Рождение экзотических мезонов в адронных взаимодействиях

В.Л.Коротких vlk@lav01.sinp.msu.ru

Доклад в связи с представлением к званию профессора по специальности

1. Введение

Мезонная спектроскопия вступает в новую эру экспериментальных и теоретических исследований. На предыдущем этапе физики вполне довольствовались представлениями кварковой материи: мезоны состоят из кварка и антикварка, бозоны — из трех кварков. Последние расчеты на "решетках" в рамках квантовой хромодинамики (КХД) показывают, что может существовать новая частица (**глюбол**) или связанное состояние двух или более глюонов между собой. Родственной ей частицей, предсказываемой различными моделями КХД, является **гибрид** — связанное состояние кварка, антикварка и глюона. Предсказываются также многокварковые состояния.

В последнее десятилетие XX века появились экспериментальные свидетельства существования таких частиц, открывающих совершенно новый класс материи, называемый экзотикой.

Настоящая работа посвящена результатам по исследованию гибридных мезонных состояний, квантовые числа которых запрещены в рамках конституентной кварковой модели и являются однозначным признаком (сигнатурой) экзотических состояний.

2. Основные представления о мезонной экзотике

Классическая кварковая модель (так называемая конституентная кварковая модель) несовершенна. Она не дает объяснения конфайнмента (удержания кварков) и роли глюонов. Она не дает предсказаний абсолютных значений масс и вероятностей распада мезонов. Однако она позволяет дать ряд хороших предсказаний и является основой для классификации мезонов.

В сильных взаимодействиях сохраняются следующие величины: $\boldsymbol{J}$ — угловой момент, $\boldsymbol{S}$ — странность, $\boldsymbol{I}$ — изоспин, $\boldsymbol{P}$ — пространственная четность, $\boldsymbol{C}$ — зарядовая четность, $\boldsymbol{G}$ — G-четность.

В дополнение к полному спину имеется орбитальный угловой момент $\boldsymbol{L}$ между кварком q и антикварком $\bar{q}$. Затем $\boldsymbol{L}$ и $\boldsymbol{S}$ можно векторно сложить в полный угловой момент $\boldsymbol{J} = \boldsymbol{L} \otimes \boldsymbol{S}$, где $J = |L - S|, \, |L - S + 1|, \, \ldots, \, |L + S|$.

Ясно, что заряженные частицы не могут быть собственными состояниями оператора $\boldsymbol{C}$, т.к. $\boldsymbol{C}|\pi^+\rangle = \eta|\pi^-\rangle$. Однако если применить $\boldsymbol{C}$ оператор вслед за вращением изоспина $\boldsymbol{R} = e^{i\pi \boldsymbol{I}_y}$ таким, что $|\boldsymbol{I}, \boldsymbol{I}_Z\rangle \to |\boldsymbol{I}, -\boldsymbol{I}_Z\rangle$, то заряженные частицы могут быть собственными состояниями.

Определим оператор $\boldsymbol{G}$-четности как $\boldsymbol{G} = \boldsymbol{C}\boldsymbol{R}$. Можно так переопределить оператор $\boldsymbol{C}$ и собственные состояния адронов и антиадронов, что его собственное значение будет определять все члены данного нонета. При этом его значение можно принять равным значению $\boldsymbol{C}$ для нестранного нейтрального мезона этого нонета. Для нейтральной системы $\boldsymbol{G} = \boldsymbol{C}(-1)^{\boldsymbol{I}}$. Таким образом, мы пришли к следующим формулам:

$$\boldsymbol{J} = L \otimes S; \quad (1)$$

$$\boldsymbol{P} = (-1)^{L+1}; \quad (2)$$

$$\boldsymbol{C} = (-1)^{L+S}; \quad (3)$$

$$\boldsymbol{G} = (-1)^{L+S+I}. \quad (4)$$

Используя их, мы можем вычислить всевозможные $\boldsymbol{J^{PC}}$ для мезонов, разрешенных конституентной кварковой моделью. При этом $\boldsymbol{J} = \boldsymbol{C}$ для $\boldsymbol{I} = 0$ и $\boldsymbol{J} = -\boldsymbol{C}$ для $\boldsymbol{I} \neq 0$.

Неразрешенные комбинации квантовых чисел

$$\boldsymbol{J^{PC}} = 0^{--}, \ 0^{+-}, \ 1^{-+}, \ 2^{+-}, \ 3^{-+}, \ \ldots \quad (5)$$

– экзотические сочетания в кварковой модели.

Если состояние с такими квантовыми числами будет обнаружено, то мы точно знаем, что оно должно быть чем-то отличным от нормальной $q\bar{q}$-системы. Предполагается, что эти квантовые числа будут разрешены для состояний $|q\bar{q}q\rangle$ — гибридов, т.е. связанных состояний кварк-антикварк-глюон. При этом гибриды могут иметь любые квантовые числа J^{PC}. Подробнее см. наш обзор [1].

2.1. Гибриды

В настоящее время экспериментально наблюдаются лишь экзотические мезоны $\pi_1(1400)$ и $\pi_1(1600)$ [2, 3, 4, 5] с $\boldsymbol{J^{PC}} = 1^{-+}$.

Гибриды, т.е. связанные состояния $|q\bar{q}g\rangle$, естественно описывать в рамках точной теории КХД. В настоящее время точная теория гибридных мезонов не разработана, т.к. трудно учесть непертурбативные вклады. Наиболее надежными являются подходы, основанные на КХД, такие как правила сумм КХД и расчеты на решетках (Lattice Gauge Theory). Они дают более или менее точные предсказания для тяжелых гибридов $|c\bar{c}g\rangle$ и $|b\bar{b}g\rangle$ и очень большой разброс в результатах для легких гибридов в зависимости от используемых допущений. Отметим здесь, что КХД без дополнительных приближений допускает любые значения $\boldsymbol{J^{PC}}$ для гибридов. Сложные расчеты КХД на решетке [6] для энергии $q\bar{q}$-пары в глюонном поле в зависимости от расстояния r между кварками показывают, что для описания $|q\bar{q}g\rangle$-состояния следует использовать разные модели. При очень маленьких расстояниях r можно использовать адиабатическую модель мешка [7], где кварки стационарны и глюон можно рассматривать как "валентную" частицу (quark-gluon constituent model). При больших расстояниях r, но меньших размера протона, должна хорошо работать модель трубки глюонного потока [8] (flux tube model, FTM), в которой глюон рассматривается как струна с точечными "зернами" с массой, связанными линейным потенциалом.

В модели мешка кварки имеют суммарный спин $S_{q\bar{q}} = 0,\ 1$ и орбитальный момент $l_{q\bar{q}} = 0,\ 1$. Для низколежащего состояния $l_{q\bar{q}} = 0,\ 1$. Глюон $(S_g = 1)$ также имеет орбитальный момент относительного движения $l_g = 0,\ 1$. Законы сохранения четности и зарядовой четности дают для гибрида

$$\begin{array}{rcl} \boldsymbol{P} & = & (-1)^{l_{q\bar{q}}+l_g}, \\ \boldsymbol{C} & = & (-1)^{l_{q\bar{q}}+S_{q\bar{q}}+1}. \end{array} \tag{6}$$

Суммарные квантовые числа $\vec{J}_g = \vec{L}_g + \vec{S}_g$, L и J гибрида получаются векторным сложением составляющих. В итоге, например, для гибридного состояния $\boldsymbol{J^{PC}} = 1^{-+}$ возможны следующие квантовые числа [9], приведенные в табл. 1.

Таблица 1

Квантовые числа низколежащего 1^{-+} гибрида $|q\bar{q}g\rangle$ в кварк-глюонной конституентной модели

$\boldsymbol{P}$	$\boldsymbol{C}$	$\boldsymbol{l_{q\bar{q}}}$	$\boldsymbol{l_g}$	$\boldsymbol{J_g}$	$\boldsymbol{S_{q\bar{q}}}$	$\boldsymbol{L}$	$\boldsymbol{J}$
$-$	$+$	0	1	0	1	0	1
$-$	$+$	0	1	1	1	1	1
$-$	$+$	0	1	2	1	2	1
$-$	$+$	1	0	1	0	1	1

Авторы работы [9] показывают, что возбуждению кварковых степеней свободы соответствует лишь один из перечисленных наборов с $l_{q\bar{q}} = 1$, $\boldsymbol{S}_{q\bar{q}} = 0$ и $l_g = 0$, а возбуждению глюонных степеней свободы — остальные три с $\boldsymbol{J}_g = \boldsymbol{L} = 0,\ 1,\ 2$ и $l_g = 1$.

В общем случае в модели мешков возможны любые значения $\boldsymbol{J^{PC}}$ для гибридов. Можно показать, что гибрид $\boldsymbol{J^{PC}} = 1^{-+}$ будет самым легким, если учесть, что в КХД связанный глюон имеет два нижайших состояния, что подтверждается расчетами КХД на решетках. Отметим, что в этом гибриде спины кварков выстроены так, что $\boldsymbol{S}_{q\bar{q}} = 1$.

Несколько другой набор квантовых чисел $\boldsymbol{J^{PC}}$ для самых легких гибридов получается в модели трубки глюонного потока (FTM). Остановимся подробнее на этой модели, т.к. ее результаты совпадают с предсказаниями КХД на решетках. Кварки удерживаются между собой струноподобной хромоэлектрической трубкой потока. Эта трубка не похожа на обычный глюон и ее квантовые числа зависят от фононоподобных поперечных колебаний элементов трубки. Если колебаний нет, то орбитальный угловой момент трубки $j = 0$. В этом случае мы имеем обычный $q\bar{q}$-мезон. Расчеты КХД на решетках и модель трубки показывают, что низшее возбужденное состояние трубки имеет $j = 1$. При этом ее четность и зарядовая четность связаны соотношением $\boldsymbol{P} = -\boldsymbol{C}$.

Всего модель трубки дает 8 мультиплетов (72 гибрида)

$$\boldsymbol{J^{PC}} = 0^{\mp\pm}, 1^{\mp\pm}, 2^{\mp\pm}, 1^{\pm\pm} \tag{7}$$

для низколежащих состояний без орбитального и радиального возбуждений системы.

Мультикварковые системы типа $q^2\bar{q}^2$ могут дать любые квантовые числа $\boldsymbol{J^{PC}}$ системы. Интерес к ним в литературе заметно ослаб. 4-кварковая система $q^2\bar{q}^2$ может легко перестроиться в состояние из двух $(q\bar{q})_1$ и $(q\bar{q})_2$ слабо связанных мезонов, образуя мезон-мезонную молекулу. Такая система имеет большую вероятность распада (большую ширину резонанса) и ее будет трудно идентифицировать в эксперименте. Исключение составляют предсказываемые мезонные молекулы с K-мезонами, а также $\rho\rho$- и $\omega\omega$-молекулы.

2.2. Предсказания масс экзотических мезонов

Модельные предсказания масс не $q\bar{q}$ мезонных состояний сильно отличаются друг от друга. Приведем результаты теоретических расчетов массы легчайшего 1^{-+} гибрида.

Модель трубки глюонного потока [8] предсказывает 1^{-+} состояние при $1.8 \div 2.0$ ГэВ/с^2. Аналогичные результаты получены в расчетах КХД на решетках. Ранние модели мешков дают низкие массы 1^{-+} в области $1.3 \div 1.8$ ГэВ/с^2. Предсказания КХД правил сумм меняются в широких пределах $1.4 \div 2.5$ ГэВ/с^2. Ди-кварковая кластерная модель предсказывает 1^{-+} состояние при 1.4 ГэВ/с^2, а конституентная глюонная модель [7] дает массу легкого гибрида в области $1.8 \div 2.2$ ГэВ/с^2.

Перечислим признаки экзотических состояний.

1. Значения $\boldsymbol{J^{PC}}$, неразрешенные в кварковой модели. Они соответствуют значениям 0^{--} и состояниям с натуральной четностью $\varepsilon = \boldsymbol{P}(-1)^{\boldsymbol{J}} = +1$ и $\boldsymbol{CP} = -1$, т.е. $\boldsymbol{J^{PC}} = 0^{+-}$, 1^{-+}, 2^{+-}, 3^{-+}, ... Эти значения являются ярким и однозначным признаком экзотики, но они не исчерпывают набора экзотических состояний.

2. Лишние (дополнительные) состояния в рамках данного мезонного нонета. В этом случае квантовые числа $\boldsymbol{J^{PC}}$ соответствуют кварковой модели, но другие свойства мезона (масса, ширина) могут быть отличны от мезонов нонета.

3. Возможны особые соотношения для вероятностей распада экзотического состояния по различным каналам, отличающиеся от предсказываемых кварковой моделью.

2.3. Распады

Вероятности распадов гибридов по различным каналам должны отличаться от распадов обычных $q\bar{q}$-состояний. Это особенно важно, если квантовые числа J^{PC} гибрида не являются экзотическими. Существует правило отбора распада гибридного состояния, состоящее в том, что глюонное возбуждение не может передать угловой момент конечному состоянию как относительный угловой момент. Вместо этого появляется внутренний угловой момент одной из $q\bar{q}$-пар.

Таким образом, распад состояния $J^{PC} = 1^{-+}$ в S-волне по каналам распада

$$\pi_1 \to [\pi b_1, \pi f_1, \eta a_1, K, K_1, \ldots]_S$$

является доминирующим в сравнении с его распадом в P-волне по каналам

$$\pi_1 \to [\pi\eta, \pi\eta', \pi\rho, K^*K, \eta\rho, \ldots]_P.$$

В частности, в модели трубки глюонного потока (FTM) теоретические предсказания ширин распада гибрида $\pi_1(1900)$ представлены в табл. 2.

Таблица 2

Теоретические значения ширин распада гибрида $\pi_1(1900)$ в модели трубки глюонного потока

$\pi_1(2000)$	πb_1	πf_1	$\pi\rho$	$\pi\eta$	$\pi\eta'$	$a_q\eta$	$K_1(1400)K$	Total
Г, МэВ	150	40	$5 \div 20$	$0 \div 10$	$0 \div 10$	50	125	≈ 450

К сожалению, это правило отбора не абсолютно. В модели FTM и конституентной глюонной модели оно может быть нарушено свойствами волновой функции гибрида и релятивистскими эффектами. В модели мешков, наоборот, возможно также, что возбужденный кварк передаст свой угловой момент в орбитальный угловой момент.

Тем не менее, наблюдение распадов с большей вероятностью для каналов на 2 мезона $M_1(S)$ и $M_2(P)$ с разными внутренними угловыми орбитальными моментами

$$H \to M_1(S) + M_2(P)$$

в сравнении с

$$H \to M_1(S) + M_2(S)$$

служит сигнатурой гибридов. Здесь S и P — орбитальные угловые моменты $L = 0$ и 1 $q\bar{q}$-пары.

2.4. Механизмы рождения гибридов

Экспериментальный поиск гибридных состояний — трудная задча. Выбор процесса, в котором рождение конечного состояния может быть обогащено глюонами, позволит усилить выход экзотических состояний.

Приведем некоторые примеры процессов, в которых ожидается бо́льшая скорость образования гибридов. Предполагается, что померон является мультиглюонной системой. Поэтому в дифракционных процессах, идущих за счет обмена помероном, можно ожидать рождения гибридов. Пример такого процесса представлен на рис. 1. В экспериментах E852 [10], GAMS [11], VES [2] и KEK [12] использовался именно этот процесс для исследования гибридных состояний.

Процесс двухпомеронного обмена представлен на рис. 2. Ожидается, что за счет обогащенности померона глюонами рождение гибридов будет более вероятным. Его исследование планируется в FNAL, RHIC и LHC.

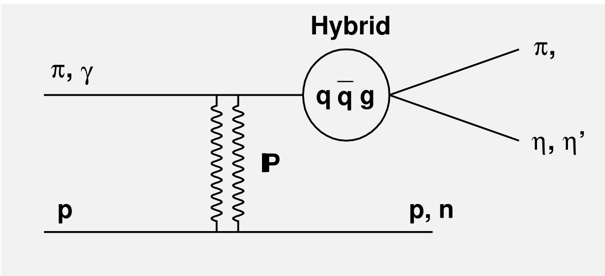

Рис. 1. Рождение гибрида пионом или фотоном за счет обмена помероном $\mathbb{P}$.

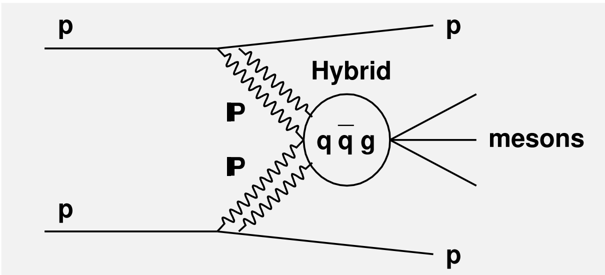

Рис. 2. Рождение гибрида в двухпомеронном обмене.

Аналогичным процессом в ядро-ядерных столкновениях на ускорителях RHIC и LHC, где возможно исследовать гибриды, является процесс двухфотонного взаимодействия (рис. 3).

Слияние практически остановившихся антипротонов с протонами (нейтронами) оказалось также очень полезным процессом для изучения гибридов (эксперимент Crystal Barrel). На рис. 4 представлен процесс, изученный группой Crystal Barrel [13, 14] в реакциях $\bar{p}p \to \pi^0\pi^0\eta$, $\bar{p}n \to \pi^-\pi^0\eta$.

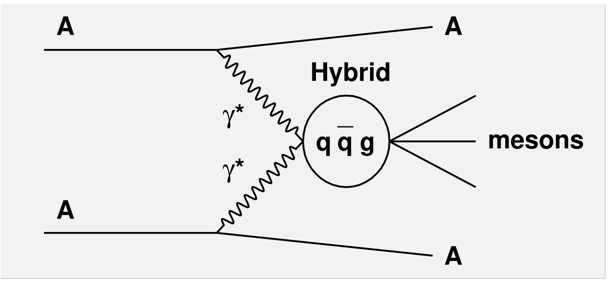

Рис. 3. Двухфотонный процесс с рождением гибрида H при столкновении тяжелых ионов.

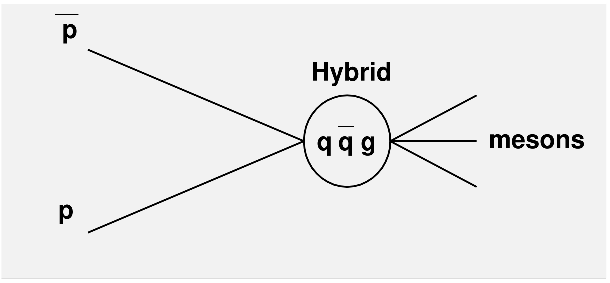

Рис. 4. Процесс слияния $\bar{p}p$ с рождением гибрида.

3. Обзор экспериментальных результатов

В эксперименте коллаборации E852 (БНЛ-МГУ-ИФВЭ и ряд других университетов США) на ускорителе AGS (США) было зарегистрировано более 1 млрд. событий реакции $\pi^- p \to X^{0,\pm} p(n)$ при 18 ГэВ/с. Ниже представлены результаты E852 в сравнении с другими экспериментами.

3.1. $\eta\pi$-система

Представим экспериментальные результаты E852 и других групп по рождению $J^{PC} = 1^{-+}$ гибридного состояния в реакциях

$$\pi^- p \to \eta\pi^- p; \tag{8}$$

$$\pi^- p \to \eta\pi^0 n. \tag{9}$$

Здесь η-мезон может наблюдаться как в канале распада $\eta \to 2\gamma_e$ (39%), так и в канале $\eta \to \pi^+\pi^-\pi^0$ (28.5%). В соответствии с реджевской феноменологией рождение $\pi_1(1400)$ может быть описано диаграммами (рис. 5).

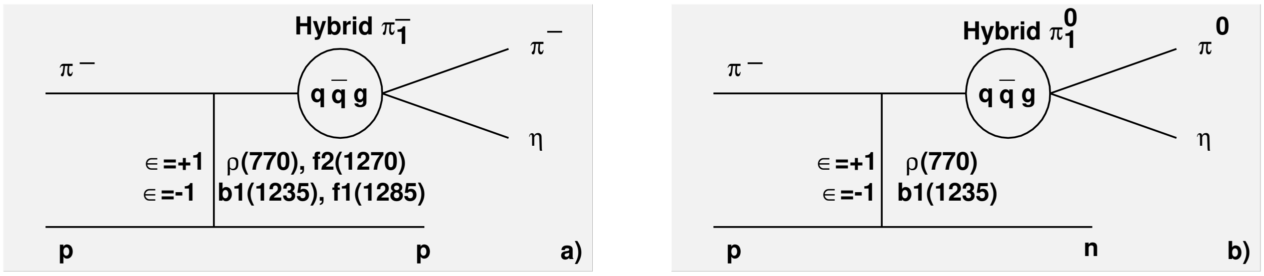

Рис. 5. Резонансное рождение a) π_1^- и b) π_1^0 через обмен Реджеонами ρ^0, f_2 с положительной и b_1, f_1 с отрицательной натуральностью, $\varepsilon = +1$ и -1.

Отметим, что зарядовая четность C является хорошим (сохраняющимся) квантовым числом только для нейтральных систем. Указывая квантовые числа $J^{PC} = 1^{-+}$ также для заряженного π_1^-, распадающегося на $\eta\pi^-$, мы предполагаем, что он принадлежит одному изоспиновому мультиплету $(\pi_1^+, \pi_1^0, \pi_1^-)$ с одинаковыми свойствами для его членов.

Впервые $\pi_1^0(1400)$ был доложен группой GAMS [11] в реакции (9) при 100 ГэВ/с. Асимметрия "вперед-назад" по $\cos\theta_{GJ}$ показала существенный всплеск в области $a_2(1320)$. Это могло быть только при наличии существенной интерференции четно-нечетных волн. После парциально-волнового анализа $\eta\pi^0$-системы группа GAMS сообщила, что обе D_0 и P_0 резонируют в области $a_2(1320)$. Из этого следовало, что $\pi_1(1400)$ рождается за счет обмена с отрицательной натуральностью, т.е. за счет $b_1(1235)$. Однако этот первый результат был дезавуирован в последующей работе группы [15]. Окончательный анализ этой реакции был сделан позже [5].

Эксперимент VES [2] исследовал реакцию (8) при 37 ГэВ/с. В эксперименте обнаружен пик $\pi_1(1400)$ в D_+ с массой $\eta\pi^-$-системы. Резонансная природа этого сигнала не исследована.

Группа KEK [12] исследовала $\eta\pi^-$-систему в реакции (8) при 6.3 ГэВ/с и обнаружила пик в P_+ волне при 1.3 ГэВ/с и независимость относительной фазы $(D_+ - P_+)$ от массы. В этой работе также не было сделано попытки проверки резонансной гипотезы.

Коллаборация E852 [3, 16, 17] исследовала реакцию (8) в канале распада $\eta \to 2\gamma$ на основе двух измерений: 47000 событий (1994 г.) и 60000 событий (1995 г.) [18]. Сравнение результатов E852 и VES для P_+-волны и относительной $(D_+ - P_+)$ фазы (см. рис. 6) свидетельствует о достоверности результатов, т.к. они получены разными установками и проанализированы с учетом разных аксептансов.

Ключевым моментом в исследовании E852 является одновременный масс-зависимый фит [16] D_+ и P_+ волн и их относительной фазы (рис. 7).

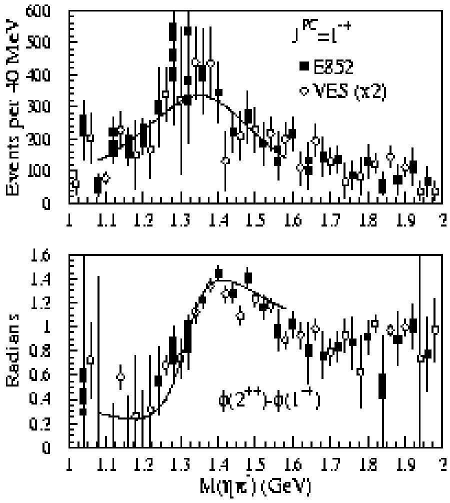

Рис. 6. Сравнение результатов E852 и VES. Вверху: интенсивность P_+-волны, внизу: относительная фаза $\Phi(D_+) - \Phi(P_+)$ в реакции $\pi^- p \to \eta\pi^- p$, $\eta \to 2\gamma$. Данные VES по интенсивности P_+-волны умножены на 2, а фаза сдвинута на $9\pi/10$. Кривые — результат E852 на основе одновременной подгонки области $a_2(1320)$ и $\pi_1(1400)$ резонансов и их относительной фазы с помощью двух брейт-вигнеровских функций.

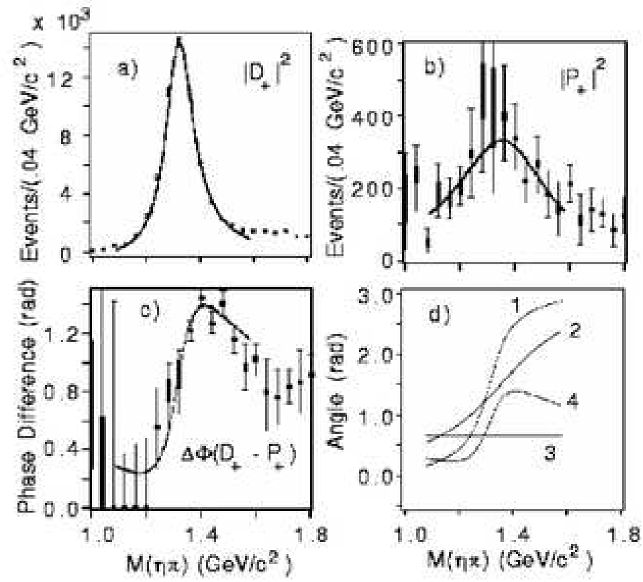

Рис. 7. Результаты парциально-волнового анализа $\eta\pi^-$-системы (эксперимент E852). Распределение интенсивности: a) D_+ и b) P_+волн и c) их относительной фазы $\Delta\Phi$. Интервал значений 8-ми множественных решений показан центральной вертикальной жирной чертой и расширен узкой чертой до максимальной экспериментальной ошибки. Кривые на рис. a) b) и c) соответствуют результату наилучшей подгонки массовой зависимости. На рис. d) кривая 1 — результат фита для фазы D_+, кривая 2 — для фазы P_+ с помощью брейт-вигнеровской амплитуды, кривая 3 — отфитированная фаза рождения φ и кривая 4 — полная относительная фаза $\Delta\Phi(D_+ - P_+)$.

Нами было сделано три варианта подгонки массовой зависимости D_+ и P_+ волн по данным E852 (1994 г.). В первом варианте, который мы называем "резонансной" гипотезой, P_+ волна описывалась Брейт-Вигнеровской амплитудой так же, как и D_+ волна, а относительная фаза их амплитуд рождения φ считалась не зависящей от массы $m(\eta\pi^-)$. Результаты фита приведены на рис. 7 и в табл. 3. Значение χ^2/DOF получилось равным 1.49.

Второй вариант соответствует нерезонансной гипотезе, когда P_+ волна представлена гауссоидой без какой-либо фазы. В этом случае мы получаем очень плохой фит с $\chi^2/DOF = 7.08$. В третьем варианте обе волны D_+ и P_+ предполагались резонансными, но допускалась линейная зависимость фазы рождения φ от массы. Значение $\chi^2/DOF = 1.55$, но наклон прямой $\varphi(m) = a + b \cdot m$ оказался очень большим, $b = -4.3$ рад/ГэВ, что противоречит реджевской феноменологии, в которой фаза рождения определяется факторами, зависящими от переданного импульса, но не от массы рожденной системы.

Из анализа, выполненного группой E852, следует, что резонансная гипотеза P_+-волны является оптимальной, хотя сам "сигнал" составляет около 3% от вклада всех волн. Велики также систематические ошибки параметров (табл. 3), связанные в первую очередь с множественностью решений.

Таблица 3.

Доказательства в пользу существования $J^{PC} = 1^{-+}$ экзотики. Параметры экзотического состояния 1^{-+} $\pi_1(1400)$

Эксперимент	Масса (МэВ/с^2)	Ширина (МэВ/с^2)	Мода распада	Реакция
	$\boldsymbol{\pi_1(1400)}$			
BNL–94 [3]	$1370 \pm 16^{+50}_{-30}$	$385 \pm 40^{+65}_{-105}$	$\eta\pi^-$	$\pi^- p \to \eta\pi^- p$
BNL–95 [17]	1359^{+16+10}_{-14-24}	314^{+31+9}_{-29-66}	$\eta\pi^-$	$\pi^- p \to \eta\pi^- p$
CBar [13]	$1400 \pm 20 \pm 20$	$310 \pm 50^{+50}_{-30}$	$\eta\pi^-$	$\bar{p}n \to \pi^-\pi^0\eta$
CBar [14]	1360 ± 25	220 ± 90	$\eta\pi^0$	$\bar{p}p \to \pi^0\pi^0\eta$
GAMS [5]	1370 fixed	300 ± 125	$\eta\pi^0$	$\pi^- p \to \eta\pi^0 n$

Сильным дополнительным аргументом в доказательстве существования экзотики 1^{-+} при массе 1.4 ГэВ/с^2 явились результаты эксперимента Crystal Barrel (ЦЕРН). В этом эксперименте в недифракционных процессах аннигиляции антипротонов $\bar{p}$ на нейтронах n [13] и протонах p [14]

$$\bar{p}n \quad \to \quad \pi^-\pi^0\eta, \tag{10}$$

$$\bar{p}p \quad \to \quad \pi^0\pi^0\eta \tag{11}$$

получены свидетельства существования экзотического мезонного состояния 1^{-+} в системах $\eta\pi^-$ и $\eta\pi^0$ (см. табл. 3) с параметрами, совпадающими с результатами E852 в пределах ошибок.

Следует отметить работу С.Садовского [5], который переанализировал данные GAMS [11]. Он нашел физическое решение среди множественных решений для $\eta\pi^0$-системы и сделал вывод в пользу существования 1^{-+} состояния в системе $\eta\pi^0$ (табл. 3).

Окончательный результат анализа системы $\eta\pi^0$ в эксперименте E852 еще не опубликован. Предварительные результаты с большими ошибками параметров $\pi_1(1400)$ в реакции $\pi^-p \to \eta\pi^0 n$, $\eta \to \pi^+\pi^-\pi^0$ опубликованы в работе [19].

3.2. $\boldsymbol{\rho\pi}$-система

Экспериментальное исследование $\rho\pi^-$-системы проводилось в последнее время с большой статистикой в двух экспериментальных группах E852 [20, 21] и VES [22]. В эксперименте E852 после всех обрезаний, необходимых для проведения ПВА, по данным 1994 г. осталось 250 тыс. событий в реакции

$$\pi^-p \to \pi^+\pi^-\pi^-p$$

при 18 ГэВ/с. В трехпионном спектре доминируют хорошо известные $a_1(1260)$, $a_2(1320)$ и $\pi_2(1680)$.

Парциально-волновой анализ позволяет определить вклад "слабых" волн за счет интерференции с более "сильными" волнами.

Две волны 1^{-+} и 2^{-+} и относительная фаза между ними представлены на рис. 8.

Так же, как в случае $\eta\pi^-$-системы, исследовались разные гипотезы для описания результатов ПВА $\rho\pi^-$-системы (точки на рис. 8). Резонансная гипотеза для 1^{-+} волны (кривые на рис. 8 и табл. 4) дает $\chi^2/DOF = 25.8/22$. Нерезонансная гипотеза с зависящей от массы фазой рождения приводит к $\chi^2/DOF = 396.6/23$, что нельзя считать удовлетворительным результатом. Таким образом, хотя "сигнал" 1^{-+} составляет около 3% от вклада всех других волн, описание его формы и относительной фазы с волной 2^{-+} (т.е.

интерференционного члена) делает предпочтительной резонансную интерпретацию пика 1^{-+}.

Сильным аргументом в пользу существования гибрида $\pi_1(1600)$ является его подтверждение в других каналах распада и в других экспериментах.В табл. 4 представлен результат эксперимента VES [22] для массы и ширины $\pi_1(1600)$, полученный на основе анализа трех систем: $b_1\pi_1$, $\eta'\pi$ и $\rho\pi$. Группа VES считает, что интерпретация $\pi_1(1600)$ как гибрида предпочтительна.

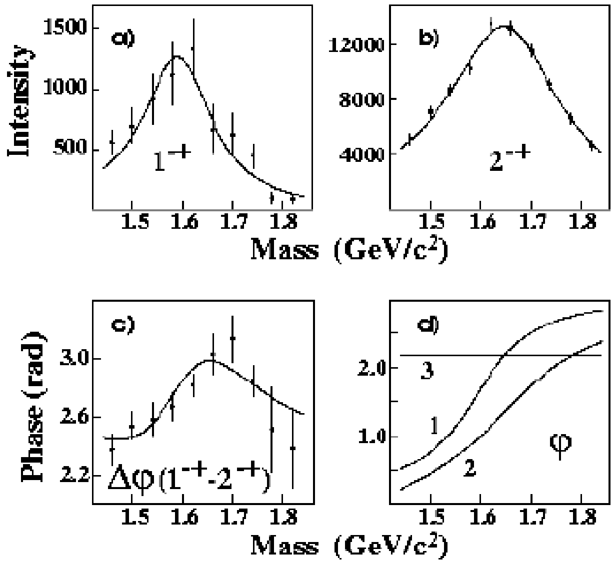

Рис. 8. Результаты подгонки массовой зависимости системы $\rho^0\pi^-$ (эксперимент E852). Показано: a) интенсивность 1^{-+} волны, b) интенсивность 2^{-+} волны и c) их относительная фаза. Подгонка выполнена с помощью брейт-вигнеровской амплитуды в каждой волне и свободной, но постоянной фазы рождения. Объяснение кривых 1, 2, 3 — такое же, как на рис. 7.

Таблица 4.

Доказательства в пользу существования $J^{PC} = 1^{-+}$ экзотики.
Параметры экзотического состояния 1^{-+} $\pi_1(1600)$

Эксперимент	Масса (МэВ/с^2)	Ширина (МэВ/с^2)	Мода распада	Реакция
	π_1(**1600**)			
BNL [20]	$1593 \pm 8^{+29}_{-47}$	$168 \pm 20^{+150}_{-12}$	$\rho\pi^-$	$\pi^- p \to \pi^+\pi^-\pi^- p$
BNL [23]	$1597 \pm 10^{+45}_{-10}$	$340 \pm 40 \pm 50$	$\eta'\pi^-$	$\pi^- p \to \eta'\pi^- p$
VES [22]	1610 ± 20	290 ± 30	$\rho\pi$, $\eta'\pi$, $b_1\pi$	$\pi^-\mathrm{Be} \to \rho\pi(\eta'\pi, b_1\pi)X$

3.3. $\eta'\pi$-система

Результаты ПВА $\eta'\pi^-$-системы были опубликованы группой VES [2] при 37 ГэВ/с и группой E852 [23] при 18 ГэВ/с в реакции

$$\pi^- p \to \eta'\pi^- n, \qquad \eta' \to \pi^+\pi^-\eta. \tag{12}$$

После отбора событий и кинематических обрезаний в данных E852 осталось 6040 событий (рис. 9) [23]. В общих чертах результаты обеих групп E852 и VES, в частности для P_+, D_+-волн и их относительной фазы, соответствуют друг другу.

Две существенные черты отличают результаты $\eta'\pi^-$-системы. Прежде всего, P_+ волна, которая включает в себя 1^{-+} экзотический мезон, больше по интенсивности, чем D_+-волна (рис. 9 c) и d)). Напомним, что в $\eta\pi^-$-системе P_+-волна составляет $2 \div 4\%$ от D_+-волны. В $\eta'\pi$-системе отношение сечений рождения $\pi_1(1600)$ и $a_2(1320)$ равно ~ 3.0, правда, с большими ошибками. Параметры экзотического 1^{-+} $\pi_1(1600)$ мезона, установленные в работах VES и E852, см. в табл. 4. Значения массы $\pi_1(1600)$ совпадают в пределах ошибок для измеренных каналов его распада $\rho\pi^-$ (E852), $\eta'\pi^-$ (E852, VES) и $b_1\pi^-$ (VES).

Второй отличительной чертой системы $\eta'\pi^-$, обнаруженной в эксперименте E852, является существенно разная t-зависимость P_+- и D_+-волн (рис. 10).

Из рис. 10 видно, что интенсивность P_+-волны почти не меняется с ростом $|t|$ (2594/2591) для $\pi_1(1600)$, а для D_+-волны уменьшается (1610/1010) для $a_2(1320)$-резонанса. Это проявляется также в общей t-зависимости (рис. 9a) для суммы всех волн. Наклон в параметризации $\sim e^{b|t|}$ равен $b = 2.93 \pm 0.02$ (ГэВ/c)$^{-2}$ в то время как для $a_2(1320)$-резонанса он равен $b = 5$ (ГэВ/c)$^{-2}$ [17].

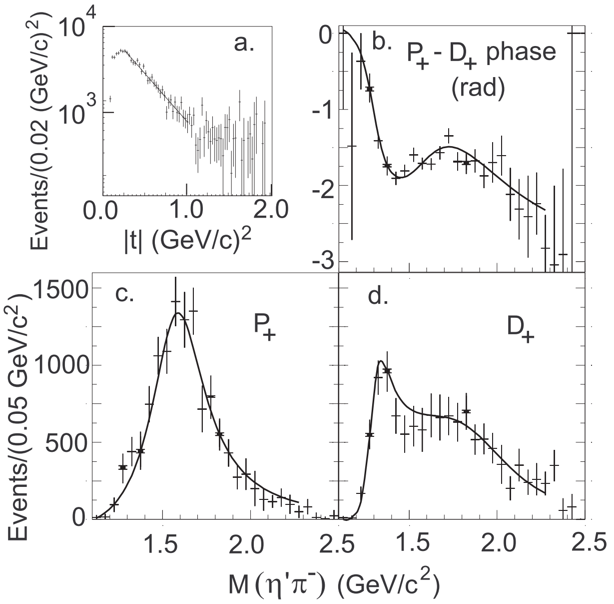

Рис. 9. Результаты эксперимента E852 для a) поправленной на аксептанс установки полной $|t|$-зависимости, b) относительной фазы $\Delta\Phi(P_+ - D_+)$, c) P_+- и d) D_+-волн данных по $\eta'\pi^-$-системе.

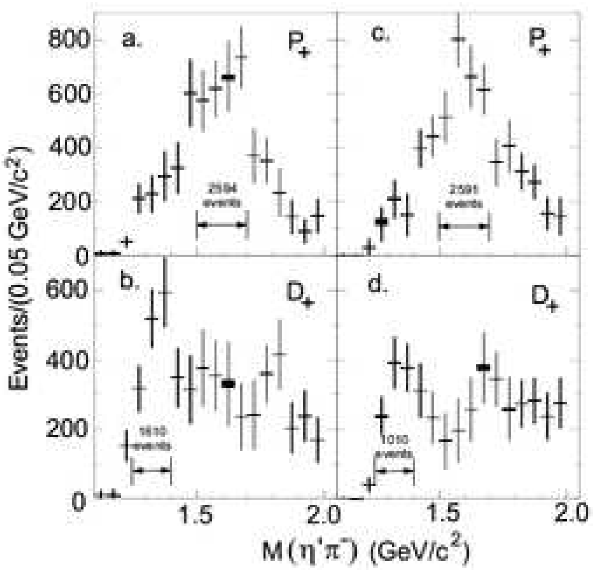

Рис. 10. Массовая зависимость P_+- и D_+-волн в двух интервалах масс: a), b) для $0.090 < |t| < 0.293$ (ГэВ/c)^2 и c), d) для $0.293 < |t| < 2.5$ (ГэВ/c)^2. Для P_+-волны на рис. a) и c) указан интервал с числом событий в области ширины $\pi_1(1600)$, а для D_+-волны на рис. b) и d) — с числом событий в области a_2-резонанса.

Поскольку t-распределение связано с механизмом рождений, то это является дополнительным свидетельством существенного вклада $\pi_1(1600)$ в канале с рождением $\eta'\pi^-$.

4. Проблемы и нерешенные вопросы

Эксперименты на разных установках, при различных энергиях пучковой частицы и на разных мишенях дают в разных каналах распада замечательно совпадающие результаты. Это важно, т.к. в разных экспериментах — разный аксептанс и угловое разрешение, разный фон, что сильно влияет на конечный результат парциально-волнового анализа. Здесь мы говорим, в первую очередь, о результатах (см. табл. 3 и 4) по исследованию 1^{-+} экзотических состояний $\pi_1(1400)$ и $\pi_1(1600)$.

4.1. Массы

Теоретические предсказания масс легчайших гибридов сильно модельно-зависимы. Все модели, кроме некоторых КХД правил сумм, дают массу гибрида больше, чем 1.4 и 1.6 ГэВ/c^2 в эксперименте. Это — одно из главных противоречий теории и эксперимента для легких гибридов.

4.2. Вероятности распадов

Другой проблемой является расхождение вероятностей мод распада. Например, модель глюонного потока предсказывает, что экзотическое 1^{-+} состояние имеет доминирующий распад на $b_1\pi$- и слабые распады на $\eta\pi$- и $\eta'\pi$-системы (табл. 2). Результат группы VES [22] свидетельствует, что относительные вероятности распада $\pi_1(1600) \to f$ равны:

$$\Gamma(\pi_1(1600) \to f) = \begin{cases} 1, & f = b_1\pi; \\ 1.0 \pm 0.3, & f = \eta'\pi; \\ 1.6 \pm 0.4, & f = \rho\pi. \end{cases}$$

Доминирование канала распада $\rho\pi$ – явное противоречие предсказаниям модели глюонной трубки. Если $\pi_1(1400)$ и $\pi_1(1600)$ гибридные состояния, то в рамках $SU(3)$ нельзя объяснить, почему $\pi_1(1400)$ распадается на $\eta\pi$ и не распадается на $\eta'\pi$ без учета смешивания состояний η и η'. Возможным объяснением этого эффекта является предположение, что $\pi_1(1400)$ — не гибрид. Если $\pi_1(1400)$ четырехкварковое состояние, то этот эффект находит разумное объяснение.

4.3. Физический фон

Большая и нерешенная проблема – описание физического фона в массовой и угловой зависимости событий под π_1-резонансом в P_+-волне. В экспериментальном анализе предполагается простейшая модель для определения массы и ширины π_1. Подгонка массовой зависимости проводится с помощью одной брейт-вигнеровской функции, хотя общий для всех волн и однородный фон учитывается в ПВА и вычитается. Если физический фон в P_+-волне имеет сложную природу, например, свою собственную комплексную фазу, то это может сильно изменить результаты, особенно для $\eta\pi$- и $\rho\pi$-систем, где сам "сигнал" очень мал.

Например, авторы работы [24] использовали K-матричный подход, в котором связываются между собой различные каналы распада. Модель имеет много свободных параметров. Она описывает приблизительно пик 1^{-+} при $m = 1.4$ ГэВ/c^2 интерференцией фона типа Дек-эффекта с гибридом при $m = 1.6$ ГэВ/c^2. Дек-эффект (пик в фоне) может проявляться в дифракционных процессах типа $\pi^- p \to \rho^0\pi^- p$, $\pi^- p \to \eta\pi^- p$ и т.д., но не в процессе аннигиляции протонов. Такой процесс изучался в эксперименте Crystal Barrel [13, 14] в реакциях $\bar{p}n \to \pi^-\pi^0\eta$, $\bar{p}p \to \pi^0\pi^0\eta$, где обнаруженное экзотическое состояние $\pi_1(1400)$ не может быть объяснено предложенной моделью.

4.4. Выбор числа волн в ПВА

Существует не до конца решенная проблема необходимого числа волн, включаемых в ПВА. При анализе данных о реакции $\pi^- p \to \pi^+\pi^-\pi^- p$ группа E852 использует метод, в котором включаются только волны, дающие существенное изменение в конечный результат. Группа VES [22] считает, что нужно включать в анализ все волны до определенного максимального L. При этом пик $\pi_1(1600)$ в $\rho\pi$-системе расплывается, остается "плечо", и группа VES не считает возможным утверждать, что наблюдается $\pi_1(1600)$ в $\rho\pi$-системе.

Число учитываемых волн связано, в частности, с рангом k матрицы спиновых состояний. Если мы учитываем только нон-спин-флиповые по нуклону (или только спин-флиповые) амплитуды, то $k = 1$. Если учитываются все амплитуды, то $k = 2$ и число волн удваивается. В работах группы E852 по $\eta\pi^-$, $\eta'\pi^-$ используется $k = 1$ и имеется обоснование, когда можно так сделать. В работах VES $k = 2$ или больше. Принципиально этот вопрос можно решить, поставив аналогичный эксперимент на поляризованной водородной мишени [25] $\pi^- + p \uparrow \to$ мезоны $+ p$. Другим предложением в этом направлении является проект эксперимента GLUE(JLAV) [26] с поляризованными фотонами в реакции $\gamma \uparrow + p \to$ мезоны $+ p$.

5. Заключение

Можно утверждать, что экспериментально наблюдаются экзотические мезоны $\pi_1(1400)$ и $\pi_1(1600)$ с $\boldsymbol{J^{PC}} = 1^{-+}$. Причем, $\pi_1(1400) \to \eta\pi$ и $\pi_1(1600) \to \eta'\pi$, $\rho\pi$ и $b_1\pi$. Теория пока не может объяснить эти результаты.

Список литературы

[1] Л. В.Л.Коротких, Л.И.Сарычева. Легкие мезоны и КХД экзотика. Препринт НИИЯФ МГУ 2001-12/652, 19 стр.

[2] G.M.Beladidze et al. Phys. Lett. **B313** (1993) 276; D.V.Amelin et al. Phys. Lett. **B356** (1995) 595

[3] D.R.Thompson,...V.L.Korotkikh,... et al. Phys. Rev. Lett. **79** (1997) 1630;

[4] C.Amsler. Rev. Mod. Phys. **70** (1998) 1293

[5] S.A.Sadovsky. Nucl. Phys. **A655** (1999) 131c

[6] C.J.Morningstar et al. Confinement III, Newport News, VA, 1998, hep-lat/9809015

[7] T.Barnes. Nucl. Phys. **B158** (1979) 171; T.Barnes, F.E.Close, F. de Viron. Nucl. Phys. **B224** (1983) 241; M.Chanowitz and S.Sharpe. Nucl. Phys. **B222** (1983) 211; M.Chanowitz and S.Sharpe. Nucl. Phys. **B228** (1983) 588

[8] N.Isgur, R.Kokoski and J.Paton. Phys. Rev. Lett. **54** (1985) 869; N.Isgur and J.Paton. Phys. Rev. **D31** (1985) 2910; J.Merlin and J.Paton. Phys. Rev. **D35** (1987) 1668

[9] F.Iddir and A.S.Safir. Phys. Lett.**B507** (2001) 183

[10] S.Teige,...V.L.Korotkikh,... et al. Phys. Rev. **D59** (1999) 012001;

[11] D.Alde et al. Phys. Lett. **B205** (1998) 397

[12] H.Aoyagi et al. Phys. Lett. **B314** (1993) 246

[13] A.Abele et al. Phys. Lett. **B423** (1998) 175

[14] A.Abele et al. Phys. Lett. **B446** (1999) 349

[15] Y.D.Prokoshkin and S.A.Sadovsky. ЯФ **58** (1995) 606

[16] V.L.Korotkikh, Confinement III, Newport News, VA, 1998, p.301

[17] S.U.Chung,...V.L.Korotkikh,... et al. Phys. Rev. **D60** (1999) 092001

[18] S.U.Chung. Nucl. Phys. **A675** (2000) 453c

[19] V.L.Korotkikh and L.I.Sarycheva. Nucl. Phys. **A675** (2000) 413c

[20] G.S.Adams,...V.L.Korotkikh,... et al. Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 5760

[21] S.U.Chung,...V.L.Korotkikh,... et al. Phys. Rev. **D65** (2002) 072001

[22] Y.V.Khokhlov et al. Nucl. Phys. **A663** (2000) 596

[23] E.I.Ivanov,...V.L.Korotkikh,... et al. Phys. Rev. Lett. **86** (2001) 3977

[24] A.Donnachie and P.Page. "Interprepation of experimental J^{PC} Exotic signal". Preprint CEBAF, JLAB-THY-98-20, 1998

[25] M.Svec. Phys. Rev. **D56** (1997) 4355

[26] The Hall D Collaboration. Photoproduction of Unnusual Mesons, Design Report, JLAB, (1999).