Лекция 9. Рождение скалярных мезонов в высокоэнергичных ядерных и адронных столкновениях. Дифотонная диагностика горячей материи

Различные источники легких скалярных мезонов в N+N, N+A и A+A столкновениях при высоких энергиях. Легкие скалярные мезоны и восстановление киральной симметрии. Две области наблюдения восстановления киральной симметрии: горячая и плотная ядерная материя и сильно возбужденные адроны. Дифотоны и дилептоны в высокоэнергичных столкновениях. Первые эксперименты, в которых был найден $\gamma\gamma$ -сигнал. Дифотонная диагностика на ускорителе "NICA".

9.1. РАЗЛИЧНЫЕ ИСТОЧНИКИ СКАЛЯРНЫХ *σ*-МЕЗОНОВ (ДИПИОНОВ) В СТОЛКНОВЕНИЯХ НУКЛОНОВ И ЯДЕР

Рассмотрим вначале соударение высокоэнергетических протонов с импульсами 6–30 ГэВ/*c* с водородом (см. Рис. 9.1 и 9.2). Из экспериментальных данных [1], представленных на рисунках, ясно видно, что при достаточно высоких энергиях соударения и относительно малых переданных импульсах в неупругом сечении доминирует пик при «недостающей» массе $M^* \approx 1.4$ ГэВ, отвечающей рождению роперовского резонанса (вклад роперовского резонанса в сечение показан сплошными кривыми внизу графиков). Из графиков, изображенных на левой части Рис. 9.2, также видно, что вклад роперовского резонанса снижается при увеличении квадрата переданного импульса.



Рис. 9.1. Сечение рассеяния быстрых протонов на водороде с начальным импульсом $p = 6.2 \ \Gamma \Rightarrow B/c$ и квадратом переданного импульса $-t = 0.044 \ (\Gamma \Rightarrow B/c)^2$ как функция «недостающей» массы [1]. Сплошная кривая внизу графика показывает вклад роперовского резонанса. Также показаны вклады других нуклонных резонансов (штриховые кривые) и нерезонансного фона (точечная кривая). Верхняя сплошная кривая соответствует полному расчету с учетом четырех резонансов и фона.

С другой стороны, существенной модой распада роперовского резонанса является распад на нуклон и пионную пару (дипион) в скаляр-изоскалярном (σ) канале с I = J = 0:

$$R \rightarrow N + \sigma \rightarrow N + (\pi \pi)_{00},$$

причем ширина распада роперовского резонанса по σ -каналу весьма велика и по современным данным составляет 11–23% от полной ширины $\Gamma_R \approx 350 \text{ M} \Rightarrow \text{B}$ [2].



Рис. 9.2. То же, что на Рис. 9.1, но для импульсов падающих протонов $p = 9.9-29.7 \ \Gamma \Rightarrow B/c$. Слева для $p = 9.9 \ \Gamma \Rightarrow B/c$ показаны сечения при различных значениях квадрата переданного импульса.

Таким образом, канал неупругого *NN*-рассеяния через возбуждение промежуточного роперовского резонанса можно трактовать в основном как канал рождения σ -мезона или пионной пары в скалярной моде. Сечение рождения дипионов, измеренное в эксперименте при импульсе падающего протона 6.6 ГэВ/*c*, показано на Рис. 9.3. Из рисунка видно, что механизм возбуждения роперовского резонанса является доминирующим в рождении дипионов.



Рис. 9.3. Спектр инвариантных масс дипионов в реакции $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ при импульсе протонного пучка $p = 6.6 \ \Gamma \Rightarrow B/c$. Верхняя сплошная кривая отвечает подгонке данных с учетом четырех нуклонных резонансов (см. Рис. 9.1), нижняя сплошная кривая — суммарному вкладу нерезонансного фона и роперовского резонанса, и точечная кривая — вкладу нерезонансного фона.

Однако имеется также несколько других важных источников рождения легких скалярных мезонов в *NN*-соударениях при высоких энергиях. Один очень интересный новый механизм — дифракционное рождение σ -мезонов через обмен померонами (см. Рис. 9.4) — был рассмотрен в работах Кисслингера с сотр. [3]. Напомним, что в теории полюсов Редже, т.е. в Реджетрактовке высокоэнергетического дифракционного рассеяния, померон отвечает лидирующей траектории с интерсептом s(0) = 1. Кроме того, померон является скалярным объектом, и обмен одним или двумя померонами доминирует в высокоэнергетическом дифракционном рассеянии.



Рис. 9.4. Упругое *pp*-рассеяние (а) и периферическое рождение σ -мезона (b) через померонный обмен.

Аналогичным образом Кисслингер с сотр. рассмотрели рождение двух σ -мезонов (см. Рис. 9.5). Они приняли следующую форму амплитуды рождения σ -мезонов:

$$A^{pp\sigma} = V(t_1) \tilde{D}^{P}_{\sigma}(t_1, t_2, s) V(t_2),$$
(1)

где \tilde{D}_{σ}^{p} — пропагатор обмениваемого померона (он связан с пропагатором σ -мезона, который распадается по изоскалярному 2π -каналу), $t_{1} = (p_{1} - p_{1})^{2}$ и $t_{2} = (p_{2} - p_{2})^{2}$ — квадраты переданных импульсов для каждого из сталкивающихся нуклонов, а p_{1} , p_{2} и p_{1} ', p_{2} ' — четырехмерные импульсы взаимодействующих нуклонов до и после столкновения, соответственно.

На Рис. 9.6 показано отношение сечения рождения σ мезонов к полному упругому сечению *pp*-рассеяния при той же энергии в зависимости от импульса рожденного σ -мезона. Как видно из рисунка, сечение рождения σ -мезонов составляет вполне заметную величину — около 7% от полного упругого *pp*сечения.



Рис. 9.5. (а) Периферическая генерация двух σ-мезонов по одному из каждой глюонной линии померона. (b) Двойная периферическая генерация двух σ-мезонов из одной глюонной линии померона.



Рис. 9.6. Отношение дифференциального сечения рождения *σ*-мезонов к полному упругому сечению *pp*-рассеяния.

Рождение *σ*-мезонов является не единственным источником скалярных дипионов в высокоэнергетическом *pp*-рассеянии. На Рис. 9.7 показано экспериментальное сечение рождения нейтральных дипионов в *pp*-столкновениях в зависимости от инвариантной массы рождающейся пары π^0 -мезонов [4].



Рис. 9.7. Выход нейтральных дипионов в зависимости от их инвариантной массы в реакции $pp \rightarrow pp\pi^0\pi^0$.

В этом сечении хорошо виден большой максимум, отвечающий инвариантной массе $M_{\pi0\pi0} \approx 500$ МэВ, что очень близко к массе свободного σ -мезона. Более того, второй, более узкий максимум в сечении рождения дипионов при массе $M_{\pi0\pi0} \approx 930$ МэВ отвечает рождению скалярного мезона $f_0(980)$, а третий максимум при $M_{\pi0\pi0} \approx 1250$ МэВ отвечает, по-видимому, рождению известного более тяжелого скалярного мезона $A_0(1300)$.

Поскольку последние два скалярных мезона хорошо известны, первый (самый большой) максимум также, скорее всего, отвечает реальному скалярному σ -мезону, что и предположили авторы работы [4].

9.2. σ -МЕЗОН И ЯДЕРНЫЕ СИЛЫ

Из приведенных в предыдущем разделе экспериментальных данных явно следует, что рождение σ -мезонов или скаляризоскалярных пионных пар в любом высокоэнергетическом NNсоударении является важным процессом с весьма заметной вероятностью.

Теперь зададимся вопросом: каким образом наблюдаемые в этих высокоэнергетических экспериментах легкие скалярные мезоны связаны с обсуждаемыми в этой книге основными механизмами ядерных сил? Или, другими словами: почему дифракционные процессы рождения скалярных дипионов важны для понимания природы ядерных сил на малых расстояниях?

Для ответа на этот вопрос вспомним материал Лекций 6 и 7, где было показано, что на малых межнуклонных расстояниях в шестикварковой структуре волновой функции NN-системы конфигурация доминирует смешанной co симметрией $|s^4p^2[42]LST$ (см. разделы 6.1 и 7.1). Это делает возможным рождение промежуточного дибариона, одетого σ -полем, которое обеспечивает сильное NN-притяжение на средних расстояниях $r_{NN} \le 1$ Фм. С ростом энергии соударения виртуальный дибарион становится реальным (т.е. выходит на массовую поверхность) вместе с σ -мезоном. Поэтому при энергиях выше порога $E_{\rm th} = 1.2 \ \Gamma$ эВ с заметной вероятностью может рождаться реальный (хотя и сильно нестабильный) σ -мезон, быстро распадающийся на два пиона. С другой стороны, ясно, что этот резонансный (s-канальный) механизм при очень высоких энергиях 50-450 ГэВ уже не работает, и определяющий вклад должен давать

некоторый *t*-канальный механизм. Такой *t*-канальный механизм *NN*-рассеяния при высоких энергиях мы обсудим ниже.

Чтобы понять связи, имеющиеся между высокоэнергетическим *pp*-рассеянием и физикой дибарионов, уточним шестикварковую микроскопическую картину, изложенную в предыдущих Лекциях, переинтерпретируя ее в терминах двухкластерной (4q-2q) модели Наймеген–ИТЭФ (см. раздел 7.3). Напомним, что в этой модели предполагается, что дибарион состоит из двух цветных кварковых кластеров: тетракварка (4q) и дикварка (2q), соединенных цветной хромодинамической струной. Такая кластеризация в шестикварковой системе может быть обусловлена сильными дикварковыми корреляциями в скалярном и аксиальном каналах. (Дикварковым корреляциям и их экспериментальному наблюдению посвящен обзор Вильчека [5].) Однако эти дикварковые корреляции лучше всего проявляются, когда кластеры являются до некоторой степени обособленными, а не перекрывают друг друга полностью.

С другой стороны, если переписать шестикварковую волновую функцию с симметрией $|s^4p^2[42]LST\rangle$ в двухкластерной форме, то получим волновую функцию вида:

$$|s^4 p^2 [42] \rangle \Rightarrow (q^4 [4])_{ST} \xleftarrow{2\hbar\omega} (q^2 [2])_{S'T'},$$
 (2)

где цифры в квадратных скобках означают пространственную симметрию кварковых функций кластеров, а стрелкой с символом $2\hbar\omega$ обозначена возбужденная струна, соединяющая два кварковых кластера. В осцилляторной многокварковой оболочечной модели преобразование оболочечной волновой функции в кластерную форму происходит с сохранением полной энергии состояния. Оболочечная волновая функция $|s^4p^2[42]LST\rangle$ включает два *p*-волновых однокварковых состояния с общей энергией возбуждения $2\hbar\omega$, и преобразование этой функции в кластерную форму сохраняет энергию $2\hbar\omega$ в виде возбуждения струны. При таком возбуждении кластеры заметно разделяются, и выигрыш в энергии за счет кластеризации делается явным.

Дополнительно здесь возникает еще один важный момент: в таком шестикварковом дибарионе возникает большая *D*волновая компонента. В самом деле, при преобразовании оболочечной волновой функции в двухкластерную форму:

$$|s^4 p^2[42]LST\rangle \Leftrightarrow |q^4[4]_{ST} \xleftarrow{L} q^2[2]_{S'T'}\rangle,$$
 (3)

сохраняется не только энергия состояния, но и его орбитальный момент L. Так как два *р*-волновых кварка могут иметь суммарный орбитальный момент L = 0 и 2, а оба *s*-волновых кластера в правой части уравнения (9.2) имеют нулевой внутренний орбитальный момент, то при L = 2 мы получаем *D*-волновое возбуждение струны, соответствующей относительному движению двух кварковых кластеров. Поэтому в дибарионе с квантовыми числами дейтрона $I(J^P) = O(1^+)$ естественным образом возникает внутренняя дибарионная *D*-волна, вес которой должен быть того же порядка, что и вес S-волновой двухкластерной конфигурации. Таким образом, при учете дибарионной компоненты в полной волновой функции дейтрона возникает дополнительная относительно большая *D*-волновая компонента, которая вполне способна объяснить нехватку Д-волны в дейтроне при традиционном описании его квадрупольного момента и поведения тензорной поляризации Т₂₀ в рассеянии высокоэнергичных протонов и электронов на спин-поляризованных дейтронах.

Большим преимуществом двухкластерного (4q-2q) описания высокоэнергетического рассеяния нуклонов является явный конфайнмент в такой конфигурации со скрытым цветом. Термин «скрытый цвет», введенный Бродским, означает в данном случае, что оба кварковых кластера являются цветными, а все состояние — бесцветным, т.е. «белым». Такое запирание цвета, обеспечиваемое цветной струной, идеально подходит для описания высокоэнергетического рассеяния частиц, поскольку способно удержать на близком расстоянии две очень быстрые частицы, пока они взаимодействуют друг с другом. Традиционные обменные механизмы с легкими мезонами малоэффективны в таком процессе. Однако ясно, что чем выше энергия столкновения, тем сильнее «растягивается» цветная струна, соединяющая кварковые кластеры, и тем больше скалярных (и других) мезонов может родиться при девозбуждении или разрыве такой сильно возбужденной струны. Вероятно, такая картина рождения σ-мезонов скрывается за одно- и двухпомеронным обменом в модели Кисслингера, рассмотренной в разделе 9.1, и экспериментально наблюдается в работах коллаборации GAMS (см. Рис. 9.7).

Интересным подтверждением этих общих идей являются многочисленные данные, полученные на установках BESII и BESIII в Пекинском институте физики высоких энергий, а также в работах коллаборации CHARM [6], где изучались двухпионные распады возбужденных состояний чармония и боттомония, — см. Рис. 9.8.



Рис. 9.8. Спектры связанных состояний чармония (сверху) и боттомония (снизу). Состояния, которые еще не наблюдались, показаны штриховыми линиями.

Наибольший интерес для нас здесь представляют радиальные (скалярные) возбуждения чармония $\psi(1S)$ и $\psi(2S)$ (сейчас известно еще и $\psi(3S)$) и боттомония $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$, $\Upsilon(3S)$ (сейчас известны еще $\Upsilon(4S)$ и $\Upsilon(5S)$) и соответствующие переходы между ними. Структура этих состояний в настоящее время хорошо известна и понятна в рамках КХД. Они представляют собой связанные состояния очарованного (c) или прелестного (b) кварка и соответствующего антикварка, т.е. $c\bar{c}$ или $b\bar{b}$. При этом кварк и антикварк находятся на концах радиально возбужденной струны. При девозбуждении струны, как и в случае NNвзаимодействия, рождаются легкие скалярные σ -мезоны, которые быстро распадаются в пионную пару (см. Рис. 9.9). Хотя наблюдаемая инвариантная масса дипионов зависит от разности энергий соответствующих уровней, можно думать, что промежуточный (очень широкий) σ -мезон дает существенный вклад в такие распады. В любом случае, ясно, что при девозбуждении струны в кварконии $q\bar{q}$ эмиссия дипионов в скалярной моде играет очень важную роль.

Подведем итоги сказанного выше. Приведенные примеры из области экспериментальной и теоретической физики высоких энергий показывают, что возбужденная цветная струна, которая образуется при высокоэнергетическом рассеянии нуклонов (и, вероятно, любых адронов), порождает при своем девозбуждении или разрыве много пионных пар в скалярной моде, тесно связанных с рождением легких скалярных σ -мезонов. Эта цветная струна возникает в результате перестройки шестикварковой системы в двухкластерную конфигурацию (4*q*-2*q*), в которой цветные кластеры находятся на концах струны. Низшие дискретные состояния такой двухкластерной системы с радиальными и вращательными возбуждениями отвечают дибарионным резонансам, предсказанным много лет назад, но надежно открытым лишь совсем недавно (многие из предсказанных ранее дибарионов все еще ждут своего экспериментального подтверждения). И наконец, образование таких промежуточных дибарионов, одетых σ -полем, индуцирует основную силу притяжения между нуклонами в ядрах.



Рис. 9.9. Распределение пионных пар $\pi^+\pi^-$ по инвариантным массам при распадах уровней кваркониев (чармония и боттомония).

Такая картина дает естественное и единообразное описание основного NN-взаимодействия как при низких (*s*-канальный дибарионный механизм), так и при высоких и очень высоких энергиях (*t*-канальный или померонный обмен). В этой картине источником сильного взаимодействия нуклонов на средних и малых расстояниях при всех энергиях является образование промежуточного шестикваркового состояния (4q-2q), запертого по цвету, т.е., в конечном счете, возбуждение цветного калибровочного поля, сконцентрированного внутри относительно тонкой струны. Это позволяет говорить о единой КХД-основе сильных взаимодействий как при низких, так и при высоких энергиях.

9.3. ВОССТАНОВЛЕНИЕ КИРАЛЬНОЙ СИММЕТРИИ В ПЛОТНОЙ (ИЛИ ГОРЯЧЕЙ) ЯДЕРНОЙ МАТЕРИИ И В ВОЗ-БУЖДЕННЫХ АДРОНАХ

Хорошо известно, что лагранжиан КХД является кирально инвариантным, т.е. одинаковым для лево- и правоспиральных безмассовых частиц. Однако, все реальные сильновзаимодействующие частицы — адроны — имеют ненулевую массу, которую они приобретают благодаря механизму Хиггса (механизму спонтанного нарушения киральной симметрии). Такое нарушение киральной симметрии тесно связано с возникновением вакуумных конденсатов, например, бозонов $q\bar{q}$, обусловленных поляризацией вакуума КХД. Вместе с тем, при росте температуры или плотности ядерной материи средняя кинетическая энергия частиц среды растет так, что их сильная связь с конденсатом ослабляется. В результате возникает эффект частичного восстановления киральной симметрии, т.е. частично восстанавливается нарушенное в исходном состоянии материи вырождение между состояниями с противоположной четностью и равными угловыми моментами. Рассмотрению эффекта частичного или полного восстановления киральной инвариантности в различных системах посвящено множество работ. В работах [7,8] было, в частности, показано, что в процессе восстановления киральной симметрии масса σ -мезона постепенно уменьшается и сравнивается с массой пиона, тогда как масса пиона вначале остается неизменной (с ростом температуры или плотности), а затем резко возрастает.

Рассмотрим кратко поведение пропагатора σ -мезона в вакууме и в плотной и/или горячей материи [7]. Обычный пропагатор σ -мезона имеет вид:

$$\Delta_{\sigma}(s) = \frac{1}{M_{\sigma}^2 - s - iM_{\sigma}\Gamma_{\sigma}(s)},\tag{4}$$

где масса M_{σ} и ширина распада Γ_{σ} могут быть рассчитаны в рамках модели Намбу–Иона-Лазинио:

$$M_{\sigma}^{2} = M_{\pi}^{2} + 4m, \quad \Gamma_{\sigma}(s) = \frac{3m^{4}}{2\pi M_{\sigma}F_{\pi}^{2}} \sqrt{1 - \frac{4M_{\pi}^{2}}{s}}, \tag{5}$$

где M_{π} и F_{π} — масса и константа слабого распада пиона, и m — масса конституэнтного кварка.

В вакууме (т.е. когда температура T и химический потенциал μ равны нулю, а масса кварка $m \approx 280$ МэВ) можно рассмотреть два предельных случая:

1) $s = M_{\sigma}^{2}$, тогда, согласно (4),

Re
$$\left(\Delta_{\sigma}^{-1}(s)\right) \approx 0$$
, Im $\left(\Delta_{\sigma}^{-1}(s)\right) \approx 0.3 \ \Gamma \Rightarrow B^2$;
2) $s = 4M_{\pi}^2$, тогда, согласно (4) и (5),

$$\operatorname{Im}\left(\Delta_{\sigma}^{-1}(s)\right) \approx 0, \quad \operatorname{Re}\left(\Delta_{\sigma}^{-1}(s)\right) \approx 0.25 \,\Gamma \Im B^{2}.$$

Таким образом, $\operatorname{Re}(\Delta_{\sigma}^{-1}(s))$ и $\operatorname{Im}(\Delta_{\sigma}^{-1}(s))$ не могут одновременно быть близки к нулю. Поэтому σ -полюс в пропагаторе для вакуума не может дать узкий резонансный пик ни при каких энергиях.

Однако с ростом температуры и плотности среды масса конституэнтного кварка *m* падает из-за частичного восстановления киральной симметрии, а масса пиона остается практически неизменной. Тогда возможен случай $4m^2 \approx 3M_{\pi}^2$, при котором возможна одновременная малость $\text{Re}(\Delta_{\sigma}^{-1}(s))$ и $\text{Im}(\Delta_{\sigma}^{-1}(s))$.

В самом деле, рассмотрим $\pi\pi$ -рассеяние через промежуточный σ -мезон при энергии вблизи 2π -порога: $s = 4M_{\pi}^{2}(1+\varepsilon)$, где $\varepsilon \ll 1$. Тогда имеем:

$$\operatorname{Re}\left(\Delta_{\sigma}^{-1}(s)\right) \approx -4M_{\pi}^{2}\varepsilon, \quad \operatorname{Im}\left(\Delta_{\sigma}^{-1}(s)\right) \approx -\frac{3m^{4}}{2\pi F_{\pi}^{2}}\sqrt{\varepsilon}, \tag{6}$$

$$\Delta_{\sigma}(s) \approx \frac{1}{-4M_{\pi}^2 \varepsilon - \frac{3m^4}{2\pi F_{\pi}^2} \sqrt{\varepsilon}}.$$
(7)

При $\varepsilon \to 0$ в σ -пропагаторе (7) возникает особенность. Это означает, что в горячей и/или плотной материи в окрестности некоторых критических значений Т и $\mu \sigma$ -мезон становится узким резонансом, что приводит к усилению всех процессов, где σ -мезон участвует как промежуточная частица, например, $\pi\pi \to \sigma \to \pi\pi$ или $pp \to pp\sigma \to pp\gamma\gamma$.

В ряде работ в рамках различных моделей была рассмотрена зависимость массы и ширины σ -мезона от температуры и плотности среды. Например, на Рис. 9.10 показана температурная зависимость массы пиона и массы и ширины σ -мезона в горячей ядерной материи, полученная в работе [8].



Рис. 9.10. Зависимость параметров M_{π} , M_{σ} и Γ_{σ} в горячей ядерной материи от температуры.

Зависимость параметров σ -мезона в среде от плотности ядерной материи была рассчитана в работе [9] в приближении случайных фаз (RPA). В этом приближении пропагатор σ -мезона в ядерной материи, который включает $\pi\pi$ -рассеяние, равен

$$D_{\sigma}(s) = \left[s - m_{\sigma}^{2} - \frac{2\lambda^{4} \langle \sigma \rangle^{2} \Sigma_{\pi\pi}(s)}{1 - \lambda^{2} \Sigma_{\pi\pi}(s)}\right]^{-1}, \qquad (8)$$

где $\Sigma_{\pi\pi}(s)$ — собственная энергия $\pi\pi$ -системы (регуляризуемая неким формфактором с параметрами, подогнанными под фазовые сдвиги $\pi\pi$ -рассеяния), λ^2 — «голая» (неперенормированная) константа связи линейной σ -модели. Эта константа, масса σ -мезона и величина конденсата $\langle \sigma \rangle$ связаны тождеством Уорда:

$$M_{\sigma}^{2} = m_{\pi}^{2} + 2\lambda^{2} \left\langle \sigma \right\rangle^{2}.$$
⁽⁹⁾

Таким образом, зависимость массы σ -мезона от плотности среды диктуется, в основном, величиной конденсата $\langle \sigma \rangle$.

На основе подобного рассмотрения Хатсуда, Кунихиро и Шимицу [7] предложили следующий простой анзац для зависимости массы *σ*-мезона от плотности среды:

$$M_{\sigma}(\rho) = M_{\sigma} \left(1 - \alpha \, \rho / \rho_0 \right), \tag{10}$$

где $\alpha = 0.2-0.3$, ρ_0 — равновесная плотность ядерной материи. В соответствии с этой зависимостью, масса σ -мезона заметно падает с ростом плотности. При $M_{\sigma}(\rho) \leq 2m_{\pi}$ на пороге 2π рождения возникает узкий и высокий пик, заметный в сечении рождения фотонных пар. Причем, благодаря закрытию основного двухпионного канала распада σ -мезона, выход дифотонов растет взрывным образом в окрестности 2π -порога.

Эти характерные особенности рождения фотонных пар было предложено использовать для диагностики состояния (температуры, плотности, химического потенциала и др.) ядерной материи при столкновениях релятивистских ядер, которые будут исследоваться, в частности, на строящемся коллайдере NICA в Дубне [10] (см. след. раздел).

В работах Глозмана и др. (см., например, [11]), было показано, что аналогичная перенормировка масс кварков и адронов происходит и при возбуждении отдельных адронов, а не только ядерной среды. Качественно это можно объяснить следующим образом. С ростом энергии возбуждения адрона кинетическая энергия составляющих его кварков и антикварков растет, поэтому их связь с кварковым конденсатом $\langle q\bar{q} \rangle$ ослабевает, и, как следствие, частично восстанавливается нарушенная киральная симметрия. Это относится в полной мере и к обсуждаемым в этой книге дибарионным резонансам, которые представляют собой возбужденные состояния шестикваркового мешка с энергией возбуждения $E_{6q}^* = 2\hbar\omega \approx 600$ МэВ. Модельные расчеты, выполненные Глозманом и др. для спектров возбужденных состояний мезонов и барионов, показали, что при таких энергиях возбуждения уже происходит частичное восстановление киральной инвариантности. При этом масса σ -мезона, а также его ширина заметно уменьшаются.



Рис. 9.11. Вырождение по четности в спектрах мезонов, рассчитанных в рамках релятивистской кварковой модели.

На Рис. 9.11 показано вырождение по четности в спектрах мезонов, рассчитанных в рамках релятивистской кварковой модели, а в Таблице 9.1 приводится экспериментальный спектр возбужденных состояний нуклона, из которого хорошо видно, что при энергии возбуждения выше ~ 600 МэВ наблюдается приближенное вырождение уровней противоположной четности с одним и тем же значением полного момента *J*. Было показано, что наиболее вероятной причиной такого вырождения является именно восстановление киральной симметрии [12].

Таблица 9.1. Экспериментальный спектр возбужденных состояний нуклона. Знаками вопроса указаны массы еще не открытых состояний.

Спин	Киральный мультиплет
1/2	$N_{+}(1440) - N_{-}(1535)$
1/2	$N_{+}(1710) - N_{-}(1650)$
3/2	$N_{+}(1720) - N_{-}(1700)$
5/2	$N_{+}(1680) - N_{-}(1675)$
7/2	$N_{+}(?) - N_{-}(2190)$
9/2	$N_{+}(2220) - N_{-}(2250)$
11/2	$N_{+}(?) - N_{-}(2600)$

9.4. ДИФОТОНЫ И ДИЛЕПТОНЫ В ВЫСОКОЭНЕРГИЧНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ

Как уже было сказано в предыдущем разделе, Кунихиро с сотр. [7], а затем Волков с сотр. в ОИЯИ [8] показали, что при достаточно высокой плотности и/или температуре ядерной материи масса σ -мезона может стать меньше энергии 2π -порога ($E_{2\pi} = 270 \text{ МэВ}$). В таком случае единственным реальным каналом распада σ -мезона является дифотонный распад $\sigma \rightarrow 2\gamma$, вклад которого обычно едва заметен, поскольку доминирует двухпионный канал распада. Тогда, например, при высокоэнергетическом столкновении тяжелых ядер большое число родившихся подпороговых σ -мезонов в результате их практически одновременного распада по 2*γ*-каналу дадут сильную *γ*вспышку, которая может служить хорошим индикатором кирального фазового перехода в горячей ядерной материи.

Что касается экспериментального подтверждения всех этих идей о (частичном) восстановлении киральной инвариантности при рождении σ -мезонов в высокоэнергетических соударениях адронов, к настоящему времени известны, по крайней мере, два экспериментальных исследования, изучавших $\gamma\gamma$ сигнал при столкновениях высокоэнергичных нуклонов и ядер, которые явно показали эффект частичного восстановления киральной симметрии.

В серии экспериментов Абрамяна с сотр. в ОИЯИ [13] был измерен спектр дифотонов и дипионов в столкновениях протонов и дейтронов с ядрами углерода при импульсах падающих частиц 2.75–5.5 ГэВ/сА. На Рис. 9.12 показана схема эксперимента по измерению $\gamma\gamma$ -корреляции, возникающей при столкновениях высокоэнергичных протонов и дейтронов с ядром ¹²С.



Рис. 9.12. Схема экспериментальной установки PHOTON-2. S1 и S2 — счетчики сцинтилляций.

Два симметрично расположенных относительно оси падающего пучка частиц фотонных детектора измеряли в режиме совпадений инвариантную массу двух *γ*-квантов, излучаемых в реакциях

$$d + {}^{12}\mathbf{C} \to \gamma\gamma + X, \tag{11a}$$

$$p + {}^{12}\mathbf{C} \to \gamma\gamma + X. \tag{116}$$

Спектры $\gamma\gamma$ -сигналов для этих двух реакций показаны на Рис. 9.13. На Рис. 9.13а видно три выраженных максимума: один — при $M_{\gamma\gamma} \approx 140$ МэВ — отвечает распаду π -мезонов $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$,

столкновении, второй рождающихся В таком при $M_{\gamma\gamma} \approx 550 \text{ M} \rightarrow \text{B}$ — отвечает рождению и распаду η -мезонов $(m_\eta \approx 547 \text{ МэВ})$, а третий — при $M_{\gamma\gamma} \approx 360 \pm 64 \text{ МэВ}$ — хорошо виден при столкновении дейтронов с мишенью и отсутствует в случае столкновения протонов с той же мишенью (ср. Рис. 9.13а 9.13b). Объяснить большой этот реакции И пик В $d + {}^{12}\mathbf{C} \rightarrow \gamma \gamma + X$ в рамках известной модели каскадных процессов авторам эксперимента не удалось [13].



Рис. 9.13. Выход дифотонов в зависимости от их инвариантной массы в реакции $d + {}^{12}\mathbf{C} \rightarrow \gamma\gamma + X$ при импульсе пучка p = 2.75 GeV/cA (а) и в реакции $p + {}^{12}\mathbf{C} \rightarrow \gamma\gamma + X$ при импульсе пучка p = 5.5 GeV/c (b).

Происхождение этого пика можно объяснить с помощью так называемого механизма Ландау–Померанчука для жестких соударений быстрых частиц с мишенью. Этот механизм предполагает, что при жестком (т.е. с большой передачей импульса) столкновении быстрой частицы с мишенью «шуба» виртуальных частиц, окружающая быструю частицу и состоящая в случае электрона из виртуальных фотонов, не успевает затормозиться и слетает («стряхивается») со своего источника, который на короткое время превращается в «голую» частицу (в смысле теории поля), уже не способную взаимодействовать со своим окружением. Однако через короткое время движущаяся частица «одевается» новой «шубой» и начинает опять взаимодействовать с другими частицами.

Используя эти идеи, можно предположить, что облако легких скалярных σ -мезонов, окружающих дибарион в падающем дейтроне, «стряхивается» при жестком столкновении с мишенью, затем в течение короткого времени движется вперед по инерции и быстро распадается по $\gamma\gamma$ -каналу, что схематически показано на Рис. 9.14. При этом наблюдаемая инвариантная масса двух регистрируемых γ -квантов $M_{\gamma\gamma} = 360$ МэВ должна быть равна массе m_{σ} исходного σ -мезона внутри дибариона. Это значение находится значительно ниже принятого на сегодня диапазона масс свободного σ -мезона $m_{\sigma}^0 = 400-550$ МэВ.



Рис. 9.14. Механизм типа Ландау–Померанчука для рождения дифотонов в столкновениях $d + {}^{12}C$.

Скорее всего, такое различие указывает на наблюдаемый в этом эксперименте эффект частичного восстановления ки-

ральной симметрии в $0(1^+)$ -дибарионе, который присутствует в дейтроне с вероятностью 2–3%. При этом масса σ -мезона уменьшается с исходной величины ~450 МэВ до наблюдаемого значения 360 МэВ. Подтверждением такого механизма рождения дифотона с инвариантной массой 360 МэВ является отсутствие аналогичного сигнала в столкновениях протонов с углеродом $p + {}^{12}$ С (см. Рис. 9.13b).

Дополнительным подтверждением описанного механизма дифотонного рождения (типа Ландау–Померанчука) могло бы стать независимое измерение выхода дипионов в изоскалярном канале, т.е. в виде пар $\pi^+\pi^-$ или $\pi^0\pi^0$ в тех же экспериментах с реакциями (11а) и (11б), поскольку двухпионная мода распада σ -мезона является доминирующей. Такие измерения были также выполнены Абрамяном с сотр. в ОИЯИ [13], и их результаты подтвердили описанный механизм рождения дифотонов.

Важно, что эти четыре независимых эксперимента, выполненные Абрамяном с сотр., т.е. два эксперимента с измерением дифотонов, и два — с измерением дипионов, можно рассматривать как подтверждение (или обнаружение, хотя и косвенное) одетого σ -полем скалярного дибариона в дейтроне, однозначно предсказываемого дибарионной моделью ядерных сил.

Имеется также более ранняя экспериментальная работа [14], в которой наблюдался пик рождения дифотонов с инвариантной массой $M_{\gamma\gamma} = 300-350$ МэВ в реакции $pp \rightarrow pp\gamma\gamma$ при энергии падающих протонов $T_p = 1.2-1.36$ ГэВ (см. Рис. 9.15). Попытки авторов объяснить выход таких дифотонов $\gamma\gamma$ распадом двух π^0 -мезонов, рождающих при распаде промежуточного σ -мезона, к успеху не привели. В результате они пришли к выводу, что источником наблюдаемых дифотонов является прямой распад σ -мезонов с относительно малой массой $m_{\sigma} = 300-350$ МэВ. Возможной интерпретацией результатов этого эксперимента является механизм образования и последующего дифотонного распада промежуточных изовекторных дибарионов (${}^{1}D_{2}$, ${}^{3}F_{3}$, ${}^{1}G_{4}$ и т.д.) с массами 2.15–2.90 ГэВ и ширинами 100–200 МэВ. Все эти дибарионы могут распадаться в ${}^{1}S_{0}$ -дибарион, который является кварковой компонентой синглетного дейтрона с массой почти на самом *pp*-пороге, излучая при этом σ -мезоны с массами $m_{\sigma} \geq 300$ МэВ.



Рис. 9.15. Выход дифотонов в зависимости от их инвариантной массы в реакции $pp \rightarrow pp\gamma\gamma$ при энергии падающих протонов $T_p = 1.36 \ \Gamma$ эВ.

Таким образом, описанные выше экспериментальные данные совместно с их новой интерпретацией, предполагающей рождение промежуточных дибарионных резонансов и связанное с этим восстановление киральной симметрии, дают дополнительное и независимое подтверждение дибарионной концепции ядерных сил.

9.5. ВЫВОДЫ

Имеющиеся экспериментальные данные свидетельствуют о том, что в горячей и/или плотной ядерной материи, а также в сильно возбужденных состояниях адронов возникает фазовый переход, связанный с частичным восстановлением киральной симметрии, нарушенной в мезонах и барионах. При таком фазовом переходе масса конституэнтных кварков, а также масса и ширина распада σ -мезонов уменьшается, что можно экспериментально подтвердить, измеряя инвариантную массу скалярных дипионов или дифотонов, образующихся при распаде перенормированных σ -мезонов. Такие дипионы и дифотоны несут важную информацию о состоянии ядерной материи, образовавшейся при релятивистских столкновениях ядер, и поэтому могут быть использованы как важный диагностический инструмент исследований, в частности, на проектируемых коллайдерах NI-CA и FAIR.

Литература

- 1. H.P. Morsch, P. Zupranski, Phys. Rev. C 71, 065203 (2005).
- 2. C. Patrignani et al. (Particle Data Group), Chin. Phys. C 40, 100001 (2016).
- 3. L.S. Kisslinger, W. Ma, P. Shen, Phys. Rev. D 71, 094021 (2005).
- 4. D. Alde et al., Phys. Lett. B397, 350 (1997).
- 5. F. Wilczek, *Diquarks as inspiration and as objects*, From Fields to Strings: Circumnavigating Theoretical Physics, Vol. 1, pp. 77–93 (2005); arXiv: hep-ph/0409168.
- 6. D. Kreinick, in Proc. CHARM07, Ithaca, NY, 2007; arXiv:hep-ex/0710.5929.
- 7. T. Hatsuda, T. Kunihiro, H. Shimizu, Phys. Rev. Lett. 82, 2840 (1999).

8. D. Blaschke, Yu.L. Kalinovsky, A.E. Radzhabov, M.K. Volkov, Phys. Part. Nucl. Lett. **3**, 327 (2006); arXiv:hep-ph/0508264.

9. Z. Aouissat, G. Chanfray, P. Schuck, J. Wambach, Phys. Rev. C **61**, 012202 (1999); arXiv:nucl-th/9908076.

10. V.I. Kukulin, M.N. Platonova, EPJ Web Conf. 138, 03006 (2017).

11. L.Ya. Glozman, Phys. Lett. B475, 329 (2000).

12. S. S. Afonin, Phys. Lett. B639, 258 (2006).

13. Kh.U. Abraamyan et al., Phys. Rev. C **80**, 034001 (2009); Eur. Phys. J. A **52**, 259 (2016).

14. M. Bashkanov et al., Int. J. Mod. Phys. A20, 554 (2005); M. Bashkanov, arXiv:hep-ex/0406081.