

ПОИСКИ КВАРКОВ

Л. Г. Ландсберг

СОДЕРЖАНИЕ

I. Фундаментальные частицы	695
1. Введение (695). 2. Модель кварков (697). а) Кварки и симметрии сильных взаимодействий (697). б) Структура супермультиплетов (698). 1) SU_3 -супермультиплеты (698). 2) SU_6 -супермультиплеты (698). в) Классификация бозонных и барионных состояний (698). 1) Мезоны (698). 2) Барионы (699). 3) Экзотические резонансы (699). г) Основные достижения кварковой модели (699). 3. Трудности, возникающие в кварковой модели (699). 4. Фундаментальные частицы с целыми зарядами (700). а) Суперзаряд и «очарование» (700). б) Составные модели с несколькими супермультиплетами фундаментальных частиц с целыми зарядами (701). в) Выше симметрии (703).	
II. Поиски кварков на ускорителях	703
1. Поиски кварков с зарядом $q = 1/3$ и $q = 2/3$ на протонных ускорителях (703). а) Реакции образования кварков и кинематические условия опытов (703). б) Эксперименты по поискам кварков (707). в) Сравнение верхних границ для дифференциальных сечений образования кварков с данными о выходах тяжелых частиц (709). г) Оценки верхних границ для полных сечений образования кварков (712). д) Возможная зависимость сечения генерации кварков от энергии и учет фермиевского движения нуклонов в ядремишени (715). 2. Поиски поликварков (717). 3. Поиски фундаментальных и «очаровательных» частиц с целыми зарядами (719).	
III. Поиски кварков в космических лучах и физико-химическими методами	722
1. Результаты экспериментов по поискам кварков в космических лучах (722). а) Поиски одиночных частиц с дробным зарядом (722). б) Поиски одиночных частиц с целым зарядом (724). в) Поиски кварков и тяжелых частиц в широких атмосферных ливнях (724). 2. Оценки сечений образования кварков первичными нуклонами космического излучения (728). 3. Физико-химические методы поисков кварков. Кварки и космология (729).	
IV. Теоретические модели образования кварков	732
1. Статистическая теория образования кварков (732). 2. Прямые процессы образования тяжелых частиц (734). 3) Образование кварков в электромагнитных процессах. «Лептонные кварки» (735). а) Опыты на электронных ускорителях (735). б) Электромагнитные виртуальные процессы в нуклон-нуклонных соударениях (736).	
V. Заключение	738
Цитированная литература	738

I. ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ЧАСТИЦЫ

1. Введение

Бурное развитие физики высоких энергий за последние два десятилетия, связанное с созданием больших ускорителей, привело к открытию множества новых элементарных частиц, число которых в настоящее время составляет около 200. Большая часть из этих частиц — короткоживущие сильно взаимодействующие частицы — так называемые резонансы. Так как теперь число элементарных частиц превышает число

химических элементов, само понятие элементарной частицы как некоего основного структурного элемента материи утратило свой первоначальный смысл. Возникла важнейшая проблема четкой систематизации этого многообразия частиц, которая в известном смысле напоминала бы периодическую систему элементов.

Теоретические представления в этом направлении развивались по двум путям. С одной стороны, исследовались свойства симметрии сильных взаимодействий, которые могут приводить к группированию частиц в близкие к друг другу по свойствам семейства. Так, было установлено, что сильное взаимодействие является зарядово-инвариантным, т. е. не зависит от зарядовых состояний, в которых находятся частицы. Зарядовая инвариантность приводит к тому, что сильновзаимодействующие частицы группируются в изотопические мультиплеты, т. е. семейства частиц, отличающихся друг от друга только своими электромагнитными характеристиками. Члены изотопического мультиплета — это разные зарядовые состояния одной и той же частицы. Примерами изотопических семейств являются протон и нейтрон или π^+ , π^- и π^0 -мезоны. Однако число таких изотопических мультиплетов также очень велико — около 80.

В дальнейшем было выяснено, что изотопические мультиплеты группируются в более сложные семейства — унитарные супермультиплеты, существование которых связано с другими свойствами симметрии сильных взаимодействий — с унитарной, или SU_3 -симметрией. Различие между членами одного унитарного супермультиплета, в который объединяется несколько изотопических мультиплетов, существенно более сильное, чем между частицами, входящими в один изотопический мультиплет. Однако представители различных унитарных супермультиплетов достаточно четко разделяются между собой. Примером унитарного супермультиплета может служить октет барионов со спином и четностью $J^P = 1/2^+$ — протон и нейтрон, Λ -гиперон, Σ^+ , Σ^- и Σ^0 -гипероны, Ξ^- и Ξ^0 -гипероны. Унитарные супермультиплеты частиц с разными значениями спинов могут объединяться в еще более сложные семейства — так называемые SU_6 -супермультиплеты и т. д. При исследовании свойств симметрии сильных взаимодействий и структуры супермультиплетов большую роль играют групповые методы анализа.

С другой стороны, развивались так называемые *составные модели элементарных частиц*, с помощью которых делались попытки свести все многообразие частиц к связанным состояниям из минимального числа фундаментальных или истинно-элементарных частиц. Составные модели позволили наглядно объяснить свойства симметрии сильных взаимодействий как проявление симметрии взаимодействий между фундаментальными полями. В первой составной модели Ферми — Янга в качестве фундаментальных частиц рассматривались протоны, нейтроны, антипротоны и антинейтроны. В дальнейшем, после открытия странных частиц, появился ряд новых составных моделей, из которых наиболее успешной оказалась модель Сакаты. В этой модели фундаментальными частицами (Ф) являются протоны, нейтроны и Λ -гипероны, а также соответствующие антибарионы. Все мезоны представляют собой связанные барион-антибарионные состояния (ФФ), а барионы состоят из двух фундаментальных барионов и одного фундаментального антибариона (ФФФ). С помощью этой модели удалось предсказать существование ряда новых частиц, хорошо описать структуру мезонных унитарных супермультиплетов, а также объяснить много явлений в области физики слабых взаимодействий¹. Однако модель Сакаты встретила с непреодолимыми трудностями при анализе унитарных супермультиплетов барионов, так как она приводила к совершенно неправильной структуре барионных

семейств (см. п. 4). Эти трудности носят принципиальный характер и приводят к заключению, что либо следует отказаться от весьма привлекательной минимальной составной модели с тремя барионными фундаментальными полями, либо надо наделить эти фундаментальные частицы весьма необычными свойствами. Именно по второму пути пошли Гелл-Манн и Цвейг², когда в 1964 г. они предположили, что существует фундаментальная триада p -, n - и λ -кварков — частиц с дробными электрическими и барионными зарядами, из которых строятся все сильновзаимодействующие частицы таким образом, что барионы состоят из трех кварков, а мезоны — из кварка и антикварка.

Квантовые числа кварков представлены в табл. I. В силу законов сохранения электрического и барионного зарядов по крайней мере один, самый легкий, кварк должен быть стабильным.

Таблица I

Квантовые числа кварков

Тип кварков	B	q	T	T_3	S	Y	$Z = \frac{3}{2} \langle Y \rangle_{\text{супермультиплет}}$
p	$1/3$	$+2/3$	$1/2$	$+1/2$	0	$1/3$	0
n	$1/3$	$-1/3$	$1/2$	$-1/2$	0	$1/3$	0
λ	$1/3$	$-1/3$	0	0	-1	$-2/3$	0
Составная модель: барион — (QQQ) , мезон — $(Q\bar{Q})$.							
Обозначения в табл. I и далее в табл. II—III: B — барионное число, q — отношение заряда частицы к заряду протона, S — странность, T — изотопический спин, T_3 — его третья проекция, Y — гиперзаряд, Z — суперзаряд, C — «очарование».							

О массе кварков трудно сделать какие-либо определенные предсказания. В некоторых моделях приводились основания в пользу малой величины их массы (немногом больше $1/3 M_p$). Однако в нерелятивистской кварковой модели, для которой получено наибольшее число интересных результатов, масса кварков должна быть достаточно велика. В самом деле, условия справедливости нерелятивистского приближения для системы кварков, связанных с помощью глубокой потенциальной ямы радиуса R , имеет вид

$$P/M_Q \approx 1/M_Q R \ll 1.$$

Для радиуса взаимодействия между кварками $R \approx m_p^{-1}$ масса кварка $M_Q \gtrsim 3-5 \text{ Гэв}$. Хорошая точность выполнения массовых формул для связи между массами частиц супермультиплетов дает основание предположить, что масса кварков должна быть еще больше — порядка 10 Гэв , хотя, конечно, эти соображения не обладают доказательной силой. Из массовых формул также следует, что масса λ -кварка должна быть несколько больше массы p - и n -кварков.

2. Модель кварков

Ниже приводится краткое описание основных черт кварковой модели. Все подробности, а также ссылки на оригинальные работы можно найти в книгах и обзорах³⁻⁹.

а) Кварки и симметрии сильных взаимодействий. На языке кварковой модели изотопическая инвариантность (SU_2 -симметрия) означает инвариантность сильного взаимодействия относительно преобразований типа

(p -кварк) $\rightleftharpoons$ (n -кварк). Если бы изотопическая инвариантность была строгим законом сохранения, то массы p - и n -кварков были бы одинаковы, так же как и массы всех адронов, принадлежащих к одному и тому же изотопическому мультиплету. Однако изотопическая инвариантность нарушается электромагнитными взаимодействиями, которые приводят к некоторому различию в массах отдельных составляющих изотопических мультиплетов. Это различие невелико — порядка нескольких мегаэлектрон-вольт.

Аналогично этому, унитарная симметрия SU_3 сводится к инвариантности относительно преобразований (λ -кварк) $\rightleftharpoons$ (p -, n -кварк). Если бы SU_3 -симметрия была точной, то массы всех типов кварков были бы одинаковыми. То же самое имело бы место для масс отдельных компонент унитарных супермультиплетов. SU_3 -симметрия оказывается нарушенной гораздо более сильно, чем изотопическая инвариантность. Характерное различие в массах внутри супермультиплетов составляет несколько сот мегаэлектрон-вольт. Это означает, что существует SU_3 -симметричное очень сильное взаимодействие, которое вносит основной вклад в массу кварков и в энергию связи системы этих тяжелых фундаментальных частиц, когда они образуют составные состояния — адроны. Кроме того, существует умеренно-сильное взаимодействие, нарушающее SU_3 -симметрию и ответственное за различие в массах изотопических семейств, объединяющихся в SU_3 -супермультиплеты.

В нерелятивистской кварковой модели важные результаты были получены в предположении о существовании так называемой SU_6 -симметрии. Согласно этому предположению, очень сильное взаимодействие не зависит не только от типов кварков, но и от ориентации их спинов. Таким образом, гамильтониан очень сильного взаимодействия является инвариантным относительно унитарной группы шестимерных преобразований SU_6 . Умеренно-сильные взаимодействия нарушают эту симметрию *) и могут зависеть как от спиновых, так и от SU_3 -индексов кварковых полей.

б) Структура супермультиплетов. Для установления структуры супермультиплетов используется математический аппарат теории групп.

1) SU_3 -супермультиплеты. Мезоны являются связанными состояниями системы кварк — антикварк. Структура мезонных супермультиплетов может быть символически записана в виде прямого произведения фундаментальных триплетов кварков и антикварков: $\{3\} \times \{\bar{3}\} = \{8\} + \{1\}$. Другими словами, мезоны образуют SU_3 -октеты и синглеты. Барiony, которые состоят из трех кварков, группируются в SU_3 -синглеты, октеты и декаплеты (соответствующая символическая запись: $\{3\} \times \{3\} \times \{3\} = \{1\} + \{8\} + \{8\} + \{10\}$).

2) SU_6 -супермультиплеты. В соответствии с SU_6 -симметрией мезоны и барiony группируются в еще более сложные SU_6 -супермультиплеты. При этом мезоны образуют SU_6 -синглет (с нулевым суммарным спином кварков) и SU_6 -35-плет, куда входит SU_3 -синглет с суммарным спином кварков 1 и SU_3 -октеты со спинами 0 и 1: $[6] \times [6] = [1] + [35]$ или, если указывать отдельно SU_3 -индексы и спиновые индексы, $[\{3\}_{1/2}] \times [\{\bar{3}\}_{1/2}] = [\{1\}_0] + [\{1\}_1 + \{8\}_0 + \{8\}_1]$. Барiony представляются как $[6] \times [6] \times [6] = [20] + [56] + [70] + [70] = [\{1\}_{3/2} + \{8\}_{1/2}] + [\{8\}_{1/2} + \{10\}_{3/2}] + [\{1\}_{1/2} + \{8\}_{1/2} + \{8\}_{3/2} + \{10\}_{1/2}] + [\{1\}_{1/2} + \{8\}_{1/2} + \{8\}_{3/2} + \{10\}_{1/2}]$. Барionyные SU_6 -супермультиплеты характеризуются следующими свойствами симметрии унитарной и спиновой части волновой функции при перестановке кварков: 56-плет — симметричный, 20-плет — антисимметричный, а 70-плет соответствует смешанной симметрии.

в) Классификация бозонных и барионных состояний. Классификация адронных состояний встречает большие трудности, связанные с отсутствием однозначных данных о спине и четности большинства известных резонансов. Поэтому в настоящее время полностью известен состав только нескольких супермультиплетов.

1) Мезоны. Система $(Q\bar{Q})$ в состоянии с орбитальным моментом $L = 0$ дает нонет (SU_3 -синглет и SU_3 -октет) псевдоскалярных мезонов (1S_0 , т. е. $J^P = 0^-$) и нонет векторных мезонов (3S_1 , т. е. $J^P = 1^-$). Эти частицы образуют SU_6 -синглет и SU_6 -35-плет, причем в последний входят SU_3 -октеты псевдоскалярных и векторных мезонов и векторный SU_3 -синглет.

Другим мезонам соответствуют возбужденные состояния $(Q\bar{Q})$ -системы с орбитальными моментами $L = 1$ (3P_2 ; 3P_1 ; 3P_0 ; 1P_1), $L = 2$ (3D_3 ; 3D_2 ; 3D_1 ; 1D_2) и т. д. В настоящее время полностью заполнен только нонет тензорных мезонов с $J^P = 2^+$ (3P_2) и, может быть, мезонов с $J^P = 1^+$ (3P_1).

Таким образом, простая кварковая модель хорошо предсказывает группировку мезонов в нонеты и структуру SU_3 - и SU_6 -супермультиплетов. Она позволяет также

*) Могут существовать спин-орбитальные и спин-спиновые взаимодействия, нарушающие SU_6 -симметрию, а также силы, нарушающие SU_3 -симметрию.

однозначно предсказать следующее сочетание квантовых чисел мезонов: четность $P = (-1)^{L+1}$, G -четность $G = (-1)^{L+S+T}$, C -четность и CP -четность нейтральных мезонов $C = (-1)^{L+S}$, $CP = (-1)^{S+1}$ (здесь S и L — суммарный спин и орбитальный момент системы кварков, T — изотопический спин мезона).

2) *Барионы*. Система (QQQ) в состоянии с $L = 0$ позволяет описать октет обычных барионов с $J^P = 1/2^+$ и декаплет с $J^P = 3/2^+$, если в качестве унитарной и спин-новой части волновой функции выбирается 56 -плет. В дальнейшем мы будем называть эти барионы *основным 56-плетом*. Барионные резонансы с отрицательной четностью должны принадлежать SU_6 -70-плетам.

3) *Экзотические резонансы*. Очень важным является вопрос о существовании экзотических резонансов, которые могут быть объяснены только более сложными кварковыми структурами. Примерами экзотических резонансов являлись бы барионные системы типа $(QQQQ\bar{Q})$, например барионы со странностью $S > 0$ или изотопическим спином $T > 3/2$ и мезонные состояния типа $(QQ\bar{Q}\bar{Q})$, не удовлетворяющие условиям $|S| \leq 1$, $T \leq 1$, $|Q| \leq 1$ или характеризующиеся такими сочетаниями спина, четности и зарядовой четности, которые не могут быть у одной фермион-антифермионной пары. В настоящее время не найдено ни одного надежно установленного экзотического резонанса. Экспериментальная ситуация, связанная с поисками экзотических резонансов, изложена в работах ¹⁰.

г) *Основные достижения кварковой модели*. Перечислим очень кратко основные успехи простой нерелятивистской модели кварков:

1) Модель хорошо описывает структуру мезонных и, что особенно важно, барионных супермультиплетов.

2) Получены хорошо согласующиеся с опытом массовые формулы, которые устанавливают связь между массами различных изотопических семейств, входящих в супермультиплеты. Получены соотношения между электромагнитными разностями масс адронов для изотопических семейств, принадлежащих основному 56 -плету, также согласующиеся с опытом, хотя точность этих проверок невелика.

3) Предсказан ряд электромагнитных свойств адронов, причем многие из предсказаний хорошо совпадают с опытом (магнитные моменты нейтрона и других барионов, соотношение для форм-факторов нуклонов $G_E^{(P)}(q^2) = G_M^{(P)}(q^2)/\mu_P = G_M^{(N)}(q^2)/\mu_N$ и $G_E^{(N)}(q^2) = 0$, ширины радиационных распадов векторных мезонов и, в частности, ширина $\Gamma(\omega \rightarrow \pi^0 \gamma)$ и ряд других соотношений).

4) В модели кварков слабые распады адронов обусловлены распадами одного из входящих в их состав кварков. Полный адронный слабый ток, представляющий собой сумму кварковых токов, преобразуется по октетному представлению группы SU_3 (вне модели кварков это утверждение постулируется). Получен ряд предсказаний для лептонных распадов барионов, объяснены правила отбора $\Delta Q = \Delta S$, $\Delta T = 1/2$ и др., установлена связь между слабым аксальным форм-фактором и электрическим форм-фактором протона $F_A(q^2)/G_A = G_E^{(P)}(q^2)$. Все эти предсказания согласуются с опытом, хотя точность их проверки во многих случаях еще недостаточна.

5) Кварковая модель позволяет получать большое количество соотношений между сечениями сильных процессов (правила отбора для обмена в t -канале, соотношение $\sigma_t(pp) = (3/2) \sigma_t(p\bar{p})$, соотношения Треймана — Джонсона и ряд других), которые с удовлетворительной точностью подтверждаются экспериментами.

Многие из перечисленных успешных предсказаний теории являются специфическими следствиями кварковой модели и не могли быть получены в теории симметрии. Из ряда данных (массовые формулы, радиационные ширины адронов и др.) можно заключить, что поведение кварков в адронах носит универсальный характер: λ -кварки одинаково утяжеляются по сравнению с p -, n -кварками, их взаимодействия и магнитные моменты одинаково перенормируются как в барионах, так и в мезонах. Из данных о форм-факторах, по-видимому, следует, что радиусы кварков много меньше радиусов адронов: $r_Q \ll r_{\text{адр}}$.

3. Трудности, возникающие в кварковой модели

Кварковая модель обладает достаточной простотой и наглядностью и позволяет хорошо объяснить большое количество существующих экспериментальных данных. Однако приходится отметить, что эта модель встречает и ряд очень существенных трудностей:

а) До сих пор не решен вопрос, являются ли кварки реальными частицами, которые могут существовать в свободном состоянии, или они представляют собой какие-то «квазичастицы», проявляющиеся только в составных системах, т. е., по сути дела, сводятся к математической абстракции. Многочисленные опыты на ускорителях и в космических лучах, а также физико-химические исследования не обнаружили существования стабильных частиц с дробными зарядами. Возможно, однако, что масса

этих частиц слишком велика и в будущих опытах при существенно большей энергии их все же удастся найти.

б) Если кварки являются фермионами, то при описании основного 56-плета барионов встречается следующая трудность. Полная волновая функция системы (QQQ) должна быть антисимметричной. Поскольку унитарная и спинная часть волновой функции 56-плета является симметричной, ее пространственная часть должна быть антисимметричной и не может соответствовать двум S -волнам. Для основного состояния это очень трудно объяснить во всех разумных моделях сил, действующих между кварками.

в) Сложной проблемой является насыщение сил, действующих между кварками. Очень существенно выяснить, не могут ли наряду с системами из трех кварков и кварка и антикварка существовать и другие стабильные или квазистабильные состояния: экзотические резонансы, дикварки или поликварки с зарядами $4/3$, $5/3$ и т. д.¹¹.

г) Из ряда данных следует, что кварки сохраняют свою индивидуальность внутри составных адронов и являются «точечными» ($r_Q \ll r_{\text{адр}}$). Пока неясно, как можно совместить эти свойства кварков с представлениями о том, что они обладают огромной энергией связи и должны быть окружены мезонной «шубой».

д) Если кварки с дробными зарядами являются теми фундаментальными составляющими, из которых построено все многообразие адронов, то возникает вопрос, почему у фундаментальных адронов дробный заряд, а у лептонов целый заряд. Высказывалось предположение¹², что, может быть, лептоны также построены из «лептонных кварков» с дробными зарядами. Эти «лептонные кварки» могли бы рождаться либо непосредственно в электромагнитных взаимодействиях, либо при распадах «адронных» кварков. Однако гипотеза о существовании «лептонных кварков» носит довольно произвольный характер.

4. Фундаментальные частицы с целыми зарядами

а) Суперзаряд и «очарование». Как было видно из п. 3, наиболее естественный путь для объяснения SU_3 - и SU_6 -симметрий сильных взаимодействий и в первую очередь правильной структуры барионных и мезонных супермультиплетов заключается во введении одного триплета истинно-элементарных или фундаментальных частиц — кварков, которые при этом должны обладать дробными электрическими и барионными зарядами. Дробные заряды кварков связаны с требованием правильного описания структуры барионных супермультиплетов в рамках минимальной модели трех фундаментальных полей. Это обстоятельство лучше всего может быть проиллюстрировано с помощью понятия о суперзаряде^{6, 9}.

Суперзарядом называют величину, пропорциональную среднему значению гиперзаряда в супермультиплете:

$$Z = (3/2) \langle Y \rangle_{\text{супермультиплет}}$$

Подобно тому как гиперзаряд равен удвоенному значению среднего электрического заряда изотопического мультиплета ($Y = 2 \langle q \rangle_{\text{изомульт}}$), суперзаряд равен утроенному значению среднего электрического заряда супермультиплета ($Z = 3 \langle q \rangle_{\text{супермультиплет}}$).

Суперзаряд является аддитивным квантовым числом: суперзаряд некоторой системы частиц равен сумме их суперзарядов. Для фундаментального триплета барионов с целым зарядом типа Сакаты P , N , Λ *) $Z = +1$ (для триплета антибарионов $Z = -1$). Составные барионы в этой модели строятся из двух фундаментальных барионов и одного фундаментального антибариона, и суперзаряды всех барионных супермультиплетов должны быть $Z = +1$ (у антибарионных супермультиплетов $Z = -1$). Между тем для основных барионных супермультиплетов, наблюдаемых на опыте, $Z = 0$ (октет барионов с $J^P = 1/2^+$: P , N , Λ , Σ^+ , Σ^0 , Σ^- , Ξ^+ , Ξ^0 ; декаплет барионов с $J^P = 3/2^+$: Λ^{++} , Λ^+ , Λ^0 , Λ^- , Σ^{*+} , Σ^{*0} , Σ^{*-} , Ξ^{*0} , Ξ^{*-} , Ω^-). Поэтому модель типа Сакаты с целыми зарядами фундаментальных барионов противоречит эксперименту **).

Таким образом, для успешного построения составной модели элементарных частиц есть два пути.

*) Частицы P , N , Λ могут не совпадать с протоном, нейтроном и Λ -гипероном — фундаментальными полями в первоначальной форме модели Сакаты; существенно, что все эти частицы характеризуются целыми электрическими и барионными зарядами, P и N обладают изоспинами $T = 1/2$ (являются носителями изоспина), а Λ — изоспином $T = 0$ и странностью $S = -1$ (носитель странности).

**) Модели Сакаты соответствует следующая структура барионных супермультиплетов: $\{3\} \times \{3\} \times \{3\} = \{3\} + \{3\} + \{6\} + \{15\}$, т. е. триплеты, секстиплеты и 15-плеты, что не реализуется в природе.

1) Можно предположить, что существует фундаментальный триплет супернейтральных барионов с $Z = 0$, из которых строятся все остальные барионы. Это и было сделано в модели кварков Гелл-Манном и Цвейгом. В самом деле, для фундаментального триплета барионов, из которых два образуют изодублет с $S = 0$, а один — изосинглет с $S = -1$ (это требование позволяет простейшим образом описать изотопические свойства обычных и странных барионов), $Z = 3 \langle q \rangle_{\text{триплет}} = \left[\left(\sum_i B_i \right) - 1 \right] \cdot 1/2$.

Таким образом, из требования $Z = 0$ вытекает $B = 1/3$, и мы получаем триплет кварков с дробными зарядами.

2) Можно ввести более сложную систему фундаментальных частиц, например согласно схеме «восьмеричного пути» Гелл-Манна — Нисмана¹³, где фундаментальными частицами является весь октет «обычных» барионов с $Z = 0$: P , N , Λ , Σ^+ , Σ^0 , Σ^- , Ξ^0 , Ξ^- . Именно так впервые была построена теория SU_3 -симметрии. Однако в схеме «восьмеричного пути» приходится постулировать многие правила отбора, которые естественным образом возникают в минимальной модели с тремя барионными полями, а кроме того, является непонятным, почему для модели 8 фундаментальных полей должна возникать именно SU_3 -симметрия. Эти трудности, как известно, и привели затем одного из авторов «восьмеричного пути», Гелл-Манна, к гипотезе о кварках. Возможно также введение нескольких супермультиплетов фундаментальных частиц, которые должны иметь отличный от нуля суперзаряд. Наличие нескольких фундаментальных супермультиплетов позволяет сконструировать все существующие в природе супернейтральные частицы. Однако при этом должны существовать и суперзаряженные частицы, фундаментальные и составные, которые пока не обнаружены.

Следует отметить, что понятие суперзаряда может иметь очень глубокий смысл. Возможно, например, что суперзаряд строго сохраняется, и тогда самая легкая из суперзаряженных частиц должна быть стабильной. Возможны схемы, в которых нарушение суперзаряда вызывается сверхслабыми, слабыми, электромагнитными или умеренно-сильными взаимодействиями.

В некоторых моделях, в которых суперзаряд сохраняется по крайней мере в сильных и электромагнитных взаимодействиях, было предложено несколько иное определение этого квантового числа, связанное с обобщением формулы Гелл-Манна — Нишиджимы для заряда q , гиперзаряда Y и проекции изотопического спина T_3 . Обобщенная формула для заряда имеет вид

$$q = T_3 + (Y/2) + (C/3); \quad (1)$$

здесь C — новое квантовое число, очень близкое к суперзаряду и получившее название «очарование» (charm)¹⁴. Если имеет место соотношение (1), то становится возможным существование фундаментальных частиц с целочисленными электрическим зарядом, не превышающим единицу, и дробным барионным числом. Возможны два типа таких триплетов с $B = 1/3$:

$$\begin{aligned} C = 1: & \{q = 1, T_3 = 1/2, S = 0\}, \{q = 0, T_3 = -1/2, S = 0\}, \\ & \{q = 0, T_3 = 0, S = -1\}; \\ C = -2: & \{q = 0, T_3 = 1/2, S = 0\}, \{q = -1, T_3 = -1/2, S = 0\}, \\ & \{q = -1, T_3 = 0, S = -1\}. \end{aligned}$$

Существует и много других возможностей. Очевидно, что для построения составных моделей обычных элементарных частиц необходимо иметь по крайней мере два «очаровательных» фундаментальных мультиплета.

б) Составные модели с несколькими супермультиплетами фундаментальных частиц с целыми зарядами. Существует большое количество составных моделей с несколькими супермультиплетами фундаментальных полей. Одна из простейших систем фундаментальных частиц состоит из унитарного триплета барионных полей R_P , R_N , R_Λ и унитарного барионного синглета M . Квантовые числа фундаментальных частиц и схемы построения «составных адронов» приведены в табл. II. Много других моделей с двумя унитарными фундаментальными мультиплетами рассмотрено в работе¹⁵, где есть ссылки на более ранние работы.

По-видимому, наибольший интерес среди моделей из нескольких фундаментальных супермультиплетов представляют схемы с тремя унитарными триплетами^{3, 16, 17}, в которых удается преодолеть трудности, связанные с симметрией волновой функции основного состояния барионного SU_6 -плета.

Одна из возможностей разрешить эту проблему заключается в предположении, что существует не один, а три унитарных триплета кварков ($p^{(\alpha)}$, $n^{(\alpha)}$, $\lambda^{(\alpha)}$, где $\alpha = 1, 2, 3$). В состав каждого бариона входит по одному кварку из разных триплетов; таким образом, все три кварка разные, и трудностей с принципом Паули не возникает.

Таблица II

Квантовые числа фундаментальных частиц в модели
с унитарным триплетом и унитарным синглетом барионов

Тип бариона	B	q	T	T_3	S	Y	$Z = \frac{3}{2} \langle Y \rangle$ супермульти
R_P	1	1	1/2	1/2	0	1	1
R_N	1	0	1/2	-1/2	0	1	1
R_Λ	1	0	0	0	-1	0	1
M	1	0	0	0	0	0	0

Составная модель: обычные (супернейтральные) частицы — мезоны $(R\bar{R})$, $(M\bar{M})$, барионы $(R\bar{R}M)$; суперзаряженные частицы — мезоны (RM) , (MR) , барионы $(M\bar{M}R)$, $(R\bar{R}R)$.

По сути дела, эта возможность эквивалентна предположению о том, что кварки не являются фермионами, а представляют собою парафермионы третьего порядка и, таким образом, для них не имеет места принцип Паули.

Эти три семейства кварков могут быть обычными кварками с дробным зарядом и различаются между собой разными значениями какого-то нового квантового числа. Однако введение трех триплетов фундаментальных частиц позволяет избавиться от дробных значений электрических зарядов. Ниже будет рассмотрена модель с тремя триплетами Боголюбова и др.^{3,16}. Близкие схемы были предложены также в работах¹⁷.

В этой модели существуют три фундаментальных триплета частиц со спином 1/2: P_η , r_η , S_η ($\eta = 1, 2, 3$ — унитарный индекс). Их квантовые числа представлены в табл. III.

Таблица III

Квантовые числа фундаментальных частиц в модели
с тремя триплетами¹⁶

Тип бариона	B	q	T	T_3	S	Y	C
P_1	1	1	1/2	+1/2	0	1	0
P_2	1	0	1/2	-1/2	0	1	0
P_3	1	0	0	0	-1	0	0
r_1	1	1	1/2	+1/2	-1	0	3/2
r_2	1	0	1/2	-1/2	-1	0	3/2
r_3	1	0	0	0	-2	-1	3/2
S_1	-1	0	1/2	+1/2	+1	0	-3/2
S_2	-1	-1	1/2	-1/2	+1	0	-3/2
S_3	-1	-1	0	0	0	-1	-3/2

Составная модель: обычные частицы — барионы $(P_\alpha r_\beta S_\gamma)$, мезоны $(\bar{P}_\alpha P_\beta)$, $(\bar{r}_\alpha r_\beta)$, $(\bar{S}_\alpha S_\beta)$ или их линейные комбинации; могут существовать «очаровательные» частицы.

Если обозначить электрический заряд и гиперзаряд кварков через q_0 и Y_0 , то имеют место соотношения $q_P + q_r + q_S = 3q_0$ и $Y_P + Y_r + Y_S = 3Y_0$. Поэтому системы $(P_\alpha r_\beta S_\gamma)$ характеризуются теми же значениями квантовых чисел, что и состояния из трех обычных кварков. В рассматриваемой модели барионы имеют структуру $(P_\alpha r_\beta S_\gamma)$, а мезоны — $(\bar{P}_\alpha P_\beta)$, $(\bar{r}_\alpha r_\beta)$, $(\bar{S}_\alpha S_\beta)$ или их линейные комбинации. При этом можно сохранить все основные результаты кварковой модели. Выбор квантовых чисел в модели трех фундаментальных триплетов допускает значительный произвол. Так, для барионных чисел должно выполняться условие $B_P + B_r + B_S = 1$. Поэтому возможен не только выбор $B_P = B_r = 1$, $B_S = -1$, как в табл. III, но и выбор $B_P = 1$, $B_r = B_S = 0$ и т. д. или $B_P = B_r = B_S = 1/3$.

в) **В ы с ш и е с и м м е т р и и.** Введение нескольких семейств фундаментальных барнионных полей открывает большую свободу в построении составных моделей элементарных частиц. На этом пути можно отказаться от дробного электрического заряда у фундаментальных частиц, а также преодолеть некоторые трудности кварковой модели, например вопросы, связанные с симметрией волновых функций основного 56-плета барнионов. Фундаментальные частицы с целым зарядом могут быть стабильными или сравнительно долгоживущими, но могут иметь весьма малое время жизни, соответствующее взаимодействию, нарушающему унитарную симметрию. Приходится предположить существование нового типа составных частиц — «суперзаряженных», или «очаровательных», у которых также имеются различные возможности для времени жизни в зависимости от степени сохранения этого нового квантового числа.

Если имеются два или несколько супермультиплетов фундаментальных частиц, то возникает вопрос о существовании симметрий более высоких, чем унитарная симметрия SU_3 . В самом деле, в кварковой модели в пределе SU_3 -симметрии должна была исчезнуть разница между p -, n - и λ -кварками. Если имеет место модель фундаментального триплета R и синглета M , то в пределе SU_3 -симметрии исчезает разница между компонентами R , но остается различие между R и M . Но, может быть, существует сверхсильное взаимодействие, для которого, если выключить все остальные взаимодействия, исчезает различие между частицами R и M ? Тогда в природе должна реализоваться SU_4 -симметрия. Аналогичная ситуация может иметь место и для других схем с несколькими унитарными супермультиплетами.

Нам все же представляется, что отказ от модели трех кварков с дробными зарядами и переход к более сложным моделям с несколькими семействами фундаментальных частиц делают теорию более искусственной и менее привлекательной. Однако вопрос о справедливости той или иной модели является прежде всего вопросом экспериментальным, и поэтому эксперименты по поискам кварков, фундаментальных частиц с целыми зарядами, «очаровательных» частиц и т. д. имеют огромное значение и являются одними из тех принципиальных опытов, без которых невозможно создать теорию сильных взаимодействий.

II. ПОИСКИ КВАРКОВ НА УСКОРИТЕЛЯХ

1. Поиски кварков с зарядом $q = 1/3$ и $q = 2/3$ на протонных ускорителях

а) **Реакции образования кварков и кинематические условия опытов.** В опытах на современных больших ускорителях кварки и фундаментальные частицы могли рождаться при бомбардировке мишени первичным протонным пучком высокой энергии. Поиски этих новых частиц проводились во вторичных пучках с заданным импульсом, вылетающих под определенным углом к направлению движения первичных протонов. В экспериментах по поискам новых долгоживущих частиц использовались следующие два метода их идентификации:

1) для частиц с дробным зарядом (кварков) — измерение заряда путем многократного определения ионизирующей способности частиц в сцинтилляционных счетчиках или трековых приборах (пузырьковых камерах, стримерных камерах и т. д.);

2) для частиц как с целым, так и с дробным зарядом — измерение массы путем определения их скорости (при фиксированном импульсе) с помощью черенковских счетчиков и по времени пролета.

Простейшими процессами образования кварков в нуклон-нуклонных соударениях являются следующие реакции:

а) реакция образования пары кварк-антикварк

$$N + N \rightarrow N + N + Q + \bar{Q}, \quad (2)$$

$$\rightarrow N + N + Q + \bar{Q} + nA, \quad (2')$$

где A — другие адроны;

б) реакция «диссоциации» одного из нуклонов на три кварка

$$N + N \rightarrow N + 2Q_1 + Q_2, \quad (3)$$

$$\rightarrow N + 2Q_1 + Q_2 + nA \quad (3')$$

(в случае, если диссоциирует протон, Q_1 — положительные p -кварки с зарядом $q = 2/3$, а Q_2 — отрицательный n -кварк с зарядом $q = -1/3$, в случае диссоциации нейтрона Q_1 — это n -кварки, а Q_2 — это p -кварк).

На рис. 1 показаны пороги рождения кварков в реакциях (2) и (3) в зависимости от их массы при соударении протонов с покоящимися нуклонами. Из рисунка видно, что

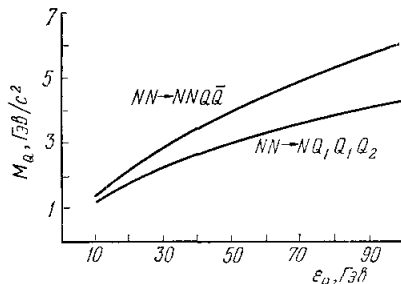


Рис. 1. Пороги рождения кварков в реакциях $NN \rightarrow NNQ\bar{Q}$ и $NN \rightarrow NQ_1Q_1Q_2$ в зависимости от их массы при соударении протонов с покоящимися нуклонами.

в опытах на протонном синхротроне Института физики высоких энергий (Серпухов) (энергия протонов 70 ГэВ) могут рождаться кварки с массами $M_Q \leq 4,8$ ГэВ (реакция (2)) и $M_Q \leq 3,5$ ГэВ (реакция (3)). На ускорителе ЦЕРН (энергия протонов 28 ГэВ) могут рождаться кварки с массами меньше соответственно 2,7 и 2,1 ГэВ.

Как говорилось выше, поиски кварков на ускорителях проводились в пучках вторичных частиц с заданным импульсом, вылетающих под определенным углом к первичному пучку. Важно выбрать условия изме-

рений (т. е. угол и импульс вторичных частиц) так, чтобы ожидаемые выходы кварков были максимальными. Данные об образовании сильно-взаимодействующих частиц в нуклон-нуклонных взаимодействиях показывают, что выходы этих частиц очень быстро падают с ростом переданного импульса. Так, при образовании π -мезонов, K -мезонов и антипротонов протонами с энергией от 19 до 70 ГэВ их дифференциальные сечения генерации при малых переданных импульсах имеют вид $(d^2\sigma/dp d\Omega) \propto \exp(bt)$, где $b = 4 - 5$ (ГэВ/с) $^{-2}$, $-t = (4\text{-мерный переданный импульс})^2 = (p\vartheta)^2$, p — импульс вторичной частицы, ϑ — ее угол вылета. Поэтому эксперименты по поискам кварков следует проводить в области очень малых углов рождения.

Выбор оптимального вторичного импульса в существенной степени определяется кинематическими соображениями. Если образующаяся частица имеет массу M и покоится в системе центра масс (СЦМ), то в лабораторной системе координат (ЛСК) ее импульс равен $\beta_c \gamma_c M$ (где $\gamma_c = (1 - \beta_c^2)^{-1/2}$, β_c — скорость СЦМ относительно ЛСК). Такая ситуация имеет место у самого порога рождения частицы. В общем случае в СЦМ частицы характеризуются некоторым импульсным спектром, а их угловое распределение симметрично относительно направлений «вперед» и «назад». Поэтому в ЛСК половина частиц имеет импульс, больший $\beta_c \gamma_c M$, а половина — меньший. Кинематика лоренцева преобразования приводит к тому, что угловое распределение частиц, летящих в СЦМ в переднем конусе, при переходе в ЛСК сжимается в область малых углов, а угловое распределение частиц, летящих в СЦМ в заднем конусе, в ЛСК оказывается распределенным в широком угловом интервале. Поэтому для частиц с массой M , вылетающих в ЛСК под малыми углами, максимум в импульсном спектре оказывается смещенным в область импульсов больше $\beta_c \gamma_c M$. Данные о генерации $\bar{p}$ и $\bar{d}$ протонами с энергией 70 ГэВ показывают, что

в этом случае смещение невелико — оно составляет несколько гигаэлектрон-вольт¹⁸.

Более детальные расчеты импульсных спектров кварков в ЛСК могут быть проведены только в определенных модельных предположениях

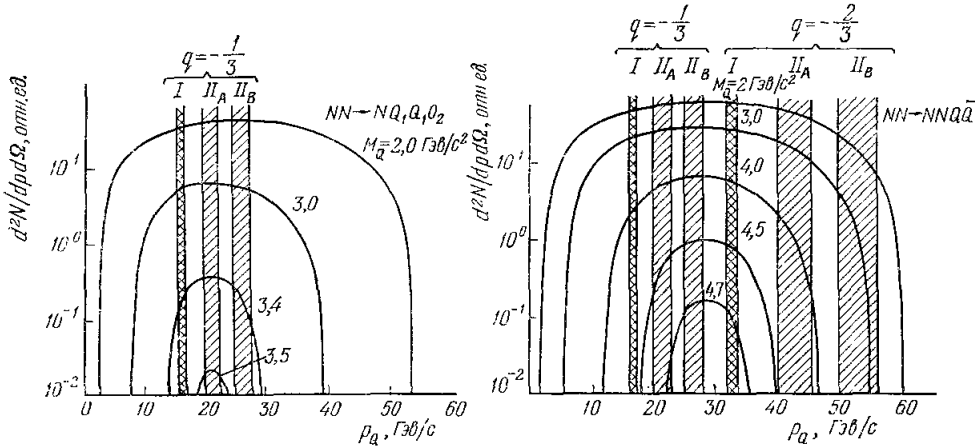


Рис. 2. Ожидаемые выходы кварков для реакций (2) и (3) при первичной энергии протонов 70 Гэв, вычисленные в модели фазовых объемов.

M_Q и $p_Q = |q|p$ — масса и импульс кварков. Заштрихованы области, соответствующие импульсному интервалу в опытах¹⁹, проведенных в ИФВЭ при $p = 50$ (I), 64,5 (II_A) и 80 Гэв/с (II_B).

о механизме рождения этих частиц. Например, можно сделать простейшее предположение о том, что угловое распределение кварков изотропно в СЦМ, а их импульсный спектр соответствует лоренц-инвариантному фазовому объему. Результаты расчетов для первичных энергий протонов 70 Гэв представлены на рис. 2. Они показывают, что наиболее благоприятные кинематические условия для поисков частиц с тяжелыми массами для реакции (2) реализуются при импульсе этих частиц 25—30 Гэв/с, а для реакции (3) — около 20 Гэв/с.

Модель фазовых объемов, в которой частицы распределены изотропно в СЦМ, совершенно не отражает динамики сильных взаимодействий, которая, как показывает опыт, значительно сужает угловое распределение частиц и изменяет их импульсный спектр. В качестве примера можно сравнить импульсные спектры антипротонов и антинейтронов, рассчитанные в модели фазовых объемов и измеренные на опыте (рис. 3). Из рис. 3 видно, что максимум импульсного спектра сильновзаимодействующих частиц сдвигается по сравнению с расчетами в модели фазовых объемов в сторону меньших импульсов. Так как для частиц с массой M_Q максимум

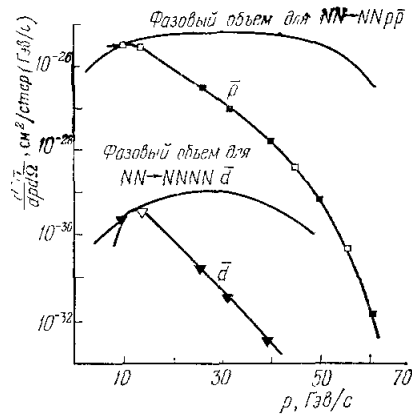


Рис. 3. Экспериментальные спектры для образования антипротонов и антинейтронов протонами с энергией 70 Гэв на ядрах Al и результаты расчетов в модели фазовых объемов для реакций $NN \rightarrow NNp\bar{p}$ и $NN \rightarrow NNn\bar{n}$ (кривые фазовых объемов нормировались по экспериментальным данным при $p = 10$ Гэв/с).

Таблица IV

Поиски кварков с зарядом $1/3$ и $2/3$ на протонных ускорителях

Литература	Экспериментальный метод	Энергия протонов	Длина канала, м	θ , мрад	p , Гэв/с	N_π	Мишень	q	p_Q , Гэв/с	$d^2\sigma_Q/dp d\Omega _{90\%}$, см ² /стер Гэв/с	$M_{Q\max}$, Гэв
20	Пузырьковая камера	31	$\tau \sim 10^{-7}$ сек	120	8,5	$3 \cdot 10^5$	W	+1/3 +2/3	2,83 5,7	$n_Q/n_\pi _{90\%} \leq 4 \cdot 10^{-6}$ $n_Q/n_\pi _{90\%} \leq 8 \cdot 10^{-6}$	2,0 2,5
21	То же	27,5	140	76	20	$1,5 \cdot 10^5$	Cu	-1/3 -2/3	6,7 13,4	$2,2 \cdot 10^{-35}$ $\sim 1,1 \cdot 10^{-35}$	2,5 2,5
22	» »	21		77	16		Cu	-1/3 -2/3	5,3 10,6	$10^{-35} - 10^{-36}$ $(2-5) \cdot 10^{-36}$	2,0 2,2
23	Сцинтилляционные счетчики	28	40	0	—	$3 \cdot 10^7$ м	Be	$\pm 1/3$		«Лептонные кварки» *) $n_Q/n_\pi < 10^{-10}$ $n_Q/n_\pi _{90\%} \leq 10^{-9}$	2 2
19	Сцинтилляционные счетчики, черенковские счетчики, широкозазорные искровые камеры	70	125	0	50	$0,8 \cdot 10^9$	Al	-1/3 -2/3	16,7 33,3	$1,4 \cdot 10^{-35}$ $7,7 \cdot 10^{-36}$	4,4 4,8
				0	64,5	$0,8 \cdot 10^9$	Al	-1/3 -2/3	21,5 43,0	$3,6 \cdot 10^{-37}$ $2,1 \cdot 10^{-37}$	4,7 4,2
				0	80	Бесфоновый канал	Al	-1/3 -2/3	26,7 53,3	$7,1 \cdot 10^{-38}$ $4,1 \cdot 10^{-38}$	4,8 3,3
24	Сцинтилляционные счетчики, черенковские счетчики, стримерные камеры	27	90	0 6,5	32,7 22	То же $2,3 \cdot 10^{10}$	Be	-1/3 -2/3	10,9 14,7	$7,2 \cdot 10^{-39}$ $5,2 \cdot 10^{-38}$	2,7 2,4
				44	20	$5,6 \cdot 10^9$	Be	+1/3 +2/3	6,7 13,3	$2,6 \cdot 10^{-35}$ $1,3 \cdot 10^{-35}$	2,5 2,5

1. θ — угол испускания вторичных частиц; p — импульс вторичных частиц; $p_Q = |q| p$ — импульс кварков с зарядом q ; $M_{Q\max}$ — предельное значение массы кварков, образующихся при соударении протона с покоящимся нуклоном в кинематических условиях данного опыта. Поиски кварков проводились в области масс от 0 до M , на несколько гигаэлектрон-вольт превышающих $M_{\max}$, чтобы использовать возможное расширение диапазона масс из-за фермиевского движения нуклонов в ядре-мишени. N_π — поток π -мезонов (или других частиц), прошедших через аппаратуру; $d^2\sigma_Q/dp d\Omega |_{90\%}$ и $n_Q/n_\pi |_{90\%}$ — верхние границы дифференциальных сечений и отношений выходов частиц (при заданном значении импульса p_Q) на уровне 90%-ной достоверности (на нуклон).

2. В работе ^{25a} кварки искались в пузырьковой жидководородной камере в реакции $\bar{p}p \rightarrow \bar{Q}Q$ при импульсе антипротонов 1,3 Гэв/с. Заряд частиц $Q, \bar{Q} | q| = 1/3, 2/3$ и $4/3$. При анализе 60 000 фотографий кварков не найдено. Пределы для сечений не приводятся (они около микробарна).

*) В этом опыте пробег частиц равен 1600 г/см²; пучок не анализировался по импульсу.

Продолжение табл. IV

3. После сдачи статьи в редакцию были опубликованы первые результаты поисков кварков в ЦЕРН на встречных протонных пучках (ISR) с энергией $26 \text{ Гэв} + 26 \text{ Гэв}^{25b}$. В этой работе не найдено частиц с зарядом $q = 1/3 (2/3)$ среди $0,6 \cdot 10^9$ заряженных частиц, пропущенных через установку. Получены следующие значения верхних пределов (с 90%-ной достоверностью) для полных сечений образования кварков:			
Заряд кварка q	Область масс кварков, Гэв	$\sigma_Q 90\%, \text{ см}^2$	
		модель фазовых объемов	модель со средним поперечным импульсом $\langle p_{\perp} \rangle = 0,4 \text{ Гэв/с}$
1/3 2/3	$2 \leq M_Q \leq 22$ $2 \leq M_Q \leq 13-16$	$4 \cdot 10^{-33}$ $(4-10) \cdot 10^{-33}$	$3 \cdot 10^{-34}$ $(3-10) \cdot 10^{-34}$

в импульсном распределении превышает $\beta \gamma_c M_Q$, при первичной энергии протонов 70 Гэв максимум в импульсном спектре вторичных частиц должен лежать в области $6,2 M_Q < p_{\max} < 27 \text{ Гэв/с}$. Поэтому оптимальные условия для поисков тяжелых частиц с $M_Q \geq 3 \text{ Гэв}$ соответствуют выбору вторичного импульса в диапазоне $20-27 \text{ Гэв/с}$ и не являются очень критичными по отношению к предположениям о механизме их генерации. Для других энергий первичных протонов оптимальные условия экспериментов могут быть выбраны из условий для 70 Гэв с помощью «масштабного преобразования» $(p_{\text{вторичн}}/p_{\text{первичн}}) \approx \text{const}$.

б) Эксперименты по поискам кварков. Со времени появления гипотезы о существовании кварков было поставлено большое количество экспериментов по их поискам на ускорителях. Так как теоретические предсказания для сечений генерации этих частиц различаются между собой на много порядков и являются очень неопределенными (см. гл. IV), были выполнены поисковые опыты, отличавшиеся очень высокой чувствительностью. Однако ни в одном из экспериментов кварки не были обнаружены. Соответствующие верхние граничные оценки для дифференциальных сечений образования кварков в нуклон-нуклонных соударениях представлены в табл. IV. Особенно низкие граничные значения были установлены в измерениях, проведенных в 1968—1969 гг. в ИФВЭ¹⁹ и в ЦЕРН²¹.

Схема эксперимента по поискам кварков, выполненного в ИФВЭ, показана на рис. 4. Для выделения частиц с дробным зарядом производилось измерение ионизации частиц в большом количестве спектрометрических сцинтилляционных счетчиков. Кроме того, использовался спектрометр по времени пролета, позволяющий определять массу тяжелых частиц, и газовый черенковский счетчик для подавления фона легких частиц (мюонов, пионов, каонов и антипротонов). Установка включала в себя также магнитный спектрометр с широкоазимутными оптическими искровыми камерами для дополнительного анализа зарегистрированных событий.

Условия, в которых проводились поиски кварков, показаны в табл. IV и на рис. 2. Следует отметить, что в основной экспозиции магнитооптический канал²⁶ настраивался на импульс $p = 80 \text{ Гэв/с}$, что соответствовало импульсу кварков с зарядом $q = -1/3$, $P_Q = |q| p = 26,7 \text{ Гэв/с}$. Использование канала с импульсом $p = 80 \text{ Гэв/с}$ представляет особый интерес. Так как энергия ускоренных протонов, бомбардирующих мишень, равна 70 Гэв , на мишени образуются вторичные частицы с импульсом меньше

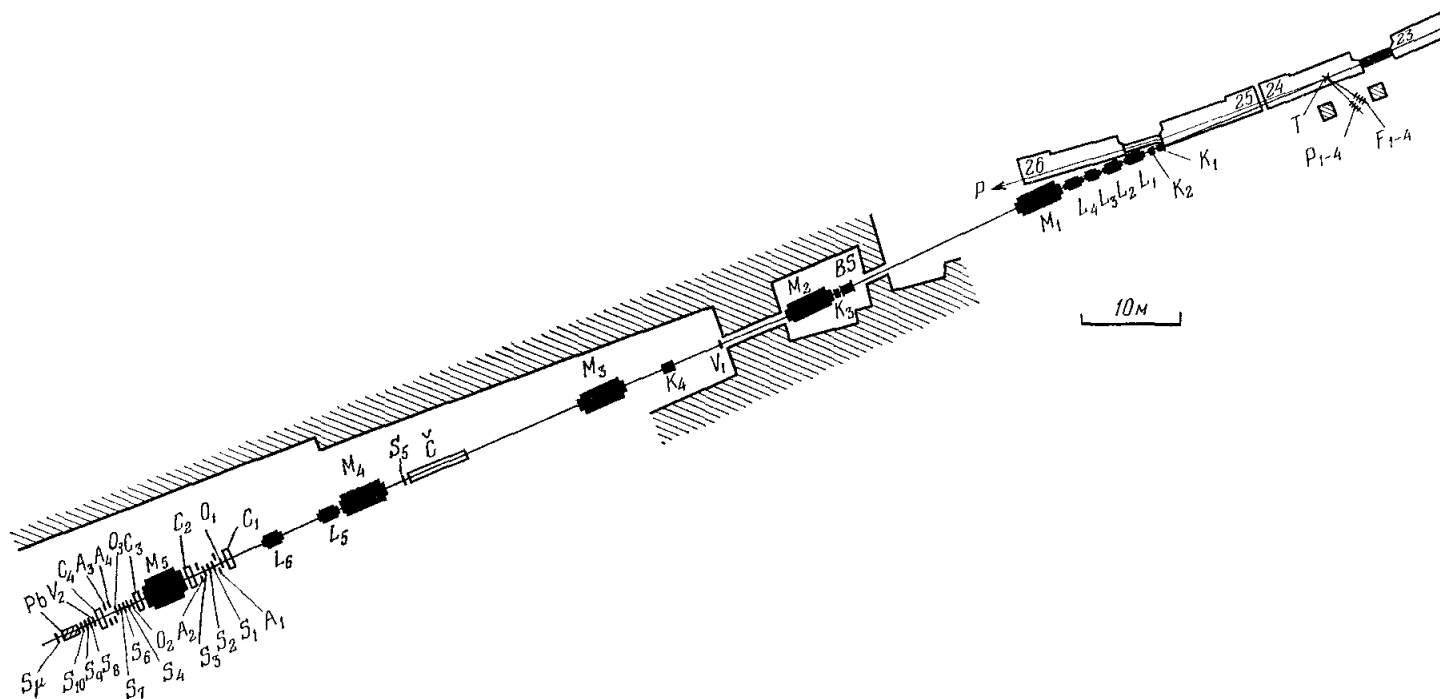


Рис. 4. Схема эксперимента ИФВЖ по поискам кварков.

p — пучок ускоренных протонов; T — мишень; $K_1 - K_4$ — коллиматоры; $M_1 - M_5$ — отклоняющие магниты; $L_1 - L_6$ — квадрупольные линзы; BS — пучковый затвор; $S_1 - S_{10}$ — спектрометрические сцинтилляционные счетчики (для измерения ионизации частиц); $O_1 - O_3$, $A_1 - A_4$ — определяющие и охранные счетчики, устраняющие краевые эффекты в спектрометрических счетчиках; V_1 , V_2 , S_5 — счетчики для измерения времени пролета; C — пороговый черенковский счетчик; $C_1 - C_4$ — широкозонарные искровые камеры магнитного спектрометра; счетчик S_{11} и свинцовый поглотитель служили для получения информации о взаимодействии кварков с веществом, если бы они были обнаружены; $F_1 - F_4$ и $P_1 - P_4$ — мониторы.

70 Гэв/с. Таким образом, в этой экспозиции эксперименты по поискам кварков проводились в исключительно благоприятных фоновых условиях: через канал могли проходить только частицы с дробным зарядом, а также небольшое количество обычных частиц с целым зарядом, рассеянных на стенках коллиматоров, полюсах магнитов и линз или прошедших через защиту, (мюонов). Число фоновых частиц не превышало нескольких десятков в час.

Избирательная способность установки во всех экспозициях оказалась значительно более высокой, чем это необходимо для подавления фона в условиях данного эксперимента. Поэтому на окончательной стадии анализа не использовалась информация от искровых камер, черенковского счетчика и части сцинтилляционных счетчиков. Тем самым была несколько увеличена эффективность установки и не вводилось ограничение снизу на величину массы кварков M_Q . Даже при столь уменьшенном числе критериев отбора все зарегистрированные события исключались по нескольким признакам.

Опыты по поискам кварков, проводившиеся на других ускорителях, были ограничены областью масс этих частиц с энергией до 2,5—2,8 Гэв (при соударении первичных протонов с неподвижными нуклонами). Поэтому ниже будет дано только очень краткое описание этих работ.

В экспериментах группы ЦЕРН²⁴ в основных измерениях также использовался «бесфоновый канал», настроенный на импульс, соответствующий энергии больше первичной энергии ускорителя. Для идентификации частиц с дробным зарядом измерялась ионизация в нескольких сцинтилляционных счетчиках и в стримерной камере. Схема установки показана на рис. 5.

Более ранние работы по поискам кварков²⁰⁻²² были проведены с помощью пузырьковых камер, в которых искали треки частиц с малой ионизацией. Основная методическая трудность, с которой пришлось столкнуться в этих опытах, — это фон от частиц, попадающих в камеру до ее выхода (после расширения) на плато по чувствительности. Такие события характеризовались пониженной плотностью пузырьков вдоль трека и могли имитировать прохождение через камеру частиц с дробным зарядом. Чтобы избавиться от этого фона, в работе²¹, одновременно с фотографированием пузырьковой камеры, с помощью сцинтилляционных счетчиков определялось время попадания частиц в камеру.

В работах^{27, 28} искали частицы с тяжелыми массами с зарядом $|q| \geq 2/3$, т. е. не только кварки, но и долгоживущие фундаментальные частицы с целым зарядом.

Более подробно об этих опытах будет сказано ниже (гл. II, п. 3 и табл. VII). Отдельно будут также рассмотрены поиски кварков в электромагнитных процессах (гл. IV, п. 3).

в) Сравнение верхних границ для дифференциальных сечений образования кварков с данными о выходах тяжелых частиц. В табл. V приводится сравнение верхних границ дифференциальных сечений образования кварков с данными о выходах тяжелых сильновзаимодействующих частиц — антипротонов, антидейтронов и антигелия-3^{18, 29, 30} — для тех же значений импульсов и углов вылета, для которых проводились поиски кварков. Эффективные числа $N_{\bar{p}}$, $N_{\bar{d}}$ и $N_{\bar{He3}}$, приведенные в таблице, имеют следующий смысл: если бы кварки обладали такими же сечениями рождения, как у антипротонов, антидейтронов или у антигелия-3, то число кварков, которое было бы зарегистрировано установкой во время поисковых экспериментов, равнялось бы $N_{\bar{p}}$, $N_{\bar{d}}$ или $N_{\bar{He3}}$. Таким образом, эти величины характеризуют чувствительность

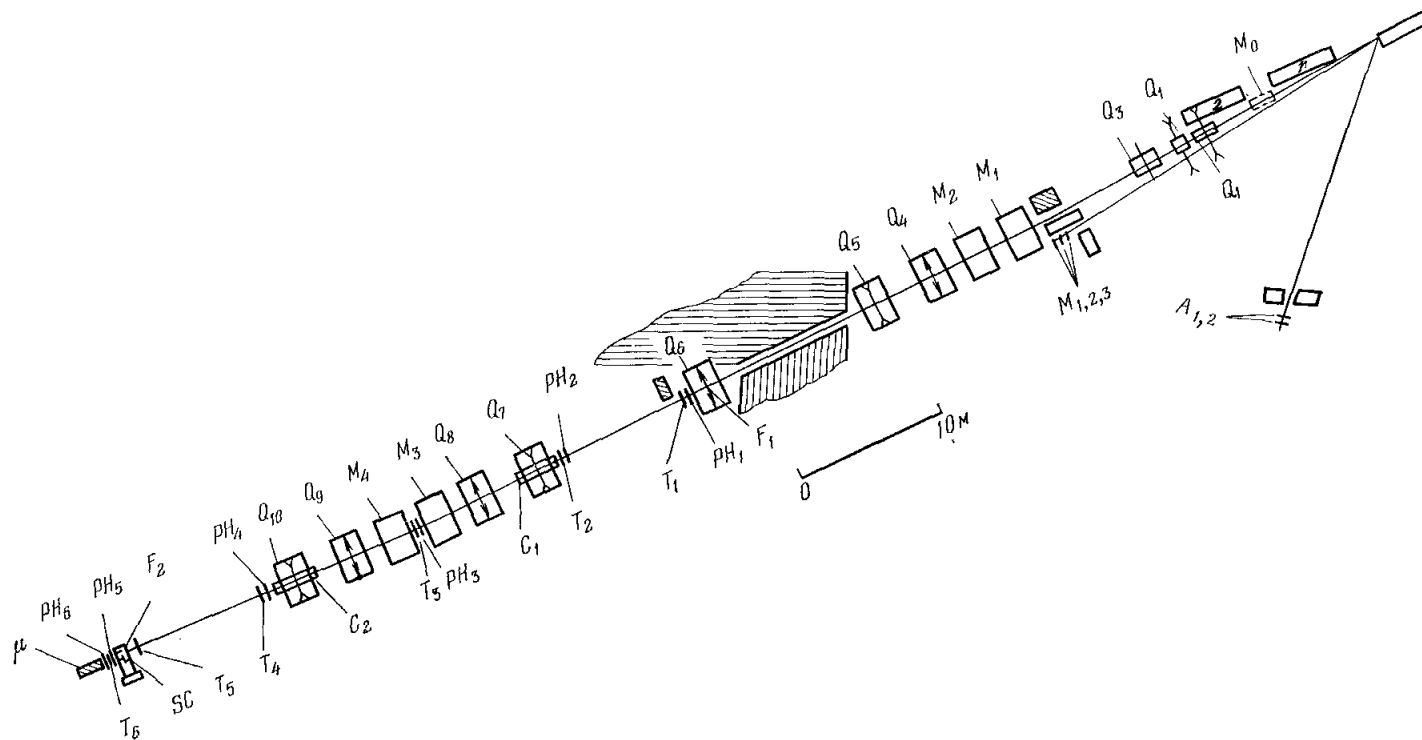


Рис. 5. Схема эксперимента ЦЕРН по поискам кварков ²⁴.

$M_0 - M_4$ — отклоняющие магниты; $Q_1 - Q_{10}$ — квадрупольные линзы; F_1 и F_2 — фокусы пучка; $T_1 - T_6$ — определяющие сцинтилляционные счетчики; $PH_1 - PH_6$ — спектрометрические сцинтилляционные счетчики для измерения ионизации частиц; SC — стримерная камера, позволяющая измерять ионизацию; C_1, C_2 — черенковские счетчики; счетчики T_1, T_3 и T_6 использовались также для измерения времени пролета; счетчик μ , помещенный за слоем поглотителя (1,5 м железа), служил для получения информации о взаимодействии частиц; A_1, A_2 — мониторы.

Таблица V

Сопоставление верхних границ дифференциальных сечений образования кварков с данными о выходах тяжелых сильновзаимодействующих частиц

Энергия протонов	q	$p_Q, \Gamma\text{эв/с}$	$\vartheta_Q, \text{мрад}$	Верхняя граница $\left. \frac{d^2\sigma_Q(p_Q, \vartheta_Q)}{dp d\Omega} \right _{90\%}$ $\text{см}^2/\text{стер} \cdot (\Gamma\text{эв/с})$	Антипротоны		Антидейтроны		Антигелий-3 ($\overline{\text{He}}^3$)		
					$\frac{d^2\sigma_{\bar{p}}(p_{\bar{p}}=p_Q, \vartheta_{\bar{p}}=\vartheta_Q)}{dp d\Omega}$ $\text{см}^2/\text{стер} \cdot (\Gamma\text{эв/с})$	Эффективное число $N_{\bar{p}}$	$\frac{d^2\sigma_{\bar{d}}(p_{\bar{d}}=p_Q, \vartheta_{\bar{d}}=\vartheta_Q)}{dp d\Omega}$ $\text{см}^2/\text{стер} \cdot (\Gamma\text{эв/с})$	Эффективное число $N_{\bar{d}}$	$\frac{d^2\sigma_{\overline{\text{He}}^3}(p_{\overline{\text{He}}^3}=p_Q, \vartheta_{\overline{\text{He}}^3}=\vartheta_Q)}{dp d\Omega}$ $\text{см}^2/\text{стер} \cdot (\Gamma\text{эв/с})$	Эффективное число $N_{\overline{\text{He}}^3}$	
$E=70 \text{ Гэв}$ (опыт ИФВ) ¹⁹	-1/3	16,7	0	$1,4 \cdot 10^{-35}$	$1,6 \cdot 10^{-27}$	$2,6 \cdot 10^8$	$1,7 \cdot 10^{-31}$	$2,8 \cdot 10^4$	$\sim 9 \cdot 10^{-36}$	1	
		21,5	0	$3,6 \cdot 10^{-37}$	$7,9 \cdot 10^{-28}$	$5,0 \cdot 10^9$	$5,0 \cdot 10^{-32}$	$3,2 \cdot 10^5$	$\sim 9 \cdot 10^{-36}$	57	
		26,7	0	$7,1 \cdot 10^{-38}$	$2,1 \cdot 10^{-28}$	$6,9 \cdot 10^9$	$1,1 \cdot 10^{-32}$	$3,4 \cdot 10^5$	$\sim 2 \cdot 10^{-36}$	65	
					$\sum N_{\bar{p}} = 1,2 \cdot 10^{10}$		$\sum N_{\bar{d}} = 6,9 \cdot 10^5$		$\sum N_{\overline{\text{He}}^3} = 113$		
	-2/3	33,3	0	$7,7 \cdot 10^{-36}$	$6,0 \cdot 10^{-29}$	$1,8 \cdot 10^7$	$1,8 \cdot 10^{-33}$	$5,3 \cdot 10^2$	—	—	
		43,0	0	$2,1 \cdot 10^{-37}$	$6,4 \cdot 10^{-30}$	$6,9 \cdot 10^7$	$1,1 \cdot 10^{-34}$	$1,2 \cdot 10^3$	—	—	
		53,3	0	$4,1 \cdot 10^{-38}$	$1,1 \cdot 10^{-31}$	$6,2 \cdot 10^6$	$6 \cdot 10^{-37}$	35	—	—	
					$\sum N_{\bar{p}} = 9,3 \cdot 10^7$		$\sum N_{\bar{d}} = 1,8 \cdot 10^3$		$\sum N_{\overline{\text{He}}^3} \sim 0,2-0,3$		
	$E=27 \text{ Гэв}$ (опыт ЦЕРН) ²⁴	-1/3	10,9	0	$7,2 \cdot 10^{-39}$	$1 \cdot 10^{-28}$	$5 \cdot 10^{10}$	$\bar{d}/\bar{p} \sim 10^{-6}$	$\sim 5 \cdot 10^4$	—	—
		-2/3	14,7	6,5	$5,2 \cdot 10^{-38}$	$1,5 \cdot 10^{-29}$	$6 \cdot 10^8$	$\bar{d}/\bar{p} \sim 10^{-6}$	$\sim 5 \cdot 10^2$	—	—

опытов по поискам частиц с дробным зарядом. Из табл. V можно сделать вывод, что если масса кварков меньше $4,8 \text{ Гэв}$, то при энергии протонов 70 Гэв их образование должно быть подавлено примерно на 10 порядков по сравнению с антипротонами, на 6 порядков по сравнению с антинейтронами и на 2 порядка по сравнению с антигелием-3. Значения суммарных эффективных чисел, приведенные в табл. V, позволяют также сравнить между собой результаты экспериментов по поискам кварков, проведенных в ИФВЭ и ЦЕРН, в области масс до $2,5 \text{ Гэв}$, где эти опыты перекрываются. Из таблицы видно, что если для кварков с зарядом $q = -1/3$ и массой $M_Q = M_P$ чувствительность опыта ЦЕРН в несколько раз выше опыта ИФВЭ, то для массы $M_Q = 2M_P$ данные, полученные в ИФВЭ, обладают существенно большей чувствительностью.

г) Оценки верхних границ для полных сечений образования кварков. Верхние границы для полных сечений образования кварков можно найти из соотношения

$$\sigma(M_Q) \Big|_{90\%} = \left(\frac{d^2\sigma_Q(p_1, \vartheta_1)}{dp d\Omega} \Big|_{90\%} \right)_{\text{эксп}} \left[\frac{\iint (d^2\sigma_Q/dp d\Omega) dp d\Omega}{d^2\sigma_Q(p_1, \vartheta_1)/dp d\Omega} \right]_{\text{теор}};$$

здесь $(d^2\sigma_Q(p_1, \vartheta_1)/dp d\Omega) \Big|_{90\%}$ — верхняя граничная оценка для дифференциального сечения (с 90%-ной достоверностью), полученная экспериментально при заданных значениях угла вылета и импульса кварков ϑ_1 и p_1 (см. табл. IV). Для того чтобы найти

$$\left[\frac{\iint (d^2\sigma_Q/dp d\Omega) dp d\Omega}{d^2\sigma_Q(p_1, \vartheta_1)/dp d\Omega} \right]_{\text{теор}},$$

необходимо сделать определенные предположения о механизме генерации кварков, которые позволили бы провести расчеты их угловых и импульсных распределений. Подобные расчеты, конечно, носят оценочный характер, потому что никаких надежно обоснованных теоретических моделей не существует. Тем не менее такие оценки представляются полезными, так как они дают возможность с единой точки зрения сравнить между собой результаты различных экспериментов по поискам кварков, проведенных в совершенно разных условиях как на ускорителях, так и в космических лучах.

Наиболее простые предположения о механизме генерации кварков делаются в уже рассматривавшейся в п. 1 гл. II модели фазовых объемов, согласно которой угловое распределение кварков в СЦМ является изотропным, а их импульсный спектр соответствует лоренц-инвариантному фазовому объему. Отсюда можно получить предполагаемый вид импульсных и угловых распределений кварков в ЛСК (см. рис. 2) и определить верхние пределы для полных сечений образования этих частиц в реакциях (2) и (3). Результаты этих расчетов представлены на рис. 6 и 7.

Выше уже отмечалось, что модель фазовых объемов не отражает динамики сильных взаимодействий, которая может существенно сузить

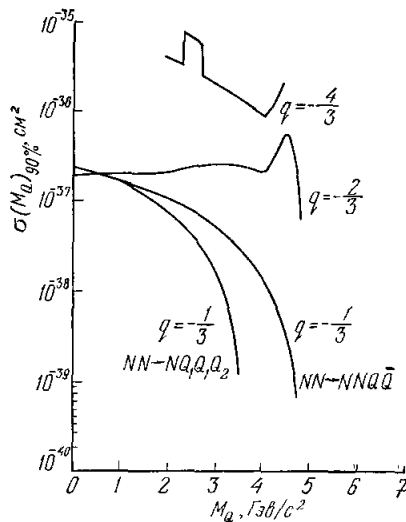


Рис. 6. Верхние границы $\sigma(M_Q)|_{90\%}$ для полных сечений образования частиц с дробным зарядом $q = -1/3$, $-2/3$ и $-4/3$ (см. гл. II, п. 2) протонами с энергией 70 Гэв в реакциях $NN \rightarrow NNQ\bar{Q}$ и $NN \rightarrow NNQ_1Q_2$, определенные в модели фазовых объемов (эксперименты ИФВЭ¹⁹).

угловое распределение кварков и изменить их импульсные распределения. Расчеты по фазовым объемам имеют еще тот недостаток, что они проводились только для простейших реакций (2) и (3) с 4 частицами в конечных состояниях, в то время как экспериментальные данные относятся ко всем процессам образования кварков типа $NN \rightarrow NNQ\bar{Q}$ (nA) или $NN \rightarrow NQ_1Q_2$ (nA). Можно думать, что модель фазовых объемов является сколько-нибудь обоснованной только для области масс, лежащей

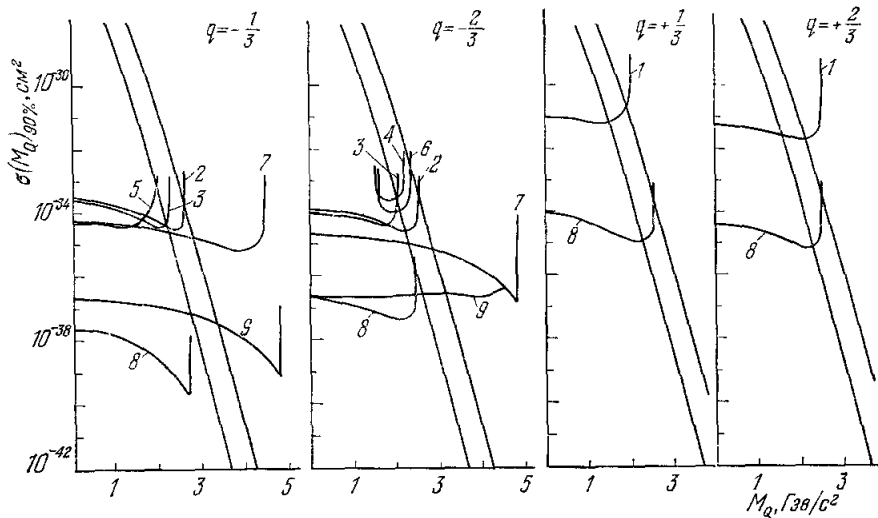


Рис. 7. Верхние границы для полных сечений образования кварков, полученные в опытах на ускорителях (в модели фазовых объемов для реакции $NN \rightarrow NNQ\bar{Q}$). 1 — из работы ²⁰, 2 — ²¹, 3 — ²², 4 — ²⁷, 5 — ²³, 6 — ²⁸, 7 — первый эксперимент ИФВЭ ^{19a}, 8 — эксперимент ЦЕРН ²⁴, 9 — второй эксперимент ИФВЭ ^{19b}. Прямые линии — два предсказания для полных сечений образования кварков в статистической модели Хagedорна ³¹; нижняя прямая в этой модели практически совпадает с предсказаниями статистической теории Е. Л. Фейнберга и др. ^{32,33} (см. гл. IV).

вблизи порога образования, когда в СЦМ кварки движутся медленно и имеют изотропное угловое распределение. Приблизительно такая ситуация имеет место для образования протон-антипротонных пар, для которых вблизи порога генерации выходы частиц и их импульсные распределения согласуются с расчетами по модели фазовых объемов ³⁴, а с ростом энергии первичных протонов эта модель оказывается непригодной.

Недостатки модели фазовых объемов привели к необходимости провести оценки верхних границ для полных сечений образования кварков с помощью простой феноменологической модели, учитывающей характерные особенности динамики сильных взаимодействий ³⁵. Эта модель использует существующую экспериментальную информацию об образовании антипротонов и антидейтронов. Была получена формула, позволяющая достаточно хорошо описать экспериментальные данные об импульсных и угловых распределениях антипротонов, образующихся в нуклон-нуклонных соударениях, для первичных энергий 19 ³⁶, 23 ³⁷ и 70 ^{18, 29} Гэв. Она имеет следующий вид (в СЦМ):

$$\frac{d^2\sigma(p^*, \vartheta^*)}{dp^* d\Omega^*} = A(s) \exp \left\{ - \left[\frac{(p^* \cos \vartheta^*)^2}{B(s) + C} + \frac{(p^* \sin \vartheta^*)^2}{C} \right] \right\} p^{*2} \left[1 - \left(\frac{p^*}{p_{\max}^*} \right)^2 \right]^2; \quad (4)$$

здесь $p_{\max}^*$ — максимальный импульс антипротона; $p^{*2} [1 - (p^*/p_{\max}^*)^2]^2 = R_4$ — фазовый объем для реакции $pp \rightarrow p\bar{p}r\bar{r}$. Коэффициент $B(s)$ был выбран в виде $(\mathcal{P}_{\max}^*)^2 d$, где $\mathcal{P}_{\max}^*$ — максимальный импульс системы X (включающей в себя протон-антипротонную пару), которая рождается в реакции $pp \rightarrow ppX$ (все рассмотрение ведется в СЦМ). При энергиях вблизи порога рождения антипротона $(p^*)^2$ и $B(s) \ll C d^2 \sigma / dp^* d\Omega^* = A(s) R_4$, в силу чего спектры частиц описываются моделью фазовых

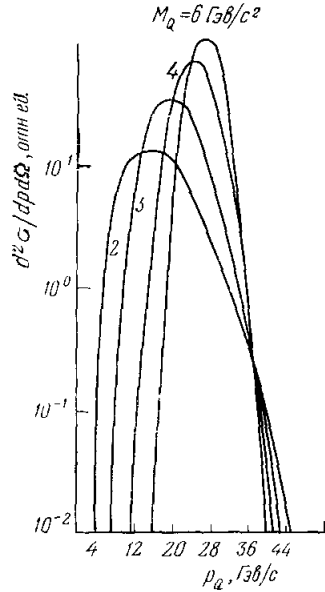


Рис. 8. Ожидаемые импульсные спектры образования кварков в протон-нуклонных взаимодействиях при $E = 70$ Гэв для феноменологической модели.

Образование частиц с $M_Q = 6$ Гэв становится возможным благодаря фермиевскому движению нуклонов ядра; для $M_Q \leq 4$ Гэв влияние внутриядерного движения пренебрежимо мало.

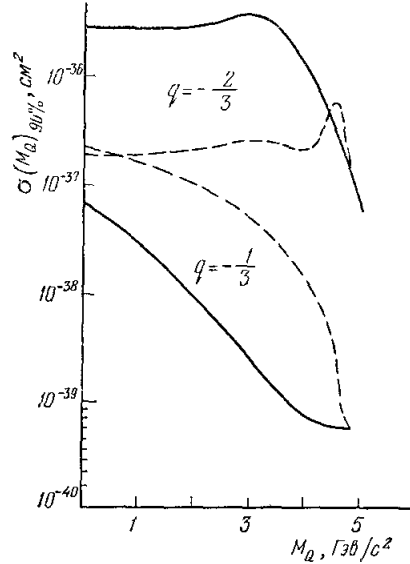


Рис. 9. Верхние границы $\sigma(M_Q)|_{90\%}$ для полных сечений образования частиц с дробным зарядом в реакции $NN \rightarrow NNQ\bar{Q}$ протонами с энергией 70 Гэв в феноменологической модели (сплошные линии).

Для сравнения приведены также значения $\sigma(M_Q)|_{90\%}$, полученные в модели фазовых объемов (штриховые линии).

объемов. Параметры d и C были определены из данных работы ³⁰, в которой подробно исследовались спектры антипротонов, образующихся в протон-протонных взаимодействиях при первичном импульсе $p = 19,2$ Гэв/с. Они оказались равными $d = 0,21$ и $C = 0,27$ (Гэв/с)².

Сравнение расчетов, выполненных по формуле (4), с экспериментальными данными показало, что спектры тяжелых сильновзаимодействующих античастиц ($\bar{p}$, $\bar{d}$) достаточно хорошо описываются предложенной формулой.

Рассматриваемая феноменологическая модель была применена к описанию процессов рождения пар $Q\bar{Q}$. Другими словами, предполагалось, что дифференциальные сечения рождения кварков имеют вид (в СЦМ)

$$\frac{d^2 \sigma(p^*, \vartheta^*)}{dp^* d\Omega^*} = A(M_Q, S) \exp \left\{ - \left[\frac{(p^* \cos \vartheta^*)^2}{\mathcal{P}_{\max}^{*2} d + C} + \frac{(p^* \sin \vartheta^*)^2}{C} \right] \right\} p^{*2} \left[1 - \left(\frac{p^*}{p_{\max}^*} \right)^2 \right]^2.$$

При этом используются те же значения параметров d и C , с помощью которых были описаны спектры антипротонов *). Функция $A(M_Q, S)$, конечно, не может быть предсказана в рамках феноменологической модели. Некоторые соображения о виде зависимости $A(S)$ для частиц с массами M_Q будут приведены ниже.

На рис. 8 представлены ожидаемые импульсные спектры кварков в (ЛСК) для первичной энергии протонов 70 ГэВ , рассчитанные с помощью феноменологической модели. Они показывают, что для кварков с тяжелыми массами $M_Q > 2,5 - 3 \text{ ГэВ}$ и зарядом $q = -1/3$ условия наблюдения в эксперименте ИФВЭ были достаточно близки к оптимальным. Верхние границы для полных сечений генерации кварков $\sigma(M_Q)$ 100%, полученные с помощью феноменологической модели для экспериментов, выполненных при энергии первичных протонов 70 ГэВ , показаны на рис. 9.

д) Возможная зависимость сечения генерации кварков от энергии и учет фермиевского движения нуклонов в ядре-мишени³⁵. Граничные оценки для полных сечений образования кварков $\sigma(M_Q)$ 100%, проведенные в модели фазовых объемов и в феноменологической модели и представленные на рис. 6, 7 и 9, соответствуют случаю соударения первичных протонов с покоящимися нуклонами. Внутрядерное движение нуклонов приводит к расширению диапазона энергий столкновения и к увеличению доступных масс кварков, образующихся в реакциях (2) и (3). Оценки $\sigma(M_Q)$ 100%, учитывающие внутрядерное движение нуклонов, могут быть сделаны на основе экспериментальных данных Дорфана и др.³⁸ об импульсном спектре нуклонов в ядре меди. Эти оценки носят качественный характер, так как интерпретация результатов работы Дорфана не является однозначной и так как в экспериментах по поискам кварков использовались мишени из разных материалов. На рис. 10 представлена функция $R(W, E_p)$ — вероятность реализации в СЦМ полной энергии $s^{1/2} = W$ при первичной энергии бомбардирующих протонов E_p для двух значений $E_p = 30$ и 70 ГэВ . С учетом фермиевского движения нуклонов в ядре **)

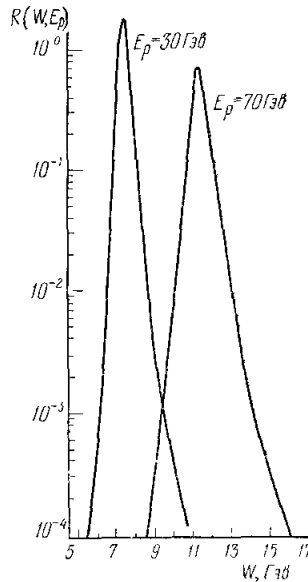


Рис. 10. Вид функции $R(W, E_p)$ для $E_p = 30$ и 70 ГэВ .

функция $R(W, E_p)$ — вероятность реализации в СЦМ полной энергии $s^{1/2} = W$ при первичной энергии бомбардирующих протонов E_p для двух значений $E_p = 30$ и 70 ГэВ . С учетом фермиевского движения нуклонов в ядре **)

$$\sigma_{\text{эфф}}(M_Q, E_p) = \int_{W_{\text{порог}}}^{W_{\text{max}}} R(W, E_p) \sigma(M_Q, W) dW;$$

здесь $\sigma(M_Q, W)$ — зависимость полного сечения генерации кварков с массой M_Q от энергии в СЦМ или, что то же самое, от первичной энергии. Так как эта зависимость неизвестна, мы сделаем несколько возможных предположений о виде этой функции:

1) Простейшее, хотя и малообоснованное предположение — сечение рождения кварков постоянно, начиная от порога рождения:

$$\sigma^{(1)}(M_Q, W) = \begin{cases} \sigma_a^{(1)}(M_Q) & \text{при } W > W_{\text{порог}} = 2(M_p + M_Q), \\ 0 & \text{при } W < W_{\text{порог}}. \end{cases} \quad (5)$$

*) Эти параметры описывают также спектры антинейтронов.

**) $A^{2/3} \sigma_{\text{эфф}}(M_Q, E_p)$ — сечение образования кварков с массой M_Q первичным протоном с энергией E_p на ядре с атомным весом A . При этом M_Q может быть больше $[(2E_p M_p + 2M_p^2)^{1/2} - 2M_p]/2$ — предельного значения массы кварка, который может рождаться при соударении протонов с энергией E_p с покоящимся нуклоном; $A^{2/3}$ — эффективное число нуклонов в ядре.

В этой модели

$$\sigma_{\text{эфф}}(M_Q, E_p) = \sigma_{\text{эфф}}^{(1)}(M_Q, E_p) = \int_{W_{\text{порог}}}^{W_{\text{max}}} R(W, E_p) \sigma_a^{(1)}(M_Q, W) dW = \sigma_a^{(1)}(M_Q) \int_{W_{\text{порог}}}^{W_{\text{max}}} R(W, E_p) dW.$$

2) Более обоснованный вид $\sigma(M_Q, W)$ может быть предложен на основании предполагаемой аналогии между образованием кварков и других тяжелых частиц — антипротонов и антинейтронов. На рис. 11 приведена энергетическая зависимость полных сечений образования $\bar{p}$ и $\bar{n}$, из которой видно, что выходы этих частиц сначала быстро растут с ростом энергии, а затем меняются довольно медленно и, может быть, даже достигают постоянного значения. По-видимому, такое поведение означает, что с ростом энергии открывается много различных каналов рождения тяжелых частиц, и, хотя вклад каждого отдельного канала при большой энергии падает, суммарное сечение не меняется. Зависимость полного сечения образования пар тяжелых частиц с массой M_Q от энергии в СЦМ W может быть представлена в виде

$$\sigma^{(2)}(M_Q, W) = \sigma_a^{(2)}(M_Q) \left\{ 1 - \exp \times \right. \\ \left. \times \left[-b \left(\frac{W - 2M_p - 2M_Q}{M_Q} \right)^{5/2} \right] \right\}, \quad (6)$$

причем вблизи порога ($W - 2M_p - 2M_Q \ll M_Q$) $\sigma^{(2)}(M_Q, W) \approx b \sigma_a^{(2)}(M_Q) [(W - 2M_p - 2M_Q)/M_Q]^{5/2}$. (6')

В этом случае

$$\sigma_{\text{эфф}}(M_Q, E_p) = \sigma_{\text{эфф}}^{(2)}(M_Q, E_p) = \int_{W_{\text{порог}}}^{W_{\text{max}}} R(W, E_p) \left\{ 1 - \exp \times \right. \\ \left. \times \left[-b \left(\frac{W - 2M_p - 2M_Q}{M_Q} \right)^{5/2} \right] \right\} dW \approx \\ \approx \sigma_a^{(2)}(M_Q) b \int_{W_{\text{порог}}}^{W_{\text{max}}} R(W, E_p) \times \\ \times \left(\frac{W - 2M_p - 2M_Q}{M_Q} \right)^{5/2} dW$$

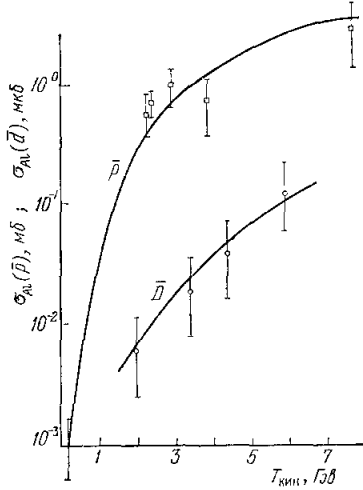


Рис. 11. Зависимость полных сечений образования антипротонов и антинейтронов от первичной энергии протонов.

Сплошные кривые показывают параметризацию этой зависимости по формуле (6) для $\sigma^{(2)}(M_Q, W)$ (W — энергия в СЦМ).

выражением вблизи $W_{\text{порог}}$). Коэффициент b определяется из опытов по рождению антипротонов и далее предполагается фиксированным и равным $b = 0,007$. Выбор величины b не является существенным для дальнейшего анализа, так как он только определяет масштаб, в котором измеряется «асимптотическое» сечение $\sigma_a^{(2)}(M_Q)$. Влияние фермиевского движения становится существенным у самой границы диапазона масс частиц, которые могут рождаться при взаимодействии протонов с покоящимися нуклонами и в области «подпорогового» рождения. Так, при первичной энергии протонов 70 Гэв учет фермиевского движения не сказывается вплоть до масс $M_Q = 4 - 4,5$ Гэв, и в этой области *)

$$\sigma(M_Q)|_{90\%} = \sigma_{\text{эфф}}^{(1)}(M_Q, E_p)|_{90\%} = \sigma_a^{(1)}(M_Q)|_{90\%} = \sigma_{\text{эфф}}^{(2)}(M_Q, E_p)|_{90\%}.$$

*) Напомним еще раз обозначения: $\sigma(M_Q)|_{90\%}$ — верхняя граница для полного сечения образования кварков с массой M_Q при взаимодействии первичных протонов с энергией E_p с покоящимися нуклонами; $\sigma_{\text{эфф}}^{(1)}(M_Q, E_p)|_{90\%}$ и $\sigma_{\text{эфф}}^{(2)}(M_Q, E_p)|_{90\%}$ — то же самое, но с учетом фермиевского движения нуклонов в ядре-мишени для двух предположений о виде зависимости сечения образования кварков с массой M_Q от энергии E_p (5) и (6). $\sigma_a^{(1)}(M_Q)|_{90\%}$ и $\sigma_a^{(2)}(M_Q)|_{90\%}$ — верхние границы «асимптотических» полных сечений образования кварков для (5) и (6) (все оценки границ соответствуют 90%-ной достоверности).

Верхние граничные оценки $\sigma_{\text{эфф}}(M_Q, E_p)$ были сделаны с помощью феноменологической модели на основании экспериментальных данных о верхних границах дифференциальных сечений для $E_p = 70$ и 27 Гэв. Отсюда были определены верхние

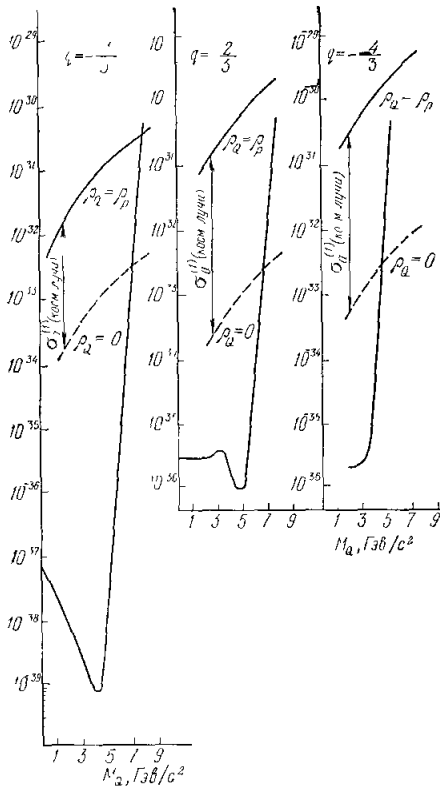


Рис. 12. Верхние границы «асимптотического» сечения образования частиц с дробным зарядом $\sigma_a^{(1)}(M_Q)$ 90%.

Результаты эксперимента на ускорителе ИФВЭ¹⁹ сравниваются с данными, полученными в космических лучах, при разных предположениях о коэффициенте поглощения кварков в атмосфере ($\rho_Q = \rho_p$ и $\rho_Q = 0$; см. гл. III, п. 2).

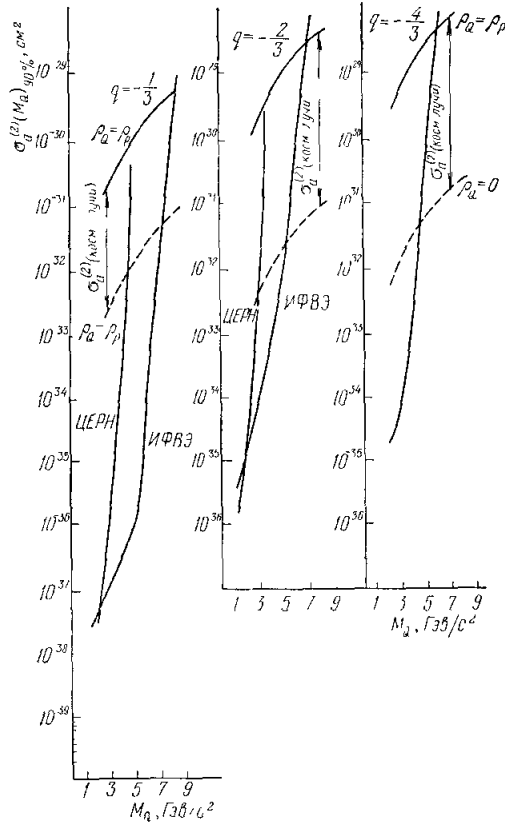


Рис. 13. Верхние границы «асимптотического» сечения образования частиц с дробным зарядом $\sigma_a^{(2)}(M_Q)$ 90%.

Результаты, полученные на ускорителе ИФВЭ¹⁹, сравниваются с данными эксперимента на ускорителе ЦЕРН²⁴ и опытов в космических лучах, при разных предположениях о коэффициенте поглощения кварков в атмосфере ($\rho_Q = \rho_p$ и $\rho_Q = 0$; см. гл. III, п. 2).

границы для «асимптотических» сечений $\sigma_a^{(1)}(M_Q)$ и $\sigma_a^{(2)}(M_Q)$. С помощью этой процедуры можно сравнить между собой результаты различных экспериментов по поискам кварков, проводившихся при разных первичных энергиях (в том числе и в космических лучах — см. гл. III). Это сравнение проводится на рис. 12—13.

2. Поиски поликварков

Эксперименты, выполненные на ускорителях, показали, что если свободные кварки с зарядом $q = 1/3$ или $2/3$ существуют, то либо их массы должны превышать ≈ 5 Гэв, либо сечения их образования необычайно малы. Полученные результаты относились к долгоживущим частицам с временем жизни более 10^{-6} — 10^{-8} сек. Ранее было высказано предположение¹¹, что могут существовать стабильные образования из двух или более кварков с зарядами $4/3$, $5/3$, $7/3$ и т. д., массы которых, вследствие большой энергии связи, могут быть существенно меньше масс свободных кварков. При этом свободные кварки с зарядами $1/3$ и $2/3$ могут быть

нестабильными и распадаться с испусканием более легких частиц, например, с зарядом $q = 4/3$ (дикварков, поликварков). Таким образом, отрицательные результаты поисков кварков не закрывают возможности наблюдения поликварков на существующих ускорителях, если свободные кварки имеют массу $> 5 \text{ Гэв}$ или обладают малым временем жизни.

Конечно, в принципе, могут существовать поликварки и с зарядами $q = 1/3$ и $q = 2/3$ (например, $(nn)_{q=-2/3}$, $(ppnn)_{q=-1/3}$, $(pn)_{q=1/3}$ и т. д.). Поэтому отсутствие поликварков с зарядами $q = -1/3$ и $-2/3$ и с массами до 5 Гэв , по-видимому, означает, что в этом диапазоне масс не должно быть и поликварков с $q = 4/3$ и т. д. Однако не следует забывать, что

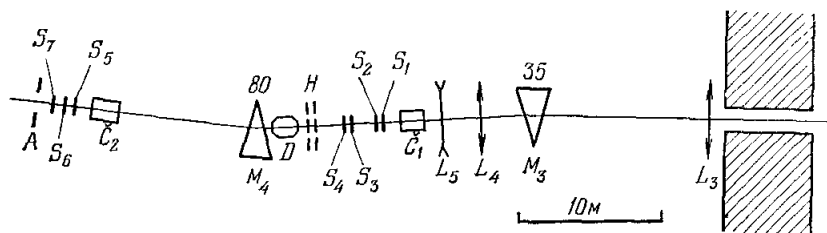


Рис. 14. Схема эксперимента по поискам дикварков с зарядом $q = -4/3$ ³⁹.

M_3 , M_4 — анализирующие магниты (цифрами показаны углы отклонения пучка в мрад); L_3 — L_5 — квадрупольные линзы; S_1 — S_7 — спектрометрические сцинтилляционные счетчики; C_1 , C_2 — газовые пороговые черенковские счетчики, подавляющие фон от π -, K -мезонов и антипротонов до уровня $\sim 3 \cdot 10^{-4}$; D — газовый дифференциальный черенковский счетчик для подавления фона от антинейтронов; он был чувствителен к дикваркам с массами $2,3$ – $2,7 \text{ Гэв}$; H — годоскоп из 6 сцинтилляционных счетчиков для подавления фона двойных частиц; A — охранный счетчик с отверстием (начальная часть магнитооптического канала не показана).

свойства кварков (так же как и само их существование) относятся к области догадок, и поэтому прямые экспериментальные поиски частиц с зарядом $q = 4/3$ и т. д. представляются очень желательными. Такие опыты были выполнены как на ускорителях, так и в космических лучах.

Поликварки, которые будут обозначаться как $\mathcal{L}$, могут рождаться в результате распадов кварков или генерироваться непосредственно в нуклон-нуклонных соударениях. Некоторые простейшие реакции образования поликварков приводятся ниже:

$$N + N \rightarrow N + N + \mathcal{L} + \bar{\mathcal{L}}, \quad N + N \rightarrow N + \mathcal{L} + Q$$

(например, $\mathcal{L} = (pp)_{q=+4/3}$, $Q = n_{q=-1/3}$),

$$N + N \rightarrow N + \mathcal{L} + \bar{Q}$$

(например, $\mathcal{L} = (ppnn)_{q=+2/3}$, $\bar{Q} = \bar{n}_{q=+1/3}$) и т. д.

Поиски частиц с зарядом $q = -4/3$ были проведены на 70-Гэв ускорителе ИФВЭ ³⁹. Измерения были выполнены на пучке вторичных отрицательных частиц, выведенном под углом $\vartheta = 47 \text{ мрад}$, с импульсом $p = 13,3 \text{ Гэв}/c$ для частиц с единичным зарядом, что соответствует импульсу дикварков $p_{\mathcal{L}} = p |q| = 17,8 \text{ Гэв}/c$. Схема экспериментальной установки показана на рис. 14. Для идентификации тяжелых частиц с зарядом $q = -4/3$ использовалось многократное измерение электрического заряда частиц по ионизационным потерям энергии в двух группах сцинтилляционных счетчиков, разделенных между собой анализирующим магнитом, и измерение их скорости при помощи газовых черенковских счетчиков.

За время эксперимента через установку было пропущено $3,9 \cdot 10^{10}$ частиц и не найдено ни одного дикварка с зарядом $q = -4/3$ и импульсом

$p_{\mathcal{L}} = 17,8 \text{ Гэв/с}$ в областях масс $1,9\text{--}2,3 \text{ Гэв}$ и $2,7\text{--}4,4 \text{ Гэв}$. Два события, зарегистрированные в области масс $2,3\text{--}2,7 \text{ Гэв}$, интерпретируются как фон от антинейтронов с импульсом $13,3 \text{ Гэв/с}$. Соответствующие верхние граничные оценки дифференциальных сечений образования дикварков приведены в табл. VI. На рис. 6 показаны верхние границы для полного

Таблица VI

Верхние граничные оценки относительного,

$$R = \frac{d^2\sigma_{\mathcal{L}}(p_{\mathcal{L}} = 17,8 \text{ Гэв/с}, \vartheta = 47 \text{ мрад})/dp d\Omega}{d^2\sigma_{\pi}(p_{\pi} = 13,3 \text{ Гэв/с}, \vartheta = 47 \text{ мрад})/dp d\Omega},$$

 и абсолютного, $d^2\sigma_{\mathcal{L}}/dp d\Omega$, дифференциальных сечений образования дикварков прогонами с энергией 70 Гэв на нуклонах под углом 47 мрад в ЛСК (90%-ный уровень достоверности)

$p_{\mathcal{L}},$ Гэв/с	Диапазоны масс дикварков, Гэв/с ²	$R \mid 90\%$	$d^2\sigma_{\mathcal{L}}/dp d\Omega \mid 90\%,$ см ² /стер·(Гэв/с)
17,8	$1,9 \leq M_{\mathcal{L}} \leq 2,3$	$6,2 \cdot 10^{-11}$	$1,6 \cdot 10^{-36}$
	$2,7 \leq M_{\mathcal{L}} \leq 4,4$		
	$2,3 \leq M_{\mathcal{L}} \leq 2,7$	$1,4 \cdot 10^{-10}$	$3,8 \cdot 10^{-36}$

сечения образования частиц с $q = -4/3$, полученные в модели фазовых объемов, а на рис. 10—11 — граничные оценки для асимптотических сечений, выполненные с помощью феноменологической модели.

3. Поиски фундаментальных и «очаровательных» частиц с целыми зарядами

Образование фундаментальных или суперзаряженных («очаровательных») частиц с целым зарядом может происходить в различных реакциях, зависящих от природы этих частиц и от наличия у них специфических сохраняющихся квантовых чисел. Если суперзаряд сохраняется (или его сохранение нарушается слабо), то генерация соответствующих частиц может происходить в реакциях парного рождения

$$N + N \rightarrow N + N + \alpha + \bar{\alpha}. \quad (7)$$

Фундаментальные частицы могут образовываться также в реакциях диссоциации нуклонов. В составных моделях, в которых нуклон представляет собой систему из трех фундаментальных составляющих (см. гл. I), реакция диссоциации имеет вид

$$N + N \rightarrow N + a + b + c.$$

Существуют также некоторые модели с двумя фундаментальными триплетами α и β , в которых нуклон имеет структуру $(\alpha\bar{\beta})$ *). Тогда реакция диссоциации происходит по схеме

$$N + N \rightarrow N + \bar{\alpha} + \beta. \quad (8)$$

Поиски новых стабильных или долгоживущих частиц с массами, отличными от известных значений, проводились в многочисленных опытах на ускорителях, в которых для определения массы частиц измерялись

*) Например, барионный триплет β и бозонный триплет α или триплет с двойным барионным зарядом β и барионный триплет α^{15} .

Литература	Энергия протонов, Гэв	Длина канала, м	ϑ , град	Мишень	p , Гэв/с	N_{π}	q	$M_{\alpha \text{ max}}$, Гэв	Область масс, в которой чувствительна установка, Гэв	$\frac{d^2\sigma}{dp d\Omega} \Big _{90\%}$, см ² /стер·(Гэв/с)	Примечания
28	30	160	120	W	7	$5 \cdot 10^8$ (с учетом эффекта сепаратора)	$-1 \div -2/3$	2,8	$2,5 \leq M_{\alpha} \leq 6$ ($q = -1$), $1,5 \leq M_Q \leq 4$ ($q = -2/3$)	$\frac{n_{\alpha}}{n_{\pi}} \Big _{90\%} = 5 \cdot 10^{-9} \cdot R$	Использован сепаратор и измерение времени пролета. Результат опыта: $\frac{\sigma_{\alpha}}{\sigma_p} < \begin{cases} 10^{-3} & M_{\alpha} = \\ 1/3 & M_{\alpha} = \end{cases}$ $= 3 \text{ Гэв}$ $= 4 \text{ Гэв}$ } из-за фермиевского движения нуклонов в ядре
27	30	100	76	Be Fe	4,5–6 9 10	$8 \cdot 10^9$ $2,4 \cdot 10^{10}$ $1,6 \cdot 10^{10}$	$-1 \div -2/3$	2,8	$2 \leq M_{\alpha} \leq 3$ $3 \leq M_Q \leq 4$ ($q = -2/3$), $3 \leq M_{\alpha} \leq 5$ ($q = -1$, реакция (7)), $3 \leq M \leq 7$ ($q = -1$, реакция (8)), $M_p < M_{\alpha} < M_d$	$5 \cdot 10^{-36} *$ $\left. \begin{matrix} \\ \\ \end{matrix} \right\} 8 \cdot 10^{-37} *) \cdot R$	Обнаружены антинейтроны: $d/\pi \approx (5,5 \pm 1,5) \cdot 10^{-8}$ Из-за фермиевского движения нуклонов в ядре область масс расширяется выше $M_{\alpha \text{ max}}$. Однако граничные оценки сечений для этой области резко возрастают (более чем на 5 порядков для случая $M_{\alpha} = 5 \text{ Гэв}$; реакция (7))
41	70	140	0–12	Al	25–39		–1	4,8	$2 \leq M_{\alpha} \leq 2,8$ $2 \leq M \leq 4,8$	$n_{\alpha}/n_{\pi} \Big _{90\%} = 5 \cdot 10^{-9}$ $n_T/n_{\pi} \Big _{90\%} = 10^{-9}$ $1,2 \cdot 10^{-35}$ $1 \cdot 10^{-36}$	
30	70	125	27	Al	10	$2,4 \cdot 10^{11}$	–1 –2	3,8 4,7			Обнаружено 5 ядер антигелия-3, для которых $d^2\sigma/dp d\Omega = 2,2 \cdot 10^{-36}$; для других частиц с двойным зарядом верхний предел $d^2\sigma/dp d\Omega \Big _{90\%} = 10^{-36}$ (все в см ² /стер·(Гэв/с) на нуклон)
42	70	160	0	Al	25		–1	4,8	$3 \leq M \leq 15$	$1,5 \cdot 10^{-35} \cdot R$	Граничные оценки сечений в области масс, обусловленной фермиевским движением, не приводятся

Обозначения такие же, как в табл. IV. $M_{\alpha \text{ max}}$ — максимальная масса частиц, образующихся при соударении с неподвижным нуклоном по (7). Результаты старых работ не приводятся. R — фактор, обусловленный фермиевским движением нуклонов ядра мишени.

*) Результаты пересчитаны из данных, представленных в соответствующей работе.

их импульсы и скорости. Классическим примером таких опытов является открытие антипротона группой Сегре в 1955 г.⁴⁰ Результаты ряда более поздних экспериментов суммированы в табл. VII. Ни в одном из этих опытов не было найдено новых неизвестных элементарных частиц, однако удалось открыть ядра антидейтронов²⁷ и антигелия-3³⁰. На рис. 15 представлена схема одного из экспериментов по поискам частиц с тяжелыми массами²⁷, выполненного на ускорителе Брукхейвенской лаборатории (США) (энергия 33 Гэв). Многократное определение импульса и скорости частиц, проводившееся в этом опыте с помощью черенковских счетчиков, и измерения времени пролета позволили довести чувствительность установки до величины $\sim 10^{-10}$ от потока π -мезонов. В этом опыте были

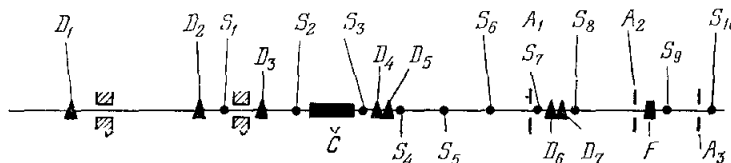


Рис. 15. Схема эксперимента по поискам тяжелых частиц²⁷.

$D_1 - D_7$ — отклоняющие магниты; квадрупольные линзы не показаны; $S_1 - S_{10}$ — сцинтилляционные счетчики для временных измерений; для уменьшения фона сравнивалось время пролета частиц на трех участках по 33 м — между парами счетчиков $S_1 - S_2$, $S_3 - S_4$ и $S_5 - S_6$; $A_1 - A_3$ — охранные счетчики; C — пороговый черенковский счетчик для подавления фона легких частиц; F — дифференциальный черенковский счетчик с полочной чувствительностью $0,81 < \beta < 0,96$.

впервые обнаружены антидейтроны. Еще большей чувствительностью ($\sim 10^{-11}$) к частицам с двойным зарядом отличался опыт группы ИФВЭ, в котором были найдены ядра антигелия-3³⁰.

Таким образом, вплоть до настоящего времени не удалось обнаружить фундаментальные долгоживущие частицы с целыми зарядами, «очаровательные» частицы и т. д. Было бы очень интересно расширить область поисков, чтобы эксперименты стали чувствительными и к короткоживущим частицам. В самом деле, если, например, суперзаряд сохраняется только в сильных или сильных и умеренно-сильных взаимодействиях, то время жизни суперзаряженных частиц с целыми значениями электрического и барионного зарядов могло бы быть достаточно мало ($\sim 10^{-20} - 10^{-22}$ сек). Так как эти частицы с наибольшей вероятностью должны рождаться парами, метод поисков короткоживущих частиц по недостающей массе неприменим, а использование метода эффективных масс может быть очень затруднено или вовсе невозможно, если число продуктов распада велико и особенно если среди них есть нейтральные π^0 -мезоны. Поэтому сейчас не видно эффективных путей для проведения таких поисковых экспериментов. Тем не менее делались отдельные попытки поисков сравнительно короткоживущих «очаровательных» частиц. Так, в работе⁴³ исследовалась возможная аннигиляция антипротонов, оставшихся в жидководородной пузырьковой камере, по каналу $\bar{p} + p \rightarrow \bar{c} + c$, где c — «очаровательные» частицы с массами < 940 Мэв. Для частиц c , если их массы > 650 Мэв, возможны каналы слабых распадов $c \rightarrow \pi\pi$ и $c \rightarrow K\pi$ с временами жизни $< 10^{-12}$ сек. Из-за этих распадов реакция $\bar{p} + p \rightarrow \bar{c} + c$ может наблюдаться в камере как процесс, протекающий по схеме $\bar{p} + p \rightarrow K^0 + \pi^+ + \pi^- + \pi^0$ (с видимым нарушением странности, которое, однако, обусловлено слабыми распадами). Среди 200 000 событий аннигиляции такие случаи не были найдены, и для них был установлен следующий предел:

$$N(\bar{p}p \rightarrow K^0\pi^+\pi^-\pi^0)/N(\bar{p}p \rightarrow K^0\bar{K}^0\pi^+\pi^-) < 1/700.$$

Однако, так как отношение парциальных вероятностей распадов $c \rightarrow \mu\mu$ и $c \rightarrow K\pi$ неизвестно, получить отсюда ограничение на отношение $N(\bar{p}p \rightarrow c\bar{c})/N(\bar{p}p \rightarrow \bar{K}K)$ невозможно. Все-таки эксперименты этого типа желательно повторить для антипротонов с большим импульсом, чтобы расширить интервал по массам для поиска подобных «очаровательных» частиц.

III. ПОИСКИ КВАРКОВ В КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧАХ И ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИМИ МЕТОДАМИ

1. Результаты экспериментов по поискам в космических лучах. В космических лучах присутствуют частицы очень высоких энергий, которые при взаимодействии в атмосфере могут генерировать кварки или фундаментальные частицы с массами

более высокими, чем это возможно на существующих ускорителях. Однако потоки космических частиц высоких энергий невелики. Поэтому в опытах с космическими лучами нельзя продвигаться до столь малых значений сечений образования частиц, которые доступны в работах на ускорителях. Эксперименты в космических лучах имеют ряд специфических особенностей по сравнению с опытами на ускорителях. Прежде всего, в космических исследованиях, как правило, нет выделения частиц по импульсам, и не возникает вопросов, связанных с оптимальным выбором импульсов вторичных частиц. Однако при этом появляется сложная проблема, связанная с возможностью для кварка попасть на экспериментальную установку в сопровождении других вторичных заряженных частиц, возникших в том же акте взаимодействия. В ряде случаев, в которых не применяются специальные меры, позволяющие искать частицы с дробным зарядом в таком ливневом сопровождении, эти вторичные частицы делают аппаратуру нечувствительной к регистрации кварков.

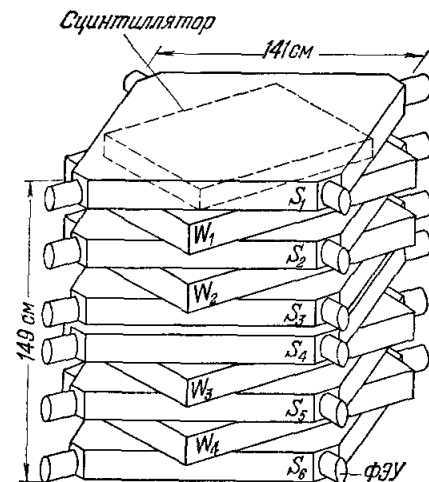


Рис. 16. Экспериментальная установка для поисков одиночных релятивистских кварков с зарядами $q = 1/3$ и $2/3$ в космических лучах⁴⁴. $S_1 - S_4$ — сцинтилляционные счетчики для многократного измерения ионизации и идентификации частиц с дробными зарядами; $W_1 - W_4$ — проволоочные искровые камеры для выделения одиночных частиц и подавления фона от мягких ливней.

Работы по поискам кварков и фундаментальных частиц в космических лучах проводились в основном в трех направлениях.

а) *Поиски одиночных частиц с дробным зарядом.* Поиски одиночных (без ливневого сопровождения) частиц с дробным зарядом в космических лучах проводились в многочисленных экспериментах, довольно близких между собой по используемой методике. Во всех этих опытах для выделения кварков производилось многократное измерение ионизации частиц в сцинтилляционных или пропорциональных счетчиках. Кроме того, большинство установок содержало трековые детекторы (искровые, проволоочные и стримерные камеры, разрядные трубки Коинверси), позволяющие подавлять фон от ливней и отбирать события, связанные с прохождением через установку одиночных частиц. На рис. 16 представлена схема одного из опытов⁴⁴ по поискам одиночных кварков в космических лучах. Результаты основных работ этого направления, выполненных за послед-

Таблица VIII

Результаты экспериментов по поискам релятивистских кварков
в космических лучах

Литература	Вещество установки, g/cm^2	Число счетчиков	Трековые детекторы	SO_2 , мЗетер	Высота над уровнем моря	Время измерений, часы	Заряд q	Количество зарегистри- рованных случаев	Верхняя граница по- тока кварков $I(0^\circ)$ [90% 10-10 см-2стер-1сек-1	$I(0^\circ)$ [90% с учетом ве- щества установки **]
45	41	8 слоев СдС	Г (48)	1,0	0 м, 1030 g/cm^2	1000	4/3	2	1,5 *	2,3 *
46	≈ 40	6 СдС	РТК	0,47	0 м, 1030 g/cm^2		1/3 2/3	—	1,15 0,8	1,4 * 1,0 *
47	≈ 50	3 СдС, 2 ПС (16)	Г из ПС	0,52	0 м, 1030 g/cm^2	2224	1/3 2/3	0	0,5 * 3,0 *	0,6 * 3,9 *
48	115	6 СдС	ШИК	0,95	750 м, 940 g/cm^2	1160	1/3 2/3	0 1	1,0 1,6	1,7 * 3,0 *
44	≈ 60	6 СдС	ПИК	0,38	0 м, 1030 g/cm^2	2048	1/3	1	2,1 *	2,7 *
49					2770 м, 740 g/cm^2	5540	1/3	0	0,57	0,8 *
98***)	120	8 СдС	ШИК	0,63	0 м, 2750 м, 750 g/cm^2	1500	4/3—7/3 1/3 2/3 4/3		8,2 0,83 0,96 4,1	1,4 1,6 12 *

Обозначения: ПИК — проволочная искровая камера, ШИК — широкоза-
зорная искровая камера, РТК — разрядная трубка Конверси, СдС — сцинтилляци-
онные счетчики, ПС — пропорциональные счетчики, Г(48) — годоскоп (48 элементов).

*) Пересчитано из данных, содержащихся в соответствующей работе.
**) Предполагались сечения взаимодействия для кварков $\sigma(Q+C) = \sigma(\pi+C)/2 =$
 $= 100$ мбн, для дикварков $\sigma(\mathcal{L}+C) = \sigma(\pi+C) = 200$ мбн.
***) Добавлено при корректуре.

Таблица IX

Поиски медленных одиполных кварков и фундаментальных частиц
в космических лучах

Лите- ратура	Метод	Верхняя граница потока частиц, см-2стер-1сек-1
51	Измерение пробега и скорости (по вре- мени пролета); частицы с единичным зарядом и $0,5 < \beta < 0,9$	$I(87^\circ) \leq 5 \cdot 10^{-8}$ (90%-ная достовер- ность); поправка на поглощение не введена
52	Измерение импульса в магнитном поле и скорости (по времени пролета); частицы с единичным зарядом и $\beta < 0,75$	$I(75^\circ) \leq 2,4 \cdot 10^{-8}$ (90%-ная досто- верность); сечение генерации $<$ $< 10^{-29}$ см ²
53	Измерение пробега и скорости (по попп- зации и с помощью черенковских счетчиков); частицы с произвольным зарядом (т. е. $q=1,3, 2/3, 1, 4/3$ и т. д.) и $\beta < 0,9$	$I(0^\circ) \leq 4,9 \cdot 10^{-10}$ (90%-ная досто- верность); учет поглощения уве- личивает предел в 17 раз
54	Измерение пробега и скорости (с по- мощью черенковского счетчика); ча- стицы с единичным зарядом и им- пульсами: $M=5m_p, 860-1080$ Мэв/с; $M=10m_p, 1250-2250$ Мэв/с	$I(0^\circ) \leq 3,4 \cdot 10^{-8}$; поправка на по- глощение не введена

ние годы, суммированы в табл. VIII *). Ни в одной из этих работ кварки не были обнаружены и были установлены верхние пределы для возможных потоков этих частиц в космических лучах.

б) *Поиски одиночных частиц с целым зарядом.* В табл. IX приведены результаты поисков тяжелых одиночных частиц, основанных на измерении их массы по импульсу и скорости, пробегу и ионизации и т. д. На рис. 17 представлена схема одного из опытов и приведены соответствующие экспериментальные подробности. Ни в одном из этих экспериментов также не были обнаружены новые тяжелые частицы. Однако следует отметить, что опыты чувствительны только к довольно медленным частицам и результаты их трудно количественно интерпретировать.

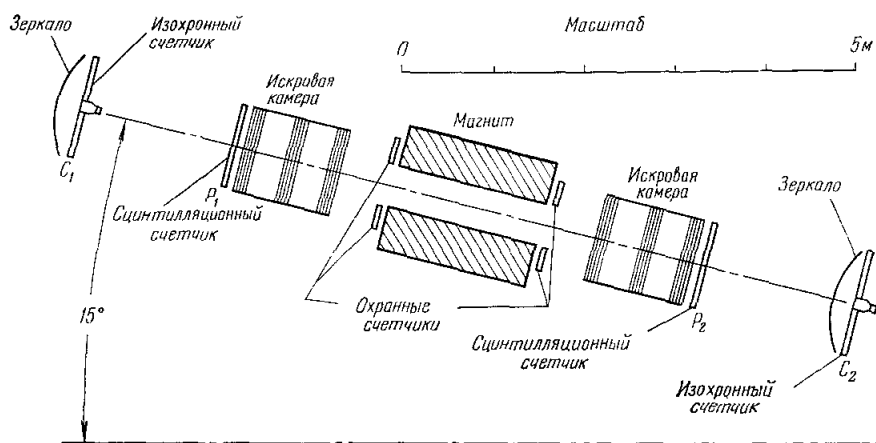


Рис. 17. Экспериментальная установка⁵² для поисков одиночных частиц с тяжелыми массами путем определения их импульса и скорости.

Установка состоит из большого магнита, искровых камер и двух систем сцинтилляционных счетчиков C_1 , C_2 и P_1 , P_2 для измерения времени пролета. Счетчики C_1 и C_2 — специальные счетчики с изохронным собиранием света для улучшения временного разрешения, которое составляло $\tau = 1,6$ нсек.

в) *Поиски кварков и тяжелых частиц в широких атмосферных ливнях.* В последние годы большое внимание привлекли поиски образования кварков в процессах сверхвысоких энергий (10^{13} — 10^{15} эв), сопровождаемых широкими атмосферными ливнями. Эти опыты могут быть разбиты на две категории. В первой из них с помощью трековых детекторов (камеры Вильсона, стримерные камеры и т. д.) в потоках ливневых частиц искались частицы с малой ионизацией^{55–61}. В опытах другого типа^{62–64} делались попытки обнаружить тяжелые сравнительно медленные частицы, запаздывающие по отношению к фронту ливня.

В опытах сиднейской группы (Мак-Каскер и др.⁵⁵) исследовались широкие атмосферные ливни, соответствующие первичным энергиям 10^{15} эв. В состав установки входили 4 небольшие камеры Вильсона, которые запускались системой гейгеровских счетчиков. Плотность частиц в ливнях определялась с помощью сцинтилляционных счетчиков. При анализе ≈ 5000 широких атмосферных ливней среди $\approx 55\,000$ треков в камерах были найдены 5 треков со средней ионизацией 0,58, 0,45, 0,46, 0,58 и 0,48 (в единицах релятивистской ионизации). Двум из этих событий соответствовали энергии ливней $\sim 1,5 \cdot 10^{15}$ эв и $\sim 3,5 \cdot 10^{15}$ эв, а оси ливней находились в области камер. Авторы работ делают вывод, что они

*) Результаты более старых работ содержатся в обзоре⁵⁰.

зарегистрировали 5 кварков с зарядом $q = 2/3$, поток которых составляет $5,5 \cdot 10^{-10} \text{ см}^{-2} \text{стер}^{-1} \text{сек}^{-1}$. Это означает, что в ливнях с энергией 10^{15} эв в среднем образуется около 10 кварков.

Опыты группы Мак-Каскера подверглись серьезной критике в ряде других работ⁶⁵⁻⁶⁹. Эта критика в основном сводилась к следующим двум пунктам: 1) учет релятивистского роста ионизации в аргоне камеры Вильсона (в $\sim 1,5$ раза по сравнению с минимальной ионизацией при $\gamma \sim 3$) показывает, что результаты сиднейской группы, по-видимому,

Таблица X

Поиски кварков в космических ливнях

Литература	Метод	Результаты
55	4 камеры Вильсона управляются широкими атмосферными ливнями с энергией $\sim 10^{15} \text{ эв}$; установка могла регистрировать кварки с зарядом $q = 2/3$	Найдено 5 событий, которые интерпретируются как кварки с зарядом $q = 2/3$; поток кварков составляет $5,5 \cdot 10^{-10} \text{ см}^{-2} \text{стер}^{-1} \text{сек}^{-1}$
56	Пузырьковая 100-см камера использовалась для поисков космических кварков; общее чувствительное время опыта 75 сек	Найден трек, который интерпретируется как кварк с зарядом $q = 2/3$ или $1/3$; это соответствует потоку кварков $10^{-6} \text{ см}^{-2} \text{стер}^{-1} \text{сек}^{-1}$
57	Установка могла регистрировать кварки с зарядом $q = 1/3$ в ливнях с малой плотностью частиц; средняя энергия ливня 10^{13} эв	Не найдено ни одного кварка; верхние границы потоков (с 90%-ной достоверностью): $\left. \begin{aligned} I \text{ (один кварк)} &\leq \\ &\leq 1,9 \cdot 10^{-10}, \\ I \text{ (кварк + 1 частица)} &\leq 6,5 \cdot 10^{-10}, \\ I \text{ (кварк + 2 частицы)} &\leq 2,2 \cdot 10^{-9} \end{aligned} \right\} \text{ см}^{-2} \text{стер}^{-1} \text{сек}^{-1}$
58	а) Установка могла регистрировать кварки с зарядом $q = 1/3$ и $q = 2/3$ в ливнях с малой плотностью б) Установка с большой стримерной камерой ($100 \times 32 \times 26 \text{ см}^3$), запускаемой ливнями, позволяет регистрировать кварки с $q = 1/3$ и $2/3$ в ливнях с большой плотностью (до 500 частиц/м^2)	Верхний предел для потока кварков с зарядом $q = 1/3$ и $2/3$ в ливнях с энергией $10^{14} - 10^{15} \text{ эв}$ составляет $1,0 \cdot 10^{-10} \text{ см}^{-2} \text{стер}^{-1} \text{сек}^{-1}$ (90%-ная достоверность) Предварительные результаты: проанализировано ~ 2000 ливней в стримерной камере; кварков не найдено
59	Камера Вильсона запускалась ливнями с энергией $2 \cdot 10^{15} - 10^{16} \text{ эв}$. Установка могла регистрировать кварки с зарядом $q = 1/3$ и $2/3$	Проанализировано 3200 ливней. Не найдено ни одного кварка; верхний предел потока кварков $I \leq 10^{-10} \text{ см}^{-2} \text{сек}^{-1} \text{стер}^{-1}$ (90%-ная достоверность)
60	Установка с камерами Вильсона запускалась ливнями с энергией $\sim 10^{15} \text{ эв}$; она могла регистрировать кварки с зарядом $q = 1/3$ и $2/3$	Не найдено ни одного кварка на 100 000 проанализированных ливневых частиц; верхний предел потока кварков в ливнях: $I(q = 1/3) \leq 3 \cdot 10^{-10} \text{ и } I(q = 2/3) \leq 3 \cdot 10^{-11} \text{ см}^{-2} \text{стер}^{-1} \text{сек}^{-1} \text{ (90\%-ная достоверность)}$
61	Установка с трековым детектором из неоновых разрядных трубок Конверси могла регистрировать кварки с $q = 1/3$ в ливнях с энергией $\sim 3 \cdot 10^{14} \text{ эв}$	Предварительный результат: при анализе 451 трека в космических ливнях кварков не найдено; из-за условий отбора треков этот результат имеет большую чувствительность, чем данные Мак-Каскера ⁶⁵

могут быть объяснены флуктуациями в числе капель для треков медленных мюонов или электронов, имеющих энергию вблизи минимума кривой ионизационных потерь; 2) на снимках, полученных группой Мак-Каскера, треки — «кандидаты в кварки» — идут по отношению к оси ливня под углом ≥ 20 мрад; такие частицы расходятся со стволом ливня, а потому они должны были бы регистрироваться в опытах с установками, чувствительными к одиночным кваркам. Между тем в этих опытах (см. табл. VIII) кварки не были найдены и была получена верхняя граница для их потоков на порядок более низкая, чем в опытах сиднейской группы.

В работе ⁵⁶ сообщалось, что на снимках со 100-см пузырьковой камеры с тяжелой жидкостью, работавшей на ускорителе, при анализе серии из 10 000 фотографий найден трек от космической частицы в ливневом

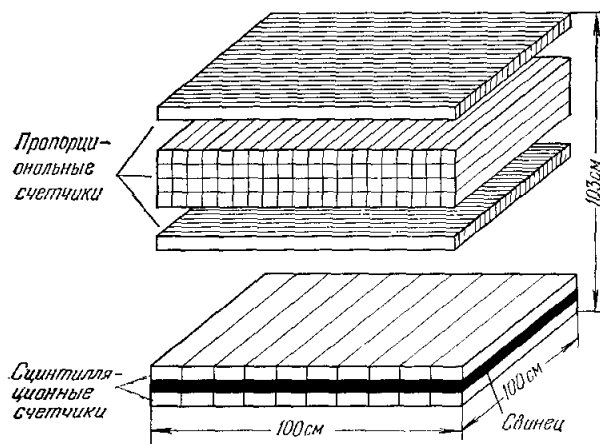


Рис. 18. Экспериментальная установка ⁵⁷ для поисков кварков в ливнях частиц с малой плотностью. В первом варианте работы установка содержала 6 слоев пропорциональных счетчиков (120 счетчиков) и была чувствительна к поискам частиц с зарядом $q = 1/3$. В дальнейшем ⁵⁸ вместо 6 слоев было поставлено 12 слоев (по 6 слоев в каждом направлении), что позволило искать также кварки с зарядом $q = 2/3$. Установка запускалась совпадениями двух счетчиков нижнего сцинтилляционного годоскопа, расположенных один над другим. Частота запусков 126 сек^{-1} . Регистрация событий и их последующий анализ осуществлялись с помощью электронно-вычислительной машины, включенной «в линию» (on-line) с установкой. Число запусков за время работы $\sim 1,9 \cdot 10^6$.

сопровождении, обладающий пониженной ионизацией. Авторы интерпретируют это событие как снимок прохождения через камеру кварка с зарядом $q = 2/3$ и массой $M_Q \leq 6,5 \text{ Гэв}$ или $q = 1/3$ и $M_Q = 8,0 \pm 3,0 \text{ Гэв}$. Однако этот вывод не является убедительным. Работа подверглась строгой критике со стороны физиков, имеющих большой опыт работы на той же пузырьковой камере, которые показали ⁷⁰, что пониженная ионизация на снимке «кварка» легко может быть объяснена тем, что фоновая космическая частица пришла слишком рано (по отношению к моменту расширения), когда камера еще не вышла на плато чувствительности. Кроме того, рассматриваемое событие соответствует

той небольшой части экспозиции, во время которой камера еще не вошла в правильный рабочий режим. Отмечается также, что опыт с пузырьковой камерой обладает в 10^4 раз более низкой чувствительностью, чем опыты группы Мак-Каскера, так как общее его эффективное время составляет $\sim 75 \text{ сек}$.

После появления работ ⁵⁵, ⁵⁶ было выполнено еще несколько опытов ⁵⁷⁻⁶¹, в которых кварки искались в космических ливнях и не были обнаружены. Результаты соответствующих исследований приведены в табл. X.

Одна из этих работ, выполненная группой Файснера ⁵⁷, использовала сложную систему из большого числа пропорциональных счетчиков и сцинтилляционных счетчиков, работающих в режиме «в линию» (on-line) с ЭВМ. Схема этого опыта представлена на рис. 18. Установка позволяет по ионизации в счетчиках выделять частицы с дробными зарядами, сопровождаемые ливнями с малой множественностью частиц. В другой работе

той же группы⁵⁸ поиски кварков осуществлялись с помощью большой стримерной камеры ($100 \times 32 \times 26 \text{ см}^3$), запускаемой ливнями, которые регистрировались системой сцинтилляционных счетчиков. С помощью измерения ионизации треков в стримерной камере могли проводиться поиски кварков с зарядами $q = 2/3$ и $1/3$ в сопровождении ливневых частиц с плотностью до 500 частиц/м^2 .

В работе Хэйзина⁵⁹ поиски кварков с зарядом $q = 2/3$ и $1/3$ проводились тем же методом, что и в опытах Мак-Каскера, — с помощью камеры Вильсона, управляемой космическими ливнями с энергией $\sim 10^{15} - 10^{16} \text{ эв}$. Были приняты специальные меры для того, чтобы измерения ионизации и определение времени прохождения частицы через камеру (что существенно для подавления фона) могли проводиться в наиболее благоприятных условиях. Отрицательный результат опытов Хэйзина находится в прямом противоречии с работой Мак-Каскера и его сотрудников.

В работе группы Беркли — Ливермор⁶⁰ также проводились поиски кварков в космических ливнях путем измерения ионизации с помощью камеры Вильсона. Кварки не найдены при анализе ионизации около 100 000 ливневых треков, хотя ожидаемое число таких событий из данных опытов Мак-Каскера должно быть 10—20.

Другая серия экспериментов по поискам кварков и тяжелых, сравнительно медленных фундаментальных частиц, генерируемых в широких атмосферных ливнях, основана на поисках событий, запаздывающих во времени по отношению к фронту ливня, обусловленному релятивистскими частицами. В самом деле, можно предположить, что из-за быстрого падения спектра первичных протонов космического излучения кварки с массой M_Q должны генерироваться в основном вблизи порога их рождения. Энергия кварка в ЛСК $E_Q \approx M_Q \gamma_c \approx M_Q^2/M_p$ (при $M_Q \gg M_p$). Отсюда видно, что $1 - \beta_Q \approx M_p^2/2M_Q^2$ и тяжелая частица с массой M_Q отстает от легких предельно-релятивистских частиц на время $\Delta t \approx \approx 2Z M_Q^2/M_p^2$, где Z — высота образования ливня. Для частиц с массой $M_Q = 10 \text{ Гэв}$, образующихся на высоте около 7 км, $\Delta t \approx 80 \text{ нсек}$. Для определения массы такой частицы нужно дополнительно измерить ее энергию. В ряде случаев для того, чтобы отделиться от фона известных медленных частиц, достаточно убедиться, что энергия детектируемой запаздывающей частицы лежит выше определенного порога.

В некоторых опытах по поискам запаздывающих частиц делалось дополнительное предположение, что частицы с большой массой в одном акте соударения могут передавать лишь малую долю своей энергии и поэтому сравнительно слабо поглощаются в веществе. В этих опытах детекторы помещались под толстым слоем вещества и тем самым задавался порог по энергии, а также улучшались фоновые условия опытов. Результаты экспериментов по поискам запаздывающих частиц представлены в табл. XI.

Только в одном из этих опытов⁶⁴ получено указание на возможное существование тяжелых фундаментальных частиц. Однако сами авторы отмечают, что их данные не являются доказательством обнаружения таких частиц. Расхождение их результатов с измерениями других групп^{62, 63}, по-видимому, трудно объяснить, если не делать малообоснованных предположений.

Подводя итоги многочисленных экспериментов по поискам кварков и фундаментальных частиц в космических лучах, можно сделать вывод, что вплоть до настоящего времени не было получено ни одного надежного экспериментального доказательства существования таких частиц. Таким образом, в опытах с космическими лучами кварки не были обнаружены.

Таблица XI

Поиски запаздывающих частиц в широких атмосферных ливнях

Литература	Установка	Результат
62	Аппаратура могла регистрировать проникающие частицы с массами $M > 5 \text{ Гэв}$, $\tau > 10^{-6} \text{ сек}$ и $\gamma \leq 40$, имеющие единичный заряд или взаимодействующие в детекторе	Тяжелые частицы не обнаружены; верхний предел для потока этих частиц $(1-3) \cdot 10^{-10} \text{ см}^{-2} \text{ стер}^{-1} \text{ сек}^{-1}$ (сечение образования $\leq 1-100 \text{ мкбн}$)
63	Аппаратура могла регистрировать частицы с массами $5 \leq M \leq 15 \text{ Гэв}$, $\tau > 10^{-6} \text{ сек}$, энергия соответствующей частицы определялась с помощью ядерного калориметра; высота 3200 м	Тяжелые частицы не обнаружены; верхний предел для потока этих частиц $5 \cdot 10^{-10} \text{ см}^{-2} \text{ стер}^{-1} \text{ сек}^{-1}$ (сечения образования $\leq 0,1-20 \text{ мкбн}$ для $M = 5 \text{ Гэв}$ и $\leq 20-300 \text{ мкбн}$ для $M = 15 \text{ Гэв}$)
64	Аппаратура для регистрации тяжелых частиц расположена под землей, на глубине 70 м водного эквивалента	Зарегистрировано несколько десятков запаздывающих событий; поток этих частиц $10^{-7} \text{ см}^{-2} \text{ стер}^{-1} \text{ сек}^{-1}$

2. Оценки сечений образования кварков первичными нуклонами космического излучения. Рассмотрим простую модель, которая позволяет связать полученные на опыте верхние границы потоков кварков в космических лучах с верхними границами для сечений образования этих частиц.

Дифференциальный спектр первичных космических лучей имеет вид

$$n(E) = 1,35 E^{-2,5} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1} \text{ стер}^{-1} \text{ Гэв}^{-1}$$

(где E — энергия протонов в ЛСК в Гэв). Спектр $n(E)$ может быть записан в СЦМ:

$$n(E) dE = n(W) dW = 1,35 \times$$

$$\times \left(\frac{W^2}{2M_p} - M_p \right)^{-2,5} \frac{W dW}{M_p} \approx 7,6 M_p^{1,5} W^{-1} dW,$$

т. е.

$$n(W) = 6,9 W^{-4} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1} \text{ стер}^{-1} \text{ Гэв}^{-1}.$$

Определим поток кварков под углом ϑ (воспользовавшись схемой рис. 19). В ЛСК

можно с хорошей точностью считать, что кварки вылетают по направлению движения первичного нуклона:

$$I(\vartheta) = \frac{N_0}{A} \int_0^D \frac{dx}{\cos \vartheta} \left[12 \int_{W_{\text{порог}}}^{\infty} \sigma(M_Q, W) n(W) dW \right] \exp \left(-\frac{x \rho_p}{\cos \vartheta} \right) \exp \left[-\frac{(D-x) \rho_Q}{\cos \vartheta} \right]; \quad (9)$$

здесь D — толщина слоя атмосферы над установкой; множитель 6 появляется из-за перехода от нуклона к ядру ($\sigma_{\text{ядер}} \approx A^{2/3} \sigma_{\text{нукл}}$; для воздуха $A^{2/3} \approx 6$), а множитель 2 — так как в одном акте рождается пара кварк — антикварк; ρ_p — коэффициент поглощения протонов в воздухе ($\rho_p = 1/120 \text{ (г/см}^2\text{)}^{-1}$); ρ_Q — коэффициент поглощения кварков; N_0 — число Авогадро; $A = 14,4$ — средний атомный вес воздуха; $\exp(-\rho_p x / \cos \vartheta)$ — вероятность для первичного протона дойти до глубины x ; $\exp[-(D-x) \rho_Q / \cos \vartheta]$ — вероятность для кварка, генерированного на глубине x , дойти до глубины D . Вертикальный поток кварков определяется выражением

$$I(0^\circ) = (12 N_0 / A) \left\{ \int_0^D \exp[-x(\rho_p - \rho_Q)] dx \right\} \exp(-\rho_Q D) \int_{W_{\text{порог}}}^{\infty} \sigma(M_Q, W) n(W) dW, \quad (10)$$

$$\int_{W_{\text{порог}}}^{\infty} \sigma(M_Q, W) n(W) dW = \sigma_a(M_Q) B. \quad (11)$$

Таким образом, связь потока с асимптотическим значением сечения имеет вид

$$\sigma_a(M_Q) = (A/12N_0) R^{-1} B^{-1} I(0^\circ) = 2,04 \cdot 10^{24} R^{-1} B^{-1} I(0^\circ). \quad (12)$$

При этом для $\sigma^{(1)}(M_Q, W)$ и $\sigma^{(2)}(M_Q, W)$ (см. (5) и (6))

$$B^{(1)} = \int_{W_{\text{порог}}}^{\infty} n(W) dW = 6,9 \int_{2(M_Q + M_p)}^{\infty} W^{-4} dW \approx 0,29 (M_Q + M_p)^{-3},$$

$$B^{(2)} = \int_{2(M_Q + M_p)}^{\infty} \left\{ 1 - \exp \left[-b \left(\frac{W - 2M_Q - 2M_p}{M_Q} \right)^{5/2} \right] \right\} (6,9 W^{-4}) dW$$

и

$$R = \exp(-\rho_Q D) \int_0^D \exp[-x(\rho_p - \rho_Q)] dx = \frac{\exp(-\rho_Q D)}{\rho_p - \rho_Q} \{1 - \exp[-(\rho_p - \rho_Q) D]\}.$$

В дальнейшем будут рассмотрены два крайних случая:

$$\begin{aligned} \text{а)} \quad \rho_Q^{-1} &= \rho_p^{-1} = 120 \text{ г/см}^2, \quad R_{(a)} = D \exp(-\rho_p D); \\ \text{б)} \quad \rho_Q &= 0, \quad R_{(б)} = \rho_p^{-1} [1 - \exp(-\rho_p D)] \approx \rho_p^{-1}. \end{aligned}$$

Коэффициент поглощения ρ_Q учитывает не только поглощение быстрых кварков, но и неэффективность установки к регистрации частиц с дробным зарядом, идущих в ливневом сопровождении. Следует отметить, что в предложенной модели не учтено возможное образование кварков вторичными частицами.

Из анализа всех работ по поискам отдаленных в космических лучах можно заключить, что верхние границы для потоков кварков (с 90%-ной достоверностью) составляют

$$\begin{aligned} |q| &= 1/3: I(0^\circ)_{90\%} = 0,8 \cdot 10^{-10} \text{ см}^{-2} \text{стер}^{-1} \text{сек}^{-1} \quad (D = 740 \text{ г/см}^2), \\ |q| &= 2/3: I(0^\circ)_{90\%} = 3,0 \cdot 10^{-10} \text{ см}^{-2} \text{стер}^{-1} \text{сек}^{-1} \quad (D = 940 \text{ г/см}^2), \\ |q| &= 4/3: I(0^\circ)_{90\%} = 2,3 \cdot 10^{-10} \text{ см}^{-2} \text{стер}^{-1} \text{сек}^{-1} \quad (D = 1000 \text{ г/см}^2). \end{aligned}$$

Эти значения получены в экспериментах, в которых проводились поиски одиночных кварков (см. табл. VIII). Результаты отдельных опытов нельзя суммировать, так как практически во всех работах достигнутые верхние границы потоков кварков обусловлены уровнем фона. Опыты по обнаружению кварков в широких ливнях приводят к более высоким значениям верхних границ для сечений, так как отбор ливней с большими энергиями уже приводит к достаточно низким значениям потоков.

Верхние границы для асимптотических сечений $\sigma_a^{(1)}(M_Q)$ и $\sigma_a^{(2)}(M_Q)$, полученные из (9) — (12), представлены на рис. 12, 13. Из этих рисунков видно, что вплоть до масс $M_Q = 6-8 \text{ Гэв}$ ограничения на полные сечения образования кварков, полученные из опытов на ускорителях, являются определяющими.

3. Физико-химические методы поисков кварков. Кварки и космология. Если бы существовали стабильные частицы, отличные от известных сейчас стабильных элементарных частиц (например, самые легкие из частиц с дробным зарядом), то они должны бы были непрерывно генерироваться в атмосфере космическими лучами, замедляться до тепловых скоростей и накапливаться в окружающем нас веществе за весь период существования Земли ($\sim 3 \cdot 10^{16} \text{ сек}$).

Пусть весь рожденный в атмосфере поток этих частиц $2\pi \cdot I(0^\circ)$, попадающих на 1 см^2 поверхности Земли, останавливается в нескольких десятках ядерных единиц вещества ($(2-4) \cdot 10^3 \text{ г/см}^2$). Тогда для потока кварков $I(0^\circ) = 10^{-10} \text{ частиц} \cdot \text{см}^{-2} \text{стер}^{-1} \text{сек}^{-1}$ равновесная концентрация этих частиц должна составлять $\sim 10^{-20} \text{ кварк/нуклон}$. На самом деле, благодаря перемешиванию и ряду других факторов, в большинстве веществ ожидаемая концентрация должна быть существенно более низкой^{71, 72}: в морской воде $10^{-29}-10^{-21}$, в воздушной пыли $10^{-25}-10^{-22}$, в твердых

Таблица XII

Физико-химические поиски малых концентраций кварков в материи

Литература	Метод	Вещество	Верхняя граница для концентрации кварков (на 1 нуклон)
73a	Обогащение вещества кварками различными методами (испарение воды, собирание кварк-атомов электрическим полем и т. д.); масс-спектрография; эксперимент характеризуется большой чувствительностью, но результаты его не обладают достаточной надежностью и их трудно интерпретировать	Метеориты Воздух Пыль Вода	$\leq 10^{-17}$ $\leq 10^{-30} - 10^{-33}$ $\leq 3 \cdot 10^{-27}$ $\leq 3 \cdot 10^{-24} - 5 \cdot 10^{-27}$
75	Модифицированный опыт Милликена: поиски кварков в пробных телах с магнитным подвесом по измерению их заряда	Графит	$\leq 10^{-18}$
74	Модифицированный опыт Милликена: поиски кварков в пробных телах с магнитным подвесом по измерению их заряда: а) диамагнитное пробное тело — графит; к графиту добавляется раствор каменного метеорита и соли от выпаривания воды; результат для воды основан на обогащении при выпаривании и поэтому не обладает достаточной надежностью; б) ферромагнитное пробное тело	Графит Вода	$\leq 10^{-18}$ $\leq 10^{-23}$
76	Модифицированный опыт Милликена: поиски кварков в пробных телах с магнитным подвесом по измерению их заряда	Железо	$\leq 10^{-20}$
См. ? (L. Marshall-Libby et al.)	Отрицательно заряженные кварки (и др. стабильные частицы) могут вызывать деление тяжелых ядер (U и др.) и приводить к очень большой радиоактивности; отсутствие такой патологической активности приводит к верхней оценке концентрации этих частиц	U	$\leq 2 \cdot 10^{-30}$; надежность оценки вызывает большие сомнения ⁷⁷
78	Спектроскопические поиски кварк-атомов	Спектральный анализ Солнца	$3 \cdot 10^{-12}$
79	Поиски стабильных элементарных частиц с целым зарядом масс-спектрометрическими методами (с обогащением и без обогащения)	Воздух, водород, дейтерий	$\leq 1 \cdot 10^{-8} - 1,5 \times 10^{-12} (M_p < M_x < M_d)$, $\leq 1,5 \times 10^{-12} (M_x > M_d)$
80	Поиски стабильных элементарных частиц с целым зарядом масс-спектрометрическими методами (с обогащением и без обогащения)	Вода, тяжелая вода	$\leq 5 \cdot 10^{-19} (6M_p \leq M_x \leq 16M_p)$

Продолжение табл. XI

Литература	Метод	Вещество	Верхняя граница для концентрации кварков (на 1 нуклон)
73б	а) Поиски кварков с зарядом $q = \pm 2/3$ спектроскопическими методами; образцы предварительно обогащались путем испарения и собирания ионов электрическим полем б) Модифицированный опыт Милликена с масляными каплями для поисков кварков с зарядом $q = \pm 1/3, \pm 2/3$; использовано обогащение (на 4—5 порядков) масла кварк-атомами с помощью электрического поля	Морская вода, озерная вода Масло	$\leq 10^{-18}$ $\leq 10^{-20}$
72	Электрохимическое обогащение вещества кварками (на 5—7 порядков), последующее испарение, ускорение кварк-атомов в сильном электрическом поле V и измерение их кинетической энергии $T = qV$ и, следовательно, заряда q с помощью полупроводниковых детекторов; эксперимент был чувствителен к кваркам с массой до 5—10 $G\bar{e}$	Морская вода Горные породы	10^{-24} 10^{-23}
81	Спектрометр для одновременного измерения массы и заряда у ионов, ускоренных в поле 10^6 в; поиски кварков проводились в области масс частиц от $1/3 M_p$ до $60 M_p$	Кислород, азот, воздух, гелий, водород (из морской воды), CO_2 (из известняка)	$10^{-14} \dots 10^{-16}$
Результаты всех опытов, использующих методы обогащения вещества кварк-атомами, основаны на предположениях об их свойствах и поэтому не являются столь же достоверными, как прямые опыты типа Милликена. Ненадежными являются также оценки, основанные на катализе деления урана.			

породах $10^{-25} \dots 10^{-21}$, в метеоритах 10^{-20} кварк/нуклон *). Результаты некоторых экспериментов, в которых искались малые примеси кварков в окружающем веществе, приведены в табл. XII. В этих опытах кварки не были обнаружены и были установлены верхние границы для их возможной концентрации в веществе.

Следует отметить, что результаты, полученные в работах ^{72, 73}, а также данные для воды ⁷⁴ основаны на методах обогащения вещества кварками и справедливы только в определенных предположениях. Поэтому поиски кварков в окружающей материи, как видно из табл. XII, не накладывают новых однозначных ограничений на величину сечения генерации кварков по сравнению с прямыми данными, полученными в космических лучах.

*) Отмечалось, что из-за влияния электрического поля Земли время накопления кварков в воде и воздухе, возможно, сокращается до величины порядка года. Если это так, то ожидаемая концентрация кварков в этих веществах дополнительно уменьшится в $\sim 10^9$ раз (см., например, ⁷²).

Физико-химические методы поисков остановившихся кварков можно применять и в опытах на ускорителях. Если в течение года облучать на выведенном пучке ускорителя большой бак с водой, в котором могли бы тормозиться все образующиеся сильновзаимодействующие частицы и в том числе кварки (примерный объем бака 10^3 л, т. е. 10^{30} нуклонов; число проваимодействовавших протонов $2 \cdot 10^{18}$), и если действительно в результате процессов обогащения чувствительность поисков кварков в воде может быть доведена до $5 \cdot 10^{-27}$ ^{73a}, то в таком опыте можно дойти до верхней границы сечения образования кварков в нуклон-нуклонных взаимодействиях около 10^{-40} см².

Космогоническая модель горячей Вселенной приводит к выводу, что если кварки существуют, то их концентрация в дозвездной горячей стадии эволюции (при температуре $T \sim M_Q c^2/k$) была очень велика. В процессе расширения и остывания Вселенной кварки должны были «выгорать» в результате реакций $Q + Q \rightarrow N + \bar{Q}$; $Q + \bar{Q} \rightarrow \pi$; ρ ; K ; $\bar{Q} + \bar{Q} \rightarrow \bar{N} + Q$ ⁸². Оценки показывают, что концентрация остаточных «реликтовых» кварков в веществе может быть достаточно велика: $10^{-10} - 10^{-13}$ кварк/нуклон ⁸². Если эти оценки справедливы, то они противоречат результатам работ, приведенным в табл. XII, и опровергают гипотезу о существовании кварков. Однако в настоящее время космогонические процессы еще достаточно слабо изучены. Возможно, что наша Земля в своей истории прошла через такую стадию, когда ее вещество было горячим и кварки «выгорели» ^{71a}. Поэтому космогонические данные не могут однозначно отвергнуть кварковую модель.

Дальнейшие поиски реликтовых кварков как в окружающей материи, так и в составе первичного космического излучения представляются очень интересными.

IV. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ОБРАЗОВАНИЯ КВАРКОВ

В настоящее время не представляется возможным привести сколько-нибудь надежные теоретические оценки сечений генерации кварков, фундаментальных триплетов и других тяжелых частиц. Результаты для разных моделей на много порядков различаются между собой и носят иллюстративный характер. Тем не менее модели оказываются полезными при сопоставлении результатов разных работ, а также могут стимулировать более прецизионные опыты по поискам новых частиц.

1. Статистическая теория образования кварков. Анализ процессов образования кварков и других тяжелых частиц с помощью статистической теории был проведен впервые Е. Л. Фейнбергом и его сотрудниками ^{82, 83, 84}. Близкие результаты были получены позднее Хагедорном ⁸¹. При формулировке статистического подхода к проблеме образования кварков большую роль сыграли данные о генерации антинуклонов и антидейтронов, существовавшие к этому времени. Исследования выходов различного типа частиц, проведенные на ускорителе ИФВЭ при энергии протонов 70 Гэв, и особенно данные об образовании антидейтронов и антигелия-3 существенно расширили эту информацию. Экспериментальные результаты по выходам частиц находятся в разумном согласии со статистической теорией ^{83, 84}.

Полное сечение в см² образования кварков с зарядом $q = -1/3$ или $-2/3$ в статистической модели имеет вид

$$\sigma (NN \rightarrow NNQ\bar{Q} \dots) |_{q=-1/3, -2/3} = 5 \cdot 10^{-24} (M_Q/m_\pi)^3 \exp(-2M_Q/T_K); \quad (13)$$

здесь $T_K \approx 0,95m_\pi$ — критическая температура статистической системы. Очень быстрое падение сечения образования тяжелых частиц с ростом их массы физически объясняется тем, что вместо пары кварк — антикварк с массой $2M_Q$ статистически оказывается гораздо более вероятным образование $N = 13 M_Q/M_p$ π -мезонов. Следует иметь в виду, что из-за грубости ряда предположений, которые делаются в статистической модели, оценки сечений претендуют на справедливость с точностью до порядка величины. Тем не менее, если статистическая модель образования кварков является правильной, то, как видно из рис. 20, масса кварков (в случае, если они существуют)

должна быть $M_Q \gtrsim 2,5-3 \text{ Гэв}$. Близкие результаты получаются в статистической модели и для реакции «диссоциации» нуклона $NN \rightarrow NQ_1Q_2$ (для этого случая $M_Q \gtrsim 2 \text{ Гэв}$). Таким образом, с точки зрения статистической модели поиски кварков с массами больше $3-4 \text{ Гэв}$ представляются практически безнадежными из-за крайней малости сечений образования очень тяжелых частиц.

Расчеты вероятностей образования тяжелых частиц в статистической теории были сделаны в предположении об установлении равновесного состояния, которое сохраняется в процессе расширения системы. В действительности картина может существенно образом отличаться от такой идеализированной схемы; более того, можно привести много примеров, когда влияние прямых периферических процессов является определяющим, и явление не может описываться статистическим механизмом.

Рассмотрим, например, рождение узких бозонных резонансов в реакции $\pi^- p \rightarrow p X^-$ в экспериментах с бозонным спектрометром ЦЕРН⁸⁵. В этих опытах наблю-

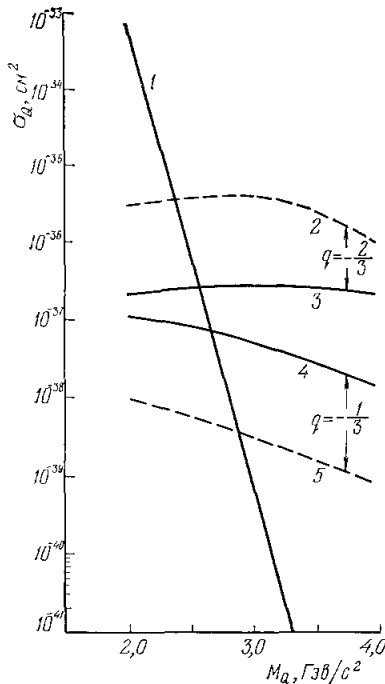


Рис. 20. Полное сечение образования кварков в статистической теории (сплошная прямая 1, $\sigma(NN \rightarrow NNQ\bar{Q} \dots)$ $q = -1/3 - 2/3$ — по (13)).

Сплошной и штриховой линиями показаны экспериментальные верхние границы $\sigma_Q |_{90\%, q = -1/3}$ и $\sigma_Q |_{90\%, q = -2/3}$ в модели фазовых объемов (кривые 3, 4) и в феноменологической модели (2, 5). Все результаты относятся к энергии протонов $E_p = 70 \text{ Гэв}$.

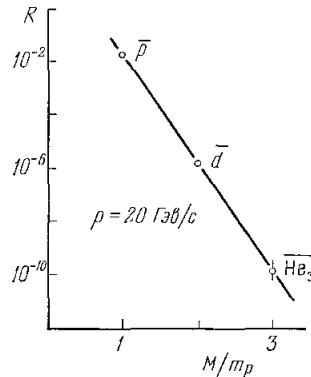


Рис. 21. Отношение дифференциальных сечений образования античастиц и π^- -мезонов при $p = 20 \text{ Гэв/с}$, $\phi = 27 \text{ мрад}$ ⁸⁰. M — масса частицы, m_p — масса протона. Из рисунка видно, что с ростом массы антиядер на одну нуклонную массу сечение образования падает на 4 порядка величины, что находится в разумном согласии со статистической теорией^{83,84}. Если экстраполировать эту зависимость в область больших масс, то ожидаемое значение $R(\text{He}^4) \sim 10^{-14}$. Эксперимент дает $R(\text{He}^4) < 6 \cdot 10^{-11}$ (90%-ная достоверность).

далось образование ряда тяжелых частиц с массами до 3.5 Гэв и сечениями генерации $20-40 \text{ мкбн}$, которые практически не зависели от их масс. Все резонансы, о которых идет речь, являются узкими ($\Gamma < 10-30 \text{ Мэв}$). Поэтому процессы рождения и распада резонансов должны рассматриваться независимо. По-видимому, статистическая модель с тем же основанием может быть применена к этому случаю, как и к рождению кварков. Оценки, проведенные с помощью статистической модели, предсказывают экспоненциальное падение сечений с ростом масс резонансов. Для X^- -частиц с массой 3.5 Гэв расхождение между экспериментом и статистической теорией $\sim 10^6$. Таким образом, если узкие бозонные резонансы действительно существуют, то данные о сечениях их образования резко противоречат статистическим оценкам.

Обычно в качестве аргумента в пользу справедливости статистической теории генерации тяжелых частиц приводятся данные об образовании антиядер, которые находятся в согласии с соответствующими теоретическими оценками^{83, 84}. Из рис. 21 видно, что с ростом массы антиядер их выходы действительно экспоненциально убывают, уменьшаясь на 4 порядка величины при увеличении массы антиядра на одну

массу нуклона. Однако такое поведение сечения образования антиядер может быть обусловлено их составным характером и с разумной точностью описывается простой моделью, согласно которой происходит образование нескольких нуклон-антинуклонных пар и их последующее «слипание» в антиядро^{27, 30}. Поэтому нам представляется, что данные о выходах антиядер не являются убедительным подтверждением статистического механизма генерации.

Таким образом, к количественным предсказаниям статистической теории для процессов с очень малыми сечениями необходимо относиться с особой осторожностью. При этом нельзя не учитывать роль прямых процессов образования тяжелых частиц, а также возможные механизмы «утечки» этих частиц на ранних стадиях расширения статистической системы, когда температура, характеризующая эту систему, может быть довольно высока ($T \gg T_K$). Следует отметить, что возможная роль этих явлений рассматривалась еще в первых работах по статистической теории образования тяжелых частиц. В частности, было показано³³, что если кварки взаимодействуют с π -мезонами на расстояниях $\sim 1/m_\pi \div 1/M_p$ слабее, чем π -мезоны между собой ($\sigma_{q\pi} < 0,1 \div 0,01 \sigma_{\pi\pi}$), то вероятность утечки кварков из сгустков оказывается весьма значительной, и сечение их образования не будет экспоненциально падать с ростом массы.

В работе⁸⁶ рассмотрена специальная температурная модель генерации частиц при очень больших энергиях ($10^{12} - 10^{15}$ эв), в которой температура сгустков растет с ростом энергии (а не остается постоянной и близкой к T_K). При этом сечения генерации тяжелых частиц при достаточной энергии будут близки к геометрическому сечению (~ 30 мбн). В такой модели должна иметь место очень большая вероятность образования протон-антипротонных пар (их будет больше, чем π -мезонов).

2. Прямые процессы образования тяжелых частиц. В работе⁸⁷ была рассмотрена модель периферического рождения кварков в соответствии с диаграммами рис. 22 с учетом поглощения. Авторы этой работы отмечают, что

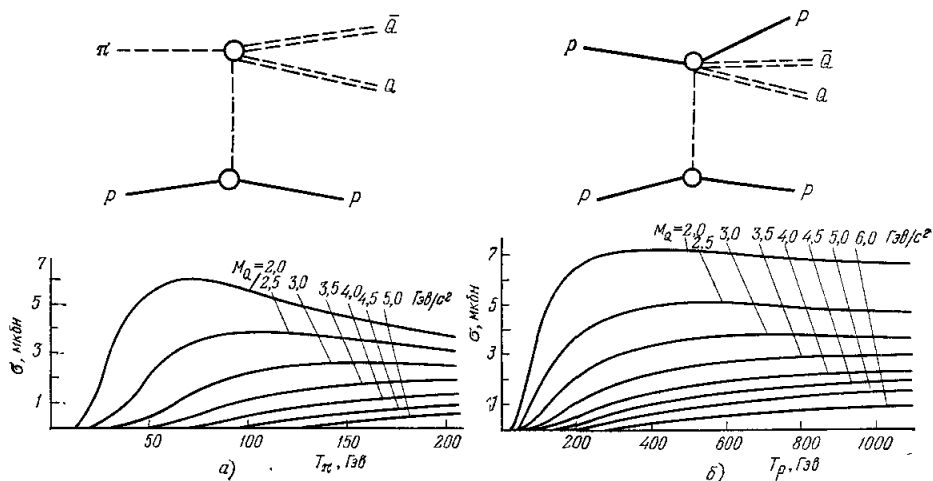


Рис. 22. Диаграммы для периферического рождения кварков в результате однофотонного обмена и результаты расчета полных сечений образования кварков в периферической модели⁸⁷:

$$a) \pi + N \rightarrow N + Q + \bar{Q}, \quad б) N + N \rightarrow N + N + Q + \bar{Q}.$$

их результаты являются более обоснованными при достаточно большой энергии, т. е. не очень близко к порогу рождения частиц. Результаты расчетов представлены на рис. 22, из которого можно сделать вывод, что при первичной энергии протонов 70 Гэв сечения генерации кварков лежат в пределах $10^{-30} - 10^{-32}$ см². Однако в этой модели не учтено влияние структурной функции вершины, в которой образуются тяжелые кварки. Если эта структурная функция резко падает с ростом массы, то сечения соответственно будут сильно уменьшаться.

Рассматривался также случай периферической генерации с обменом кварками (рис. 23)³³. При этом кварк и антикварк оказываются в разных возбужденных сгустках и не могут аннигилировать, т. е. не действует механизм статистического

«вымирания» тяжелых масс. Соответствующие оценки сечения имеют вид

$$\sigma(pp \rightarrow pr\bar{Q}\bar{Q}...) \approx \sigma(pp \rightarrow pr\bar{r}r...) (M_p/M_Q)^{12} \approx 10^{-27} (M_p/M_Q)^{-12} \text{ см}^2.$$

Для $M_Q = (2-5) M_p$ сечения образования кварков лежат в диапазоне $10^{-31} - 10^{-36} \text{ см}^2$.

Одним из возможных механизмов прямого образования тяжелых частиц является дифракционная генерация пары кварк — антикварк или дифракционное расщепление нуклона на три кварка (рис. 24). Минимальная величина переданного импульса Δ^2

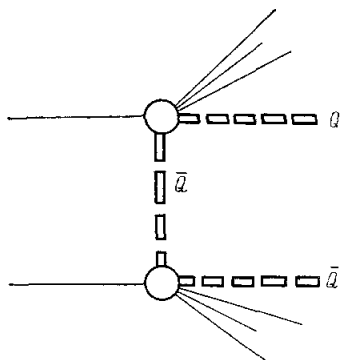


Рис. 23. Диаграмма для периферического образования кварков с обменом кварком³³.

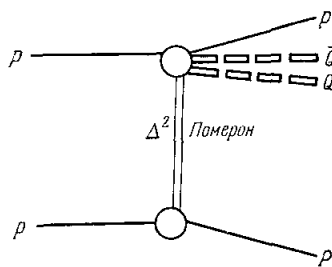


Рис. 24. Диаграмма для процесса дифракционного образования кварков.

определяется массой образующейся системы M^* ($M^* = 2M_Q + M_p$ или $M^* = 3M_Q$) и первичным импульсом p : $\Delta_{\min}^2 = (M^{*2} - M_p^2)/4p^2$. Очень грубо можно оценить сечение дифракционного расщепления как

$$\sigma_{\text{дифф}} \approx \sigma_0 \exp(-b\Delta_{\min}^2) R(M^*);$$

здесь фактор $(-b\Delta_{\min}^2)$, где $b \approx 10 (\text{Гэв}/c)^{-2}$, определяет зависимость сечения дифракционной генерации от первичной энергии: сечение растет вплоть до энергий, в 5—6 раз превышающих порог образования M^* -системы (в ЛСК), и далее остается почти постоянным; $\sigma_0 \approx \sigma(pp \rightarrow pr\bar{r}r...) \approx 10^{-27} \text{ см}^2$ (при $E_p = 70 \text{ Гэв}$); $R(M^*)$ — некоторая структурная функция вершины, в которой происходит образование кварков. В зависимости от различных предположений об этой структурной функции величина $\sigma_{\text{дифф}}$ может составлять $10^{-30} - 10^{-37} \text{ см}^2$.

Следует отметить, что, по аналогии со слабой зависимостью структурных функций нуклона от переданного импульса в области глубоко-неупругого ep -рассеяния, когда суммируются все неупругие каналы; не исключено, что величина $R(M^*)$ также не будет резко падать с ростом M^* и сечения дифракционной генерации кварков могут быть далеко не столь малыми величинами, как в статистической теории.

3. Образование кварков в электромагнитных процессах. «Лептонные кварки». а) *Опыты на электронных ускорителях.* Кварки, если они существуют, могут рождаться также и в электромагнитных процессах. При этом, если кварки точечные, например «лептонные кварки»¹², не обладающие сильным взаимодействием, то сечение образования пар этих частиц может быть рассчитано при помощи квантовой электродинамики (формула Бете — Гайтлера). Для «обычных» сильновзаимодействующих кварков расчеты осложнены влиянием их собственного форм-фактора. Как уже отмечалось в гл. I, данные об электромагнитной структуре адронов свидетельствуют, однако, в пользу малости «радиуса» кварка: $r_Q \ll r_{\text{адр}}$. В этом случае роль собственных форм-факторов кварков становится менее существенной.

Было проведено три опыта по поискам кварков на электронных ускорителях с энергией 6 и 12 Гэв . В двух из этих работ^{88, 89} искали кварки, не обладающие сильными взаимодействиями и проходящие через большие толщины вещества. В третьем опыте⁹⁰ измерения проводились в «бесфоновом» пучке, настроенном на импульс 12,5 $\text{Гэв}/c$, при энергии электронного пучка ускорителя 12 Гэв . При этом велись поиски как «лептонных», так и сильновзаимодействующих кварков. Ни в одном из опытов, о которых говорилось выше, кварки не были найдены. Результаты экспериментов

представлены на рис. 25 и 26 в виде верхних пределов по массам частиц с дробным зарядом, которые были установлены в этих работах. Оценки верхних пределов выполнены на основании формулы Бете — Гайлера для рождения пар частиц без учета форм-фактора кварков.

б) Электромагнитные виртуальные процессы в нуклон-нуклонных соударениях^{95, 91-93}. Электромагнитное образование кварков могло происходить также в процессах

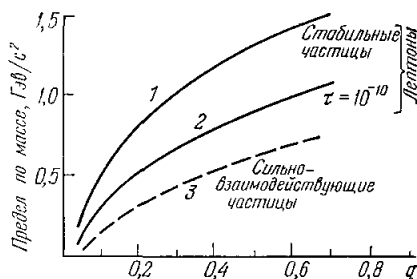


Рис. 25. Результаты эксперимента SLAC⁹⁰ по поискам частиц с дробным зарядом для электромагнитного образования пар пучком электронов с энергией 12 ГэВ.

Приведены пределы по массе частицы в зависимости от ее заряда для стабильных лептонных кварков (1), лептонных кварков с временем жизни 10^{-10} сек (2) и стабильных сильно-взаимодействующих кварков, заметно поглощающихся в мишени и веществе установки (3).

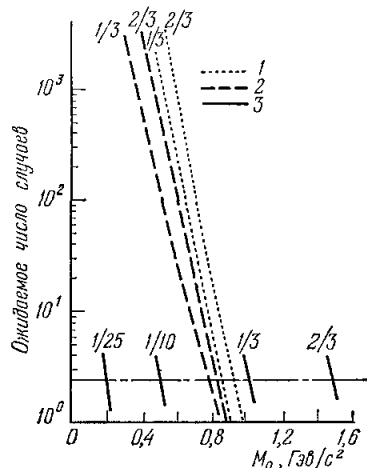


Рис. 26. Сравнение результатов для трех экспериментов по поискам «лептонных кварков» на электронных ускорителях — ⁸⁸(1) ($E_e = 6$ ГэВ), ⁸⁹(2) ($E_e = 6$ ГэВ) и ⁹⁰(3) ($E_e = 12$ ГэВ).

Прямая, параллельная оси абсцисс, при пересечении с граничными кривыми для каждого эксперимента определяет предел для массы кварка, установленный на уровне 90%-ной достоверности (для разных значений зарядов частиц: $q = 2/3, 1/3, 1/10$ и $1/25$; последние два значения характеризуют чувствительность опытов к гипотетическим частицам с очень малым зарядом).

с виртуальными γ -квантами в нуклон-нуклонных соударениях. Оценки сечений образования «лептонных кварков», благодаря этому механизму, могут быть достаточно надежно получены из результатов опытов группы Ледермана, в которых изучалось рождение мюонных пар с большой эффективной массой в нуклон-нуклонных соударениях при первичной энергии $E_p \approx 30$ ГэВ⁹⁴, так как оба эти процесса описываются одной и той же диаграммой (рис. 27).

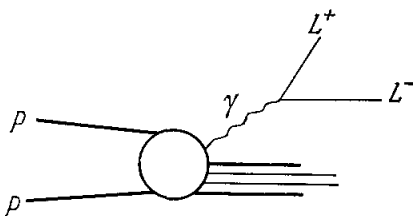


Рис. 27. Диаграмма для электромагнитного рождения лептонных пар в нуклон-нуклонных соударениях.

$R(\omega, S)$ — функция, обусловленная структурой нуклона. В частности, для образования мюонных пар с большой эффективной массой $4M_\lambda^2 \ll \omega^2$

$$(d\sigma/d\omega)_{\mu+\mu-} \approx (\alpha^2/\omega^3) R(\omega, S).$$

Если спектр масс димюонных пар при заданной первичной энергии протонов E_p известен, то отсюда легко получить ожидаемую величину полного сечения рождения пар тяжелых «лептонных кварков» *) с массой M_Q и зарядом q :

$$\sigma(M_Q)_{E_p} = q^2 \int_{\omega_{\min}=2M_Q}^{\omega_{\max}=S^{1/2}-2M_p} \left(\frac{d\sigma}{d\omega} \right)_{\mu+\mu-} E_p \left(1 - \frac{4M_Q^2}{\omega^2} \right)^{1/2} \left(1 + 2 \frac{M_Q^2}{\omega^2} \right) d\omega. \quad (14)$$

*) Аналогичные соображения справедливы, конечно, и для сечений рождения тяжелых лептонов^{91, 93}.

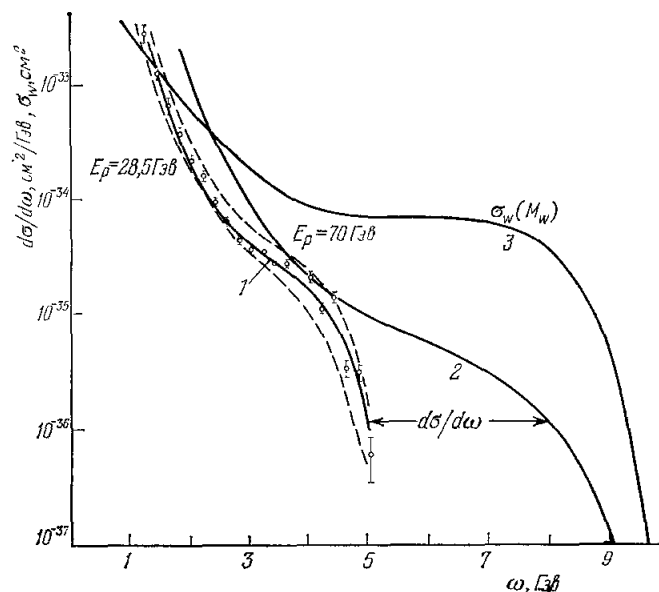


Рис. 28. Дифференциальные сечения образования димюонных пар в протон-нуклонных соударениях при энергии протонов $E_p = 28,5 \text{ Гэв}$ — результаты экспериментов⁹⁴ (1) и $E_p = 70 \text{ Гэв}$ — расчет (2).

Приведена также оценка полного сечения образования промежуточных W-бозонов (для $E_p = 70 \text{ Гэв}$, основанная на соотношении $\sigma_W \approx 0,05 M_W^2 [d\sigma/d\omega(\omega = M_W)]_{\mu+\mu-}$ (3).

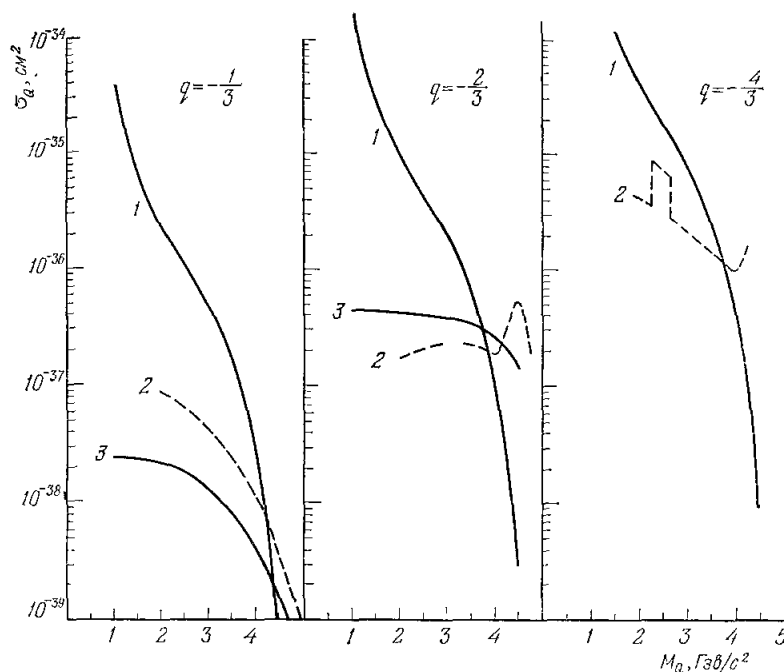


Рис. 29. Полные сечения электромагнитного образования пар «лептонных кварков» в протон-нуклонных взаимодействиях, рассчитанные по (14) (кривые 1).

Приведены также верхние экспериментальные границы для полных сечений образования кварков при $E_p = 70 \text{ Гэв}$, полученные в модели фазовых объемов (штриховые кривые 2) и в партонной модели^{93, 96} (сплошные кривые 3).

Так как экспериментальные данные для спектров мюонных пар существуют только при $E_p = 20-30 \text{ Гэв}$, для оценок $\sigma(M_Q)$ при других первичных энергиях протонов использовалась экстраполяция спектра $(d\sigma/d\omega)_{\mu^+\mu^-} E_p = 28,5 \text{ Гэв}$. При этом, в соответствии с партонной моделью Дрелла — Яна⁹⁸, предполагалось, что в области глубокой неупругости должна иметь место масштабная инвариантность для функции $R(\omega, S)$, т. е. что $R(\omega, S) = R(\tau)$, где $\tau = \omega^2/S$. Спектры эффективных масс димюонных пар, образованных в протон-нуклонных соударениях при энергиях $E_p = 28,5 \text{ Гэв}$ (экспериментальные данные⁹⁴) и $E_p = 70 \text{ Гэв}$ (результаты описанной выше экстраполяционной процедуры), показаны на рис. 28.

На рис. 29 представлены результаты расчетов полных сечений для образования «лептонных кварков» с зарядами $q = 1/3, 2/3$ и $4/3$ в протон-нуклонных взаимодействиях при энергии $E_p = 70 \text{ Гэв}$. На том же рисунке приведены верхние экспериментальные границы для полных сечений генерации кварков при этой же энергии, полученные в модели фазовых объемов, а также в партонной модели (см. ⁹³). Таким образом, в опытах группы ИФВЭ^{19, 39} «лептонные кварки» с зарядом $q = -1/3$ могли бы быть зарегистрированы, если бы их масса была меньше $4,2 \text{ Гэв}$, а «лептонные кварки» с зарядами $q = -2,3$ и $-4/3$ — вплоть до массы $3,7 \text{ Гэв}$. Если «обычные» сильновзаимодействующие кварки действительно являются точечными ($r_Q \ll r_{\text{адр}}$), то оценки для электромагнитного рождения кварков, приведенные ниже, в существенной степени относятся и к «обычным» кваркам. При этом представляется совершенно невероятным, чтобы за счет процессов сильного взаимодействия оценки для ожидаемых сечений генерации «обычных» кварков не возрастали бы по крайней мере на $4-5$ порядков (т. е. в $\sim (q^2\alpha^2)^{-1}$ раз).

В. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Совершенно очевидно, что все теоретические оценки сечений образования сильновзаимодействующих кварков, приведенные в этом обзоре, являются весьма произвольными. Тем не менее они показывают, что эти сечения могут быть достаточно велики по сравнению с результатами статистической модели. Тогда из опытов, проведенных на ускорителях, следует, что массы кварков, если они существуют в свободном состоянии, должны быть более 5 Гэв . Интерпретация опытов в космических лучах является существенно более неопределенной. Возможно, что их чувствительность недостаточна для обнаружения кварков с тяжелыми массами.

Таким образом, за 9 лет, прошедших с момента появления гипотезы о кварках, вопрос об их возможном существовании в свободном состоянии еще не решен. Несколько десятков экспериментальных работ, направленных на поиски этих фундаментальных составляющих материи, пока привели лишь к отрицательным результатам. Впереди еще опыты на ускорителях нового поколения и в первую очередь на встречных протон-протонных кольцах в ЦЕРН (при энергии $30 + 30 \text{ Гэв}$ в СЦМ) и на ускорителе в Батавии (при $E_p = 300 - 400 \text{ Гэв}$). Возможно, что расширение диапазона по массам частиц, для которого могут быть проведены чувствительные поиски кварков, сыграет определяющую роль для решения этой проблемы. Весьма перспективными могут также оказаться физико-химические поиски кварков в различных веществах.

Однако очень возможно, что кварки являются какими-то квазичастицами и вообще не могут существовать в свободном виде. И наконец (the last, but not the least!), успехи кварковой модели описания адронов могут быть только внешними проявлениями каких-то еще неизвестных внутренних закономерностей строения материи.

Добавление при корректуре. В работе⁹⁷ проведен анализ вероятностей регистрации одиночных кварков в опытах типа табл. VIII. Анализ показал, что из-за лишнего сопровождения эта вероятность (P) для тяжелых кварков может быть довольно малой ($M_Q = 5 \text{ Гэв}$, $P \sim 1,0 - 0,6$; $M_Q = 10 \text{ Гэв}$, $P \sim 0,09 - 0,25$; $M_Q = 20 \text{ Гэв}$, $P \sim 0,9 = 0,01$).

Институт физики высоких энергий,
Серпухов

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Б. Окунь, Слабое взаимодействие элементарных частиц, М., Физматгиз, 1963.
2. M. Gell-Mann, Phys. Lett. 8, 214 (1964); G. Zweig, CERN Rept. No. 8419/T.H. 412 (1964).
3. Физика высоких энергий и теория элементарных частиц, Киев, «Наукова думка», 1967 (лекции Н. Н. Боголюбова, А. Н. Тавхелидзе и др.).
4. Я. Коккэдэ, Теория кварков, М., «Мир», 1971.
5. Нгуен Ван Хьсу, Лекции по теории унитарной симметрии элементарных частиц, М., Атомиздат, 1967.
6. Л. Б. Окунь, Препринт ИТЭФ № 287, Москва, 1964.
7. G. Morpurgo, Ann. Rev. Nucl. Sci. 20, 105 (1970).
8. Е. М. Левин, Л. Л. Франкфурт, УФН 94, 243 (1968).
9. В. Б. Берестецкий, УФН 85, 393 (1965).
10. J. L. Rosner, сборник «Experimental Meson Spectroscopy» (Proc. of the 2nd Conference, Univ. of Pennsylvania, May 1—2, 1970), ed by Ch. Baltay and A. H. Rosenfeld, N.Y.—L., Columbia Univ. Press, 1970, p. 499; G. Goldhaber, *ibid.*, p. 59.
11. J. J. de Swart, Phys. Lett. 18, 618 (1967).
12. T. Massam, A. Zichichi, Nuovo Cimento 43, 227 (1966).
13. M. Gell-Mann, Cal. Inst. Techn. Synchrotron Lab. Rept. No. CTSL-20 (1961); Y. Ne'eman, Nucl. Phys. 26, 222 (1961); см. также: M. Gell-Mann, Y. Ne'eman, сборник «The Eightfold Way», N.Y., W. A. Benjamin, 1964.
14. S. L. Glashow, J. Bjorken, Phys. Lett. 11, 255 (1964).
15. T. D. Lee, Nuovo Cimento 35, 933 (1965).
16. Н. П. Боголюбов, Б. В. Струминский, А. Н. Тавхелидзе, Препринт ОИЯИ Р-2141, Дубна, 1965.
17. N. Cabibbo, L. Maiani, G. Preparata, Phys. Lett. B25, 132 (1967); M. Y. Han, Y. Nambu, Phys. Rev. B139, 1006 (1965).
18. Ю. М. Антипов, Н. К. Вишневский, Ю. П. Горин, С. П. Денисов, С. В. Донсков, Ф. А. Еч, А. М. Зайцев, В. А. Качанов, В. М. Куткин, Л. Г. Ландсберг, В. Г. Лапшин, А. А. Лебедев, А. Г. Морозов, В. И. Соляник, Д. А. Стоянова, В. П. Хромов, Р. С. Шувалов, Препринт ИФВЭ 70-38, Серпухов, 1970; ЯФ 13, 135 (1971).
19. а) Ю. М. Антипов, Н. К. Вишневский, Ф. А. Еч, А. М. Зайцев, И. И. Карпов, Л. Г. Ландсберг, В. Г. Лапшин, А. А. Лебедев, А. Г. Морозов, Ю. Д. Прокошкин, Ю. В. Роднов, В. Г. Рыбаков, В. И. Рыкалин, В. А. Сенько, Б. А. Уточкин, В. П. Хромов, Препринт ИФВЭ 68-72, Серпухов, 1968; ЯФ 10, 346 (1969); Phys. Lett. B29, 245 (1969); б) Ю. М. Антипов, В. Н. Болотов, Н. К. Вишневский, М. И. Девিশев, М. Н. Девিশева, Ф. А. Еч, А. М. Зайцев, В. В. Исаков, И. И. Карпов, В. А. Кренделев, Л. Г. Ландсберг, В. Г. Лапшин, А. А. Лебедев, А. Г. Морозов, Ю. Д. Прокошкин, В. Г. Рыбаков, В. И. Рыкалин, А. В. Самойлов, В. А. Сенько, Ю. С. Ходырев, Препринт ИФВЭ СЭФ 69-49, Серпухов, 1969; ЯФ 10, 976 (1969); Phys. Lett. B30, 576 (1969).
20. V. Hagopian, W. Selove, R. Ehrlich, E. Leboy, R. Lanza, D. Rahm, M. Webster, Phys. Rev. Lett. 13, 280 (1964).
21. W. Blum, S. Brandt, V. T. Cocconi, O. Czyzewski, J. Danysz, M. Jobs, G. Kellner, D. Miller, D. R. O. Morrison, W. Neale, J. G. Rushbrooke, *ibid.*, p. 353a.
22. H. H. Bingham, M. Dickinson, R. Diebold, W. Kock, D. W. G. Leith, M. Nikolic, B. Ronne, R. Huson, P. Musset, J. J. Veillet, Phys. Lett. 9, 201 (1964).
23. L. B. Leipuner, W. T. Chu, R. C. Larsen, R. K. Adair, Phys. Rev. Lett. 12, 423 (1964).
24. J. V. Allaby, G. Bianchini, A. N. Diddens, R. W. Dobison, R. W. Hartung, E. Gygi, A. Klovning, D. H. Miller, E. J. Sacheridis, K. Schlupmann, F. Schneider, C. A. Stahlbrandt, A. M. Wetherell, Nuovo Cimento A64, 75 (1969).
25. а) R. C. Strand, V. Vandenburg, G. R. Kalbfleish, Bull. Am. Phys. Soc. 15, 792(DC6) (1970); б) M. Bott-Bodenhausen, D. O. Caldwell, C. W. Fabjan, C. R. Gruhn, L. S. Peak, L. S. Rochester, F. Sauli, U. Stierlin, R. Tirler, B. Winstein, D. Zehniser, Phys. Lett. B40, 693 (1972).

26. И. А. Александров, М. И. Грачёв, К. И. Губриенко, Е. В. Ерёменко, В. И. Котов, А. А. Прилепин, А. В. Самойлов, В. С. Селезнёв, Ю. С. Ходырев, Препринт ИФВЭ 69-66, Серпухов, 1969; ПТЭ, № 3, 95 (1970).
27. D. E. Dorfan, J. Eades, L. M. Lederman, W. Lee, C. C. Ting, Phys. Rev. Lett. **14**, 999, 1003 (1965).
28. P. Franzini, B. Leontic, D. Rahm, N. Samios, M. Schwartz, *ibid.*, p. 196.
29. Ю. Б. Бушнин, Ю. П. Горин, С. П. Денисов, С. В. Донсков, А. Ф. Дунайцев, В. А. Качанов, В. И. Котов, В. М. Кутьин, А. И. Петрухин, Ю. Д. Прокошкин, Е. А. Разуваев, Д. А. Стоянова, Ю. С. Ходырев, Р. С. Шувалов, Дж. В. Аллаби, Ф. Бинон, А. М. Везерелл, Дж. Джакомелли, А. Н. Дидденс, П. Дютель, Р. Мепье, Ж.-П. Пенъё, М. Спигель, К. А. Стольбрандт, Ж.-П. Струот, К. Шлюпман, Препринт ИФВЭ 69-19, Серпухов, 1969; ЯФ **10**, 585 (1969); Phys. Lett. **B29**, 48 (1969); Ф. Бинон, С. П. Денисов, П. Дютель, В. А. Качанов, В. М. Кутьин, Ж.-П. Пенъё, Ю. Д. Прокошкин, Е. А. Разуваев, М. Спигель, Ж.-П. Струот, Р. С. Шувалов, Препринт ИФВЭ 69-78, Серпухов, 1969; Phys. Lett. **B30**, 506 (1969).
30. Ю. М. Антипов, Н. К. Вишневский, Ю. П. Горин, С. П. Денисов, С. В. Донсков, Ф. А. Ёч, Г. Д. Жильченкова, А. М. Зайцев, В. А. Качанов, В. М. Кутьин, Л. Г. Ландсберг, В. Г. Лапшин, А. А. Лебедев, А. Г. Морозов, А. И. Петрухин, Ю. Д. Прокошкин, Е. А. Разуваев, В. И. Рыкалин, В. И. Соляник, Д. А. Стоянова, В. П. Хромов, Р. С. Шувалов, Препринт ИФВЭ СЭФ 70-16, Серпухов, 1970; ЯФ **12**, 311 (1970); Nucl. Phys. **B31**, 235 (1971).
31. R. Hagedorn, Nuovo Cimento Suppl. **VI**, 311 (1968).
32. В. М. Максименко, И. Н. Сисакян, Е. Л. Фейнберг, Д. С. Чернавский, Письма ЖЭТФ **3**, 340 (1966).
33. И. Н. Сисакян, Е. Л. Фейнберг, Д. С. Чернавский, ЖЭТФ **52**, 545 (1967).
34. T. Elioff, L. Agnew, O. Chamberlain, H. M. Steiner, C. Wiegand, T. Ypsilantis, Phys. Rev. **128**, 869 (1962).
35. А. М. Зайцев, Л. Г. Ландсберг, Препринт ИФВЭ 71-79, Серпухов, 1971; ЯФ **15**, 1184 (1972).
36. J. V. Allaby, F. Binon, A. N. Diddens, P. Duteil, A. Klovning, R. Meunier, J. P. Peigneux, E. J. Sacharidis, K. Schlupmann, J. P. Stroot, A. M. Thorndike, A. M. Wetherell, Preprint CERN 70-12, Geneva, 1970.
37. D. Dekkers, J. A. Geibel, R. Mermod, G. Weber, T. R. Willits, K. Winter, B. Jordan, M. Vivargent, N. M. King, E. J. N. Wilson, Phys. Rev. **B137**, 962 (1965).
38. D. E. Dorfan, J. Eades, L. M. Lederman, W. Lee, C. C. Ting, P. Pirone, S. Smith, J. L. Brown, J. A. Kadyak, G. N. Trilling, Phys. Rev. Lett. **14**, 995 (1965).
39. Ю. М. Антипов, Ф. А. Ёч, А. М. Зайцев, В. А. Качанов, В. М. Кутьин, Л. Г. Ландсберг, А. А. Лебедев, А. Г. Морозов, Ю. Д. Прокошкин, Е. А. Разуваев, Р. С. Шувалов, Препринт ИФВЭ СЭФ 70-29, Серпухов, 1970; ЯФ **13**, 130 (1971).
40. O. Chamberlain, E. Segré, C. Wiegand, T. Ypsilantis, Phys. Rev. **100**, 947 (1955).
41. Ф. Бинон, Н. К. Вишневский, П. Дютель, В. А. Качанов, В. М. Кутьин, В. Г. Лапшин, Ж.-П. Пенъё, Ю. Д. Прокошкин, Е. А. Разуваев, В. И. Рыкалин, В. И. Соляник, М. Спигель, Ж.-П. Струот, В. П. Хромов, Р. С. Шувалов, Препринт ИФВЭ СЭФ 69-79, Серпухов, 1969; Phys. Lett. **B30**, 510 (1969).
42. Я. В. Гришкевич, З. В. Крумштейн, Р. Ляйсте, Ю. П. Мерков, З. Мороз, Нго Куанг Зуй, В. И. Петрухин, А. И. Ронжин, Н. Н. Хованский, З. Цисек, М. Шавловский, Г. А. Шелков, Н. К. Вишневский, В. Г. Лапшин, В. И. Рыкалин, В. И. Соляник, В. П. Хромов, XV Intern. Conference on High Energy Physics (Kiev, 1970), Kiev, «Naukova Dumka», 1972; Труды Международной конференции по аппаратуре в физике высоких энергий (Дубна, 1970), т. 1, Дубна, ОИЯИ, 1971, стр. 29.
43. A. Boserup, Phys. Lett. **13**, 172 (1964).
44. S. Chin, Y. Hanayama, T. Hara, S. Higashi, K. Tsuji, Nuovo Cimento **A2**, 419 (1971).

45. H. Kasha, R. K. Adair, R. C. Larsen, L. B. Leipuner, *Phys. Rev. Lett.* **20**, 217 (1968).
46. F. Ashton, R. B. Coats, G. N. Kelly, D. A. Simpson, N. I. Smith, T. Takahashe, *J. Phys.* **A1**, 569 (1968).
47. G. Garmire, C. Leong, B. V. Srelkantam, *Phys. Rev.* **166**, 1280 (1968).
48. E. P. Krider, T. Bowen, R. M. Klabach, *ibid.* **D1**, 835 (1970).
49. F. Ashton, J. King, *J. Phys.* **A4**, L31 (1971).
50. T. Massam, CERN Preprint 68-24, Geneva, 1968.
51. P. Franzini, S. Shulman, *Phys. Rev. Lett.* **21**, 1013 (1968).
52. H. Kasha, R. J. Stefanski, *Phys. Rev.* **172**, 1297 (1968).
53. F. Ashton, H. J. Edwards, G. N. Kelly, *Phys. Lett.* **B29**, 249 (1969).
54. А. М. Гальпер, В. А. Гомозов, А. Ф. Июдия, В. Г. Кирпиллов-Угрюмов, Ю. Д. Котов, Б. И. Лучков, А. И. Роговский, *ЯФ* **10**, 336 (1969).
55. C. B. A. McCusker, I. Cairns, *Phys. Rev. Lett.* **23**, 658 (1969); I. Cairns, C. B. A. McCusker, L. S. Peak, R. L. S. Woolcott, *Phys. Rev.* **186**, 1394 (1969).
56. W. T. Chu, Y. S. Kim, W. J. Beam, N. Kwak, *Phys. Rev. Lett.* **24**, 917, 1210(E) (1970).
57. H. Faissner, M. Holder, K. Krisor, G. Mason, Z. Sawaf, H. Umbach, *ibid.*, p. 1357.
58. A. Böhm, W. Diemont, H. Faissner, H. G. Fasold, K. Krisor, K. Maull, Z. Sawaf, H. Umbach, *ibid.* **28**, 326 (1972); доклад на XV Международной конференции по физике высоких энергий (Киев, 1970).
59. W. E. Hazen, *Phys. Rev. Lett.* **26**, 582 (1971).
60. A. F. Clark, R. D. Ernst, H. F. Finn, G. G. Griffin, N. E. Hansen, D. E. Smith, W. M. Powell, *ibid.* **27**, 51.
61. F. Ashton, R. B. Coats, J. King, K. Tsuji, A. W. Wolfendale, *J. Phys.* **A4**, 895 (1971).
62. J. Bjørboe, G. Damgaard, K. Hansen, B. K. Chatterjee, P. Grieder, A. Klovning, E. Lillethun, B. Peters, *Nuovo Cimento* **B53**, 241 (1968).
63. L. W. Jones, D. E. Lyon, P. V. Ramana Murthy, G. De Meester, R. W. Hartung, S. Mikamo, D. D. Reeder, A. Subramanian, B. Cork, B. Dayton, A. Benvenuti, E. Marquit, P. D. Kearney, A. E. Bussian, F. Mills, C. Radmer, W. R. Winter, *Phys. Rev.* **164**, 1584 (1967).
64. M. Dardo, P. Penengo, K. Sitte, *Nuovo Cimento* **A58**, 59 (1968).
65. R. K. Adair, H. Kasha, *Phys. Rev. Lett.* **23**, 1355 (1969).
66. H. Kasha, *Comm. Nucl. and Part. Phys.* **4**, 135 (1970).
67. H. Frauenfelder, U. E. Kruse, R. D. Sard, *Phys. Rev. Lett.* **24**, 33 (1970).
68. D. C. Rahm, R. I. Lonttit, *ibid.*, p. 279.
69. P. Kiraly, A. W. Wolfendale, *Phys. Lett.* **B31**, 410 (1970).
70. W. W. Allison, M. Derrick, G. P. Hunt, J. D. Simpson, L. Voyvodic, *Phys. Rev. Lett.* **25**, 550 (1970).
71. а) Е. Л. Фейнберг, *УФН* **91**, 541 (1967); б) A. Nir, *Phys. Rev. Lett.* **19**, 336 (1967).
72. D. D. Cook, G. De Pasquali, H. Frauenfelder, R. N. Peacock, F. Steinrisser, A. Wattenberg, *Phys. Rev.* **188**, 2092 (1969).
73. а) W. A. Chupka, J. P. Schiffer, C. M. Stevens, *Phys. Rev. Lett.* **17**, 60 (1966); б) D. M. Rank, *Phys. Rev.* **176**, 1635 (1968).
74. В. Б. Брагинский, Я. Б. Зельдович, В. К. Мартынов, В. В. Мигулин, *ЖЭТФ* **52**, 29 (1967); **54**, 91 (1968); В. Б. Брагинский, Л. С. Корниенко, С. С. Полосков, *Вестн. МГУ, сер. III (Физика. Астрономия)*, № 6, 113 (1968); *Phys. Lett.* **B33**, 613 (1971).
75. G. Gallinaro, G. Morpurgo, *Phys. Lett.* **23**, 609 (1966); G. Morpurgo, G. Gallinaro, G. Palmieri, *Nucl. Instr. and Meth.* **79**, 95 (1970).
76. R. Stover, T. Moran, J. Trichka, *Phys. Rev.* **164**, 1599 (1967).
77. E. E. Salpeter, *Nature* **225** (5228), 165 (1969).
78. Л. А. Вайнштейн, С. Б. Пикельнер, *Письма ЖЭТФ* **4**, 307 (1966).
79. Г. М. Рукавадзе, Л. Я. Мемелова, Л. Я. Суворов, *ЖЭТФ* **49**, 389 (1965).
80. T. Alvager, R. A. Naumann, *Phys. Lett.* **B24**, 647 (1967).
81. J. W. Elbert, A. R. Erwin, R. G. Herb, K. E. Nielsen, M. Petrila, A. Weinberg, *Nucl. Phys.* **B20**, 217 (1970).