

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Поиски экзотических адронов

Л.Г. Ландсберг

Рассматриваются результаты последних экспериментов, в которых проводились поиски экзотических адронных состояний — мезонов и барионов. Обсуждаются ожидаемые свойства таких состояний и методы их идентификации. Анализируются данные о возможном существовании экзотических барионов со скрытой странностью и гибридных мезонов различного типа, а также результаты поисков тяжелых экзотических странно-очарованных пентабарионов.

PACS numbers: 13.85.Fb, 14.40.Gx, 25.40.Ve

Содержание

1. Адроны и кварки (961).
2. Экзотические адроны (964).
3. Поиски экзотических барионов в дифракционных реакциях и обнаружение нового состояния X(2000) (966).
4. О дальнейших исследованиях барионных состояний (971).
5. Некоторые новые результаты в мезонной спектроскопии (973).
6. Поиски экзотических адронов с тяжелыми кварками (975).
7. Заключение (977).

Список литературы (977).

1. Адроны и кварки

Исследования последних нескольких десятилетий в области физики элементарных частиц существенно изменили наши представления об этих объектах. Как писал еще Э. Ферми в своих "Лекциях по атомной физике", вышедших в 1950 г., "термин "элементарная частица" скорее относится к нашему уровню знаний" [1]. Он считал, что даже известное в то время число элементарных частиц (9–15) было слишком велико и противоречило самому понятию элементарности.

За почти пятьдесят лет, прошедших со времени опубликования лекций Э. Ферми, было обнаружено несколько сот "элементарных частиц", подавляющее большинство которых составляют так называемые адроны — частицы, участвующие в сильных взаимодействиях (их название происходит от греческого слова "хадрос" — массивный, сильный). Для адронов представление об элементарности уже утратило всякий смысл.

Л.Г. Ландсберг. Государственный научный центр Российской Федерации "Институт физики высоких энергий", 142284 Протвино, Московская обл., Российская Федерация
Факс (095) 230-23-37
E-mail: lg1@mx.ihep.su

Статья поступила 28 апреля 1999 г.

Адроны подразделяют на две группы:

1) барионы — частицы с полуцелым спином и особым "барионным зарядом" или, как еще говорят, барионным числом $B = 1$ (для их античастиц — антибарионов $B = -1$);

2) мезоны — частицы с целыми спинами и нулевым барионным зарядом ($B = 0$).

Следует подчеркнуть, что барионный заряд является сохраняющейся величиной, которая играет фундаментальную роль в физике элементарных частиц. Сохранение барионного заряда приводит к стабильности самого легкого бариона — протона, который не может распасться на более легкие частицы с нулевыми барионными зарядами (мезоны, лептоны). Из экспериментов следует, что протон, если и не является абсолютно стабильной частицей, имеет время жизни $\tau_p > 10^{31}$ лет. Эти данные характеризуют высокую степень сохранения барионного заряда. Большинство адронов является очень короткоживущими частицами ("резонансами"), распадающимися благодаря сильным взаимодействиям на другие, более легкие, адроны за время $\tau \sim 10^{-22} - 10^{-23}$ с.

В соответствии с квантовомеханическими соображениями конечное время жизни частицы τ приводит к тому, что измеряемые значения ее массы распределены в виде некоторого резонансного пика (так называемое брейт-вигнеровское распределение). Максимум этого пика M определяется значением масс частицы, а ширина пика на полувысоте Γ определяется ее временем жизни: $\Gamma = 1/\tau$ (в принятой в физике элементарных частиц системе единиц, где $\hbar = c = 1$). Если измерять ширину в мегаэлектронвольтах, время жизни в секундах, то $\Gamma [\text{МэВ}] = 0,7 \times 10^{-21}/\tau [\text{с}]$. Поэтому, когда говорят о том или ином резонансе, для него приводят значение массы M и его распадную ширину Γ . Обычно значение массы отражается в названии резонанса.

Первыми короткоживущими адронами явились обнаруженные еще Ферми с сотрудниками нуклонные изобары $\Delta(1232)$ с массами $M \simeq 1232$ МэВ и шириной $\Gamma \simeq 120$ МэВ. Эти изобары наблюдались как пики — "резонансы" (отсюда и пошло их название) в спектрах

эффективных масс системы нуклон–пион ($N\pi$), т.е. в спектрах энергий в системе покоя $N\pi$.

Были открыты четыре такие частицы ($\Delta^{++}, \Delta^+, \Delta^0, \Delta^-$) с очень близкими значениями масс (различающимися не более чем на несколько мегаэлектронвольт) и электрическими зарядами $Q = +2, +1, +0, -1$ (в единицах заряда протона). Они проявлялись соответственно в спектрах эффективных масс $p\pi^+, n\pi^+,$ или $p\pi^0, n\pi^0,$ или $p\pi^-, n\pi^-$ -состояний.

Пример с четырьмя $\Delta(1232)$ -изобарами характерен и для других частиц. Установлено, что все известные адроны группируются в очень близкие по своим свойствам семейства частиц, различающихся в основном электрическими зарядами. Такими семействами, помимо $\Delta(1232)$ -изобар, являются протон и нейтрон, три π -мезона и многие другие адроны. Эти семейства называются изотопическими мультиплетами.

Изотопические мультиплеты характеризуются некоторым квантовым числом — изотопическим спином I , определяющим число частиц N в изотопическом мультиплете: $N = 2I + 1$. Различные по зарядам компоненты изотопического мультиплета характеризуются разными значениями проекции изоспина I_3 . Так, π -мезоны, образующие изотопический триплет, обладают изоспином $I = 1$, а отдельные члены этого триплета (π^+, π^0, π^-) соответствуют значениям проекции изоспина $I_3 = +1, 0, -1$.

Свойства изотопического мультиплета напоминают свойства квантовомеханической системы с собственным угловым моментом (спином) J , которая также образует $(2J + 1)$ -мультиплет состояний с различными значениями проекции спина J_z . Из этой аналогии и возникло название "изотопический спин". Изомультиплеты адронов в свою очередь группируются в более сложные семейства — супермультиплеты¹.

Исследования свойств адронов и систематики их изомультиплетов и супермультиплетов подтвердили, что адроны не являются элементарными частицами. Подобно атомным ядрам, состоящим из нуклонов, адроны представляют собой связанные системы из истинно элементарных или, как их еще называют, фундаментальных частиц — кварков, которые, по-видимому, не могут существовать в свободном состоянии из-за своих специфических "цветовых зарядов" (об этом более подробно будет сказано ниже). При этом барионы построены из трех кварков qqq (антибарионы — из трех антикварков $\bar{q}\bar{q}\bar{q}$), а мезоны — из кварка и антикварка $q\bar{q}$.

Адроны характеризуются рядом особых квантовых чисел, называемых "ароматами" (изоспин, странность, чарм и т.д.). Носителями "ароматов" являются различные типы кварков, входящих в состав адронов².

¹ Следует иметь в виду, что сейчас термин "супермультиплет" применяется и совсем в другом значении — для описания семейств суперсимметричных частиц, объединяющих фермионы и бозоны (см. [2]).

² Существуют шесть типов кварков: "верхние кварки" u, c, t с электрическим зарядом $Q = +2/3$ (в единицах заряда протона); "нижние кварки" d, s, b с $Q = -1/3$. Кварки характеризуются барионным зарядом $B = 1/3$. Каждый тип кварка соответствует еще одному квантовому числу — "аромату". Например, u - и d -кварки являются носителями изоспина I и различаются знаком его проекции I_3 (u -кварк имеет $I_3 = +1/2$, а d -кварк имеет $I_3 = -1/2$), s -кварк является носителем странности $S = -1$, c -кварк — чарма $C = +1$, и т.д.

Кварковая модель позволяет правильно описать свойства адронов и их группирование в семейства изотопических мультиплетов и высших супермультиплетов. Так, протоны и нейтроны, образующие изодублет нуклонов, характеризуются барионным зарядом $B = 1$ и электрическими зарядами $Q_p = +1$ и $Q_n = 0$. Их кварковая структура имеет вид $p = (uud)$ и $n = (udd)$. Как легко видеть, такая кварковая структура согласуется с приведенными выше зарядами нуклонов. Для антинуклонов — антипротонов $\bar{p} = (\bar{u}\bar{u}\bar{d})$ и антинейтронов $\bar{n} = (\bar{u}\bar{d}\bar{d})$ барионный заряд $B = -1$, электрические заряды $Q_{\bar{p}} = -1$ и $Q_{\bar{n}} = 0$.

Нуклонные изобары $\Delta(1232)$ имеют кварковую структуру $(uuu), (uud), (udd), (ddd)$, что соответствует их электрическим зарядам $Q_{\Delta} = +2, +1, 0, -1$ (их изоспин $I = 3/2$). π^+ - и π^- -мезоны имеют кварковую структуру $\pi^+ = (u\bar{d})$ и $\pi^- = (d\bar{u})$, а π^0 -мезон представляет собой суперпозицию $u\bar{u}$ - и $d\bar{d}$ -состояний. При этом существование изотопических мультиплетов из близких по свойствам частиц связано с большой близостью свойств u - и d -кварков, различающихся электрическими зарядами и связанными с ними проекциями изоспина I_3 . Приближенная симметрия в свойствах u - и d -кварков получила название изотопической симметрии. Группирование частиц в изомультиплеты является следствием такой симметрии.

Существуют также так называемые странные адроны — гипероны и K -мезоны, в состав которых входят не только u - и d -кварки, но и s -кварки, являющиеся носителями нового квантового числа — странности S . Так, Λ -гиперон имеет кварковый состав (uds) с $Q = 0, I = 0, S = -1$, а Σ -гипероны образуют "изотриплет" ($\Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-$) с $S = -1$, зарядами $Q = +1, 0, -1$, изоспином $I = 1$ и значениями проекции изоспина $I_3 = +1, 0, -1$. Их кварковая структура: $\Sigma^+ = (uus), \Sigma^0 = (uds), \Sigma^- = (dds)$.

Аналогично можно рассмотреть структуру и других адронов. Формирование супермультиплетов из частиц с близкими свойствами связано с так называемой $SU(3)$ -симметрией, выражающейся в относительной близости свойств трех легких кварков — u, d, s (хотя эта близость и не столь тесная, как между u - и d -кварками).

Таким образом, была открыта кварковая структура адронов и было показано, что именно кварки являются теми структурными элементами адронной материи, которые определяют все многообразие адронного мира. Установлено, что кварки обладают особыми типами "зарядов", получивших название "цветовых зарядов" (или просто "цветов"). Сильные взаимодействия кварков между собой обусловлены обменом "цветными" безмассовыми частицами — глюонами. Теория, описывающая взаимодействия между кварками и глюонами, обусловленные их "цветовыми зарядами", получила название квантовой хромодинамики (КХД).

Кварки характеризуются тремя типами "цветовых зарядов" (как говорят, тремя "цветами"). В то же время глюоны являются как бы "двухцветными" и могут находиться в восьми различных "цветовых состояниях".

Следует отметить определенную аналогию между электромагнитными взаимодействиями электрических

Помимо кварков, существуют и антикварки, для которых все "заряды" и "ароматы" (Q, B, I_3, S, C и т.д.) меняют знак. В настоящей работе мы будем рассматривать в основном адроны, состоящие из легких кварков u, d, s и их антикварков $\bar{u}, \bar{d}, \bar{s}$.

зарядов, обусловленными обменом безмассовыми квантами электромагнитного поля — фотонами, и сильными взаимодействиями, обусловленными обменом безмассовыми глюонами. Однако имеют место и очень важные различия между этими процессами.

Прежде всего фотоны не несут сами по себе никаких зарядов, и их электромагнитные поля могут взаимодействовать только с электрическими зарядами частиц. Между собой фотоны непосредственно не взаимодействуют. В то же время глюоны являются носителями "цветовых зарядов" и могут взаимодействовать не только с кварками, но и между собой, образуя даже связанные глюонные системы — глюболы.

Далее, частицы с электрическими зарядами и фотоны существуют в свободном состоянии и могут перемещаться в пространстве. Между тем многочисленные попытки найти в свободном состоянии кварки (или глюоны) не увенчались успехом. Это привело к развитию одного из самых фундаментальных представлений современной теории элементарных частиц — представления о конфайнменте ("пленении" кварков). Согласно концепции конфайнмента "цветные" частицы (кварки, глюоны и их "цветные" комбинации) не могут существовать в свободном состоянии. Наблюдаемыми являются только системы кварков, не обладающие "цветовыми зарядами" ("бесцветные" частицы).

Экспериментальную основу концепции конфайнмента составили многолетние безуспешные поиски свободных кварков, дикварков и других "цветных" частиц. Теоретическая модель конфайнмента заложена в теории взаимодействия "цветных" кварков и глюонов (квантовой хромодинамике), хотя она еще не разработана до конца. Предполагается, что взаимодействие между кварками с ростом расстояния между ними бесконечно возрастает, так что никогда нельзя "разорвать" $q\bar{q}$ -мезон и образовать свободные кварки.

Рассмотрим возможные квантовые числа для мезонов, состоящих из кварк-антикварковых пар $q\bar{q}$. Этими квантовыми числами могут быть суммарный кварковый спин $q\bar{q}$ -системы S , орбитальный угловой момент L , характеризующий относительное движение кварков в $q\bar{q}$ -системе, полный угловой момент (или спин мезона) J , определяющийся векторной суммой спина S и орбитального момента L . Сложение угловых моментов производится по законам квантовой механики, согласно которым, например, полный угловой момент $|J| = |L + S|$ может принимать все возможные значения от $L + S$ до $|L - S|$. Аналогично, суммарный спин кварков S для $q\bar{q}$ -системы может иметь два значения: $1/2 + 1/2 = 1$ и $1/2 - 1/2 = 0$ ($1/2$ — спин каждого кварка, угловые моменты измеряются в единицах $\hbar/2\pi = \hbar$, где \hbar — постоянная Планка).

Следующим важным квантовым числом является четность пространственной волновой функции $q\bar{q}$ -системы, показывающая, как ведет себя волновая функция при зеркальном отражении координат: меняет она знак (отрицательная четность $P = -1$) или не меняет (положительная четность $P = +1$). Четность волновой функции $q\bar{q}$ -системы определяется ее орбитальным моментом L : $P = (-1)^L$.

Для нейтральных мезонов, которые переходят сами в себя при зарядовом сопряжении (т.е. при замене $q \leftrightarrow \bar{q}$), определено понятие зарядовой четности. Зарядовая четность нейтральных мезонов C принимает значения

-1 или $+1$ в зависимости от того, как ведет себя их волновая функция при такой операции: меняет или не меняет она свой знак.

Отметим, что, хотя зарядовая четность определена только для нейтральных мезонов, для заряженных мезонов, принадлежащих к тому же изотопическому мультиплету, что и нейтральный мезон, можно ввести некоторое другое квантовое число — так называемую G -четность, которая определяется C -четностью соответствующего нейтрального мезона и изотопическим спином, характеризующим данный изомультплет. Поэтому в дальнейшем мы будем просто говорить о C -четности мезонов, не делая каждый раз оговорку о том, что C -четность имеет смысл только для нейтральных частиц. C -четность нейтрального $q\bar{q}$ -мезона определяется выражением $C = (-1)^{L+S}$.

Как следует из кварковой модели, $q\bar{q}$ -мезоны, состоящие из легких u -, d - и s -кварков, группируются в нонеты с определенными значениями квантовых чисел: спина J , четности P и зарядовой четности C . Для $q\bar{q}$ -мезонов возможны только определенные комбинации квантовых чисел J^{PC} , отвечающие условиям $C = P = (-1)^J$, или $C = P = (-1)^{J+1}$ (кроме случая $J = 0$), или $C = (-1)^J$, $P = (-1)^{J+1}$. Не может быть $q\bar{q}$ -состояний с $C = (-1)^{J+1}$, $P = (-1)^J$ или с $J = 0$, $C = -1$ (если $J = 0$, то $S = L = 0$ или 1 и тогда $C = +1$).

Таким образом, комбинации квантовых чисел $J^{PC} = 0^{--}, 0^{+-}, 1^{-+}, 2^{+-}, 3^{-+}, \dots$ для обычных $q\bar{q}$ -мезонов являются запрещенными (эти комбинации квантовых чисел называются экзотическими). Различным мезонным нонетам отвечают разные значения орбитальных моментов L : $0, 1, 2, \dots$ (так называемое возбуждение по орбитальному моменту или орбитальное возбуждение). Состояния с $L = 0$ называются S -волновыми (S -мезоны), а с $L = 1$ — P -волновыми (P -мезоны).

Кварковая модель предсказывает, что для $q\bar{q}$ -мезонных состояний, помимо орбитального возбуждения, может происходить также радиальное возбуждение, т.е. могут существовать мезонные нонеты с одними и теми же значениями J^{PC} , отличающиеся друг от друга значениями квантового числа n , определяющего радиальную часть волновой функции мезонов. Для основного состояния, характеризующегося наименьшей энергией, значение $n = 1$ (которое обычно не указывается), а для радиально-возбужденных мезонных семейств значения $n = 2$ (первое радиальное возбуждение), $n = 3$ (второе радиальное возбуждение) и т.д.

В настоящее время обнаружен целый ряд радиально-возбужденных состояний. Их существование усложняет систематику мезонов и делает особенно необходимым тщательное определение их квантовых чисел. Поиски и исследования радиально-возбужденных мезонных семейств являются важным направлением в современной адронной спектроскопии.

Барионы в кварковой модели являются системами из трех кварков qqq , поэтому структура барионных семейств и закономерности для их квантовых чисел оказываются более сложными по сравнению с мезонными семействами. Суммарный спин кварков S в барионах, складывающийся из спинов трех кварков, может иметь значения $3/2, 1/2$, а орбитальное движение кварков описывается уже двумя орбитальными моментами L_1 и L_2 (первый описывает относительное движение пары кварков в барионе, второй — движение третьего кварка

относительно центра масс системы из первых двух кварков). При этом суммарный орбитальный момент $L = L_1 + L_2$ характеризуется суммарным орбитальным числом L .

Из-за более сложной структуры барионов и сложного состава барионных семейств в настоящее время получены достаточно надежные экспериментальные данные только о некоторых таких семействах: о супермультиплете барионов с орбитальными моментами кварков $L_1 = 0, L_2 = 0$ (в этот супермультиплет входят 56 наиболее легких барионных состояний³) и о некоторых супермультиплетях, соответствующих суммарному орбитальному моменту $L = 1$.

Дальнейшее развитие систематики барионов является одним из важных направлений исследований по физике адронов. Большие надежды здесь, в частности, возлагаются на прецизионные опыты в электронных и фотонных пучках на новых сильноточных электронных ускорителях (CEBAF в США, ELSA в ФРГ).

Более детальное описание основных представлений кварковой модели и физики адронов содержится, например, в известных монографиях [2–5].

2. Экзотические адроны

Последние полтора десятилетия были отмечены значительным прогрессом в исследованиях по адронной спектроскопии, которая в известном смысле переживает свое второе рождение. Во многом это связано с развитием теории сильных взаимодействий — квантовой хромодинамики и основанных на ней адронных моделей: моделей мешков, струн, "цветных трубок" и др. Но очень большую роль сыграло и развитие экспериментальной техники, существенно расширившей возможности новых исследований. Появились нетрадиционные научные направления, связанные с опытами на встречных e^+e^- -пучках, на сильноточных электронных ускорителях, в чистых пучках антипротонов на специальных антипротонных источниках.

Однако, по-видимому, наибольшую роль в развитии исследований в области спектроскопии адронов сыграли эксперименты в интенсивных адронных пучках, проводившиеся на качественно новом уровне, с использованием светосильных установок, позволяющих регистрировать и идентифицировать как заряженные, так и нейтральные вторичные частицы и изучать редкие процессы с нанобарными сечениями.

Все это привело к существенному развитию систематики уже известных адронных семейств, обнаружению ряда новых частиц, изучению редких электромагнитных распадов и электромагнитных свойств ряда нестабильных адронов.

Наибольший интерес в последние годы приобрел, пожалуй, вопрос, возникший еще на пороге "кварковой эры" и до сих пор не имеющий однозначного ответа: существуют ли в природе "бесцветные" адроны, имею-

щие более сложную кварковую структуру, — многокварковые мезоны $qq\bar{q}\bar{q}$, барионы $qqqq\bar{q}$ и дибарионы $qqqqqq$?

С развитием квантовой хромодинамики возникло естественное предположение, что и глюоны могут играть роль фундаментальных структурных элементов адронной материи, т.е. что должны существовать мезоны, состоящие из одних глюонов (глюболы), или смешанные адроны из кварков и глюонов — так называемые гибриды ($q\bar{q}g$ -мезоны или $qqqg$ -барионы). Все эти новые типы частиц получили название экзотических адронов.

Следует уточнить, что, когда мы говорим, например, об обычных барионах, имеющих структуру (qqq) , или об экзотических пятикварковых барионах $(qqqq\bar{q})$, или о гибридах $(qqqg)$, речь идет только о тех составляющих адронов, которые определяют их основные характеристики (квантовые числа). Эти кварки и глюоны называются валентными.

В любом адроне существует также кварк-глюонное "море" виртуальных глюонов и кварк-антикварковых пар, испускаемых и поглощаемых валентными структурными элементами. Кварк-глюонное "море" определяет многие свойства адронов (например, пространственные распределения электрических зарядов и магнитных моментов внутри частиц). В области больших расстояний, сравнимых с размерами адронов (т.е. в области малых переданных импульсов, в соответствии с принципом неопределенности), адроны ведут себя как системы из валентных кварков. При исследовании явлений на сравнительно малых расстояниях (т.е. при изучении структуры адронов) начинает проявляться также и кварк-глюонное "море". Эта картина качественно согласуется с квантово-хромодинамическими представлениями.

Поэтому, говоря о сложной кварковой или кварк-глюонной структуре экзотических адронов, мы имеем в виду именно валентный состав этих частиц, определяющий их квантовые числа и их динамические свойства, проявляющиеся на больших расстояниях (распадные ширины, вероятности распадных каналов, механизмы образования частиц и т.д.).

Теоретические модели, связанные с экзотическими адронами, отличаются большим разнообразием. Высказывались соображения о том, что экзотические частицы состоят как бы из готовых "бесцветных" адронов и распадаются на "бесцветные" компоненты без образования из вакуума дополнительных $q\bar{q}$ -пар. Распады такого типа, если нет кинематического подавления, могут иметь очень большую ширину (так называемые сверхразрешенные переходы). Соответствующие частицы являются поэтому практически ненаблюдаемыми.

Однако высказывались и другие соображения, согласно которым возможности существования сравнительно узких экзотических состояний заложены в сложной внутренней "цветовой" структуре этих объектов и в особенностях динамики "цвета". Если экзотический адрон состоит из двух "цветных" частей, пространственно разделенных между собой (например, благодаря центробежному барьеру), то его распад с образованием "бесцветных" конечных состояний будет подавлен. Такие экзотические частицы могут характеризоваться нормальными или даже аномально узкими распадными ширинами в зависимости от степени подавления их

³ 56-плет барионов и другие аналогичные семейства включают в себя $SU(3)$ -мультиплеты частиц в разных спиновых состояниях: (56-плет) = (октет барионов со спином $1/2$) + (декуплет барионов со спином $3/2$) = $(8 \times 2) + (10 \times 4) = 56$ состояний. Спины $1/2$ соответствуют два спиновых состояния, а спину $3/2$ — четыре состояния, отличающиеся проекциями спинов на произвольную ось координат.

распадов, связанной с механизмом "обесцвечивания" образующихся конечных состояний.

Каким же образом можно отличить экзотические адроны от обычных, которые, как отмечалось выше, проводят часть своего времени в состояниях с многими кварками и глюонами из "моря"? Различия между ними определяются их валентными структурными элементами, которые являются как бы основными "строительными камнями" для адронов и всегда в них присутствуют. Могут существовать два типа экзотических адронов, свойства которых обсуждаются ниже.

1. Из-за более сложного валентного состава квантовые числа экзотических адронов (их "заряды" и "ароматы") могут принимать такие значения, которые просто невозможны для обычных адронов. Используя значения "зарядов" и "ароматов" кварков, легко убедиться, например, что обычные qqq-барионы не могут иметь электрический заряд $Q > 2$, положительную странность ($S > 0$) и т.д. В то же время экзотический барион $uuud$ имеет $Q = 3$, а барион $uuud\bar{s}$ — странность $S = +1$. Обычные q \bar{q} -мезоны не могут иметь заряд $|Q| = 2$ или странность $|S| = 2$. Экзотический $uud\bar{d}$ -мезон имеет $Q = 2$, а $u\bar{s}\bar{s}$ -мезон характеризуется зарядом $Q = 2$ и странностью $S = 2$. Такие экзотические состояния обладают очень яркими особенностями, и их легко отличить от обычных адронов. Однако поиски частиц с "явной экзотикой" пока определенных успехов не принесли.

Для мезонов могут иметь место также явно экзотические сочетания таких квантовых чисел, как спин J , четность P и зарядовая четность C . Как было сказано выше, обычные q \bar{q} -мезоны могут иметь только определенные наборы этих квантовых чисел. Комбинации $J^{PC} = 0^{+-}, 0^{-+}, 1^{-+}, 2^{+-}, 3^{-+}$ и т.д. являются экзотическими и не могут быть реализованы для "нормальных"

q \bar{q} -мезонов. Хотя измерение спина и четности мезона — это довольно сложная и деликатная задача, требующая тщательного изучения угловых распределений продуктов распада этого состояния, она в ряде случаев может быть решена. Если будет установлено, что мезон характеризуется экзотическим набором квантовых чисел J^{PC} , то его экзотическая природа может быть однозначно установлена. О возможном наблюдении некоторых таких состояний сообщалось в литературе, однако ситуация здесь остается пока достаточно неопределенной.

2. Могут существовать также экзотические состояния со "скрытой экзотикой" — так называемые криптоэкзотические адроны, у которых квантовые числа не отличаются от квантовых чисел обычных адронов. Сложная валентная структура криптоэкзотических адронов проявляется в их необычных динамических свойствах (например, в аномально узких распадных ширинах, в необычных соотношениях между вероятностями их распадов по разным каналам, в особенностях механизма их образования). Примеры аномальных динамических свойств таких адронов, которые связаны, по-видимому, с криптоэкзотической природой наблюдаемых частиц, будут рассмотрены ниже. Следует сказать, что почти все существующие сейчас кандидаты в экзотические адроны принадлежат именно ко второму типу частиц, т.е. являются криптоэкзотическими.

Методы идентификации различных типов экзотических адронов и перспективы их поисков представлены в таблице. Вопрос о возможном существовании экзотических адронов имеет принципиальное значение для основных представлений о природе адронной материи, квантовой хромодинамики и концепции конфайнмента, всех современных моделей строения адронов. Поэтому поиски их представляют большой интерес.

Таблица. Методы идентификации экзотических мезонов и барионов и перспективы их поисков

Тип экзотики	Перспективы для мезонов	Перспективы для барионов
Экзотические адроны с аномальными значениями зарядов или ароматов (адроны с открытой экзотикой, экзотика первого рода)	Мезоны с зарядами $ Q > 1, S > 1, I > 1, \dots$. Идентификация экзотических состояний является однозначной и простой, однако нет надежных кандидатов для таких мезонов	Барионы с зарядами $ Q > 2, S > 0, I > 3/2$. Идентификация является однозначной и простой, однако серьезных кандидатов этого типа пока не найдено
Экзотические адроны с аномальными комбинациями квантовых чисел J^{PC} (экзотика второго рода)	Мезоны с $J^{PC} = 0^{+-}, 0^{-+}, 1^{-+}, 2^{+-}, \dots$. Такие квантовые числа невозможны для q \bar{q} -мезонов. Идентификация экзотических состояний довольно сложна (требуется большая статистика, парциально-волновой анализ данных и т.д.), однако в случае удачи возможно однозначное выделение экзотических мезонов. Имеются некоторые мезонные кандидаты с $J^{PC} = 1^{-+}$, хотя эти данные еще не окончательные	Таких состояний для барионов нет, и метод не может быть реализован
Криптоэкзотические адроны (адроны со скрытой экзотикой, экзотика третьего рода). Они характеризуются такими же квантовыми числами, зарядами и ароматами, как и обычные адроны q \bar{q} - или qq-типа, однако их сложная валентная структура приводит к аномальным динамическим свойствам (аномально узкие распадные ширины, аномальные вероятности распада по некоторым каналам и т.д.)	Сложный, но наиболее перспективный путь для поиска и выделения экзотических состояний. Найдено более 10 мезонов, свойства которых не описываются в рамках q \bar{q} -модели. Это серьезные кандидаты в экзотические мезоны	Сложный, но наиболее перспективный путь для поисков и идентификации экзотических барионов. Найдено несколько кандидатов в криптоэкзотические барионы со скрытой странностью ((qqqss))
"Лишние" криптоэкзотические состояния, не вписывающиеся в существующую систематику обычных адронов	Такой критерий выделения возможен, хотя его использование часто затруднено из-за существования дополнительных семейств радиально-возбужденных состояний стандартных адронов	Этот метод практически не может быть использован из-за сложной и плохо изученной систематики qq \bar{q} -барионов

В последнее десятилетие достигнуты значительные успехи в мезонной спектроскопии, где найдено по крайней мере несколько необычных состояний, которые, по видимому, являются криптоэкзотическими мезонами. В частности, такие мезоны были наблюдаены в опытах на ускорителе Института физики высоких энергий (ИФВЭ, Протвино) с $E_p = 70$ ГэВ, проводившихся на установках ГАМС, ВЕС, ЛЕПТОН и на других детекторах.

Очень важные результаты удалось получить в опытах по $\bar{p}p$ -аннигиляции на антипротонных источниках LEAR (ЦЕРН) и Фермилаб, а также в опытах на адронных пучках ускорителя AGS (Брукхейвенская национальная лаборатория, США), SPS (ЦЕРН) и в других научных центрах. Во многих этих зарубежных экспериментах принимали участие группы российских исследователей.

Новые данные о мезонной спектроскопии и поисках экзотических мезонных состояний могут быть найдены в трудах конференций по адронной спектроскопии и в других обзорах [6–14].

Ситуация с экзотическими барионами долго оставалась очень неопределенной. Однако новые данные, полученные в ИФВЭ на установке СФИНКС, позволили в последние годы заметно продвинуться в этом направлении (раннее состояние барионных исследований обсуждалось в обзоре [15]). Поиски экзотических барионов проводятся также в экспериментах на Теватроне Фермилаб (SELEX E781, E791), соответствующие опыты подготавливаются и на фотонных пучках ускорителя CEBAF [16–18]. В настоящей статье обсуждаются некоторые новые результаты поисков экзотических адронов.

3. Поиски экзотических барионов в дифракционных реакциях и обнаружение нового состояния X(2000)

В опытах на установке СФИНКС на протонном пучке ускорителя ИФВЭ с $E_p = 70$ ГэВ в последние годы развернулась широкая программа экспериментов по исследованию процессов образования адронов и поискам криптоэкзотических барионов со скрытой странностью, имеющих кварковый валентный состав $|qqq\bar{s}\bar{s}\rangle$ (здесь и далее q обозначает u - или d -кварк). В опытах [19–24] поиски образования экзотических барионов проводились прежде всего в глюонно-обогащенных дифракционных реакциях на нуклонах и ядрах, происходящих, как известно, благодаря померонному обмену (см., например, [25]).

Согласно современным представлениям основная компонента померона представляет собой как бы глюонную "лестницу", которая может обусловить особую роль померонных процессов в реакциях образования экзотических адронов (рис. 1).

Значительный интерес представляют когерентные дифракционные процессы, происходящие на ядре как целом. Рассмотрим такие процессы более подробно и обсудим методы их выделения. Пусть имеет место дифракционная реакция образования определенной системы вторичных частиц, например реакция $a + N(A) \rightarrow [b_1 b_2 b_3] + N(A)$, которая может происходить либо на отдельных нуклонах N , либо когерентным образом на ядре A как целом (A — атомный номер ядра-мишени).

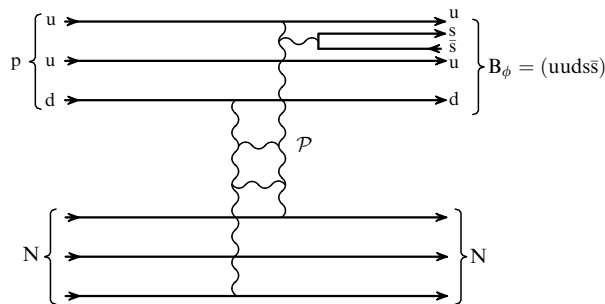


Рис. 1. Диаграмма для образования экзотического бариона со скрытой странностью в дифракционных процессах, обусловленных померонным обменом. Основная компонента померона \mathcal{P} представляет собой глюонную "лестницу". В таких глюонно-обогащенных реакциях вероятность образования экзотических адронов может быть достаточно велика.

Для выделения когерентного процесса рассмотрим распределение событий исследуемой реакции по квадрату поперечного импульса p_T^2 , т.е. по квадрату компоненты суммарного импульса системы $[b_1 b_2 b_3]$, перпендикулярной импульсу первичной частицы a . Согласно принципу неопределенности когерентный процесс, происходящий на ядре как целом, характеризуется сравнительно малыми поперечными импульсами p_T , обратно пропорциональными радиусу ядра-мишени R : $p_T \sim \hbar/R = \text{const}/A^{1/3}$. Когерентный процесс проявляется в виде узкого дифракционного пика в распределении событий по p_T^2 .

Когерентные процессы, происходящие на ядре как целом, являются некоторым фильтром, который позволяет более четко выделить образующиеся резонансы по отношению к нерезонансному многочастичному фону. Для многочастичных событий вероятность вторичных взаимодействий в ядре превышает соответствующую вероятность для резонансов. Вторичные взаимодействия нарушают условие когерентности. Поэтому для когерентных событий нерезонансный фон может быть существенно уменьшен по отношению к резонансным эффектам. Эти соображения качественно иллюстрируются диаграммами, показанными на рис. 2.

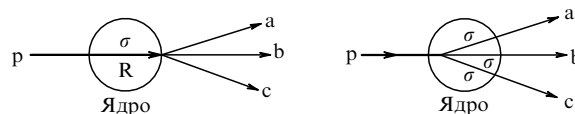


Рис. 2. Схематическая иллюстрация подавления нерезонансного многочастичного фона по отношению к образованию резонанса в когерентных реакциях

$p + (\text{ядро}) \rightarrow R + (\text{ядро}), \quad R \rightarrow a + b + c$
 (реакция с образованием и каскадным распадом резонанса R),
 $p + (\text{ядро}) \rightarrow [a + b + c] + (\text{ядро})$
 (нерезонансный многочастичный фон). Многочастичные состояния с большей вероятностью взаимодействуют в ядре и сильнее нарушают условие когерентности по сравнению с резонансом R (σ — сечения взаимодействия вторичных частиц внутри ядра). Поэтому для сечений исследуемых процессов имеет место соотношение

$$\frac{\sigma_{\text{когер}}(\text{резонанс})}{\sigma_{\text{когер}}(\text{нерез. фон})} > \frac{\sigma_{\text{некогер}}(\text{резонанс})}{\sigma_{\text{некогер}}(\text{нерез. фон})}.$$

Когерентные процессы на ядрах действуют как фильтр, помогающий более четко выделить адронные резонансы (так называемый когерентный фильтр).

Установка СФИНКС, на которой проводились исследования дифракционных процессов, представляет собой широкоапертурный магнитный спектрометр с большим набором трековых детекторов для регистрации вторичных заряженных частиц, образующихся при взаимодействиях протонов в мишени.

Вылетающие из мишени заряженные частицы детектировались в годоскопических сцинтилляционных счетчиках и в газоразрядных трековых приборах с проволочными электродами (пропорциональные камеры, дрейфовые камеры, дрейфовые трубки). Электрические разряды в этих приборах возникали в местах прохождения заряженных частиц, вызывавших ионизацию газа. Разряды развивались в электрическом поле проволочек, образующих высоковольтные электроды трековых детекторов, и приводили к появлению на соответствующих проволочках наведенных электрических сигналов. Поэтому по номерам сработавших проволочек можно было определять координаты треков частиц, прошедших через детекторы. В дрейфовых детекторах координаты прохождения трека уточнялись по измерению времени дрейфа электронов, образующихся при ионизации газа, к соответствующей проволочке.

В состав экспериментальной установки входило несколько десятков газовых трековых детекторов, позволявших получать полную информацию о треках всех заряженных частиц, вылетающих из мишени, и определять углы отклонения частиц в магнитном поле спектрометра, т.е. измерять импульсы этих частиц.

Регистрация γ -квантов осуществлялась в многоканальном γ -спектрометре установки, включавшем в себя более 1000 черенковских счетчиков из свинцового стекла с поперечными размерами 50×50 мм. Попадавшие в детектор γ -кванты образовывали в нем каскадные электрон-фотонные ливни, полностью поглощавшиеся в γ -спектрометре. Энергия γ -квантов измерялась с высокой точностью (до нескольких процентов) по суммарной амплитуде сигналов черенковского излучения электронов ливня в счетчиках спектрометра, а поперечная координата точки, в которой γ -квант конвертировался в детекторе, измерялась с точностью в несколько миллиметров по положению "центра тяжести" ливня.

Помимо импульсов заряженных частиц, в установке СФИНКС измерялись и их скорости. Это позволяло определять массу каждой частицы и идентифицировать ее тип (протон, антипротон, π^\pm -мезон или K^\pm -мезон). Прецизионные измерения скоростей частиц осуществлялись в специальных газовых черенковских счетчиках разного типа с использованием свойства черенковского излучения частиц. Черенковское излучение возникает, если скорость заряженной частицы превышает скорость света в данной среде, т.е. $v > c/n$ (где n — показатель преломления света).

Для точного измерения скоростей частиц высоких энергий, которые могут отличаться от скорости света c в третьем, четвертом и даже в пятом знаке, используются газовые черенковские счетчики (в газах показатель преломления n очень близок к единице). В пороговых газовых счетчиках сам факт возникновения черенковского излучения, фиксируемого чувствительным фотомножителем, позволяет установить, что скорость частицы превышает некоторый порог, т.е. частица является сравнительно легкой (например, это — π -мезон, а не K -мезон или протон).

Однако значительно большими возможностями обладают черенковские детекторы с регистрацией кольца излучения — детекторы типа RICH (Radiative Image CHerenkov detector). Оптическая система детектора RICH позволяет сфокусировать свет черенковского излучения в кольцо в фокальной плоскости этой системы. Радиус такого кольца определяется скоростью частицы, а положение центра кольца — углом вылета частицы из мишени. Располагая в фокальной плоскости фоточувствительную матрицу, можно одновременно регистрировать несколько колец черенковского излучения (от нескольких вторичных частиц).

В черенковском RICH-детекторе экспериментальной установки СФИНКС впервые использовалась фотоматрица, состоявшая из малогабаритных фотомножителей (732 фотомножителя ФЭУ-60 с диаметром фотокатода 10 мм). Благодаря этому черенковский детектор мог работать при высокой интенсивности, отличался высокой стабильностью и малым уровнем фона. Кольца черенковского излучения хорошо выделялись в фотоматрице (на каждом кольце в среднем регистрировалось по 7–8 точек, определяемых числом фотомножителей, сработавших от черенковских фотонов (рис. 3).

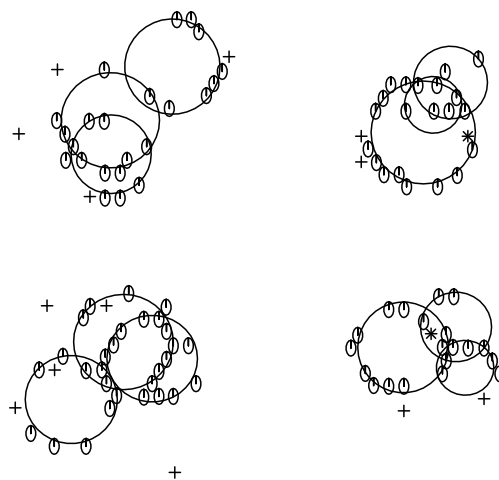
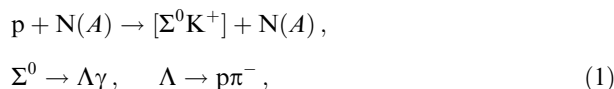


Рис. 3. Иллюстрация работы черенковского RICH-детектора. Черенковское излучение трех вторичных частиц a, b, c в дифракционных взаимодействиях $p + N \rightarrow [a + b + c] + N$, выделяемых системой триггерной логики установки СФИНКС, фокусируется в фокальной плоскости оптической системы детектора в виде трех колец. Радиус каждого кольца определяется скоростью соответствующей частицы, а положение центра кольца — углом вылета частицы. Регистрация колец происходит в фотоматрице из 732 малогабаритных фотомножителей, расположенной в фокальной плоскости сферического зеркала (кружки на кольцах — сработавшие ФЭУ). Символами + обозначены случайные дополнительные срабатывания ФЭУ в фотоматрице; из рисунков видно, что этот случайный фон мал.

Таким образом, установка СФИНКС позволяет получить полную информацию об исследуемых событиях и восстановить их кинематику. В опытах на этой установке было изучено большое число различных реакций. Проиллюстрируем это на примере дифракционного процесса с Σ^0 -гиперонами и K^+ -мезонами в конечном состоянии



для которого были получены наиболее интересные результаты. Здесь и далее $N(A)$ — нуклоны (или ядра, если выделяется когерентный процесс, в данном случае ядра углерода), Σ^0 -гиперон — барион со странностью $S = -1$, распадающийся почти мгновенно (за время порядка 10^{-19} с) на Λ -гиперон и фотон, Λ -гиперон — нейтральный барион со странностью $S = -1$, который благодаря слабым взаимодействиям распадается на протон и π^- -мезон, успевая при этом пролететь расстояние в несколько десятков или даже сотен сантиметров.

Распады $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ регистрируются как "вилки", вершины которых отделены от вершин взаимодействия в мишени. Для выделения реакции (1) сначала отбираются события с Λ -распадами, K^+ -мезонами и одиночными фотонами. Затем анализируется спектр эффективных масс $\Lambda\gamma$ -системы (эффективная масса — это полная энергия системы частиц в ее собственной системе покоя). В спектре масс $M(\Lambda\gamma)$ доминирует узкий пик, обусловленный распадом $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ (рис. 4). Отбирая события из этого пика, мы окончательно выделяем реакцию (1), а для того чтобы исследовать когерентные процессы на ядре углерода, накладываем дополнительное ограничение на поперечную компоненту импульса $[\Sigma^0 K^+]$ -системы: $p_T^2 < 0,1$ (ГэВ/с)².

Поиски новых короткоживущих барионных состояний (резонансов), образующихся в дифракционных процессах, осуществляются при анализе спектров эффективных масс частиц, рождающихся в этих реакциях. Новые резонансные состояния могут проявляться как пики в массовых спектрах.

В частности, в реакции (1) исследовался спектр эффективных масс $[\Sigma^0 K^+]$ -системы. Данные для реакции (1) были получены в двух разных экспозициях: на первоначальном варианте установки и после значительной ее модернизации (с новым γ -спектрометром, новой

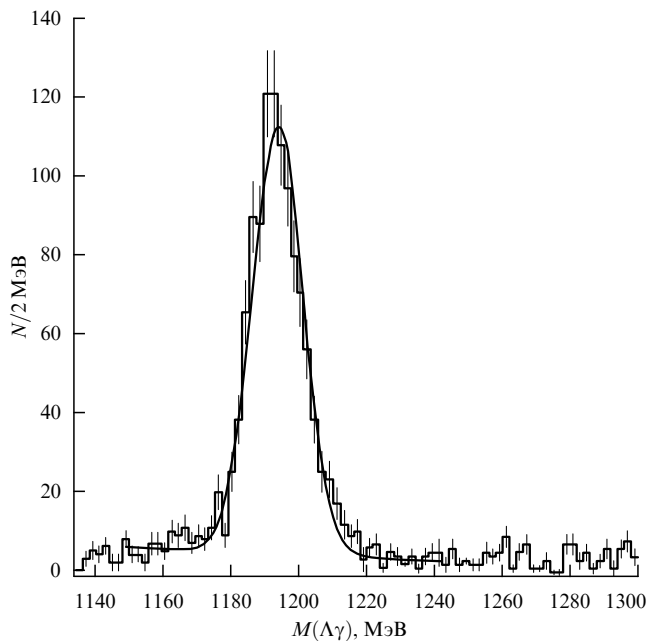


Рис. 4. Выделение реакции $p + N \rightarrow [\Sigma^0 K^+] + N$, $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda\gamma$, при изучении процессов с Λ -гиперонами, K^+ -мезонами и одиночными фотонами. Пик Σ^0 в спектре масс $\Lambda\gamma$ -системы соответствует образованию Σ^0 -гиперона и его последующему распаду $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda\gamma$.

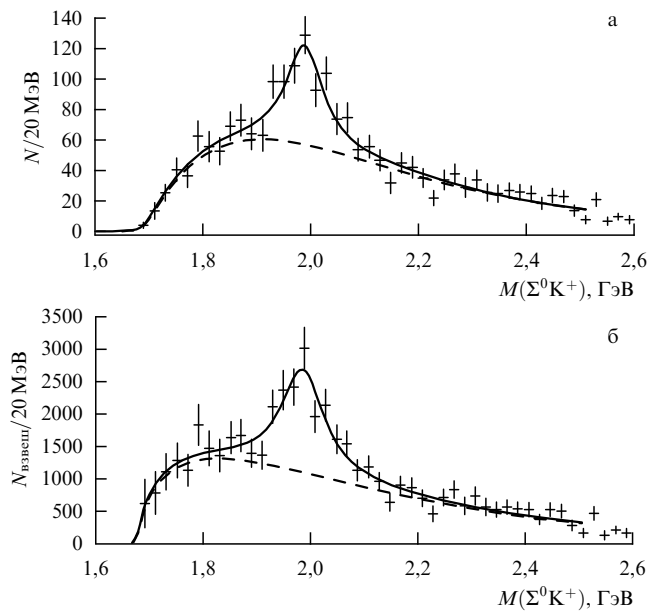


Рис. 5. Спектр эффективных масс $M(\Sigma^0 K^+)$ в дифракционной реакции $p + N \rightarrow [\Sigma^0 K^+] + N$ для всей области поперечных импульсов p_T^2 (экспозиция на модифицированной установке): (а) прямые данные; (б) спектр, взвешенный с эффективностью установки. В спектре наблюдается четкий пик с параметрами $M = 1986 \pm 6$ МэВ, $\Gamma = 98 \pm 21$ МэВ, обусловленный образованием бариона $X(2000)$.

системой выделения Λ -распадов, дополнительными трековыми детекторами), что позволило существенно снизить фон в исследуемых процессах.

Важно подчеркнуть, что, хотя первые и новые измерения проводились в разных экспериментальных условиях, с сильно различающимися вариантами установки, результаты обеих экспозиций находятся в очень хорошем согласии между собой, что вселяет дополнительную уверенность в их надежности.

На рисунке 5 представлен спектр эффективных масс $M(\Sigma K^+)$ в реакции (1) для всей области поперечных импульсов p_T^2 . В спектре наблюдается четкий пик с параметрами

$$M = 1986 \pm 6 \text{ МэВ}, \quad \Gamma = 98 \pm 21 \text{ МэВ}. \quad (2)$$

Обозначим это новое барионное состояние как $X(2000)$. Более детальные исследования показали, что состояние $X(2000)$ наблюдается как в когерентной дифракционной реакции на ядрах углерода, так и в дифракционных протон-нуклонных взаимодействиях.

Для исследования процессов с малыми поперечными импульсами p_T оказалось существенным максимально подавить фоновые процессы и тщательно выделить когерентную реакцию (1) на ядрах углерода. На рисунке 6 приведен суммарный спектр эффективных масс $M(\Sigma^0 K^+)$ в когерентной области ($p_T^2 < 0,1$ (ГэВ/с)²), полученный для двух экспозиций, о которых говорилось выше. Из рисунка 6 видно, что в когерентной реакции (1), помимо доминирующего пика $X(2000)$ -бариона, наблюдается также околопороговая особенность с массой около 1810 МэВ, которую мы обозначим как состояние $X(1810)$. Оказалось, что это узкое состояние образуется только в области очень малых поперечных импульсов (рис. 7): $p_T^2 < 0,01$ (ГэВ/с)².

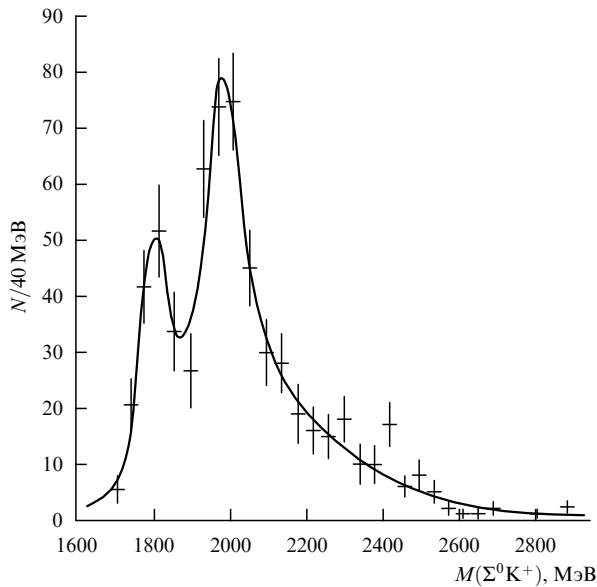


Рис. 6. Спектр эффективных масс $M(\Sigma^0 K^+)$ в когерентной дифракционной реакции $p + C \rightarrow [\Sigma^0 K^+] + C$ для поперечных импульсов $p_T^2 < 0,1$ (ГэВ/с)² (условие когерентности). Помимо околороговой структуры X(1810) с массой $M \simeq 1810$ МэВ, в спектре доминирует четкий пик X(2000)-состояния. Приведен суммарный спектр для всех экспозиций.

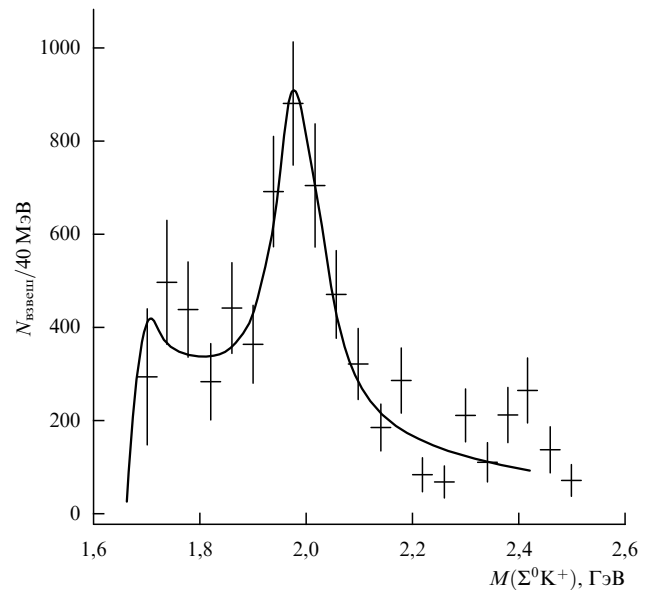


Рис. 8. Спектр эффективных масс $M(\Sigma^0 K^+)$ в реакции (1) в "ограниченной" когерентной области для поперечных импульсов $0,02 < p_T^2 < 0,1$ (ГэВ/с)². В этой области состояние X(2000) проявляется лучше всего, так как влияние состояния X(1810) здесь уже почти не сказывается. Приведен спектр, взвешенный с эффективностью установки; экспозиция на модифицированной установке.

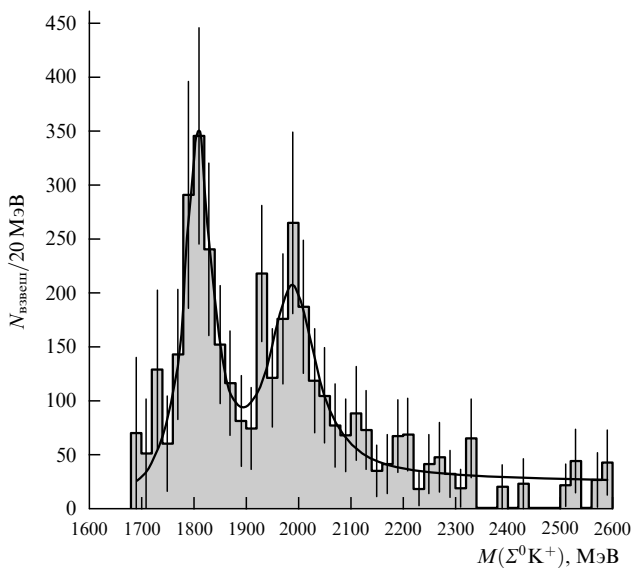


Рис. 7. Спектр эффективных масс $M(\Sigma^0 K^+)$ в когерентной реакции $p + C \rightarrow [\Sigma^0 K^+] + C$ в области малых поперечных импульсов: $p_T^2 < 0,01$ (ГэВ/с)². Состояние X(1810) образуется только в области очень малых p_T^2 , где оно проявляется очень четко и имеет параметры $M = 1807 \pm 7$ МэВ, $\Gamma = 62 \pm 19$ МэВ. Приведен спектр, взвешенный с эффективностью установки; экспозиция на модифицированной установке.

Причина необычного динамического поведения состояния X(1810) пока не совсем ясна и требует дальнейшего изучения. Возможно, образование этого состояния обусловлено взаимодействием налетающего протона с виртуальными фотонами кулоновского поля ядра углерода [26]. Как известно, такие кулоновские процессы образования частиц, впервые рассмотренные

независимо в работах Примакова [27] и Померанчука, Шмушкевича [28], характеризуются очень узким распределением по p_T^2 . Ожидаемое значение сечения кулоновского образования состояния X(1810) на ядре углерода не противоречит экспериментальным данным для X(1810). Для дальнейшего анализа гипотезы кулоновского образования состояния X(1810) существенно провести новые измерения на тяжелых ядрах (сечение процесса кулоновского образования пропорционально Z^2 , где Z — заряд ядра).

Следует отметить, что образование X(2000)-бариона наблюдается особенно четко в "ограниченной" когерентной области $0,02 < p_T^2 < 0,1$ (ГэВ/с)², где влияние состояния X(1810) уже не сказывается (рис. 8).

Дополнительные данные, подтверждающие существование X(2000)-бариона, получены в новых опытах на установке СФИНКС, в которых это состояние наблюдалось при анализе спектра масс $M(\Sigma^+ K^0)$ в реакции $p + C \rightarrow [\Sigma^+ K^0] + C$, т.е. в другом изотопическом канале распада $X(2000) \rightarrow \Sigma^+ K^0$ [29, 30]. Кроме того, состояние X(2000) проявляется, по-видимому, и в совсем другом процессе, и в другом эксперименте. Такие данные были получены при анализе спектра масс $M(\Sigma^- K^+)$ в реакции $\Sigma^- + N \rightarrow [\Sigma^- K^+] K^- + N$ (см. ниже).

Новое барионное состояние X(2000) обладает необычными свойствами, которые невозможно объяснить, если интерпретировать его как обычный барионный резонанс $N^* = (qqq)$, состоящий из трех валентных u - и d -кварков (так называемая изобара). В самом деле, все надежно установленные массивные барионные изобары (с $M \geq 2$ ГэВ) характеризуются большими распадными ширинами: $\Gamma \geq 300$ МэВ. Соответствующие распады происходят в основном по каналам с испусканием нуклонов и пионов: $N^* \rightarrow p\pi$, $N^* \rightarrow \Delta(1232)\pi \rightarrow p\pi$ и т.д. Распады с испусканием странных частиц типа $N^* \rightarrow \Sigma K$ имеют сравнительно

малые вероятности, не превышающие нескольких процентов. Для состояния $X(2000)$, наоборот, экспериментально установлено, что его основные распады происходят с испусканием странных частиц, в то время как распады $X(2000) \rightarrow \rho\pi, \Delta(1232)\pi$ оказываются сильно подавленными (более чем на два порядка величины). Кроме того, массивное состояние $X(2000)$ имеет сравнительно узкую распадную ширину: $\Gamma \leq 100$ МэВ.

Аномальные свойства $X(2000)$ -бариона можно легко объяснить, если предположить, что это состояние является криптоэкзотическим пятикварковым барионом со скрытой странностью ($qqqs\bar{s}$). Как видно из рис. 9, распады с испусканием странных частиц ($qqqs\bar{s} \rightarrow \Sigma K$ оказываются разрешенными правилом отбора по непрерывным кварковым линиям — так называемым правилом OZI (см. ниже), в то время как распады ($qqqs\bar{s} \rightarrow \Delta\pi$ и т.д. правилом OZI сильно подавлены. Это позволяет объяснить, почему для экзотических барионов со скрытой странностью распады по каналам со странными частицами оказываются доминирующими.

Кроме того, для разрешенных распадов ($qqqs\bar{s} \rightarrow \Sigma K$ из-за сравнительно большой массы частиц кинетическая энергия, выделяемая при распаде, оказывается значительно меньше энергии, выделяемой в распадах ($qqqs\bar{s} \rightarrow \Delta\pi$). Этот кинематический фактор, а также более сложное внутреннее строение экзотического бариона могут существенно уменьшить его полную распадную ширину. Таким образом, аномальные свойства состояния $X(2000)$ делают его сильным кандидатом в криптоэкзотические пятикварковые барионы.

Рассмотрим правило отбора по непрерывным кварковым линиям, получившее название "правило OZI" (по имени его авторов — S. Okubo, G. Zweig, G. Iizuka [31–33]) более подробно, вернувшись к рис. 9, иллюстрирующему действие этого правила. Согласно правилу OZI могут происходить процессы, в которых кварковые линии на соответствующих кварковых диаграммах, графически изображающих тот или иной процесс, несут непрерывный характер (рис. 9а). Процессы, в которых

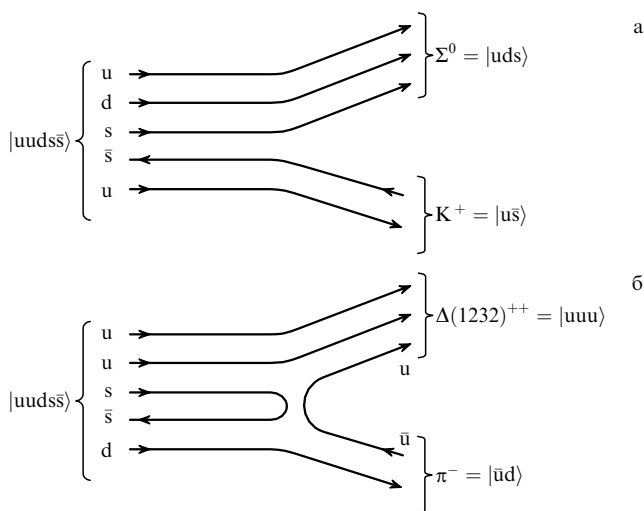


Рис. 9. Диаграммы для распадов экзотических барионов со скрытой странностью, разрешенных (а) и запрещенных (б) правилом отбора по непрерывным кварковым линиям. Сильно подавленными оказываются процессы типа (б), где кварковые линии как бы "разомкнуты" ($s\bar{s}$ -кварки аннигилируют внутри экзотического бариона).

происходит как бы разрыв такой непрерывности (рис. 9б) оказываются сильно подавленными — более чем на два порядка величины по сравнению с разрешенными процессами. Это связано с динамикой подавления аннигиляции (или рождения) кварк-антикварковых пар, входящих в состав одного адрона (на рис. 9б — это аннигиляция $s\bar{s}$ -пары в экзотическом барионе).

Правило OZI очень хорошо выполняется при образовании ϕ - и ω -мезонов в π -мезонных реакциях. Например, в опытах на установке ЛЕПТОН было показано, что в таких реакциях выходы ϕ -мезонов уменьшаются по сравнению с ω -мезонами в 200–500 раз [34]. Это прекрасно согласуется с предсказаниями, полученными на основании правила OZI и известных данных о кварковой структуре ϕ - и ω -мезонов. Волновая функция ϕ -мезонов имеет вид $\simeq s\bar{s}$ с очень малой примесью $u\bar{u}$ - и $d\bar{d}$ -пар. В то же время $s\bar{s}$ -пары отсутствуют в валентном кварковом составе первичного π -мезона. Поэтому реакции образования ϕ -мезонов оказались сильно подавленными правилом непрерывных кварковых линий (рис. 10).

Следует, однако, отметить, что в последние годы обнаружены значительные нарушения правила OZI в реакциях с протонами и антипротонами. Так, в опытах на установке СФИНКС было показано, что в дифракционных протонных реакциях выходы ϕ -мезонов по отношению к ω -мезонам подавлены всего в 20–30 раз, т.е. на порядок слабее, чем в пионных реакциях [35]. Сильные нарушения правила OZI наблюдались и в процессах аннигиляции антипротонов в опытах на антипротонном источнике LEAR в ЦЕРНЕ [36–38].

Возможно, увеличение выходов ϕ -мезонов в протонных взаимодействиях свидетельствует о существовании усиленной $s\bar{s}$ -компоненты в кварковом "море" нуклонов или даже небольшой прямой $s\bar{s}$ -компоненты в их валентном составе (т.е. в нуклоне имеется небольшая экзотиче-

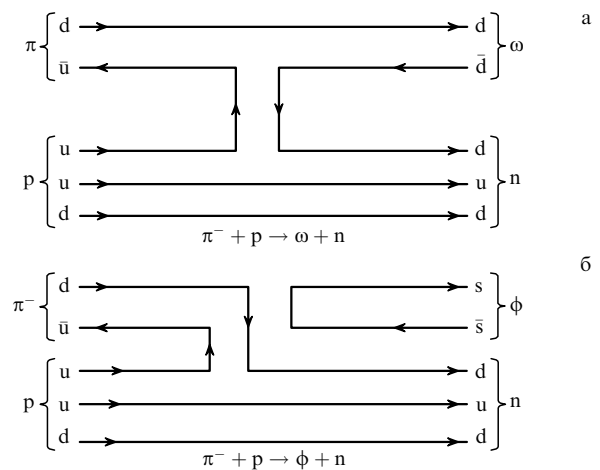


Рис. 10. Правило непрерывных кварковых линий (правило OZI) в реакциях перезарядки: (а) $\pi^- + p \rightarrow \omega + n$ (процесс разрешен правилом OZI); (б) $\pi^- + p \rightarrow \phi + n$ (процесс подавлен правилом OZI, так как кварковые линии разомкнуты). Отношение сечений этих реакций при больших энергиях составляет около 4×10^{-3} и находится в хорошем согласии с предсказаниями по правилу OZI (оно определяется небольшой примесью $u\bar{u}$ - и $d\bar{d}$ -кварков в волновой функции ϕ -мезона, который в основном представляет собой $s\bar{s}$ -состояние). Следует иметь в виду, что в процесс образования ω -мезонов (или ρ -мезонов в реакции $\pi^- + p \rightarrow \rho^0 + n$) могут вносить вклад и другие диаграммы с непрерывными кварковыми линиями, разрешенные правилом OZI.

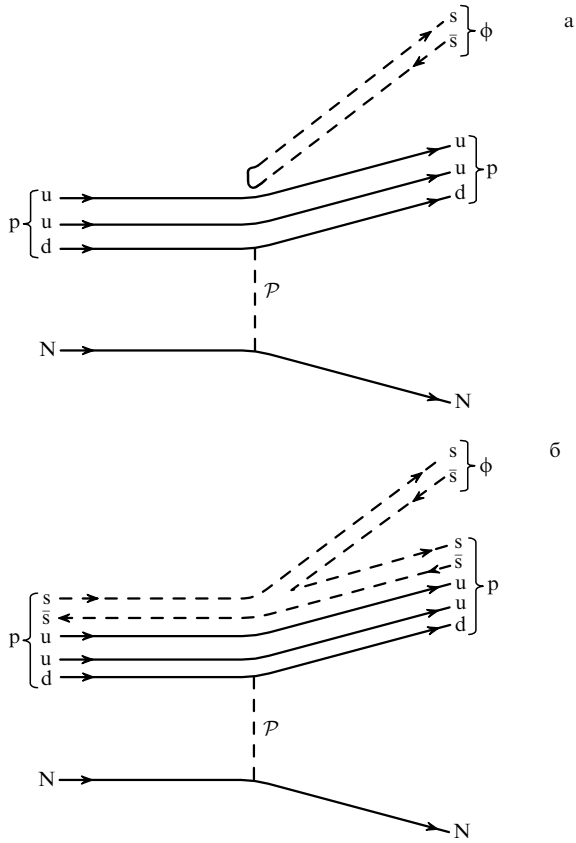


Рис. 11. Образование ф-мезона в протон-нуклонной или протон-ядерной дифракционных реакциях, обусловленных поперечным обменом: (а) разомкнутая кварковая диаграмма (запрещенная правилом OZI); (б) диаграмма для образования ф-мезонов в модели с небольшой экзотической $s\bar{s}$ -компонентой в волновой функции нуклона (разрешенная правилом OZI). В модели (б) с так называемой прямой странностью в нуклонах кажущееся нарушение правила OZI в протонных реакциях (см. текст) объясняется наличием этой небольшой экзотической примеси в нуклонах.

ская пятикварковая компонента — так называемая прямая странность). Действие правила OZI в протонных реакциях и возможное существование прямой странности в нуклоне иллюстрируются диаграммами, показанными на рис. 11.

Хотя дифракционные когерентные реакции представляются весьма перспективными для поисков некоторых типов экзотических адронов, могут существовать и другие экзотические частицы, которые характеризуются малыми размерами, образуются в нуклон-нуклонных взаимодействиях на малых расстояниях и проявляются более четко при довольно больших поперечных импульсах, где фон от периферических процессов очень мал. Это есть следствие принципа неопределенности: область малых пространственных расстояний соответствует большим поперечным импульсам. Так, в опытах на установке ГАМС в ИФВЭ при изучении периферических процессов в π^- -мезонных пучках были обнаружены массивные мезонные состояния X(1740) и X(1910) с малыми ширинами и необычными каналами распада — возможные кандидаты в экзотические мезоны [39–40].

В качестве примера рассмотрим свойства состояния X(1910) с массой $M = 1911 \pm 10$ МэВ и шириной $\Gamma = 90 \pm 35$ МэВ, которое было обнаружено при исследовании

реакции перезарядки

$$\pi^- + p \rightarrow X(1910) + n \quad (3)$$

$$\hookrightarrow \eta\eta'$$

в области сравнительно больших поперечных импульсов: $p_T^2 > 0,2-0,3$ (ГэВ/с)² [40]. В этих опытах было также показано, что распады $X(1910) \rightarrow \eta\eta'$ оказываются по крайней мере в 15–20 раз более вероятными, чем распады по каналам $X(1910) \rightarrow \pi^0\pi^0, \eta\eta, K_S^0 K_S^0$. Такое преобладание распадов по каналу $\eta\eta'$ трудно объяснить в модели, в которой X(1910) является обычным $q\bar{q}$ -мезоном. В то же время сильная связь η' -мезона с глюонными полями могла бы объяснить преобладание канала распада $\eta\eta'$, если X(1910) является гибридным мезоном.

Таким образом, исследования в области больших поперечных импульсов p_T позволили обнаружить новые мезонные состояния, которые, возможно, являются кандидатами в экзотические адроны. Весьма важными представляются поэтому поиски новых барионов в дифракционно-подобных процессах с большими поперечными импульсами p_T . Действительно, первые данные для протонных периферических реакций образования $\Sigma^0 K^+, p\eta-, p\eta'$ -состояний оказались достаточно интересными. В частности, в спектрах эффективных масс $M(\Sigma^0 K^+)$ и $M(p\eta)$ для $p_T^2 > 0,3$ (ГэВ/с)², возможно, проявляется новое узкое массивное барионное состояние с параметрами $M \simeq 2350$ МэВ, $\Gamma \leq 60$ МэВ [22–24].

Наряду с вышеприведенными данными в опытах на установке СФИНКС получено много других научных результатов. Так, проведены поиски новых барионных состояний в процессах образования ряда барионных систем, где тоже имеются данные о возможном существовании новых адронов с необычными свойствами [19, 20, 24]. Исследованы протон-нуклонные реакции с глубокой фрагментацией, при которых практически вся первичная энергия протона переходит к вторичному мезону [41, 42]. Механизм глубокой фрагментации, обусловленный обменом виртуальными барионами, может оказаться очень существенным для поисков новых мезонных резонансов.

4. О дальнейших исследованиях барионных состояний

В настоящее время установка СФИНКС значительно модифицирована: повышена ее чувствительность и скорость регистрации данных. Это позволит в ближайшие годы существенно увеличить статистику регистрируемых событий, провести тщательный анализ образующихся барионных систем, определить квантовые числа наблюдаемых новых состояний, изучить механизмы их образования.

Подобные исследования ведутся также в опытах на других пучках и при более высоких энергиях, например в экспериментах на установке SELEX на гиперонных и протонных пучках ускорителя Теватрон в Национальной лаборатории им. Э. Ферми (Фермилаб, США) с энергией в несколько сот гигаэлектронвольт [43, 44]. В этих опытах могут быть получены данные о странных и странно-очарованных экзотических барионах.

Эксперимент SELEX проводится большим международным сотрудничеством со значительным участием

российских ученых. Одна из особенностей этого эксперимента заключается в том, что основные измерения выполняются на так называемом гиперонном пучке с импульсом 600 ГэВ/с, обогащенном Σ^- -гиперонами. Такой пучок обладает уникальными характеристиками: более 50% частиц в пучке составляют Σ^- -гипероны, остальные частицы в пучке — это в основном π^- -мезоны.

Создание гиперонного пучка стало возможным благодаря релятивистскому увеличению времени жизни гиперонов при высоких энергиях. В самом деле, время жизни Σ^- -гиперонов в их системе покоя $\tau_0(\Sigma^-) = 1,5 \times 10^{-10}$ с, поэтому при небольших энергиях (порядка 1 ГэВ) они могут пролетать до своего распада расстояние в несколько сантиметров. Однако при высоких энергиях в полной мере проявляется эффект релятивистского изменения времени жизни.

Для частиц с релятивистским фактором $\gamma = E/m$ (E — энергия частицы, m — ее масса) время жизни составляет $\tau = \tau_0\gamma$. В пучке с энергией $E = 600$ ГэВ релятивистский фактор для Σ^- -гиперонов $\gamma = E/m = 600 \text{ ГэВ}/1,2 \text{ ГэВ} = 5 \times 10^2$. Такие гипероны, двигаясь со скоростью света, могут пролетать расстояние в несколько десятков метров. Поэтому становится возможным сформировать настоящие пучки гиперонов, такие как гиперонный пучок Теватрона Фермилаб.

Для идентификации первичных частиц в пучке и разделения процессов, вызываемых Σ^- -гиперонами и π^- -мезонами, в установке SELEX применяется детектор переходного излучения, в котором для идентификации частиц используются свойства электромагнитного излучения, возникающего при переходе релятивистских частиц через границу двух диэлектрических сред.

В состав детектора входит система из 200 полипропиленовых фольг. На границе фольга–воздух происходит переходное излучение, интенсивность которого определяется релятивистским фактором частиц. Интенсивность переходного излучения для π^- -мезонов (у которых γ -фактор в 8,5 раз больше, чем у Σ^- -гиперонов) существенно выше, чем для Σ^- -гиперонов. Поэтому с помощью детектора переходного излучения в пучке можно надежно разделять Σ^- -гипероны и π^- -мезоны.

В состав установки SELEX входит система из трех магнитных спектрометров с пропорциональными и дрейфовыми камерами, три γ -спектрометра с детекторами из свинцового стекла, черенковский RICH-спектрометр и детектор переходного излучения для идентификации вторичных частиц. Общие принципы работы детекторов были рассмотрены в разделе 3.

Следует отметить, что черенковский RICH-детектор установки СФИНКС являлся прототипом нового уникального RICH-детектора для установки SELEX и сыграл важную роль в создании такого прибора с очень высоким разрешением по скорости частиц. Регистрация колец черенковского излучения в этом детекторе осуществлялась в фотоматрице из 3000 малогабаритных ФЭУ [43].

В установке SELEX используется также многоканальный вершинный детектор с полупроводниковыми микростриповыми элементами, который регистрирует треки заряженных частиц подобно тому, как это делают газовые трековые детекторы (пропорциональные и дрейфовые камеры), но с существенно лучшим разрешением, достигающим нескольких микрометров и почти на два порядка превышающим разрешение газовых

детекторов. Этот детектор позволяет проводить очень точные пространственные измерения, играющие важную роль при регистрации распадов очарованных частиц, пролетающих только несколько миллиметров до своего распада.

Научная программа работ на установке SELEX является весьма широкой и многообразной. Сюда входят исследования процессов образования и распада очарованных частиц, их спектроскопия, изучение электромагнитных свойств гиперонов и мезонов, реакций образования частиц в кулоновском поле ядер, поиски экзотических адронов в дифракционных и электромагнитных процессах. Во время измерений было зарегистрировано более 10^9 событий, которые сейчас интенсивно обрабатываются.

Один из первых результатов исследований на установке SELEX был получен при анализе дифракционной реакции $\Sigma^- + N(A) \rightarrow [\Sigma^- K^+] K^- + N(A)$ [29]. Проводилось сравнительное изучение спектров эффективных масс $M(\Sigma^- K^+)$ и $M(\Sigma^- K^-)$ в реакции, причем данные по $M(\Sigma^- K^-)$ использовались для оценки нерезонансного фона. Было установлено, что эти спектры очень близки между собой во всей области значений масс, за исключением узкой области вблизи $M \approx 2$ ГэВ.

Более тщательный анализ показал, что в $\Sigma^- K^+$ -системе проявляется четкий пик с параметрами $M = 1962 \pm 12$ МэВ, $\Gamma = 96 \pm 32$ МэВ (рис. 12), очень близкими к параметрам (2) для $X(2000)$ -бариона, обнаруженного ранее в опытах на установке СФИНКС и являющегося, как это обсуждалось выше, серьезным кандидатом в экзотический пятикварковый барион. Независимое подтверждение существования барионного состояния $X(2000)$ в другом процессе и в совершенно другом эксперименте представляется очень важным.

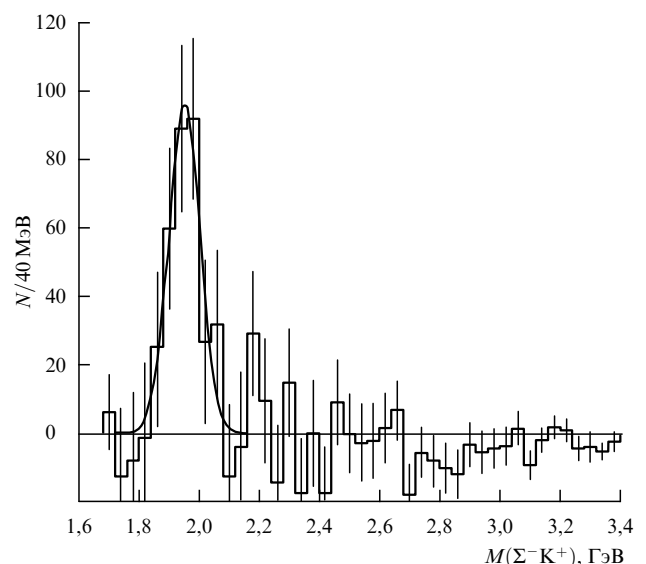


Рис. 12. Спектр масс $\Sigma^- K^+$ -системы в реакции $\Sigma^- + N \rightarrow [\Sigma^- K^+] K^- + N$ в опытах на установке SELEX. Приводится разность массовых спектров $\Sigma^- K^+$ и $\Sigma^- K^-$ (последний используется для описания нерезонансного фона). В разностном спектре хорошо выделяется пик с параметрами $M = 1962 \pm 12$ МэВ, $\Gamma = 96 \pm 32$ МэВ, очень близкими к параметрам барионного состояния $X(2000)$, наблюдавшегося ранее в опытах на установке СФИНКС.

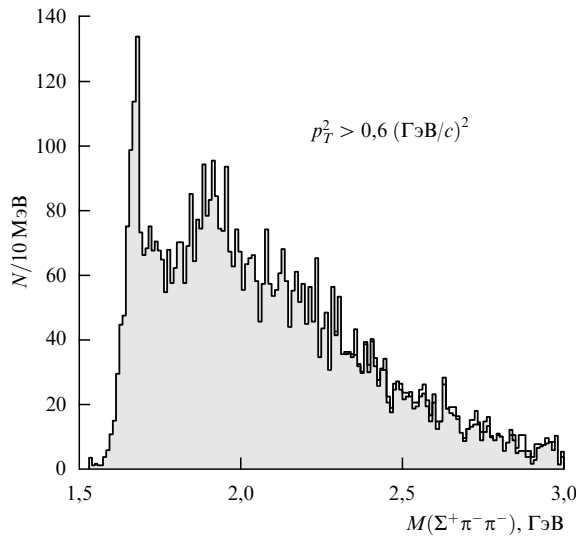
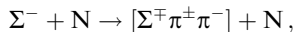


Рис. 13. Исследование реакции $\Sigma^- + N \rightarrow [\Sigma^+\pi^-\pi^-] + N$ в опытах на установке SELEX. В спектре эффективных масс $M(\Sigma^+\pi^-\pi^-)$ в области больших поперечных импульсов ($p_T^2 > 0,6$ (ГэВ/с)²) наблюдается узкий пик с параметрами $M = 1666 \pm 13$ МэВ, $\Gamma = 29 \pm 3$ МэВ, обусловленный возбужденным гипероном.

Интересные результаты были получены также при изучении дифракционных реакций



где в области больших поперечных импульсов ($p_T^2 > 0,3$ (ГэВ/с)² и даже $p_T^2 > 0,6$ (ГэВ/с)²) проявляется четкий узкий пик с массой $M = 1666 \pm 13$ МэВ и шириной $\Gamma = 29 \pm 3$ МэВ, являющийся возбужденным гиперонным состоянием (рис. 13) [29]. Его свойства в настоящее время изучаются.

5. Некоторые новые результаты в мезонной спектроскопии

Исследованием мезонных состояний в последние годы занимаются практически все крупнейшие мировые научные центры, работающие в области физики высоких энергий. Особенно значительные результаты были получены в экспериментах, проведенных в ИФВЭ, в ЦЕРНе, в Брукхэвенской национальной лаборатории и в Национальной лаборатории им. Э. Ферми (США). Было найдено несколько очень серьезных кандидатов в экзотические мезонные состояния разного типа — многокварковые мезоны, гибриды, глоболы.

Исследования велись в следующих основных направлениях:

1) детальное изучение образования мезонных состояний в эксклюзивных реакциях типа перезарядки или в дифракционных процессах, вызываемых первичными мезонами при промежуточных энергиях, в диапазоне 15–40 ГэВ/с;

2) исследование процессов образования мезонов в глюонно-обогащенных реакциях антипротонной аннигиляции, которые проводятся на специальных антипротонных источниках в ЦЕРНе (LEAR) и Фермилаб;

3) образование новых мезонных состояний в центральных взаимодействиях при высоких энергиях, при

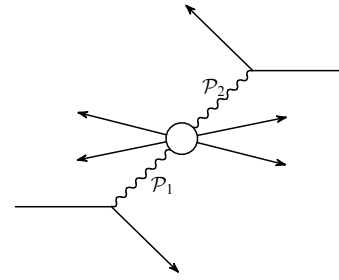


Рис. 14. Образование глоболов в реакциях центрального рождения (глюонно-обогащенные реакции с двойным поперечным обменом).

которых имеет место рождение мезонов в померон-померонных соударениях (рис. 14), т.е. в глюонных процессах;

4) рождение новых мезонов в e^+e^- -реакциях, в том числе в радиационных распадах J/ψ -частиц, где имеет место сильная связь с глюонными системами:



↳ мезоны

При обработке экспериментальных данных осуществлялся детальный анализ угловых распределений частиц, образующихся в исследуемых реакциях. Это позволило выделить процессы с образованием мезонных систем, находящихся в состояниях с определенными квантовыми числами: с полным угловым моментом J , пространственной четностью P , зарядовой четностью C .

Разложение зарегистрированных событий по вкладам состояний с фиксированными квантовыми числами получило название парциально-волнового анализа. При таком анализе в волновой функции, описывающей конечное состояние, выделяется вклад одной из волн с определенными квантовыми числами и ведутся поиски резонансных состояний в этой волне.

Анализ многочисленных результатов, полученных в области мезонной спектроскопии, выходит за рамки настоящей статьи. Обсуждение этих данных можно найти, например, в обзорах [9–14]. Мы остановимся только на одном результате, полученном на установке ВЕС в ИФВЭ и связанном с исследованием мезонного состояния $\pi(1800)$. Этот мезон характеризуется аномальными динамическими свойствами, которые позволяют интерпретировать его как возможного кандидата в гибридные состояния.

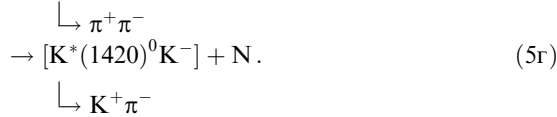
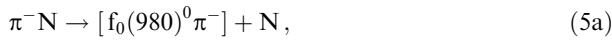
В экспериментах на установке ВЕС (вершинный спектрометр), работающей на пучке отрицательных частиц, в основном π^- -мезонов, с импульсом $p_{\pi^-} = 37$ ГэВ/с, проводится обширная программа исследований по спектроскопии мезонных состояний, образующихся главным образом в реакциях дифракционной диссоциации первичных π -мезонов на нуклонах или на ядрах бериллия [46–49].

Установка ВЕС включает в себя широкоапертурный магнитный спектрометр с пропорциональными камерами, γ -спектрометр с черенковскими счетчиками из свинцового стекла, пороговый газовый черенковский счетчик для идентификации вторичных заряженных частиц. Общие принципы работы такого комбинированного спектрометра для заряженных частиц и фотонов были рассмотрены в разделе 3. В измерениях на уста-

новке ВЕС также проводилась полная кинематическая реконструкция исследованных событий. Установка ВЕС отличалась большим акцептансом и светосилой, что дало возможность зарегистрировать в процессе измерений свыше 10^9 пионных взаимодействий.

В опытах на установке ВЕС получены данные для ряда эксклюзивных процессов дифракционного типа, вызываемых первичными π^- -мезонами. Преимущества, связанные с использованием дифракционных когерентных реакций для поисков новых резонансных состояний, уже обсуждались раньше.

Важный результат был получен при изучении нескольких реакций с образованием и каскадными распадами ряда мезонных резонансов, например:



Здесь $N(A)$, как и раньше, обозначает нуклон или ядро (если выделяется когерентный процесс), а $f_0(980)$, $a_0(980)$, $\epsilon(1300)$, $K^*(1420)$ — известные мезоны, характеризующиеся определенными значениями масс, распадных ширин и других квантовых чисел. Заметим, что все эти мезоны соответствуют орбитально-возбужденным $q\bar{q}$ -состояниям с орбитальным угловым моментом $L = 1$ (их называют P-волновыми мезонами или P-мезонами).

Парциально-волновой анализ реакций (5) показал, что в этих реакциях происходит образование мезонного состояния $\pi(1800)$ (рис. 15), характеризующегося массой $M \simeq 1800$ МэВ, распадной шириной $\Gamma \simeq 200$ МэВ и квантовыми числами псевдоскаляра $J^{PC} = 0^{-+}$ (такими же, как у π -мезона). Это состояние могло бы быть вторым радиальным возбуждением π -мезона. Его первое радиальное возбуждение $\pi(1300)$ было обнаружено в 1981–1982 гг. в нескольких опытах, один из которых был выполнен совместной группой Дубна (ОИЯИ) – Милан – Болонья на ускорителе ИФВЭ [50]. Отметим, что первое указание на возможное существование $\pi(1800)$ -мезона также было получено в этой работе. Другое возможное объяснение "лишнего" мезонного состояния, не укладывающегося в систематику обычных $q\bar{q}$ -мезонных нонетов, связано с его интерпретацией как экзотического мезона — гибрида $q\bar{q}g$.

Для выяснения природы $\pi(1800)$ -мезона необходимо было исследовать различные распаднe каналы для этого состояния. Если бы $\pi(1800)$ -мезон был радиальным возбуждением пиона, то можно было бы ожидать, что одним из наиболее интенсивных его распаднe каналов был бы распад $\pi(1800)^- \rightarrow \rho(770)^0 \pi^-$, а среди его K-мезонных распадов доминировал бы канал $\pi(1800)^- \rightarrow K^*(890)^0 K^-$. Здесь $\rho(770)$ и $K^*(890)$ — хорошо известные мезоны, представляющие собой $q\bar{q}$ -состояния с орбитальным моментом $L = 0$ (т.е. S-волновые мезоны или S-мезоны). Эти мезоны в свою очередь распадаются по каналам $\rho(770)^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ и

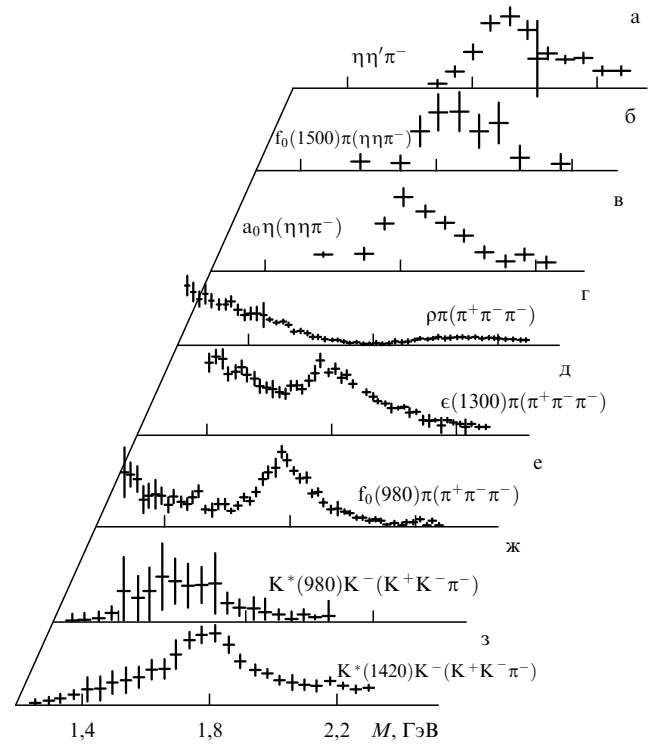


Рис. 15. Зависимости интенсивности состояния с квантовыми числами $J^{PC} = 0^{-+}$ от массы системы для разных каналов реакций (5) в опытах на установке ВЕС. Из рисунка видно, что состояние $\pi(1800)$ хорошо проявляется в распадах по каналам $f_0(1500)\pi$ (б), $\epsilon(1300)\pi$ (д), $f_0(980)\pi$ (е), $K^*(1420)K^-$ (з). Возможно, распад $\pi(1800)$ наблюдается также в каналах $\eta\eta'\pi$ (а), $a_0(980)\eta$ (в). Состояние $\pi(1800)$ не проявляется в распаднe каналах $\rho\pi$ (г), $K^*(980)K^-$ (ж).

$K^*(890)^0 \rightarrow K^+ \pi^-$, так что каскадные процессы распада $\pi(1800)$ с участием этих резонансов могли бы наблюдаться. Однако в экспериментах на установке ВЕС они не были обнаружены (см. рис. 15). π -мезон — это тоже S-волновой $q\bar{q}$ -мезон с $L = 0$.

Таким образом, из экспериментальных данных, полученных на установке ВЕС, следует, что $\pi(1800)$ -мезон обладает очень необычными распаднe свойствами. Он распадается в основном по каналам типа $\pi(1800) \rightarrow$ P-мезон [$f_0(980)$, $a_0(980)$, $\epsilon(1300)$, $K^*(1420)$] + S-мезон [π] и не распадается по каналам $\pi(1800) \rightarrow$ S-мезон [$\rho(770)$, $K^*(890)$] + S-мезон [π], причем вероятности последних распадов подавлены по сравнению с теоретическими ожиданиями для обычных $q\bar{q}$ -мезонов по крайней мере в несколько раз.

Кроме того, распады по каналам со странными частицами в конечном состоянии также оказываются аномально-большими (сравнимыми с вероятностями распадов без странных частиц). Распадная ширина для $\pi(1800)$ -мезона $\Gamma \approx 200$ МэВ представляется слишком узкой для $q\bar{q}$ -мезона с такой большой массой. Для сравнения можно привести распадную ширину для значительно более легкого $q\bar{q}$ -мезона $\pi(1300)$ с такими же квантовыми числами: она лежит где-то в пределах от 200 до 600 МэВ. Таким образом, распаднe свойства $\pi(1800)$ -мезона, по-видимому, не согласуются с его интерпретацией как радиального возбуждения $q\bar{q}$ -мезона.

Вместе с тем все эти свойства хорошо согласуются с предсказаниями для гибридных мезонов, полученных в модели "цветных трубок" [51, 52]. Согласно этой модели для обычных $q\bar{q}$ -мезонов глюонные поля, обуславливающие связь между кварками, представляют собой как бы "цветную трубку", соединяющую между собой кварки и антикварки и не проявляющуюся в свойствах этих мезонов. В то же время в этой модели предсказывается существование мезонов, образующихся при возбуждении "цветной трубки". Это и есть гибридные мезоны с валентной структурой $q\bar{q}g$.

Преобладающая роль распадов $(q\bar{q}g) \rightarrow P\text{-мезон} + S\text{-мезон}$ является характерным предсказанием модели "цветных трубок", хорошо согласующимся со свойствами $\pi(1800)$ -мезона. Увеличение относительной вероятности распадов со странными частицами и сравнительная малость полной распадной ширины этого состояния также находятся в качественном согласии с его интерпретацией как гибрида.

И наконец, имеет место еще одно обстоятельство: получены указания на возможное существование распада $\pi(1800)^- \rightarrow \pi^- + f_0(\simeq 1500)^0 \rightarrow \pi^- + (\eta\eta)$. Скалярный мезон $f_0(\simeq 1500)$ с квантовыми числами $J^{PC} = 0^{++}$ наблюдался ранее в опытах Сотрудничества ГАМС (как в реакциях π -мезонной перезарядки, так и, что особенно важно, в глюонно-обогащенных процессах центральных соударений; см., например, [14]), а также в опытах на антипротонном источнике LEAR в реакциях $\bar{p}p$ -аннигиляции [7, 13]. Он рассматривается как серьезный кандидат в глобол (экзотический мезон, являющийся связанным состоянием из глюонов). Распады гибридных мезонов с испусканием глоболов также являются их характерным свойством (рис. 16).

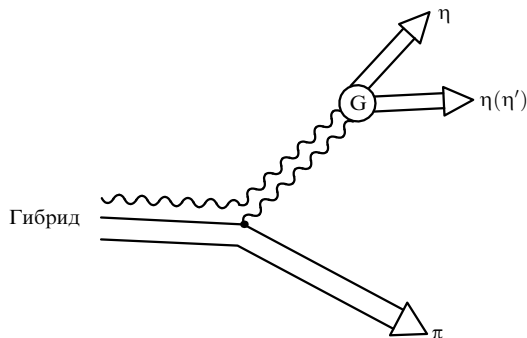


Рис. 16. Диаграмма для распада гибридного мезона с образованием глобола: $(q\bar{q}g)^+ \rightarrow (gg) + \pi^+$, $(gg) \rightarrow \eta'\eta, \eta\eta$.

Таким образом, в опытах на установке ВЕС надежно установлено существование мезона $\pi(1800)$ с квантовыми числами псевдоскаляра $J^{PC} = 0^{-+}$. Показано, что ряд распадных характеристик $\pi(1800)$ -мезона делают его довольно вероятным кандидатом в экзотическое состояние гибридного типа. Правда, подобная интерпретация основана на модельных соображениях и не является бесспорной и окончательной. Здесь нужны еще дальнейшие экспериментальные и теоретические исследования.

Среди прочих результатов, полученных на установке ВЕС, следует отметить поиски мезонных состояний, имеющих экзотический набор квантовых чисел $J^{PC} = 1^{-+}$. Такими характеристиками просто не могут

обладать обычные $q\bar{q}$ -мезоны (для последних возможны наборы квантовых чисел $J^{PC} = 1^{++}, 1^{--}, 1^{+-}$).

Состояния с $J^{PC} = 1^{-+}$ были выделены в результате парциально-волнового анализа ряда реакций, среди которых особый интерес представляет процесс

$$\pi^- + N(A) \rightarrow [\eta'\pi^-] + N(A), \quad (6)$$

поскольку система $[\eta'\pi^-]$ может быть сильно связана с гибридными мезонами и в ней реализуются особенно благоприятные условия для соответствующих поисков. Однако полученные данные сейчас не позволяют сделать выводы об обнаружении гибридных мезонов в исследованных реакциях, так как в них не наблюдаются достаточно четкие резонансные пики.

В то же время близкие данные, полученные в эксперименте E852 в Брукхейвенской национальной лаборатории (США), интерпретируются их авторами как проявление очень широких резонансов с квантовыми числами $J^{PC} = 1^{-+}$ [53]. Таким образом, вопрос о возможном наблюдении мезонов с экзотическими квантовыми числами $J^{PC} = 1^{-+}$ является пока открытым и требует дальнейшего изучения.

В опытах на установке ВЕС исследовался также ряд других адронных состояний и были получены данные о редких адронных и электромагнитных распадах некоторых мезонов. Обработка очень большой статистики, накопленной на этой установке, еще далеко не закончена, и здесь можно ожидать еще много новых результатов.

6. Поиски экзотических адронов с тяжелыми кварками

До сих пор мы говорили в основном об исследованиях по спектроскопии адронов, в состав которых входят только "легкие" u -, d -, s -кварки. Так как кварки не существуют в свободном состоянии, их массы носят несколько условный характер. Для u - и d -кварков они оцениваются как 350 МэВ, для s -кварков — как 500 МэВ (речь идет о так называемых конститuentных массах, играющих определяющую роль в кварковых нерелятивистских моделях адронов). В этом разделе мы рассмотрим некоторые вопросы, связанные с физикой адронов, в состав которых входят и "тяжелые кварки" — очарованные c -кварки с массой 1,4 ГэВ или прелестные b -кварки с массой около 4,7 ГэВ.

Исследования адронных состояний с тяжелыми кварками находятся еще на сравнительно раннем этапе своего развития, а поиски экзотических адронов с тяжелыми кварками пребывают еще в самой начальной стадии. Рассмотрим только один аспект этой проблемы, связанный с возможностью существования квазистабильных экзотических адронов с тяжелыми кварками, которые могут распадаться только благодаря слабым взаимодействиям. Они характеризуются "обычными" временами жизни для очарованных или прелестных частиц (порядка 10^{-13} с), обусловленными слабыми распадами c - или b -кварков. Такие частицы могут пролетать расстояния порядка нескольких миллиметров, и их распады могут быть зарегистрированы в прецизионных вершинных детекторах.

Новые свойства адронов, в состав которых входят кварки с четырьмя различными ароматами (например,

c, s, u, d), вытекают из общего принципа "максимальной ароматной антисимметрии", сформулированного Липкиным [54]. Согласно этому принципу (или, скорее, гипотезе) при прочих равных условиях наиболее сильно связанными оказываются кварковые системы, характеризующиеся максимальной возможной антисимметрией кварковых ароматов (как для кварков, так и для антикварков).

Например, система $u\bar{u}d\bar{s}$, в которой нет одинаковых кварков, будет более связанной, чем $u\bar{u}d\bar{s}$, и т.д. Это означает также, что для шестикварковых конфигураций из легких кварков наиболее связанной является система $H = (udsuds)$, для которой не более двух кварков находятся в состояниях с одинаковыми ароматами.

Рассмотрим в качестве примера четырехкварковые мезоны $qq\bar{q}\bar{q}$. Если в их состав входят только u, d, s -кварки, то для наиболее связанных систем одна кварк-антикварковая пара (например, $u\bar{u}$ для системы $u\bar{u}d\bar{s}$, рассмотренной выше) будет характеризоваться противоположными значениями одного и того же аромата, т.е. соответствовать нулевому суммарному значению аромата. Тогда квантовые числа адронов определяются оставшейся $q\bar{q}$ -парой (в нашем случае $d\bar{s}$), т.е. этот экзотический адрон имеет такие же квантовые числа, как и у обычных $q\bar{q}$ -мезонов (т.е. он является криптоэкзотическим).

Итак, из ароматной антисимметрии следует, что наиболее легкие и сильно связанные (узкие) $qq\bar{q}\bar{q}$ -адроны из u, d, s -кварков являются криптоэкзотическими. Слабосвязанные системы с явной экзотикой (типа $u\bar{u}d\bar{s}$) могут иметь очень большие распадные ширины и оказываются тогда практически ненаблюдаемыми.

Если в состав $qq\bar{q}\bar{q}$ -мезонов входят кварки с четырьмя различными ароматами, то ситуация меняется. Теперь уже принцип ароматной антисимметрии позволяет среди самых легких очарованных мезонов этого типа иметь состояния с явно экзотическими значениями квантовых чисел, например мезоны $\tilde{F}_s = [cs\bar{u}\bar{d}]$ с "неправильным" сочетанием чарма и странности. Свойства таких мезонов обсуждаются в [54–56].

Возможно также существование пятикварковых явно экзотических барионов ("пентабарионов") типа $P^0 = (c\bar{s}uud)$ или аналогичных антипрелестных барионов [57, 58]. В [54–58] приводятся аргументы в пользу квазистабильного характера \tilde{F}_s, P^0 . Это обусловлено свойствами взаимодействия между кварками, описываемого в квантовой хромодинамике. Благодаря этому взаимодействию многокварковые системы, в состав которых входят тяжелые c - или b -кварки, могут оказаться настолько сильно связанными, что не смогут распадаться из-за сильных взаимодействий.

Рассмотрим два примера экзотических квазистабильных адронов с тяжелыми кварками.

1. Четырехкварковый мезон $\tilde{F}_s = [cs(\bar{u}\bar{d})_{I=0}]$, обладающий положительным чармом $C = 1$, отрицательной странностью $S = -1$ и нулевым изоспином $I = 0$, — экзотическая система, так как "обычный" странно-очарованный D_s -мезон с кварковым составом $[c\bar{s}]$ имеет квантовые числа $C = 1, S = 1, I = 0$. Электрический заряд мезона связан с проекцией его изоспина I_3 , странностью S и чармом C соотношением $Q = I_3 + (C + S)/2$. Поэтому у \tilde{F}_s -мезона $Q = 0$, а у D_s -мезона $Q = +1$. Это, конечно, следует и из кваркового состава \tilde{F}_s . Если масса \tilde{F}_s -мезона достаточно велика:

$M(\tilde{F}_s) > M(D) + M(K) = 2363$ МэВ, то имеет место сильный распад $\tilde{F}_s \rightarrow D^+ + K^-$.

Однако, как показано в [54], возможно, что $M(\tilde{F}_s) < M(D) + M(K) = 2363$ МэВ. В этом случае сильный распад \tilde{F}_s будет запрещен и \tilde{F}_s -мезон будет квазистабильным: тогда он мог бы распадаться только за счет слабых взаимодействий, из-за которых тяжелый очарованный кварк c может перейти в более легкие кварки ($c \rightarrow suu$). Один из наиболее характерных слабых распадов такого квазистабильного \tilde{F}_s -мезона должен иметь вид $\tilde{F}_s \rightarrow K^- K^- \pi^+ \pi^+$ и мог бы быть сравнительно легко идентифицирован.

2. Пентакварковые странно-антиочарованные барионы $P^0 = [csuud]$ или $P^- = [c\bar{s}udd]$ [57] характеризуются экзотическими сочетаниями квантовых чисел $C = -1, S = -1, I = 1/2$. Обычные странно-очарованные барионы $\Xi_c^+ = [csu]$ и $\Xi_c^0 = [csd]$ имеют квантовые числа $C = 1, S = -1, I = 1/2$. Если $M(P) > M(D_s) + M(P) = 2907$ МэВ, то пентакварковые барионы будут распадаться благодаря сильным взаимодействиям по каналу $P^0 \rightarrow p + \bar{D}_s^-$. Однако, как показано в [57, 58], с большим основанием можно ожидать, что $M(P) < M(P) + M(D_s) = 2907$ МэВ. Тогда пентабарионы будут квазистабильными и их распады будут обусловлены слабыми взаимодействиями. Некоторые характерные слабые распады пентабарионов должны иметь вид $P^0 \rightarrow pK^- K^+ \pi^-, r\phi\pi^-, pK^+ K^-$.

Следует иметь в виду, что используемые в этом разделе обозначения для тяжелых странно-очарованных экзотических адронов были введены в [54, 57] и отражают кварковую структуру этих частиц (\tilde{F} — "four quark meson", четырехкварковый мезон; P — "pentaquark baryon", пятикварковый барион). Обозначение P для пентабарионов не следует путать с обозначениями P -волновых мезонов и барионов или квантового числа четности, о которых говорилось выше. К сожалению, такие "перекрытия" обозначений в физике элементарных частиц встречаются довольно часто.

Поиски пентакварковых P^0 -барионов проводились в рамках эксперимента E791 (Фермилаб) в π^- -мезонном пучке с импульсом 500 ГэВ/с [59]. В состав установки E791 входил прецизионный вершинный детектор с микростриповыми регистраторами, магнитные спектрометры, два газовых пороговых черенковских многоканальных счетчика для идентификации заряженных частиц.

В опытах на установке E791 проводились поиски квазистабильных пентакварковых барионов для распадных каналов $P^0 \rightarrow r\phi\pi^-, K^* \bar{K}p$. Распады короткоживущих частиц регистрировались в вершинном детекторе. Идентификация вторичных частиц осуществлялась с помощью черенковских счетчиков. Хотя в спектре масс $r\phi\pi^-$ и наблюдалась некоторая концентрация событий в области 2,86 ГэВ, эти данные позволили получить только верхнюю границу для сечения возможного образования P -барионов $\sigma(P)$.

В этом же эксперименте было зарегистрировано 293 ± 18 событий с распадом обычных странно-очарованных мезонов $D_s^\pm \rightarrow \phi\pi^\pm$. При нормировке на сечение образования D_s -мезонов получено ограничение

$$\frac{\sigma(P) \cdot \text{BR}(P \rightarrow \phi\pi)}{\sigma(D_s) \cdot \text{BR}(D_s \rightarrow \phi\pi)} < 0,02 - 0,05$$

(достоверность 90 %) в области масс пентабариона $M(P) = 2,75 - 2,9$ ГэВ и при условии, что время жизни Р-барионов $\tau(P) > 0,4 \times 10^{-13}$ с.

Близкие результаты были получены и для отношения

$$\frac{\sigma(P) \cdot BR(P \rightarrow K^* \bar{K}_p)}{\sigma(D_s) \cdot BR(K^* \bar{K})} < 0,02 - 0,04.$$

Как следует из кварковой структуры состояний \tilde{F}_s -мезонов и Р-барионов, возможно, наиболее благоприятные условия для образования этих частиц могут реализоваться в гиперонных пучках (т.е. в пучках частиц со странными кварками) [60]. В настоящее время такие поиски проводятся на установке SELEX, работающей в гиперонном пучке с импульсом 600 ГэВ/с.

7. Заключение

Поиски экзотических адронов, как отмечалось выше, проводятся сейчас в нескольких экспериментах на ускорителе ИФВЭ. В опытах на установке СФИНКС получены данные о возможном существовании нового типа адронов — экзотических пентакварковых барионов со скрытой странностью. Особый интерес представляют данные о барионе X(2000), который наблюдался уже в разных процессах и даже в разных экспериментах.

Целый ряд результатов, связанных с возможным существованием глюболов и других экзотических мезонов, был установлен в опытах Сотрудничества ГАМС, проводившихся одновременно на двух установках в ИФВЭ и ЦЕРНе и в опытах на установке ВЕС. Интересные данные о возможном существовании экзотического мезона со скрытой странностью получены в опытах на установке ЛЕПТОН. Многие важные результаты, также свидетельствующие в пользу существования экзотических адронов, получены в экспериментах на антипротонных источниках в ЦЕРНе и в Национальной лаборатории им. Э. Ферми, в Брукхэвенской национальной лаборатории (США), на других ускорителях.

Вместе с тем большинство наиболее интересных и серьезных кандидатов в экзотические состояния являются криптоэкзотическими, т.е. не имеют явных признаков экзотики и идентифицируются косвенным образом (по аномальным динамическим свойствам), поэтому вопрос о наблюдении экзотических адронов нельзя считать выясненным до конца. Как говорят в таких случаях, Природа произносит "нет" громко, а "да" шепотом. Только дальнейшие поиски уже наблюдавшихся и новых кандидатов в экзотические адроны в разных процессах и при различных условиях позволят окончательно установить их существование. Очень важным является также развитие теоретических моделей и концепций, которые позволят более надежно интерпретировать экспериментальные данные.

Поиски экзотических адронов разного типа развернулись сейчас широким фронтом в крупнейших ускорительных научных центрах всего мира. Можно надеяться, что в ближайшие годы здесь будут достигнуты новые фундаментальные результаты.

Настоящая работа частично поддержана РФФИ (грант 96-02-18251).

Список литературы

1. Fermi E *Conferenze di Fisica Atomica* (Roma, 1950) [Ферми Э *Лекции по атомной физике* (М.: ИЛ, 1952)]
2. Окунь Л Б *Физика элементарных частиц* (М.: Наука, 1990)
3. Окунь Л Б *Лептоны и кварки* (М.: Наука, 1990)
4. Close F E *An Introduction to Quarks and Partons* (New York: Academic Press, 1979) [Клоуз Ф *Кварки и партоны* (М.: Мир, 1982)]
5. Cheng D C, O'Neill G K *Elementary Particle Physics* (Reading, Mass.: Addison-Wesley, Advanced Book Program, 1979)
6. Ландсберг Л Г *ЯФ* **57** 47 (1994)
7. Amsler C, Close F E *Phys. Lett. B* **353** 385 (1995)
8. *Hadron Spectroscopy* (Hadron-97, Seventh Intern. Conf., Upton, N.Y., August 1997) (AIP Conf. Proc., Vol. 432, Eds S-U Chung, H J Willutzki) (New York: AIP, 1998)
9. Barnes T, in *Hadron Spectroscopy* (Hadron-97, Seventh Intern. Conf., Upton, N.Y., August 1997) (AIP Conf. Proc. Vol. 432, Eds S-U Chung, H J Willutzki) (New York: AIP, 1998) p. 3
10. Klempt E, in *Hadron Spectroscopy* (Hadron-97, Seventh Intern. Conf., Upton, N.Y., August 1997) (AIP Conf. Proc. Vol. 432, Eds S-U Chung, H J Willutzki) (New York: AIP, 1998) p. 867
11. Close F E, in *Hadron Spectroscopy* (Hadron-97, Seventh Intern. Conf., Upton, N.Y., August 1997) (AIP Conf. Proc. Vol. 432, Eds S-U Chung, H J Willutzki) (New York: AIP, 1998) p. 897
12. Blum P *Int. J. Mod. Phys. A* **11** 3003 (1996)
13. Spanier S *ЯФ* **59** 1352 (1996)
14. Прокошкин Ю Д, Препринт ИФВЭ 98-13 (Протвино: ИФВЭ, 1998); *ЯФ* **62** 396 (1999)
15. Ландсберг Л Г *УФН* **164** 1129 (1994)
16. Burkert V D, Invited talk on Baryon-92 (1–5 June 1992); Preprint CEBAF-PR-92-021 (New Haven, 1992)
17. Dayman S A, in *Hadron Spectroscopy* (Hadron-91, Proc. of the Forth Intern. Conf., College Park, 12–16 August 1991) (Eds S Oneda, D C Peaslee) (Singapore: World Scientific, 1992) p. 155
18. Schumacher R A, Preprint CMUMEG-96-007 (Pittsburg, 1996)
19. Вавилов Д В и др. *ЯФ* **57** 241, 253, 1449 (1994)
20. Balatz M Ya et al. *Z. Phys. C* **61** 223, 399 (1994)
21. Golovkin S V et al. *Z. Phys. C* **68** 585 (1995)
22. Головкин С В и др. *ЯФ* **59** 1395 (1996)
23. Беззубов В А и др. *ЯФ* **59** 2199 (1996)
24. Ландсберг Л Г *ЯФ* **60** 1541 (1997); in *Hadron Spectroscopy* (Hadron-97, Seventh Intern. Conf., Upton, N.Y., August 1997) (AIP Conf. Proc., Vol. 432, Eds S-U Chung, H J Willutzki) (New York: AIP, 1998) p. 725
25. Огава С, Савада С, Накагава М *Составные модели элементарных частиц* (М.: Мир, 1983)
26. Вавилов Д В и др. *ЯФ* **62** 501 (1999)
27. Primakoff H *Phys. Rev.* **81** 899 (1951)
28. Pomeranchuk I Ya, Shmushkevitch I M *Nucl. Phys. B* **23** 452 (1961)
29. Landsberg L G, in *Proc. of the Forth Workshop on Small-X and Diffractive Physics* (Fermilab, Batavia, 17–20 September 1998) p. 189
30. Ломкаци Г С, Доклад на Симпозиуме "Современные проблемы физики элементарных частиц", посвященном 70-летию со дня рождения Г.Е. Чиковани (Тбилиси, Грузия, сентябрь 1999)
31. Okubo S *Phys. Lett.* **5** 165 (1963); *Phys. Rev. D* **16** 2336 (1977)
32. Zweig G, CERN Report TH-401, TH-402 (Geneva, 1964)
33. Iizuka J *Prog. Theor. Phys. Suppl.* **37–38** 21 (1996); *Prog. Theor. Phys.* **35** 1061 (1996)
34. Викторов В А и др. *ЯФ* **59** 1229 (1996)
35. Golovkin S V et al. *Z. Phys. A* **359** 435 (1997)
36. Faessler M A *NAN-93* (ИЯП, Moscow, September 1993); *ЯФ* **57** 1764 (1994)
37. Ellis J et al. *Phys. Lett. B* **353** 319 (1995)
38. Sapozhnikov M G "Hadron-93" (Como, June 1993); *Nuovo Cimento A* **107** 2315 (1994)
39. Alde D et al. *Phys. Lett. B* **182** 105 (1986); *B* **284** 457 (1992)
40. Alde D et al. *Phys. Lett. B* **216** 447 (1989); *B* **276** 375 (1992)
41. Landsberg L G *Nucl. Phys. B* **211** (Proc. Suppl.), 179 (1991); *ЯФ* **52** 192 (1990)
42. Golovkin S V et al. *Z. Phys. A* **359** 327 (1997)

43. Edelstein R et al. Fermilab Proposal P781 (1987) (revised in 1993); Russ J S *Nucl. Phys. A* **585** 39 (1995)
44. Smith V J E781 Collaboration, in *Hadron Spectroscopy* (Hadron-97, Seventh Intern. Conf., Upton, N.Y., August 1997) (AIP Conf. Proc., Vol. 432, Eds S-U Chung, H J Willutzki) (New York: AIP, 1998) p. 627
45. Engelfried J et al. *Nucl. Instrum. Methods* (in press)
46. Зайцев А М *ЯФ* **59** 1674 (1996)
47. Амелин Д В и др. *ЯФ* **59** 1021 (1996)
48. Bitukov S I et al. *Phys. Lett. B* **268** 137 (1991)
49. Amelin D V et al. *Phys. Lett. B* **356** 595 (1995)
50. Bellini G et al. *Phys. Rev. Lett.* **40** 1697 (1982)
51. Isgur N, Patton J *Phys. Rev. D* **31** 2916 (1985)
52. Close F E, Page P R *Nucl. Phys. B* **443** 233 (1995)
53. Ostrovidov A, in *Hadron Spectroscopy* (Hadron-97, Seventh Intern. Conf., Upton, N.Y., August 1997) (AIP Conf. Proc., Vol. 432, Eds S-U Chung, H J Willutzki) (New York: AIP, 1998) p. 263
54. Lipkin H J *Phys. Lett. B* **70** 113 (1977)
55. Isgur N, Lipkin H J *Phys. Lett. B* **99** 151 (1981)
56. Richard J et al. *Nucl. Phys. B, Proc. Suppl.* **211** 254 (1991)
57. Lipkin H J *Phys. Lett. B* **195** 484 (1987)
58. Gignoux C et al. *Phys. Lett. B* **193** 323 (1987)
59. Aitala E M et al. *Phys. Rev. Lett.* **81** 44 (1998)
60. Moinester M A et al. *Z. Phys. A* **356** 207 (1996)

Search for exotic hadrons

L.G. Landsberg

State Scientific Center of Russian Federation 'Institute for High Energy Physics',
142284 Protvino, Moscow Region, Russian Federation
Fax (7-095) 230-23 37
E-mail: lgl@mx.ihep.su

The recent results of a search for exotic hadrons — mesons and baryons — are presented in an accessible style. The expected properties of these states and methods of their identification are discussed. Evidence for exotic hidden-strangeness baryons and various hybrid mesons is analyzed and the search for heavy, exotic strange-charmed pentabaryons is summarized.

PACS numbers: 13.85.Fb, 14.40.Gx, 25.40.Ve

Bibliography — 60 references

Received 28 April 1999