambda) &= \sigma(\pi^- p \rightarrow K^* \Lambda), \\ \sigma(K^- p \rightarrow \omega \Lambda) &= \sigma(K^- p \rightarrow \rho^0 \Lambda). \end{aligned} \quad (8,2)$$

Экспериментальные данные для этих реакций известны при не слишком высоких энергиях и с большой погрешностью. При $p_K = 3 \text{ Гэв/с}$ $\sigma(K^- p \rightarrow \phi \Lambda) = (40 \pm 8) \text{ мб}$, а при $p_\pi = 2,7 \text{ Гэв/с}$ $\sigma(\pi^- p \rightarrow K^{*0} \Lambda) = (53 \pm 8) \text{ мб}$, при $4,1 \text{ Гэв/с}$ $\sigma(K^- p \rightarrow \rho^0 \Lambda) = (41 \pm 17) \text{ мб}$, а $\sigma(K^- p \rightarrow \omega \Lambda) = (41 \pm 15) \text{ мб}$, т. е. (8,2) не противоречит опыту ⁷⁸.

Подобные соотношения можно написать для нонета 0^- (и вообще для любого нонета мезонов, состоящих из кварка и антикварка):

$$\left. \begin{aligned} \sigma(K^- p \rightarrow \eta \Lambda) + \sigma(K^- p \rightarrow X^0 \Lambda) &= \sigma(\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda) + \sigma(K^- p \rightarrow \pi^0 \Lambda), \\ \sigma(\pi^- p \rightarrow \pi^0 n) + \sigma(\pi^- p \rightarrow \eta n) + \sigma(\pi^- p \rightarrow X^0 n) &= \\ &= \sigma(K + n \rightarrow K^0 p) + \sigma(K^- p \rightarrow \bar{K}^0 n), \\ \sigma(\pi^+ p \rightarrow \pi^0 \Delta^{++}) + \sigma(\pi^+ p \rightarrow \eta \Delta^{++}) + \sigma(\pi^+ p \rightarrow X^0 \Delta^{++}) &= \\ &= 3\sigma(K^- p \rightarrow \bar{K}^0 \Delta^0) + \sigma(K^+ p \rightarrow K^0 \Delta^{++}). \end{aligned} \right\} \quad (8,3)$$

Все эти равенства пока нельзя вывести из других гипотез, кроме модели кварков, а поэтому их проверка очень важна. К сожалению, в настоящее время из-за незнания сечения рождения X^0 эти соотношения непроверяемы.

Помимо приведенных равенств, которые связывали, вообще говоря, дифференциальные сечения рассеяния на любой угол ϕ , в модели появляются добавочные следствия для рассеяния на нулевые углы ^{82, 83}. Это легко понять, заметив, что при нулевых углах рассеяния в форму-

ле (5,2) пропадают слагаемые, ответственные за спин-орбитальное взаимодействие:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\sigma}{dt} (\pi^- p \rightarrow K^0 \Sigma^0) &= \frac{1}{3} \frac{d\sigma}{dt} (\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda), \\ \frac{d\sigma}{dt} (K^- p \rightarrow M^0 \varepsilon^0) &= \frac{1}{3} \frac{d\sigma}{dt} (K^- p \rightarrow M^0 \Lambda) \quad (M^0 = X^0 \text{ или } \eta), \\ \frac{d\sigma}{dt} (K^- p \rightarrow \pi^- \Sigma^0) &= \frac{2}{3} \frac{d\sigma}{dt} (K^- n \rightarrow \pi^- \Lambda), \\ \frac{d\sigma}{dt} (\pi^- p \rightarrow \rho^0 n) &= \frac{25}{24} \frac{d\sigma}{dt} (\pi^+ p \rightarrow \rho^0 \Delta^{++}), \\ \frac{d\sigma}{dt} (\pi^- p \rightarrow \omega n) &= \frac{25}{24} \frac{d\sigma}{dt} (\pi^+ p \rightarrow \omega \Delta^{++}). \end{aligned} \right\} (8,4)$$

Если дополнительно предположить, что в сильных взаимодействиях справедлива $SU(3)$ -симметрия, то число соотношений между дифференциальными сечениями резко возрастет^{25, 82, 83}. Так как в настоящее время эти соотношения нельзя проверить при достаточно больших энергиях, они здесь не приводятся. Отметим только, что в модели кварков при наличии $SU(3)$ соотношения между дифференциальными сечениями рассеяния на угол 0° частиц, входящих в один $SU(3)$ -мультиплет, в точности совпадают с предсказаниями $SU(6)$. В этом смысле интересно проверить равенства (8,4), так как их существование при нарушении $SU(3)$ естественно только в модели кварков.

Наиболее характерны для модели кварков соотношения между барион-барионными и мезон-барионными сечениями. Для их получения, как и в случае полных сечений, необходимо предположить, что амплитуда рассеяния кварка на кварке (антикварке) слабо зависит от того, какому адрону принадлежит кварк. Приведем примеры таких равенств, которые получены в⁸³ без предположения о наличии симметрий выше изотопической:

$$\left. \begin{aligned} \sigma (\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda) &= \frac{9}{4} \sigma (\bar{p} p \rightarrow \bar{\Sigma}^0 \Lambda) - \frac{1}{12} \sigma (\bar{p} p \rightarrow \bar{\Lambda} \Lambda), \\ \sigma (\pi^- p \rightarrow K^0 \Sigma^0 \Lambda) &= \frac{9}{4} \sigma (\bar{p} p \rightarrow \bar{\Sigma}^0 \Lambda), \\ \sigma (\pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+) + \frac{1}{9} \sigma (\pi^+ p \rightarrow K^{*+} \Sigma^+) &= \sigma (\bar{p} p \rightarrow \bar{\Sigma}^+ \Sigma^+), \\ \sigma (K^+ p \rightarrow K^0 \Delta^{++}) + \frac{25}{9} \sigma (K^+ p \rightarrow K^{0*} \Delta^{++}) &= \sigma (\bar{p} p \rightarrow n \Delta^{++}), \\ \sigma (K^+ p \rightarrow K^{0*} \Delta^{++}) &= \frac{9}{8} \sigma (\bar{p} p \rightarrow \Delta^0 \Delta^{++}). \end{aligned} \right\} (8,5)$$

При сравнении теории неупругих процессов с опытом необходимо учесть поправки, возникающие из-за разностей масс сталкивающихся частиц. Успех гипотезы о слабой зависимости координатной части волновой функции адрона от его массы при объяснении электромагнитных свойств адронов внушает надежду, что здесь, как и в распаде $\omega \rightarrow \pi^0 \gamma$, достаточно учесть только кинематику.

Вероятно, наиболее естественно сравнивать сечения при одинаковом энергоделении Q и одинаковой сумме кинетических энергий вылетающих частиц, так как эта величина правильно учитывает пороги реакций⁸⁴. По той же причине необходимо из сечений выделять фазовый объем стандартным способом⁸⁴ $F = p_f / s p_i$ (где p_i и p_f — начальный и конечный импульсы адронов в системе центра масс), поскольку соотношения полу-

чены для квадратов матричных элементов. В модели кварков, помимо этих обычных в симметриях коррекций, для мезон-барионных и барион-барионных сечений необходима еще одна поправка, связанная с тем, что в амплитуду рассеяния входят формфакторы $F(t)$ (см. формулу (5,4)),

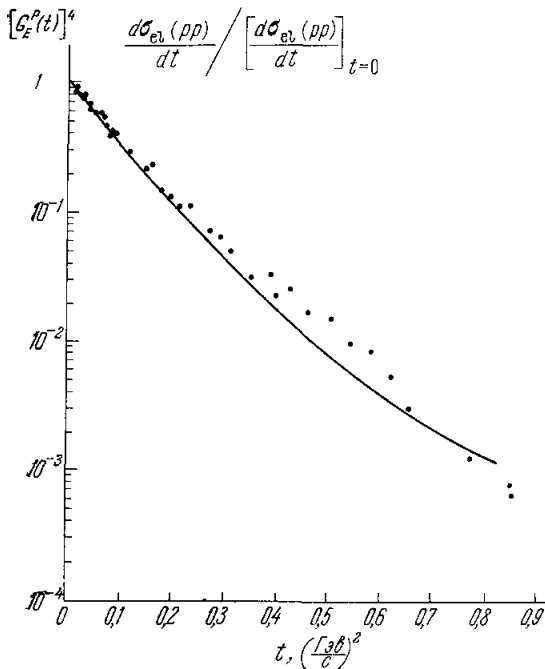


Рис. 4. Поведение $\frac{d\sigma_{el}(pp)}{dt} / \left[\frac{d\sigma_{el}(pp)}{dt} \right]_{t=0}$ и $[G_E^p(t)]^4$ в зависимости от переданного импульса t .

Сплошной линией изображено поведение

$$\frac{d\sigma_{el}(pp)}{dt} / \left[\frac{d\sigma_{el}(pp)}{dt} \right]_{t=0}$$

при $p = 12,8 \text{ Гэв/с}$; точки соответствуют значениям $[G_E^p(t)]^4$.

(Например, максимум при $t = 0,1 \text{ (Гэв/с)}^2$ в реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ объясняется большой величиной амплитуды с переворотом спина, пропорциональной $\sqrt{-t}$ при малых углах рассеяния.)

В рамках последних предположений можно учесть $F(t)$, разделив сечение дополнительно на e^{At} , причем величина A различна для рассеяния бариона на барионе и мезона на барионе и берется из эксперимента. После такой процедуры мы, по существу, имеем дело только с кварковыми амплитудами. Совершенно ясно, что ошибки, которые при этом делаются из-за пренебрежения полиномиальной зависимостью кварковых амплитуд от $\sqrt{-t}$, а также вследствие большой погрешности опыта, могут достигать значительной величины. Кроме того, в модели кварков по-прежнему остается теоретическая неопределенность — при каких энергиях надо сравнивать правую и левую части соотношений (8,5). Подробно это уже обсуждалось выше. По существу, мы имеем только одно строгое соотношение между мезон-барионными и барион-барионными сечениями, а именно — отношение полных сечений в померанчуковском пределе. Несмотря на это, срав-

причем они разные для мезонов и барионов. Эту поправку трудно учесть точно.

В литературе⁸³ обсуждались следствия дополнительной гипотезы, что кварковые амплитуды слабо (как полиномы) зависят от переданного импульса t , а вся сильная (экспоненциальная) зависимость от переданного импульса определяется формфактором частицы $F(t)$. Для дифференциальных сечений тогда предсказывается одинаковость основной зависимости от переданного импульса t , причем эта зависимость будет такой же, как у электромагнитного формфактора адрона⁸¹, что напоминает по ответу (droplet) модель Янга и Ву⁸⁵. Это предсказание находится в согласии с известным дифференциальным сечением pp -рассеяния⁸¹ (см. рис. 4, взятый из работы⁹²).

Наблюдающиеся отклонения от универсальной зависимости дифференциального сечения от t в неупругих реакциях объясняются при такой гипотезе наличием кинематической зависимости кварковых амплитуд от t .

нение с экспериментом в ⁸³ при Q от 0,4 до 0,8 $Gэв$ показывает, что все соотношения не противоречат опыту, за исключением $\sigma(\pi^- p \rightarrow K^0 \Sigma^0) < < \frac{2}{3} \sigma(p\bar{p} \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda})$, которое следует из (8,5). В нем в эксперименте левая часть вдвое больше правой (но Q малые $\sim 0,4-0,6 Gэв$).

Определенный интерес представляют соотношения между сечениями рассеяния на нулевой угол для мезон-барионных и барион-барионных реакций, особенно в связи с тем, что в последнее время появилась работа ⁸¹, в которой утверждается, что соотношения такого типа сильно нарушаются. Заметим прежде всего, что равенства работы ⁸¹ справедливы только при рассеянии на угол 0° и при пренебрежении спин-спиновым взаимодействием (амплитудами b, d в формуле (5,2)). На самом деле учет спина необходим, как будет видно ниже.

Выпишем некоторые соотношения для рассеяния на угол 0° :

$$\left. \begin{aligned} \frac{d}{dt} \sigma(pn \rightarrow np) &= \frac{d}{dt} \sigma(K^+n \rightarrow K^0p) + \frac{25}{9} \frac{d}{dt} \sigma(K^+n \rightarrow K^{*0}p), \\ \frac{d}{dt} \sigma(p\bar{p} \rightarrow n\bar{n}) &= \frac{d}{dt} \sigma(K^-p \rightarrow K^0n) + \frac{25}{9} \frac{d}{dt} \sigma(K^-p \rightarrow \bar{K}^{*0}n), \\ \frac{d}{dt} \sigma(p\bar{p} \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}) &= \frac{9}{4} \frac{d}{dt} \sigma(\pi^+p \rightarrow K^+\Sigma^+) + \frac{81}{4} \frac{d}{dt} \sigma(\pi^+p \rightarrow K^{*+}\Sigma^+), \\ \frac{d}{dt} \sigma(pn \rightarrow np) + \frac{d}{dt} \sigma(p\bar{p} \rightarrow n\bar{n}) &= \\ &= \frac{d}{dt} \sigma(\pi^-p \rightarrow \pi^0n) + 3 \frac{d}{dt} \sigma(\pi^-p \rightarrow \eta n) + \\ &+ \frac{25}{24} \frac{25}{9} \left[\frac{d}{dt} \sigma(\pi^+p \rightarrow \rho_0\Delta^{++}) + \frac{d}{dt} \sigma(\pi^+p \rightarrow \omega\Delta^{++}) \right]. \end{aligned} \right\} (8,6)$$

Для того чтобы получить результаты работы ⁸¹, нужно пренебречь в (8,6) сечениями рождения векторных мезонов. С опытом можно сравнить только последнее соотношение. При 8 $Gэв/c$ правая часть примерно в три раза больше левой. Из анализа эксперимента видно, что главный вклад в правую часть дает $\frac{d\sigma}{dt}(\pi^+p \rightarrow \rho^0\Delta^{++})$, которое отлично от нуля только из-за наличия спин-спинового взаимодействия (амплитуды b, d в формуле (5,2)). Слишком большая величина $\frac{d\sigma}{dt}(\pi^+p \rightarrow \rho^0\Delta^{++})$, возможно, связана с тем, что это дифференциальное сечение известно только при больших $t = -0,05 (Gэв/c)^2$, где важную роль может играть спин-орбитальное взаимодействие, не учтенное в (8,6). Например, дифференциальное сечение реакции $\pi^+ + p \rightarrow \rho^+ + p$ падает в три раза при уменьшении переданных импульсов от $t = -0,05 (Gэв/c)^2$ до $t = -0,02 (Gэв/c)^2$. Поэтому в настоящее время не ясно, противоречит (8,6) опыту или нет.

IX. МАТРИЦА ПЛОТНОСТИ

В этой главе будут рассмотрены свойства матрицы плотности частицы со спином S в модели кварков

$$\hat{\rho}_{\mu\mu'} = \frac{\sum_{\lambda_a \lambda_c \lambda_d} A_{\lambda_c \lambda_d}^{\lambda_a \mu} (A_{\lambda_c \lambda_d}^{\lambda_a \mu'})^*}{\sum_{\lambda_a \lambda_b \lambda_c \lambda_d} A_{\lambda_c \lambda_d}^{\lambda_a \lambda_b} (A_{\lambda_c \lambda_d}^{\lambda_a \lambda_b})^*}, \quad (9,1)$$

где $A_{\lambda_c \lambda_d}^{\lambda_a \lambda_b}$ — спиральные амплитуды ⁷⁴. Поскольку $\rho_{\mu\mu'}$ выражается через кварковые амплитуды, ее сравнение с опытом позволит получить более детальную информацию относительно характера взаимодействия кварков

при больших энергиях ⁸⁸. Для сравнения с опытом более удобна другая величина ⁸⁹

$$\rho_{mm'}(\Psi_b) = \sum_{\mu\mu'} d_{m\mu}^s(-\Psi_b) \hat{\rho}_{\mu\mu'} \hat{d}_{m'\mu'}^s(-\Psi_b). \quad (9,2)$$

Здесь m и m' — проекции спина частицы b (см. рис. 3) на направление движения начальной частицы a в системе, где b покоится. Ψ_b — угол между импульсами \mathbf{p}_a и $+\mathbf{p}_d$ в этой системе. При рассеянии вперед обе матрицы совпадают, так как в этом случае $\Psi_b = 0$, а $d_{m\mu}^s(0) = \delta_{m\mu}$ ^{74, 89}. В модели кварков проще всего рассчитать $\hat{\rho}_{\mu\mu'}$, потому что при учете только однократного рассеяния кварка одной частицы на кварке другой спиральные амплитуды складываются.

Соотношения между элементами матрицы плотности свободны от многих кинематических неопределенностей, в первую очередь от учета фазового объема. Более того, все предсказания относятся к одной и той же реакции, поэтому не сказываются разности масс и нет проблемы, при каких s и t необходимо сравнивать соотношения.

С точки зрения модели наиболее интересными являются процессы рассеяния псевдоскалярного мезона на нуклонах с рождением частицы, принадлежащей декуплету с $IP = 3/2^+ : P + N \rightarrow P + N_\delta$. Для этих реакций модель кварков предсказывает все элементы матрицы плотности на любые углы (допустимые в модели) ⁸⁸:

$$\rho_{\mu\mu'} = \frac{1}{8} \begin{pmatrix} 3 & 0 & \sqrt{3} & 0 \\ 0 & 1 & 0 & \sqrt{3} \\ \sqrt{3} & 0 & 1 & 0 \\ 0 & \sqrt{3} & 0 & 3 \end{pmatrix}. \quad (9,3)$$

Сравнение с экспериментом приведено в табл. XIV, взятой из ⁸⁸ и ⁹⁷. Видно, что в общем (9,3) неплохо согласуется с экспериментом, хотя энергии явно недостаточны, особенно для $K^+p \rightarrow K^0\Delta^{++}$. Так как сечение реакций такого типа при $\Phi \rightarrow 0$ должно стремиться к нулю (см. гл. VI),

Таблица XIV

Сравнение с экспериментом значений спиновой матрицы плотности в модели кварков

Реакция	$\rho_{\mu\nu}$	Теория	Эксперимент	
$\pi N \rightarrow \pi \Delta$	ρ_{33}	0,375	8 Гэв/с: 0,22 ± 0,06	4 Гэв/с: 0,40 ± 0,06
	$\rho_{3,-1}$	0,215	0,132 ± 0,07	0,21 ± 0,08
	ρ_{31}	0	0,066 ± 0,0	-0,03 ± 0,07
$K^+p \rightarrow K^0\Delta^{++}$	ρ_{33}	0,375	3 Гэв/с: ,28 ± 0,06	
	$\rho_{3,-1}$	0,215	0,21 ± 0,05	
	ρ_{31}	0	0,04 ± 0,05	
$K_p^- \rightarrow \Sigma_0^+\pi^-$	ρ_{33}	0,375	5,5 Гэв/с: 0,30 ± 0,15	4,5 Гэв/с: 0,35 ± 0,09
	$\rho_{3,-1}$	0,215	0,25 ± 0,06	0,16 ± 0,11
	ρ_{31}	0	0,00 ± 0,15	0,16 ± 0,14

величина матрицы плотности при $\vartheta = 0$ в большей степени может определяться поправками к модели. Для большей определенности нужно сравнивать предсказание модели для рассеяния на большие углы, где вычисляемые по модели матричные элементы являются главными.

Важным следствием модели кварков для реакций $P + N \rightarrow P(V) + N(N_\delta)$ является вещественность элементов $\hat{\rho}_{\mu\nu}$ ⁸⁸. Для примера рассмотрим матрицу плотности реакции $\pi p \rightarrow \rho N_\delta$. Во-первых, всякое изменение спиральности, большее единицы, в модели запрещено, поэтому $A_{3/2, -1/2}^+ = 0$. Во-вторых, равны нулю амплитуды, ответственные за изменение спиральности лишь у одной пары частиц в t -канале (это видно из формулы (5,2) и из различия спинов у всех частиц). Следовательно,

$$A_{1/2, 1/2}^+ = A_{1/2, 1/2}^- = A_{1/2, -1/2}^0 = A_{3/2, 1/2}^0 = 0;$$

кроме того,

$$\sqrt{3} A_{1/2, 1/2}^{+1} = A_{3/2, 1/2}^{-1}, \quad \sqrt{3} A_{1/2, 1/2}^{-1} = A_{3/2, 1/2}^{+1},$$

так как

$$\sqrt{3} \langle N_{+1/2} | \sigma_+ | N_{\delta-1/2} \rangle = \langle N_{+1/2} | \sigma_- | N_{\rho+3/2} \rangle.$$

Тогда, если обозначить $A_{1/2, 1/2}^0 = F$, $A_{1/2, 1/2}^{-1} = \frac{B}{\sqrt{2}}$, $A_{1/2, 1/2}^{+1} = \frac{C}{\sqrt{2}}$, для матрицы плотности ρ и Δ , рождающихся в этой реакции, получим

$$\{\hat{\rho}_{\mu\nu}\} = \frac{1}{N} \begin{pmatrix} 2(|B|^2 + |C|^2) & 0 & 2 \operatorname{Re} BC^* \\ 0 & 2|F|^2 & 0 \\ 2 \operatorname{Re} BC^* & 0 & 2(|B|^2 + |C|^2) \end{pmatrix}, \quad (9,4)$$

$\{\hat{\rho}_{\mu\nu}\} =$

$$= \frac{1}{N} \begin{pmatrix} \frac{3}{2}(|B|^2 + |C|^2) & 0 & \sqrt{3} \operatorname{Re} BC^* & 0 \\ 0 & |F|^2 + \frac{1}{2}(|B|^2 + |C|^2) & 0 & 0 \\ \sqrt{3} \operatorname{Re} BC^* & 0 & |F|^2 + \frac{1}{2}(|B|^2 + |C|^2) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{3}{2}(|B|^2 + |C|^2) \end{pmatrix}. \quad (9,5)$$

Аналогичным образом вычисляются элементы матрицы плотности остальных реакций.

Сравнение с экспериментом можно провести только при сравнительно малых энергиях. Оно показывает, что запрещенные матричные элементы $\hat{\rho}_{\mu\nu}$ для всех процессов действительно малы по сравнению с некоторыми из разрешенных. С другой стороны, некоторые элементы, которые предсказывались отличными от нуля, столь же малы, как и запрещенные, что говорит о малости некоторых кварковых амплитуд при доступных сейчас энергиях. Например, в реакции $\pi^+ p \rightarrow \rho \Delta^{++}$ элемент ρ_{00} значительно больше всех остальных элементов матрицы плотности. При $p_\pi = 8 \text{ Гэв}/c$ и $\vartheta = 0$ ³⁰: $\rho_{00} = 0,77 \pm 0,04$, $\rho_{1,-1} = -0,031 \pm 0,02$, $\rho_{10} = -0,124 \pm \pm 0,03$. Экспериментальные данные соответствуют не строго нулевому углу, так как $\rho_{1,-1}$ и ρ_{10} отличны от нуля. Из сравнения (9,4), (9,5) с опытом видно, что $F \gg B$ (т. е. доминирует амплитуда рассеяния кварка на кварке (антикварке) a ($\sigma_2^{(1)}$, $\sigma_2^{(2)}$)). Это хорошо согласуется с большой величиной ρ_{00} в реакциях $\pi p \rightarrow \rho p$, $\pi p \rightarrow \omega \Delta$, $K^+ p \rightarrow K \Delta^{++}$ при импульсах налетающей частицы порядка $8 \text{ Гэв}/c$ ⁸⁸.

Изучение матрицы плотности в модели кварков, вероятно, свидетельствует о большой роли спиновых эффектов при рассеянии адронов больших энергий на малые углы в неупругих реакциях. Для более уверенного заключения необходимо измерение $\hat{\rho}_{\text{шл}}$ на меньшие углы.

X. СТОЛКНОВЕНИЯ АДРОНОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ (ВЗАИМООТНОШЕНИЯ МОДЕЛИ НЕРЕЛЯТИВИСТСКИХ КВАРКОВ С ДРУГИМИ ТЕОРИЯМИ)

Вначале обсудим связь модели кварков с высшими симметриями типа коллинеарной группы $SU(6)_W$ (см. гл. III). Высшие симметрии типа $U(6,6)$ мы не будем рассматривать, так как они противоречат унитарности¹⁴. С точки зрения модели кварков нет оснований ожидать $SU(6)_W$ -инвариантности взаимодействий частиц высоких энергий. Напомним, что успехи $SU(6)_W$ -симметрии при объяснении статических свойств адронов в модели кварков связаны именно с нерелятивистским характером движения кварков внутри адрона, а в рассматриваемой задаче кварки, принадлежащие различным частицам, являются релятивистскими по отношению друг к другу. Последнее замечание тем более интересно, что, как хорошо известно, ряд предсказаний $SU(6)_W$ -симметрии, относящихся к рассеянию адронов, полностью противоречит опыту^{88, 89}. Ниже приводятся примеры, демонстрирующие степень нарушения $SU(6)_W$ -симметрии во взаимодействиях (при $\theta=0$):

$$\frac{2}{3} \frac{d}{d\Omega} \sigma (K^+ + p \rightarrow K^{*+} + p) = \frac{d}{d\Omega} \sigma (K^+ + p \rightarrow K^{*0} + \Delta^{++}); \quad (10,1)$$

на опыте левая часть при $Q = 1,42 \text{ Гэв}$ равна $(200 \pm 70) \text{ мкб/стер}$, а правая при $Q = 1,12 \text{ Гэв}$ равняется $(1720 \pm 200) \text{ мкб/стер}$;

$$\frac{32}{9} \frac{d}{d\Omega} \sigma (K^- + p \rightarrow K^{*-} + p) = \frac{d}{d\Omega} \sigma (K^- + p \rightarrow \bar{K}^0 + n); \quad (10,2)$$

левая часть (10,2) при $Q = 0,95 \text{ Гэв}$ равна $(1408 \pm 213) \text{ мкб/стер}$, а правая при $Q = 0,97 \text{ Гэв}$ оказалась равной $(142 \pm 20) \text{ мкб/стер}$. Конечно, существует большая неопределенность экспериментального определения дифференциального сечения рассеяния на нулевой угол, но она не может полностью изменить ситуацию. Учет нарушения $SU(3)$ -симметрии также не спасает положения, так как соотношения (10,1), (10,2) следуют из подгруппы $SU(6)_W - SU(4)_W$, которую не затрагивает нарушение $SU(3)_W$. Всех этих соотношений нет в модели кварков. Отсутствие $SU(6)_W$ -симметрии формально проявляется в том, что в амплитуде рассеяния кварка на кварке (антикварке) (5,1), (5,2) функции, стоящие при спиновых матрицах, не связаны друг с другом. Тем более интересно, что предсказания модели кварков, приведенные в предыдущих главах, значительно лучше согласуются с опытом.

Если пренебречь нарушением $SU(3)$ -симметрии, то очевидно, что многие результаты модели кварков, связывающие реакции рассеяния частиц, входящих в один $SU(3)$ -мультиплет, можно получить из более привычной гипотезы о доминантности в t -канале нескольких нонетов реджеизованных мезонов^{25, 75}. Это замечание относится как к «правилам» $|\Delta Q| \leq 1$, $|\Delta V| \leq 1$, $|\Delta T| \leq 1$ (см. гл. VI), так и к соотношениям Джонсона — Треймана для полных сечений⁷⁴. При учете же нарушения $SU(3)$ предсказания модели кварков уже трудно связать с другими моделями. Наиболее интересными в этом смысле являются результаты модели кварков, относящиеся к реакциям, в которых рождаются нейтраль-

ные мезоны (6,2) — (6,5). Изучение этих процессов позволяет проверить величину параметров смешивания, определенных из массовых формул ⁷⁰. Соотношения (6,2) — (6,5) сравнивались с опытом в работах ²⁸, и оказалось, что они не противоречат эксперименту.

Из анализа матрицы плотности для реакций $\pi + p \rightarrow \rho + p$, $\pi^+ + p \rightarrow \rho^0 + \Delta^{++}$ видна необходимость учета спиновых эффектов (большая величина ρ_{00}). Именно пренебрежение спином кварков и привело авторов работы ⁸¹ к выводу, что модель кварков не согласуется с опытом. Отметим без доказательства, что если считать, что главный вклад в амплитуду рассеяния кварка на кварке (антикварке) дают реджелизированные мезоны ⁷⁷, для согласия с опытом требуется введение реджионов с $P_r = -1$, которые

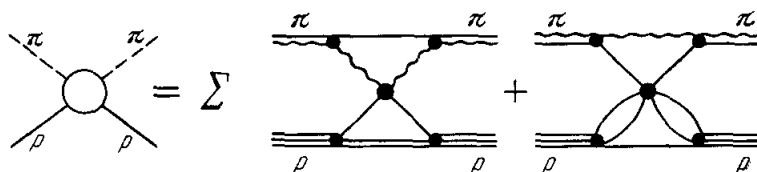


Рис. 5. Рассеяние мезона на барионе в модели кварков при доминантности трехчастичных сил между кварками. Прямой линией обозначен кварк, волнистой — антикварк.

обычно не используются при анализе эксперимента ($P_r = (-1)^j \eta$, где j — спин, а η — внутренняя четность реджиона).

Важная особенность модели кварков — возможность связать сечения рассеяния мезонов на нуклонах с нуклон-нуклонными сечениями (гл. VI, VII), что недоступно для других моделей. Эти предсказания не противоречат опыту, а наиболее строгое, $\frac{\sigma_{pp}}{\sigma_{\pi p}} = \frac{3}{2}$, согласуется с ним.

Последнее соотношение особенно интересно, так как оно выделяет простейшую кварковую структуру бариона, показывая, что нуклон состоит из трех кварков.

До сих пор мы фактически предполагали, что силы между кварками в основном парные. Если же исходить из гипотезы, что устойчивая структура бариона — следствие доминантности трехчастичных сил, то при рассеянии адронов между кварками и антикварками действуют по-прежнему парные силы, а между кварками — тройные, т. е. главный вклад в рассеяние дадут графики типа рис. 5. В последнем случае можно получить соотношение между нуклон-нуклонными и мезон-нуклонными сечениями ^{90, 91}

$$\sigma_{\text{tot}}(\pi^+ p) + \sigma_{\text{tot}}(\pi^- p) = \frac{1}{3} [\sigma_{\text{tot}}(p\bar{p}) + \sigma_{\text{tot}}(p\bar{n})] + \frac{1}{6} [\sigma_{\text{tot}}(pp) + \sigma_{\text{tot}}(pn)]. \quad (10,3)$$

Если считать, что сечения слабо зависят от энергии налетающих частиц, то обе части (10,3) можно сравнивать при одинаковых энергиях, и тогда (10,3) выполняется с 5—10%-ной точностью. Учет кинематики несколько ухудшит согласие до 20%, т. е. здесь ситуация та же, что и для (8,5).

К числу недостатков такого приближения следует отнести его неестественность при больших энергиях, когда сечения близки к померанчуковским пределам. В такой модели трудно понять подобие пиков при рассеянии вперед для реакций ⁹³

$$p + p \rightarrow p + p, \quad \bar{p} + p \rightarrow \bar{p} + p.$$

Итак, мы показали, что значительная часть предсказаний модели кварков не следует из известных в настоящее время теорий, и если при уточнении экспериментальных данных, а главное — при увеличении энергии сталкивающихся частиц, сохранится согласие с опытом, то это явится серьезным аргументом в пользу кваркового строения адронов.

ХІ. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С появлением модели кварков в физике элементарных частиц возникла необычная ситуация. С одной стороны, модель кварков, основываясь, по существу, только на наглядной картине, что мезоны состоят из двух, а барионы из трех независимых частиц, вполне удовлетворительно объясняет эксперимент. Согласие с опытом, как это видно из обзора, значительно лучше, чем этого можно было бы ожидать. Однако поиски кварков в свободном состоянии были до настоящего времени безрезультатными. С другой стороны, последовательное применение нерелятивистской модели кварков встречается с глубокими трудностями: непонятно, почему тяжелые свободные кварки сохраняют свою индивидуальность внутри адрона и играют главную роль в его структуре; непонятно, как объяснить антисимметрию координатной части волновой функции основного состояния барионов; неясно, можно ли совместить друг с другом те гипотезы, которые приходится делать для получения результатов (например, точность кварка — с наличием у него «мезонной шубы», нерелятивистские свойства — с большой энергией связи). Если рассматривать кварки как «квазичастицы», которые не существуют вне адрона, то некоторые из перечисленных трудностей отпадают сами собой. Однако в настоящее время нет даже грубой физической идеи относительно образования квазичастиц с дробным зарядом. Несмотря на эти трудности, авторы хотели бы отметить, что предположение о кварках как о точечных нерелятивистских квазичастицах является видимо наиболее экономным выражением тех гипотез, которые необходимо делать для достижения согласующихся с опытом результатов. Можно надеяться, что положение прояснится в ближайшие годы благодаря быстрому накоплению экспериментальных данных. Если предсказания модели кварков подтвердятся при уточнении эксперимента, то модель кварков, возможно, явится феноменологическим основанием будущей теории сильных взаимодействий.

Что и зачем нужно измерять

1. Наиболее важными являются опыты по обнаружению кварков на ускорителях при все более увеличивающихся энергиях. Они позволяют уточнить нижнюю границу массы кварка. Столь же интересны, хотя и менее однозначны, поиски так называемых «реликтовых» кварков, так как повышение верхней границы для числа кварков в окружающем нас пространстве может прояснить как природу кварков, так и согласованность космологических моделей. Тем же целям служит и увеличение верхней границы для потока кварков в космических лучах.

2. Обнаружение новых частиц и знание их спина, четности и масс позволило бы значительно уточнить систематику адронов и, возможно, установить характер сил между кварками. Нам кажется, что развитие, а может быть, и гибель модели будут связаны с обнаружением новых частиц. Особенно важными являются поиски многозарядных резонансов с большими Q , T , Y .

3. Увеличение точности измерения магнитных моментов барионов позволит проверить важное свойство модели кварков — аддитивность квар-

ковых амплитуд. Те же замечания применимы также к полупентонным слабым взаимодействиям и радиационным распадам векторных мезонов.

4. Уменьшение погрешности измерения аксиального формфактора нуклона позволит проверить фундаментальную гипотезу, что размеры кварков много меньше размеров нуклона. В этом случае при малых переданных импульсах $\frac{F_A(t)}{G_A} = C_E^p(t)$; здесь $G_E^p(t)$ — саксовский электрический формфактор протона, $F_A(t)$ — аксиальный формфактор.

5. Измерение дифференциальных сечений неупругих процессов при все более увеличивающихся энергиях позволило бы проверить независимым образом модель кварков. Наиболее интересными являются процессы рождения декуплета $3/2^+$ при рассеянии псевдоскалярного мезона на нуклоне: $P(0^-) + N \rightarrow P(0^-) + N_\delta(3/2^+)$. Здесь модель предсказывает полностью матрицу плотности, даже для рассеяния на ненулевые углы, а на угол 0° — минимум дифференциального сечения.

6. Знание сечения рождения X^0 при больших энергиях в реакциях типа $\pi^- + p \rightarrow X^0 + n$ позволило бы независимым образом проверить идею группирования мезонов 0^- в нонет. Аналогичное замечание справедливо и в случае рождения f_0 в реакции $\pi^- + p \rightarrow f_0 + n$, что позволяет выяснить, применима ли модель к рождению барионных резонансов с $L \neq 0$.

7. Измерение амплитуды с переворотом спина для реакций типа $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$, $\pi^- + p \rightarrow \eta + n$ и т. д. позволит проверить важное предсказание модели кварков, связывающее эти амплитуды с сечением рассеяния для процессов типа $P(0^-) + N \rightarrow P(0^-) + N_\delta(3/2^+)$.

8. Измерение полных сечений при все более увеличивающихся энергиях позволит проверить фундаментальное предсказание модели кварков: отношение $\sigma_{pp}/\sigma_{\pi p} = 3/2$ в померанчуковском пределе. Это соотношение важно тем, что оно фиксирует трехкварковую структуру бариона.

9. Измерение дифференциальных сечений неупругих реакций на угол 0° позволит проверить соотношения, связывающие сечения рассеяния мезонов на нуклонах и нуклонов на нуклонах и, следовательно, уточнить наши знания о структуре адрона.

ПРИЛОЖЕНИЕ I

ВОЛНОВЫЕ ФУНКЦИИ АДРОНОВ В МОДЕЛИ КВАРКОВ

Ниже приведены унитарно-спиновые части волновых функций адронов в модели кварков для низших мультиплетов. Структура их полностью определяется заданием квантовых чисел: спина J , его проекции на ось квантования J_z , изотопического спина T , его проекции T_z , гиперзаряда Y и, кроме того, для барионов, симметрии $\Psi_{\alpha\beta\gamma}$ (α, β, γ — значки кварков) относительно перестановки кварков. Для удобства записи приняты обозначения:

$$1) Q_{p\uparrow} = 1^+, Q_{p\downarrow} = 1^-, Q_{n\uparrow} = 2^+, Q_{n\downarrow} = 2^-, Q_{\lambda\uparrow} = 3^+, Q_{\lambda\downarrow} = 3^-, \bar{Q}_{p\uparrow} = \bar{1}^+.$$

$$2) \Phi(ij,k) = Q_i Q_j Q_k + Q_j Q_i Q_k + Q_j Q_k Q_i + Q_i Q_k Q_j + Q_k Q_j Q_i + Q_k Q_i Q_j,$$

$$\Phi(iik) = Q_i Q_i Q_k + Q_i Q_k Q_i + Q_k Q_i Q_i, \quad \Phi(iii) = Q_i Q_i Q_i,$$

$$|\Phi(ijk)|^2 = 6, \quad |\Phi(iik)|^2 = 3, \quad |\Phi(iii)|^2 = 1.$$

Введение функции $\Phi(ij,k)$ значительно упрощает расчет. Это легко понять, так как любой одночастичный оператор в унитарно-спиновом пространстве сведется к перестановке кварков. Например, действие оператора изменения спина частицы $J_+ = \sum_i \sigma_{i+}$ (где индекс i соответствует кварку) тривиально: $1^-, 2^-, 3^- \rightarrow 1^+, 2^+, 3^+$.

Поэтому мы приведем здесь только волновые функции адронов с максимальной проекцией спина на ось квантования.

1. Барионы (октет $\frac{1}{2}^+$)

Частицы	Масса, Мэв	Y	T	T ₃	J _z	Волновая функция
p	938,2	1	1/2	+1/2	+1/2	$\frac{1}{3\sqrt{2}}(2\Phi(1^+, 1^+, 2^-) - \Phi(1^+, 2^+, 1^-))$
n	939,5	1	1/2	-1/2	+1/2	$\frac{(-1)}{3\sqrt{2}}(2\Phi(2^+, 2^+, 1^-) - \Phi(1^+, 2^+, 2^-))$
Σ^+	1189,5	0	1	+1	+1/2	$\frac{1}{3\sqrt{2}}(2\Phi(1^+, 1^+, 3^-) - \Phi(1^+, 3^+, 1^-))$
Σ^0	1192,6	0	1	0	+1/2	$\frac{1}{6}(2\Phi(1^+, 2^+, 3^-) - \Phi(1^+, 3^+, 2^-) - \Phi(2^+3^+1^-))$
Σ^-	1197,5	0	1	-1	+1/2	$\frac{1}{3\sqrt{2}}(2\Phi(2^+2^+3^-) - \Phi(2^+3^+2^-))$
Λ	1115,6	0	0	0	+1/2	$\frac{1}{2\sqrt{3}}(\Phi(1^+, 3^+, 2^-) - \Phi(2^+, 3^+, 1^-))$
Ξ^0	1314,7	-1	1/2	+1/2	+1/2	$\frac{(-1)}{3\sqrt{2}}(2\Phi(3^+, 3^+, 1^-) - \Phi(1^+, 3^+, 3^-))$
Ξ^-	1321,2	-1	1/2	-1/2	+1/2	$\frac{(-1)}{3\sqrt{2}}(2\Phi(3^+, 3^+, 2^-) - \Phi(2^+, 3^+, 3^-))$

2. Барионы (декуплет $\frac{3}{2}^+$)

Частицы	Масса, Мэв	Y	T	T ₃	J _z	Волновая функция
Δ^{++}	1236,0	1	3/2	+3/2	+3/2	$\Phi(1^+, 1^+, 1^+)$
Δ^+	1236,0	1	3/2	+1/2	+3/2	$\frac{1}{\sqrt{3}}\Phi(1^+, 1^+, 2^+)$
Δ^0	1236,0	1	3/2	-1/2	+3/2	$\frac{1}{\sqrt{3}}\Phi(1^+, 2^+, 2^+)$
Δ^-	1236	1	3/2	-3/2	+3/2	$\Phi(2^+, 2^+, 2^+)$
Σ_δ^+	1385	0	1	+1	+3/2	$\frac{1}{\sqrt{3}}\Phi(1^+, 1^+, 3^+)$
Σ_δ^0	1385	0	1	0	+3/2	$\frac{1}{\sqrt{6}}\Phi(1^+, 2^+, 3^+)$
Σ_δ^-	1385	0	1	-1	+3/2	$\frac{1}{\sqrt{3}}\Phi(2^+, 2^+, 3^+)$
Ξ_δ^0	1530	-1	1/2	+1/2	+3/2	$\frac{1}{\sqrt{3}}\Phi(1^+, 3^+, 3^+)$
Ξ_δ^-	1530	-1	+1/2	-1/2	+3/2	$\frac{1}{\sqrt{3}}\Phi(2^+, 3^+, 3^+)$
Ω^-	1674	-2	0	0	+3/2	$\Phi(3^+, 3^+, 3^+)$

3. Мезоны (нонет 0^-)

Частица	Масса, Мэв	Y	T	T ₃	J _z	Волновая функция
π^+	139,6	0	1	+1	0	$\frac{1}{\sqrt{2}} (1^{-\bar{2}+} - 1^{+\bar{2}-})$
π^0	135	0	1	0	0	$\frac{1}{2} (1^{+\bar{1}-} + 2^{+\bar{2}-} - 2^{+\bar{2}+} - 1^{-\bar{1}+})$
π^-	139,6	0	1	-1	0	$\frac{1}{\sqrt{2}} (2^{+\bar{1}-} - 2^{-\bar{1}+})$
K^+	494	1	1/2	+1/2	0	$\frac{1}{\sqrt{2}} (1^{+\bar{3}-} - 1^{-\bar{3}+})$
K^0	498	1	1/2	-1/2	0	$\frac{1}{\sqrt{2}} (2^{-\bar{3}+} - 2^{+\bar{3}-})$
K^-	494	-1	1/2	-1/2	0	$\frac{1}{\sqrt{2}} (3^{-\bar{1}+} - 3^{+\bar{1}-})$
\bar{K}^0	498	-1	1/2	+1/2	0	$\frac{1}{\sqrt{2}} (3^{+\bar{2}-} - 3^{-\bar{2}+})$
η	550	0	0	0	0	$\frac{1}{2\sqrt{3}} ((1^{+\bar{1}-}) + (2^{+\bar{2}-}) - 2(3^{+\bar{3}-}) - (1^{-\bar{1}+}) - (2^{-\bar{2}+}) + 2(3^{-\bar{3}+}))$
X^0	960	0	0	0	0	$\frac{1}{\sqrt{6}} (1^{+\bar{1}-} + 2^{+\bar{2}-} + 3^{+\bar{3}-} - 1^{-\bar{1}+} - 2^{-\bar{2}+} - 3^{-\bar{3}+})$

Волновые функции η и X^0 нонета 0^- написаны в предположении, что φ является чистым синглетом по $SU(3)$. Однако, так как η, X^0 (ω, φ) имеют одинаковые квантовые числа, при нарушении $SU(3)$ волновые функции этих частиц перестраиваются. В частности, для нонета 1^- одна из частиц, φ , состоит только из странных кварков, а другая, ω , из нестранных; тогда, очевидно,

$$\varphi = Q_\lambda \bar{Q}_\lambda = \frac{\sqrt{3} \omega_1 - \sqrt{6} \omega_8}{3} = \frac{1}{\sqrt{3}} \omega_1 - \sqrt{\frac{2}{3}} \omega_8,$$

$$\omega = -\frac{Q_p \bar{Q}_p + Q_n \bar{Q}_n}{\sqrt{2}} = \sqrt{\frac{2}{3}} \omega_1 + \frac{1}{\sqrt{3}} \omega_8,$$

где

$$\omega_1 = \frac{Q_p \bar{Q}_p + Q_n \bar{Q}_n + Q_\lambda \bar{Q}_\lambda}{\sqrt{3}}, \quad \omega_8 = \frac{Q_p \bar{Q}_p + Q_n \bar{Q}_n - 2Q_\lambda \bar{Q}_\lambda}{\sqrt{6}}.$$

Отсюда видно, что параметр смешивания для нонета 1^- (см. гл. II) равен

$$\text{tg } Q_v = \frac{1}{\sqrt{2}}.$$

4. Мезоны (нонет 1⁻)

Частицы	Масса, Мэв	Y	T	T ₃	J _z	Волновые функции
ρ^+	760	0	1	+1	+1	$-(1+\bar{2}^+)$
ρ^0	760	0	1	0	+1	$\frac{1}{\sqrt{2}}(1+\bar{1}^+ - 2+\bar{2}^+)$
ρ^-	760	0	1	-1	+1	$2+\bar{1}^+$
K^{*+}	890	1	1/2	+1/2	+1	$1+\bar{3}^+$
K^{*0}	890	1	1/2	-1/2	+1	$-2+\bar{3}^+$
K^{*-}	890	-1	1/2	-1/2	+1	$-3+\bar{1}^+$
\bar{K}^{*0}	890	-1	1/2	+1/2	+1	$3+\bar{2}^+$
ω	783	0	0	0	+1	$\frac{1}{\sqrt{2}}(1+\bar{1}^+ + 2+\bar{2}^+)$
φ	1020	0	0	0	+1	$3+\bar{3}^+$

ПРИЛОЖЕНИЕ II

Предсказание	SU (3)	SU (6), SU (6) _W	Модель кварков		Сравнение с опытом
				основные предположения	
Классификация адронов					
Существование нонетов мезо- нов	Да, но непо- нятно, по- чему не реализуют- ся другие представле- ния	Да	Да	Реализуется структура с наимень- шим числом кварков	Твердо уста- новлено су- ществова- ние нететов 0 ⁻ , 1 ⁻ , 2 ⁺ и, вероятно, наличие 0 ⁺ , 1 ⁺ мезонов
Существование спингетов, октетов и де- куплетов ба- рионов	То же	»	»	То же	Твердо уста- новлено су- ществова- ние октета 1/2 ⁺ и де- куплета 3/2 ⁺
Классификация мезонов по ти- пу L—S-связи. Предсказание четности и G-четности	Нет	Нет	»	Вероятно, не- обходим нереляти- визм кварков	Согласуется (см. табл. II)
Наличие октета 1/2 ⁺ и деку- плета 3/2 с близкими массами	Да, но бли- зость масс непонятна	Да	»	Нереляти- визм, сим- метрия уни- тарно-спи- новой части волновой функции	Твердо уста- новлено су- ществова- ние октета 1/2 ⁺ и де- куплета 3/2 ⁺

Продолжение

Предсказание	SU (3)	SU (6), SU (6) _W	Модель кварков		Сравнение с опытом
				основные предположения	
М а с с о в ы е ф о р м у л ы					
Связь между массами частиц, принадлежащих одному представлению SU (3)	Да, если считать, что нарушение SU (3) представляется как 8-я компонента октета	Да, если предположить определенный закон образования массового оператора по SU (6). Минимальный закон 35 приводит к несогласию с опытом	Да	Нерелятивизм кварков	Согласуется (см. табл. III)
Связь между массами частиц, принадлежащих различным представлениям SU (3)	Нет	То же	»	То же	Согласуется (см. табл. III, IV)
Соотношение между э.-м. разностями масс октета и декуплета	»	» »	»	» »	Не противоречит (см. табл. V)
Связь между разностями масс внутри барионов и мезонов	»	Нет	»	Гипотеза об одинаковом утяжелении странного кварка в мезонах и барионах	Согласуется (см. гл. II)
Э л е к т р о м а г н и т н ы е с в о й с т в а					
$\frac{\mu_p}{\mu_n} = -\frac{3}{2}$	Нет	Да, если э.-м. ток преобразуется по регулярно-представлению SU (6) _W	Да	Нерелятивизм, симметрия унитарно-спиновой волновой функции барионов	Согласуется, $\frac{\mu_p}{\mu_n} = -1,46$
$\mu_{\Delta p} = \frac{2\sqrt{2}}{3} \mu_p$	»	То же	»	То же	Расходится в 1,28 раза
$G_n(t) = 0$	»	» »	»	» »	Согласуется в пределах ошибок
$\frac{G_M^p(t)}{G_M^n(t)} = -\frac{3}{2}$	»	» »	»	» »	Согласуется (см. табл. VII)
$\frac{G_{\Delta p}(t)}{\frac{2\sqrt{2}}{3} \mu_p} = G_E^p(t)$	»	» »	»	» »	Согласуется (см. табл. VIII)

Продолжение

Предсказание	SU (3)	SU (6), SU (6) _W	Модель кварков		Сравнение с опытом
				основные предположения	
$G_E^p(t) = \frac{G_M^p(t)}{\mu_p}$	Нет	Нет	Да	Дополнительно требуется $r_{\text{кв}} \ll r_{\text{ад}}$	Согласуется до $3 (GeV/c)^2$ (см. табл. XII)
Соотношения между ширинами радиационных распадов векторных мезонов	За исключением связи между распадами ϕ и ω . Э.-м. ток при этом преобразуется по октетному представлению SU (3)	Да, если считать, что э.-м. ток преобразуется по представлению ³⁵	»	Нерелятивизм	Не противоречит (см. табл. IX)
$\mu_\omega \rightarrow \pi_0 = \mu_p$	Нет	Нет	»	Магнитные моменты кварков равны в мезонах и в барионах	Предсказывается $\Gamma(\omega \rightarrow \pi_0 + \gamma) = 1,2 M_{\text{эв}}$, в эксперименте $\Gamma_{\text{эксп}} = (1,15 \pm 0,25) M_{\text{эв}}$
Слабые полулептонные взаимодействия					
Правила отбора: если $\Delta S = 0$, то $\Delta T = 1$; если $ \Delta S = 1$, то $\Delta S = \Delta Q$, $\Delta T = 1/2$	Да, если ток преобразуется по представлению ³⁵	Да, если ток преобразуется по представлению ³⁵	Да	Адроны состоят из трех фермионов и распад обусловлен распадом одного кварка	Хорошо согласуется ⁴⁶
$\frac{F}{D} = \frac{2}{3}$	Нет	То же	»	То же, нерелятивизм	Не противоречит (табл. X)
$J(\Delta_{\uparrow}^+ \rightarrow n_{\uparrow})_V = -\frac{2\sqrt{2}}{5} \times$ $\times J(p_{\uparrow} \rightarrow n_{\uparrow})_M,$ $J(\Delta_{\uparrow}^+ \rightarrow n_{\uparrow})_A = -\frac{2\sqrt{2}}{5} \times$ $\times J_A(p_{\uparrow} \rightarrow n_{\uparrow})$	»	» »	»	То же, нерелятивизм	Не противоречит ⁶⁶
$\frac{F_A(t)}{C_A} = G_E^p(t)$	»	Нет	»	То же, $r_{\text{кв}} \ll r_{\text{ад}}$	Не противоречит ²⁴

Продолжение

Предсказание	SU (3)	SU (6), SU (6) _W	Модель кварков		Сравнение с опытом
				основные предположения	
Рассеяние частиц высокой энергии					
Правила отбора в <i>t</i> -канале реакции: $ \Delta Q \leq 1, \Delta T \leq 1, \Delta V \leq 1$	Да, если предположить, что основной вклад дает обмен нонетом реджеизованных мезонов	Нет	Да	Нерелятивизм. Гипотеза доминантности однократного рассеяния кварка одного адрона на кварке другого	Хорошо согласуется (см. гл. VI)
$\frac{\sigma(\pi^- p \rightarrow R_1 n)}{\sigma(\pi^- p \rightarrow R_2 n)} = \left(\frac{1 - \sqrt{2} \operatorname{tg} \phi}{1 + \sqrt{2} \operatorname{tg} \phi} \right)^2$, где R_1 и R_2 — частицы с $T = Y = 0$, ϕ — угол смешивания	Нет	»	»	То же	Согласуется с параметром смешивания, определенным из массовых формул
$\frac{d}{dt} \sigma(\pi^- p_{\uparrow} \rightarrow \pi^0 n_{\downarrow}) = \frac{25}{8} \times$ $\times \frac{d\sigma}{dt}(\pi^- p \rightarrow \pi^0 \Delta^0)$	»	»	»	» »	Расходится в 1,5 раза
Минимум на угол 0° для реакций типа $\pi p \rightarrow \pi \Delta$	»	Да	»	» »	Не согласуется с поведением дифференциального сечения $\pi^- p \rightarrow \eta \Delta$ (см. гл. VIII)
Спиновая матрица плотности для реакции $\pi p \rightarrow \pi \Delta$:	»	Нет	»	» »	Не противоречит (см. табл. XIV)
$\sigma_t(K^+ p) - \sigma_t(K^- p) = \sigma_t(\pi^+ p) - \sigma_t(\pi^- p) + \sigma_t(K^+ n) - \sigma_t(K^- n)$	Да, если считать, что реакция идет за счет обмена нонетами векторных и тензорных мезонов	Да, но вместе со следующим	»	» »	См. табл. XIV
$\frac{1}{2} [\sigma_t(K^+ p) - \sigma_t(K^- p)] = \sigma_t(\pi^+ p) - \sigma_t(\pi^- p)$	Да, при наличии чистой <i>F</i> -связи векторных мезонов с барионами	Да, но вместе с предыдущим	»	То же, сохранение SU ₃ во взаимодействии кварков	Согласуется в пределах ошибок

Продолжение

Предсказание	SU (3)	SU (6), SU (6) _W	Модель кварков		Сравнение с опытом
				основные предположения	
$\sigma_t(K^+p) + \sigma_t(K^-p) =$ $= \frac{1}{2} [\sigma_t(\pi^+p) + \sigma_t(\pi^-p) + \sigma_t(K^+n) + \sigma_t(K^-n)],$ $\frac{\sigma_t(pp)}{\sigma_t(\pi p)} = \frac{3}{2}$ для померанчуковских пределов	Да, при наличии чистой F-связи векторных и тензорных мезонов с барионами	Нет	Да	То же, сохранение SU ₃ во взаимодействии кварков	10–12%-ное согласие
$\sigma_t(pp) + \sigma_t(\bar{p}p) =$ $= \frac{3}{2} [\sigma_t(\pi^+p) + \sigma_t(\pi^-p)] + \frac{1}{2} [\sigma_t(K^+p) + \sigma_t(K^-p)] - \frac{1}{2} [\sigma_t(K^+n) + \sigma_t(K^-n)]$	Нет	»	»	То же и равенство амплитуд рассеяния кварков из мезона и из бариона	На опыте 1,58 ± 0,05
$\frac{d}{dt} \sigma(pp \rightarrow n\bar{n}) =$ $= \frac{d}{dt} \times$ $\times \sigma(K^-p \rightarrow \bar{K}^0n) + \frac{25}{9} \frac{d}{dt} \times$ $\times \sigma(K^-p \rightarrow \bar{K}^0n)$ и другие (см. гл. VIII)	»	»	»	» »	Удовлетворяется с 20%-ной точностью (см. табл. XII)
	»	»	»	» »	Нарушается. Комментарий см. в гл. VIII

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. M. Gell-Mann, Report CTSL-20, 1961 г., в сб. «Элементарные частицы и компенсирующие поля», М., «Мир», 1964.
2. Y. Ne'eman, Nucl. Phys. 26, 222 (1961), в сб. «Элементарные частицы и компенсирующие поля», М., «Мир», 1964.
3. A. H. Rosenfeld et al., Rev. Mod. Phys. 39, 1 (1967).
4. E. Wigner, Phys. Rev. 51, 106 (1937).
5. F. Gursey, L. Radicati, Phys. Rev. Lett. 13, 173 (1964); M. Gell-Mann, Phys. Rev. Lett. 14, 77 (1965); H. J. Lipkin, S. Meshkov, Phys. Rev. Lett. 14, 80 (1965); A. Pais, Phys. Rev. Lett. 13, 175 (1964); F. Gursey, Phys. Lett.

- 14, 330 (1964); F. Gursey, A. Pais, L. A. Radicati, Phys. Rev. Lett. **13**, 299 (1964); M. A. B. Beg, A. Pais, Phys. Rev. Lett. **13**, 517 (1964); A. Salam, R. Delbourge et al., Proc. Roy. Soc. A-284, 146, 31 (1965).
6. M. A. B. Beg, A. Pais, B. W. Lee, Phys. Rev. Lett. **14**, 508 (1964).
7. E. Fermi, C. N. Yang, Phys. Rev. **76**, 1739 (1949).
8. S. Sakata, Progr. Theor. Phys. **16**, 686 (1956).
9. Л. Б. Окунь, ЖЭТФ **34**, 489 (1958); М. А. Марков, Гипероны и К-мезоны, М., Физматгиз, 1958.
10. Я. Б. Зельдович, ЖЭТФ **40**, 319 (1961).
11. M. Gell-Mann, Phys. Lett. **8**, 214 (1964).
12. G. Zweig, CERN, Preprint 8419/TH 412 (1964).
13. В. М. Шехтер, Итоги *SU* (3), в сб. «Вопросы физики элементарных частиц», Ереван, 1966, стр. 436.
14. Blankenberger et al., Phys. Rev. Lett. **14**, 518 (1965); В. В. Гешкенбейн, Б. Л. Иоффе, М. С. Маринов, В. Н. Рогинский, Письма ЖЭТФ **1**, 6 (1965); H. J. Lipkin, Phys. Letts **14**, 336 (1965); О. Г. Боков, Ядерная физика **4**, 391 (1966).
15. Н. Н. Боголюбов, В. В. Струминский, А. Н. Тавхелидзе, Препринт ОИЯИ Д-1968, 1965.
16. Y. Nambu, Coral Cables Conference, 1965; G. Morpurgo, Physics **2**, 95 (1965).
17. V. Sakita, Phys. Rev. **137**, B1756 (1964).
18. Я. Б. Зельдович, А. Д. Сахаров, Ядерная физика **3**, 549 (1966).
19. K. J. Barnes et al., Phys. Rev. Lett. **14**, 82 (1965).
20. В. В. Гешкенбейн, Ядерная физика **3**, 549 (1965). (В этой работе содержатся ссылки на остальные работы автора.)
21. J. K. Walker, R. Wilson, Phys. Rev. **141**, 1267, 1286 (1966).
22. C. H. Albright, L. S. Lin, M. Tucia, Phys. Rev. Lett. **16**, 921 (1966).
23. N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. **10**, 531 (1965).
24. G. Vergadini, XII Международная конференция по физике высоких энергий, Дубна, 1964, т. 2, стр. 37.
25. Е. М. Левин, Л. Л. Франкфурт, Письма ЖЭТФ **3**, 652 (1965).
26. H. J. Lipkin, F. Scheck, Phys. Rev. Letts **16**, 71 (1966).
27. R. N. Dalitz, Symmetries and the Strong Interactions, Berkeley, XIII Int. Conf. on High-Energy Physics, 1966.
28. G. Venson et al., Papers submitted to the XIII Int. Conf. on High-Energy Physics, 1966; K. Lai, T. Schuman, цитируется в 27.
29. J. J. Sakurai, Phys. Rev. Lett. **9**, 472 (1962).
30. P. R. O. Morrison, Invited papers presented at the Conf. on High-Energy Two Body Reactions, Stony Brook, April 1965.
31. L. Van Hove, CERN, Preprint TH 676 (1966).
32. H. J. Lipkin, Phys. Rev. Letts **16**, 1015 (1966).
33. P. G. O. Freund, Phys. Rev. Letts **15**, 929 (1965).
34. W. E. Thirring, Phys. Lett. **16**, 335 (1965); L. D. Soloviev, Phys. Lett. **16**, 345 (1965); S. Vadiet, C. Vouchiat, Phys. Letts **15**, 98 (1965); Я. И. Азимов, В. В. Анисович, А. А. Ансельм, Г. С. Данилов, И. Т. Дятлов, Письма ЖЭТФ **1**, 50 (1965).
35. W. Galbraith et al., Phys. Rev. **138**, B913 (1965).
36. Я. Б. Зельдович, Л. Б. Окунь, С. В. Пикельнер, УФН **87**, 113 (1965).
37. D. E. Dorfan et al., Phys. Rev. Lett. **14**, 999 (1965).
38. В. М. Максименко, И. Н. Сисакян, Е. Л. Фейнберг, Д. С. Черпавский, Письма ЖЭТФ **3**, 12 (1966).
39. Е. Л. Фейнберг, Письма ЖЭТФ **3**, 12 (1966).
40. Arisona, 1966 (Bowen et al.); Brook Haven, 1966 (Adair et al.), Argonne, 1966 (Lamb et al.); CERN, 1966, цитируется в работе 27.
41. Я. Б. Зельдович, УФН **89** (4), 647 (1966).
42. В. Б. Брагинский, Я. Б. Зельдович, В. К. Мартынов, В. В. Мигулин, ЖЭТФ **52** (1), 29 (1967).
43. G. Callinago, G. Morpurgo, Phys. Lett. **23**, 609 (1966).
44. M. Gell-Mann, Preliminary Talk at XIII Int. Conf. on High-Energy Physics, Berkeley, 1966.
45. Borchi, Gatto, Phys. Letts **14**, 352 (1965); Я. И. Азимов, В. В. Анисович, А. А. Ансельм, Г. С. Данилов, И. Т. Дятлов, Письма ЖЭТФ **2**, 109 (1965).
46. Л. Б. Окунь, Слабое взаимодействие элементарных частиц, М., «Наука», 1961.
47. В. В. Анисович, Письма ЖЭТФ **2**, 554 (1965); M. Resnikoff, R. N. Silber, Phys. Rev. **149**, 1245 (1966).
48. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Квантовая механика, М., «Наука», 1964.
49. V. W. Greenberg, Phys. Rev. Letts **13**, 598 (1964).

50. Т. К. Куо, L. A. Radicati, Phys. Rev. **B139**, 746 (1964); L. I. Schiff, Phys. Rev. Lett. **17**, 612 (1966); O. W. Greenberg, P. Zwanziger, Phys. Rev. **150**, 1177 (1966); G. Morpurgo, Phys. Lett. **20**, 684 (1966).
51. Z. Maki, Progr. Theor. Phys. **31**, 331 (1964); Y. Naga, Phys. Rev. **134**, B701 (1965).
52. М. П. Леонтовский, Письма ЖЭТФ **5**, 448 (1967).
53. H. J. Lipkin et al., Phys. Rev. **146**, 1052 (1966).
54. Ссылки на оригинальные работы приведены в работе ¹⁸.
55. A. D. Dolgov et al., Phys. Lett. **15**, 1 (1965).
56. Vecchi, G. Morpurgo, Phys. Lett. **17**, 352 (1965).
57. R. H. Dalitz, D. A. Sutherland, Phys. Rev. **146**, 1180 (1966).
58. N. Ramsey, XII Международная конференция по физике высоких энергий, Дубна, 1964, т. 1, стр. 950.
59. Я. Б. Зельдович, УФН **86**, 203 (1965).
60. Е. М. Левин, Л. Л. Франкфурт, Ядерная физика **3** (6), 1135 (1965).
61. С. Б. Герасимов, ЖЭТФ **50**, 1559 (1966).
62. Bronzan, F. E. Low, Phys. Rev. Letts **12**, 502 (1964).
63. С. С. Герштейн, Я. Б. Зельдович, ЖЭТФ **29**, 698 (1955); R. P. Feynman, M. Gell-Mann, Phys. Rev. **109**, 193 (1958).
64. Я. Б. Зельдович, Письма ЖЭТФ **4** (5), 381 (1966).
65. Л. Б. Окуй, Унитарная симметрия и слабые взаимодействия, М., 1965.
66. N. J. Parastamatiou, P. G. Sutherland, Phys. Letts **14**, 246 (1965); C. H. Albrit, L. S. Lin, Phys. Rev. Lett. **14**, 324, 532 (1965); Phys. Rev. **B140**, 1611 (1965).
67. L. J. Muzinich, Phys. Lett. **14**, 252 (1965).
68. R. W. Rozen, V. F. Weisskopf, Preprint No AT (30.1), стр. 209. Здесь можно найти ссылки на работы, в которых модель кварков применялась к сильным взаимодействиям.
69. И. М. Шмушкевич, Диссертация (ФТИ АН СССР), 1952.
70. K. G. Sachs, Proc. of the Int. Conf. on High-Energy physics, 1962; F. Ernest et al., Phys. Rev. **119**, 1105 (1960).
71. G. Alexander, H. J. Lipkin, F. Scheck, Phys. Rev. Lett. **17**, 412 (1966).
72. C. Itzykson, M. Jacob, Saclay Preprint, 1966.
73. M. Jacob, G. C. Wick, Ann. Physics **26**, 322 (1964).
74. K. Johnson, S. B. Treiman, Phys. Rev. Lett. **14**, 189 (1965).
75. Sawyer, Phys. Rev. Lett. **14**, 471 (1965).
76. J. J. Kokkedee, L. Van Hove, Nuovo Cimento **42**, 711 (1966).
77. N. Cabibbo, L. Korwitz, Y. Neeman, Phys. Lett. **22**, 336 (1966).
78. R. Davis et al., цитируется в ²⁷.
79. К. А. Тер-Мартirosян, Препринт ИТЭФ № 417, 1966.
80. V. N. Gribov, I. Pommeranchuk, Phys. Rev. Lett. **8**, 343 (1962); В. Н. Грибов, В. Л. Иоффе, И. Я. Померанчук, А. П. Рудик, ЖЭТФ **42**, 5 (1962).
81. V. Barger, L. Durand, III Phys. Rev. **156**, 1525 (1967).
82. P. Locher, H. Römer, Phys. Rev. Lett. **23**, 496 (1966).
83. H. J. Lipkin, P. Scheck, H. Stern, Phys. Rev. **152**, 1375 (1966).
84. S. Meshuov et al., Phys. Rev. Lett. **13**, 212 (1964).
85. T. T. Wu, C. W. Yang, Phys. Rev. **137**, B708 (1965).
86. J. L. Friar, J. S. Trefil, CERN, Preprint TH 723 (1966).
87. J. D. Jackson, Nuovo Cimento **34**, 644 (1964).
88. J. D. Jackson, Phys. Rev. Lett. **15**, 990 (1965).
89. Carter et al., Phys. Rev. Lett. **15**, 1965.
90. В. В. Аписович, Письма ЖЭТФ **2**, 439 (1965).
91. R. J. Oakes, CERN, Preprint TH 748 (1967).
92. J. J. Kokkedee, CERN, Preprint TH 745 (1967).
93. S. L. Lindenbaum, Report on XIII Int. Conf. on High-Energy Phys., Berkeley, 1966.
94. C. Y. Chou et al., Phys. Rev. **152**, 1171 (1967).
95. V. Barger, M. Olsson, Phys. Rev. **146**, 1080 (1966).
96. А. А. Мигдал, Письма ЖЭТФ **5**, 407 (1967).
97. Y. E. Mott, Dissertation (Illinois, 1967).