ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИФВЭ 97–52
ОТФ

М.Л. Некрасов

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРИРОДЫ $\iota/\eta(1440)$ В ПОДХОДЕ КИРАЛЬНОЙ ТЕОРИИ ВОЗМУЩЕНИЙ

Направлено в *Z.Phys.C. Particles and Fields*

Протвино 1997

УДК 539.1.01 М–24

Аннотация

Некрасов М.Л. Исследование природы $\iota/\eta(1440)$ в подходе киральной теории возмущений: Препринт ИФВЭ 97–52. – Протвино, 1997. – 20 с., библиогр.: 24.

Исследуется вопрос о природе состояния $\iota/\eta(1440)$ в рамках гипотезы о его однорезонансной структуре. Полагая, что $\iota/\eta(1440)$ образуется в результате смешивания 0^{-+} глюболла и близлежащих кварковых состояний (η, η' и их радиальных возбуждений), получены две верхние оценки ширины распада $\iota/\eta(1440) \to K^*K$: одна для случая, когда $\iota/\eta(1440)$ является в основном глюболлом, и другая, когда $\iota/\eta(1440)$ является в основном возбужденным $s\bar{s}$-состоянием. Обе оценки получены в подходе киральной теории возмущений с учетом данных PDG по векторным мезонам и псевдоскалярному состоянию $K(1460)$, интерпретируемому как радиально возбужденное состояние K мезона. Показано, что интерпретация $\iota/\eta(1440)$ как глюболла не совместима с рассматриваемыми в совокупности данными OBELIX и Crystal Barrel. В случае, если $\iota/\eta(1440)$ является в основном возбужденным $s\bar{s}$-состоянием, полученная оценка не противоречит экспериментальным данным.

Abstract

Nekrasov M.L. Study of the Nature of $\iota/\eta(1440)$ in the Approach of Chiral Perturbation Theory: IHEP Preprint 97–52. – Protvino, 1997. – p. 20, refs.: 24.

The nature of $\iota/\eta(1440)$ is analysed in the framework of the hypothesis on its one-resonance structure. Assuming that $\iota/\eta(1440)$ is formed due to the mixing of 0^{-+} glueball and the nearest quarkic states (η, η', and their radial excitations), two upper estimations are obtained for the width of the decay $\iota/\eta(1440) \to K^*K$: the one for the case when $\iota/\eta(1440)$ is mostly a glueball and another one when $\iota/\eta(1440)$ is mostly radial excitation of the $s\bar{s}$-state. Both estimations are obtained in the framework of chiral perturbation theory with taking into account the PDG data on the vector mesons and pseudoscalar state $K(1460)$ which is interpreted as a radial excitation of the K meson. It is shown that the glueball interpretation of the $\iota/\eta(1440)$ is not compatible with the combined OBELIX and Crystal Barrel data. In case when $\iota/\eta(1440)$ is mostly a radial excitation of the $s\bar{s}$-state the obtained estimation does not contradict the experimental data.

Введение

Псевдоскалярное (ПС) состояние $\iota/\eta(1440)$ традиционно рассматривается как один из наиболее вероятных кандидатов в глюболлы. Впервые оно было обнаружено в реакции аннигиляции $p\bar{p}$ в середине шестидесятых годов [1]. Впоследствии свойства $\iota/\eta(1440)$ изучались в многочисленных экспериментальных исследованиях [2]. Гипотеза о глюбольной природе $\iota/\eta(1440)$ основывается главным образом на том факте, что $\iota/\eta(1440)$ обильно рождается в так называемых глюонно-обогащенных реакциях: в распадах J/ψ, в реакциях анигилляции $p\bar{p}$ и перезарядки $\pi^- p$. Вместе с этим $\iota/\eta(1440)$ распадается практически по всем допустимым модам распадов по сильным взаимодействиям и почти не проявляется в $\gamma\gamma$–столкновениях.

Несмотря на долгую историю вопроса, гипотеза о глюбольной природе $\iota/\eta(1440)$, впрочем, не получила достаточно надежного подтверждения (перечисленные выше аргументы носят скорее качественный характер). Более того, в последние годы появились серьезные сомнения в том, что $\iota/\eta(1440)$ действительно может быть глюболлом. Сомнения эти основаны главным образом на результатах решеточных вычислений [3], которые предсказывают массу низшего состояния ПС–глюболла значительно выше наблюдаемой массы $\iota/\eta(1440)$.

В настоящее время совокупность имеющихся данных указывает на то, что в области $\iota/\eta(1440)$ может существовать не один, а два перекрывающихся ПС–резонанса. Однако полной ясности в этом вопросе пока нет [2], и для его разрешения необходим более детальный анализ обеих возможностей. Недавно в работе [4] исследовалась возможность однорезонансной структуры $\iota/\eta(1440)$ в предположении о том, что $\iota/\eta(1440)$ является в основном возбужденным $s\bar{s}$–состоянием. Факты интенсивного рождения в глюонно-обогащенных реакциях и наблюдаемый спектр распадов $\iota/\eta(1440)$ в работе [4] объяснялись смешиванием с вышележащим состоянием ПС–глюболла. Некоторое расхождение с экспериментальными работами, указывающими на предпочтительность двух-резонансной структуры $\iota/\eta(1440)$, в работе [4] объяснялось не совсем корректным использованием формулы Брейта–Вигнера в соответствующих работах (не учитывалась зависимость парциальных ширин распадов от энергии промежуточных резонансов).

Работа [4] отчасти сняла противоречие между совокупностью экспериментальных данных, указывающих на глюбольное происхождение $\iota/\eta(1440)$, и результатами решеточных вычислений. Однако гипотеза о $s\bar{s}$-природе $\iota/\eta(1440)$, несмотря на это, нуждается в дальнейшем подтверждении, поскольку не все наблюдаемые свойства $\iota/\eta(1440)$ были учтены в работе [4]. Кроме этого, противоречие с решеточными вычислениями, на самом деле, может оказаться мнимым, поскольку в той части, которая касается 0^{-+}–глюболла, вычисления [3] не являются модельно-независимыми [1]. Следовательно, возможность глюбольного происхождения $\iota/\eta(1440)$ нельзя считать закрытой.

В настоящей работе в рамках предположения об однорезонансной структуре $\iota/\eta(1440)$ исследуются обе гипотезы о его происхождении: традиционная гипотеза о глюбольной природе и гипотеза работы [4] о его $s\bar{s}$-происхождении. Анализ проводится путем сравнения теоретической оценки ширины $\Gamma(\iota \to K^*K)$ с ее экспериментальным значением (в дальнейшем для краткости $\iota/\eta(1440)$ будем обозначать символом ι). Выбор распада $\iota \to K^*K$ не случаен, поскольку он является уникальным с точки зрения возможностей его описания. Действительно, в силу того, что распад протекает вблизи порога, его конечные продукты в системе центра масс имеют низкие кинетические энергии. Следовательно, распад $\iota \to K^*K$ с большой точностью может быть описан в подходе киральной теории возмущений КХД (χТВ). С другой стороны, точность экспериментальной оценки $\Gamma(\iota \to K^*K)$ тоже должна быть высока, поскольку ее можно извлечь из данных LEAR, накопленных с рекордно большой статистикой (в настоящее время в рамках гипотезы об однорезонансной структуре ι указанная оценка отсутствует).

Структура настоящей работы следующая. В первом разделе проводится построение кирального эффективного лагранжиана КХД, описывающего в χТВ кварковые ПС–резонансы и ПС–глюболл. В разделе 2 определяются вершины распадов ПС–состояний в систему K^*K. В разделе 3 исследуется вопрос о петлевых поправках и показывается, что их вклады не влияют на результаты, полученные в главном приближении χТВ. В разделе 4 определена верхняя оценка $\Gamma(\iota \to K^*K)$, учитывающая смешивание ПС–состояний и эффект конечной ширины K^*–мезона (указанный эффект важен, поскольку распад протекает вблизи порога, см. работу [6]). В разделе 5 определяется экспериментальное значение $\Gamma(\iota \to K^*K)$ в предположении об однорезонансной структуре ι. С этой целью мы воспользовались данными, полученными на LEAR группами OBELIX [7,8] и Crystal Barrel [9]. В заключительном разделе проводится обсуждение полученных результатов.

[1] Дело в том, что на решетке можно определить два оператора 0^{-+}–глюболла. Один из них (традиционный) вводится с помощью системы специфическим образом деформированных контуров в трехмерном пространстве [3]. Другой оператор является принципиально четырехмерным объектом и определяется как аналог оператора плотности топологического заряда $G_{\mu\nu}\widetilde{G}^{\mu\nu}$ на решетке [5]. Оба оператора характеризуются различными полевыми конфигурациями: первый оператор имеет структуру **BBB**, второй оператор — структуру **EB**. В результате, оба оператора являются независимыми операторами и могут генерировать разные состояния 0^{-+}–глюболла. В работах [3] использовался только первый из указанных двух операторов. Можно предположить, что он генерирует тяжелое состояние, в то время как другой генерирует более легкое состояние 0^{-+}–глюболла.

В приложении 1 приводятся формулы расчетов парциальных ширин с учетом эффектов конечной ширины промежуточных резонансов. В приложении 2 оценивается роль “загрязняющих” анализ распадов $\iota \to \rho\rho$ в реакции анигилляции $p\bar{p} \to \pi\pi\iota$ в покое. В приложении 3 выводится формула для амплитуды распадов $p\bar{p} \to \pi\pi\iota$, наблюдавшихся на LEAR.

1. Радиальные возбуждения кварковых состояний и 0^{-+}–глюболл в χТВ

Для построения χТВ обычно используется подход кирального эффективного лагранжиана КХД [10,11]. Фундаментальными ингредиентами в этом подходе являются интерполирующие поля наблюдаемых мезонов. Необходимый набор полей определяется конкретным видом процесса и масштабом энергий, характеризуюшим данный процесс. Область применимости χТВ определяется требованием, чтобы начальные и конечные состояния имели достаточно низкие значения импульсов в системе центра масс (обычно много меньше массы ρ–мезона).

Независимо от вида процесса в эффективном лагранжиане должны быть представлены легкие ПС–мезоны (π, K, η), имеющие голдстоуновскую природу. Их интерполирующие поля могут быть собраны в унитарную унимодулярную матрицу $u(\phi)$, принадлежащую фактор-пространству $\mathrm{SU}(3)_L \times \mathrm{SU}(3)_R/\mathrm{SU}(3)_V$ [12]. В экспоненциальной параметризации

$$u(\phi) = \exp\{i\phi/F\}, \quad \phi = \sum_1^8 \phi^a \lambda^a/2. \tag{1}$$

Здесь λ^a — матрицы Гелл-Манна; F — универсальная распадная константа октета ПС–мезонов. При действии киральной группы $\mathrm{SU}(3)_L \times \mathrm{SU}(3)_R$ матрица $u(\phi)$ преобразуется нелинейно:

$$u(\phi) \to g_{_L} u(\phi)\, h^\dagger = h\, u(\phi)\, g_{_R}^\dagger. \tag{2}$$

Здесь $g_{_{L,R}} \in \mathrm{SU}(3)_{L,R}$, $h = h(g_{_L}, g_{_R}, \phi)$ является “компенсирующим” преобразованием, принимающим значения в диагональной подгруппе $\mathrm{SU}(3)_V$. В случае диагональных преобразований $g_{_L} = g_{_R} = g$, $h = g$ и не зависит от ϕ.

Девятый член нонета ПС–мезонов (η') является тяжелым состоянием, поскольку он не является голдстоуном (хотя является таковым в пределе больших N_c [13]). Будучи синглетным состоянием, он остается инвариантным при действии киральной группы. Замечательным его свойством является неинвариантность соответствующего ему интерполирующего поля при $\mathrm{U}(1)_A$ преобразованиях (все прочие поля инвариантны) [13]:

$$\phi^0 \to \phi^0 + F_0 \omega_5^0. \tag{3}$$

Здесь ω_5^0 — параметр $\mathrm{U}(1)_A$ преобразований; F_0 в пределе больших N_c совпадает с F.

Интерполирующие поля тяжелых состояний под действием киральной группы, вообще говоря, тоже преобразуются нелинейно. В случае октетов тяжелых состояний R^a закон преобразования имеет вид [12]

$$R \to h\,R\,h^\dagger, \quad R = \sum_1^8 R^a \lambda^a/2. \tag{4}$$

Девятые члены нонетов (R^0) являются инвариантами киральной группы. Поля частиц, выпадающих из обычной классификации, должны быть рассмотрены особо. Среди таковых нас будет интересовать 0^{-+}–глюболл. Его интерполирующее поле, очевидно, должно быть инвариантом киральной группы.

Трансформационные свойства интерполирующих полей определяют структуру эффективного кирального лагранжиана, описывающего спектр и взаимодействия соответствующих мезонов. В подходе χТВ его можно представить в виде разложения по степеням производных полей и масс кварков. В низшем порядке χТВ удерживаются лишь квадратичные по производным члены ("кинетические" члены) и члены без производных, причем последние могут либо не содержать, либо содержать только линейные вклады токовых масс кварков. Члены без производных ответственны за массовые члены интерполирующих полей. Если в эффективной теории включены низшие состояния ПС–мезонов ϕ^a и ϕ^0, их радиальные возбуждения P^a и P^0, а также ПС–глюболл G, то массовые члены в порядке $O(p^0) + O(p^2)$ определяются следующим кирально-инвариантным и $\mathrm{U}(1)_A$–инвариантным лагранжианом:

$$\begin{aligned} L^{\mathrm{mass}} = \quad & - A_8 \langle P^2 \rangle - \alpha_8 \langle P P\, \chi_+ \rangle + i\tfrac{F}{2}\beta_8 \langle P\, \chi_- \rangle \\ & - \tfrac{1}{2} A_1\, (P^0)^2 - \alpha_1 \langle (P^0 \tfrac{\lambda^0}{2}) P\, \chi_+ \rangle + i\tfrac{F}{2}\beta_1 \langle (P^0 \tfrac{\lambda^0}{2})\, \chi_- \rangle \\ & - \tfrac{1}{2} M_0^2 (\phi^0 + F_0 \Theta)^2 - \tfrac{1}{2} M_G^2 G^2 - q(\phi^0 + F_0\Theta) G \\ & - \gamma_8 \tfrac{\lambda^0}{2} \langle (\phi^0 + F_0\Theta) P\, \chi_+ \rangle - \gamma_1 (\tfrac{\lambda^0}{2})^2 \langle (\phi^0 + F_0\Theta) P^0\, \chi_+ \rangle \\ & + i\tfrac{F}{2}\beta_0 \tfrac{\lambda^0}{2} \langle (\phi^0 + F_0\Theta)\, \chi_- \rangle + \tfrac{F^2}{4} \langle \chi_+ \rangle. \end{aligned} \tag{5}$$

Здесь $\langle \ldots \rangle$ означает взятие следа по ароматовым индексам, $\lambda^0 = \sqrt{2/3}$. Величина Θ является источником оператора глюонной аномалии КХД. Она введена в (5) для обеспечения $\mathrm{U}(1)_A$ инвариантности лагранжиана (см. работу [13], далее нас не будут интересовать вклады Θ.) Параметры A_8, A_1, M_0 и M_G описывают массы полей P^a, P^0, ϕ^0 и G, параметр q описывает смешивание $\phi^0 - G$ в киральном пределе (в пределе нулевых токовых масс кварков). Линейные по массам кварков вклады в формуле (5) описываются параметрами α_i, β_i и величинами $\chi_\pm = u^\dagger \chi u^\dagger \pm u \chi^\dagger u$ ($\chi = 2BM$, B — константа, пропорциональная конденсату кварков, $M = s + ip$ — "массовый" источник КХД; при выключенных источниках $M = \mathrm{diag}(m_u, m_d, m_s)$ [11,14]). Величина $\chi_\pm$ имеет р-четность ± 1. При киральных преобразованиях в присутствии внешних полей (источников) $\chi_\pm$ преобразуется как P, обеспечивая тем самым инвариантность лагранжиана (5). При выключенных внешних полях $\chi_\pm$ описывает нарушение киральной (и ароматовой) симметрии.

Отметим, что синглетные поля P^0 и G в лагранжиане (5) введены несимметричным образом. Основанием для этого служит теорема [15] о том, что интерполирующее поле тяжелого синглетного ПС состояния, отличного от ϕ^0, не может давать вклады одновременно в члены, пропорциональные $\chi_\pm$, и в член, описывающий в киральном пределе его смешивание с ϕ^0. Таким образом, для введения тяжелых синглетных ПС–полей в эффективной теории существует две альтернативы.

Для глюболла G мы воспользовались в лагранжиане (5) той альтернативой, которая допускает смешивание с ϕ^0. Такой выбор объясняется следующими причинами. Во-первых, $\phi^0 - G$ смешивание действительно имеет место в силу того, что в КХД существует анигилляционный механизм, позволяющий кваркам в синглетном состоянии переходить в глюонные бесцветные состояния. Во-вторых, в КХД взаимодействие устроено таким образом, что глюоны не различают ароматов взаимодействующих с ними кварков. Следовательно, интерполирующее поле чистого глюоболла не должно давать вкладов в члены, описывающие нарушение ароматовой симметрии, т.е. в члены, пропорциональные $\chi_\pm$. (О возможности введения в эффективной теории поля чистого глюболла, в особенности с учетом перенормировок КХД, см. в работе [15].)

В случае возбужденного кваркового состояния P^0 мы воспользовались в (5) противоположной альтернативой, согласно которой смешивание с состоянием ϕ^0 запрещено. Такой выбор можно обосновать тем, что в противном случае мы получили бы, что в киральном пределе возбужденное сильно взаимодействующее состояние (P^0) способно трансформироваться в невозбужденное состояние (ϕ^0) без "излучения" пионов и каонов. Напомним, что в киральном пределе пионы и каоны являются безмассовыми голдстоуновскими частицами. Следовательно, их излучение не сдерживается пороговыми эффектами. Таким образом, отсутствие упомянутого излучения противоречило бы тому, что мы имеем дело действительно с возбужденным сильно взаимодействующим состоянием. По аналогичным соображениям смешивание P^0 с глюболлом G тоже запрещено. К этому же выводу приводит требование самосогласованности: если "отынтегрировать" G из эффективной теории, то $P^0 - \phi^0$ смешивание не возникнет, если до этого не существовало $P^0 - G$ смешивания.

Выделяя квадратичные члены в лагранжиане (5), получаем следующие массовые члены, описывающие основные и возбужденные состояния пионов и каонов:

$$\begin{aligned} L^{\mathrm{mass}}_{(\pi,K)} = & -\tfrac{1}{2}M_\pi^2(PP)^\pi - \tfrac{1}{2}M_K^2(PP)^K + \beta\left[m_\pi^2(P\phi)^\pi + m_K^2(P\phi)^K\right] \\ & -\tfrac{1}{2}m_\pi^2(\phi\phi)^\pi - \tfrac{1}{2}m_K^2(\phi\phi)^K. \end{aligned} \tag{6}$$

Здесь $M_\pi^2 = A_8 + 2\alpha_8 m_\pi^2$ и $M_K^2 = A_8 + 2\alpha_8 m_K^2$ являются массами возбужденных состояний. Учет смешивания последних с основными состояниями пионов и каонов приводит к несущественным поправкам, сравнимым по порядку с p^4-поправками χТВ, которые мы здесь не учитываем. Отождествляя P^π и P^K с наблюдаемыми состояниями $\pi(1300)$ и $K(1460)$ [2,16], получаем $A_8 = (1,28\ \text{ГэВ})^2$, $\alpha_8 = 0,49$.

В канале изосинглетных мезонов с учетом свойства $\beta_0 = 1$ [15] получим

$$\begin{aligned}
L^{\rm mass}_{(0,8,G)} = \;& -\tfrac{1}{2}M_N^2(P^N P^N) - \tfrac{1}{2}M_S^2(P^S P^S) - M_{NS}^2(P^N P^S) \\
& + m_\pi^2(P^N\widetilde{\phi}^N) + (2m_K^2 - m_\pi^2)(P^S\widetilde{\phi}^S) \\
& -\tfrac{1}{2}\left(M_0^2 + \tfrac{2m_K^2+m_\pi^2}{3}\right)(\phi^0)^2 - \tfrac{1}{2}\tfrac{4m_K^2-m_\pi^2}{3}(\phi^8)^2 - 2\sqrt{2}\tfrac{m_\pi^2-m_K^2}{3}(\phi^0\phi^8) \\
& -\tfrac{1}{2}M_G^2(G)^2 - q\,\phi^0 G. \qquad (7)
\end{aligned}$$

Здесь $M_N^2 = [A_8 + 2A_1 + (\alpha_8 + 2\alpha_1)2m_\pi^2]/3$ и $M_S^2 = [2A_8 + A_1 + (2\alpha_8 + \alpha_1)(4m_K^2 - 2m_\pi^2)]/3$ являются массами состояний $P^N = \sqrt{2/3}P^0 + \sqrt{1/3}P^8$ и $P^S = \sqrt{1/3}P^0 - \sqrt{2/3}P^8$. Величина $M_{NS}^2 = (\sqrt{2}/3)[A_1 - A_8 + (\alpha_1 - \alpha_8)2m_K^2]$ описывает $P^N - P^S$ смешивание. Поля $\widetilde{\phi}^N$ и $\widetilde{\phi}^S$ содержат вклады параметров $\beta_{1,8}$ и $\gamma_{1,8}$. Поскольку эти параметры описывают подавленные в смысле χТВ члены, можно воспользоваться приближенными соотношениями $\beta_1 = \beta_8 = \beta$ и $\gamma_1 = \gamma_8 = \gamma$, выполняющимися точно в пределе больших N_c. В этом приближении $\widetilde{\phi}^N = (\beta - \gamma)\sqrt{2/3}\phi^0 + \beta\sqrt{1/3}\phi^8$, $\widetilde{\phi}^S = (\beta - \gamma)\sqrt{1/3}\phi^0 - \beta\sqrt{2/3}\phi^8$.

Оценку значений параметров в изосинглетном канале ввиду их большого числа осуществить не представляется возможным. Однако задачу можно упростить, если отождествить P^N с наблюдаемым состоянием $\eta(1295)$, распадающимся по каналу $\eta\pi\pi$ [2,17]. В этом случае, пренебрегая m_π^2 по сравнению с m_K^2, получаем феноменологические соотношения $M_N^2 = M_\pi^2$ и $M_{NS}^2 = 0$. Отсюда следует $A_1 = A_8$ и $\alpha_1 = \alpha_8$, что является справедливым также при больших N_c. В этом же приближении получим $M_S^2 = 2M_K^2 - M_\pi^2 \simeq (1,6\,\text{ГэВ})^2$.

2. Векторные мезоны в χТВ

Перейдем теперь к описанию векторных мезонов. Предметом нашего рассмотрения является взаимодействие векторных мезонов с ПС–мезонами, а именно взаимодействие типа $V\phi\phi$, $VP\phi$ и $VG\phi$. В дальнейшем нам понадобятся следующие конструкции, составленные из полей октета легких ПС–мезонов [11,14]:

$$\Gamma_\mu = \tfrac{1}{2}\left(u^\dagger\partial_\mu u + u\partial_\mu u^\dagger\right), \qquad (8)$$

$$u_\mu = \tfrac{i}{2}\left(u^\dagger\partial_\mu u - u\partial_\mu u^\dagger\right). \qquad (9)$$

Величина Γ_μ при киральных преобразованиях преобразуется неоднородно, что позволяет определить ковариантную производную поля тяжелого состояния R:

$$\nabla_\mu R = \partial_\mu R + [\Gamma_\mu, R]. \qquad (10)$$

Величина u_μ является удобным строительным блоком, поскольку при киральных преобразованиях u_μ преобразуется однородно по формуле (4).

В низшем порядке χТВ лагранжиан векторных мезонов, включающий $V\phi\phi$ взаимодействие и удовлетворяющий требованиям киральной инвариантности, p- и c-четности, имеет вид [18]

$$L_{V\phi\phi} = -ig\langle V_{\mu\nu}[u_\mu, u_\nu]\rangle - ig'\langle V_\mu[u_\mu, \chi_-]\rangle. \tag{11}$$

Здесь V_μ — векторное поле, $V_{\mu\nu} = \nabla_\mu V_\nu - \nabla_\nu V_\mu$ — тензор векторного поля. Согласно “наивным” правилам кирального счета киральная размерность лагранжиана (11) равна 3, поскольку первый его член содержит три производные, а второй — одну производную *плюс* линейный вклад масс кварков. Однако в силу уравнений движения векторных мезонов, главным в лагранжиане (11) все же является член порядка O(p). Действительно, первый член в (11) с учетом (9) можно представить в виде разложения по степеням ϕ:

$$-ig\langle V_{\mu\nu}[u_\mu, u_\nu]\rangle = -ig/F^2\langle V_{\mu\nu}[\partial_\mu\phi, \partial_\mu\phi]\rangle + \ldots \tag{12}$$

Перебрасывая одну производную с поля ϕ на векторное поле и воспользовавшись уравнением движения $\partial_\lambda V_{\lambda\mu} = -M_V^2 V_\mu + \ldots$, число производных в правой части (12) можно сократить на две единицы. В результате получим, что в главном порядке χТВ вершину $V\phi\phi$ описывает следующий лагранжиан:

$$L^{(\mathrm{vertex})}_{V\phi\phi} = -2ig_{V\phi\phi}\langle V_\mu[\phi, \partial_\mu\phi]\rangle. \tag{13}$$

Поправочные члены к (13), включающие либо большее число производных кирального поля, либо массовые вклады кварков, начинаются с порядка O(p^3).

Кирально-инвариантный, p-, c-четный лагранжиан, ответственный за $VP\phi$ взаимодействие, в приближении O(p) + O(p^3) описывается шестью независимыми членами:

$$\begin{aligned} L_{P\phi\phi} \;=\; & -ig_1\langle V_\mu[P, u_\mu]\rangle - ig_2\langle V_{\mu\nu}[\nabla_\mu P, u_\nu]\rangle - \\ & -ig_3\langle V_\mu[P, \nabla_\mu\chi_-]\rangle - ig_4\langle V_\mu\{\chi_+, [P, u_\mu]\}\rangle - \\ & -ig_5\langle V_\mu\{u_\mu, [P, \chi_+]\}\rangle - ig_6\langle V_\mu\{P, [\chi_+, u_\mu]\}\rangle. \end{aligned} \tag{14}$$

Здесь под символом P мы понимаем одновременно вклады октетных полей P^a и вклады синглетных полей P^0 и ϕ^0 (синглетные поля должны быть введены со своими константами связи). В последних трех членах в (14) мы учли, что разложение $\chi_+ = 4BM + \ldots$ начинается с выражения, не содержащего вкладов ϕ-полей (в результате χ_+ выступает в роли “шпуриона” в вершине $VP\phi$). Первый член в (14) соответствует порядку O(p) χТВ, второй член описывает составной порядок O(p)+O(p^3), последующие четыре члена описывают порядок O(p^3). В силу уравнений движения первый и второй члены в формуле (14) приводят к совпадающим выражениям для вершины $VP\phi$. Таким образом, в низшем порядке O(p) имеем

$$L^{(\mathrm{vertex})}_{VP\phi} = -2ig_{VP\phi}\langle V_\mu[P, \partial_\mu\phi]\rangle. \tag{15}$$

Поправочные члены к лагранжиану (15), как и в предыдущем случае, следуют, начиная с порядка $\mathrm{O}(p^3)$.

Замечательным свойством лагранжиана (15) является отсутствие в нем вкладов синглетных полей P^0 и ϕ^0 (в силу равенства нулю коммутатора). Это свойство является проявлением известного правила отбора для распадов с-четного синглетного состояния, диктуемого требованиями симметрии SU(3) [19]. Однако в следующем за главным порядком χТВ, в силу нарушения симметрии, такой распад становится возможным. Соответствующее выражение для вершины определяется последним членом в лагранжиане (14), включающим в структуру вершины нарушающий SU(3)–симметрию фактор ("шпурион").

Полученный результат может быть обобщен на случай ПС–глюболла. Однако при этом следует иметь в виду, что глюболл не должен различать ароматов взаимодействующих с ним кварков. В результате, в вершинах взаимодействия глюболла с кварковыми состояниями недопустимы вклады токовых масс кварков, нарушающих ароматовую симметрию. Иными словами, лагранжиан, описывающий глюболл, не должен содержать вкладов $\chi_{\pm}$, причем этот результат справедлив в любом порядке χТВ. Поправки, связанные с высшими производными, также отсутствуют в силу указанного выше правила отбора для распадов с-четного синглетного состояния. Таким образом, в случае глюболла имеет место следующий точный результат, справедливый во всех порядках χТВ:

$$L^{(\mathrm{vertex})}_{VG\phi} = 0. \tag{16}$$

3. Петлевые поправки

Проведенный выше анализ не может быть полным без учета петлевых поправок. В случае, если в эффективной теории включены только легкие ПС–состояния, роль петлевых поправок достаточно хорошо изучена [10,11]. Результат может быть сформулирован следующим образом: петлевые поправки, вычисленные на основе эффективного кирального лагранжиана в порядке $\mathrm{O}(p^d)$, дают вклады в порядке $\mathrm{O}(p^{d+2})$. В случае, если в эффективной теории включены тяжелые состояния, картина, вообще говоря, может быть иной.

Приступая к ее анализу, сразу заметим, что для определения только лишь главного вклада петлевых поправок нет необходимости следить в лагранжиане за эффектами смешивания, обусловленными вкладами $\chi_{\pm}$. Таким образом, пренебрегая этими эффектами, оставим только $\phi^0 - G$ смешивание. Это позволяет перейти далее к формализму статических тяжелых полей с фиксированной 4-скоростью v_μ, $v^2 = 1$ [20,21]. В этом формализме тяжелые состояния в виртуальном состоянии не исчезают и не рождаются, но могут преобразовываться в другие тяжелые состояния, испуская (поглощая) легкие ПС–мезоны. Формула преобразования к полям в этом формализме имеет вид $R(v;x) = \sqrt{2M}\exp\{iM(vx)\}R(x)$, где M — характерная масса тяжелых полей,[2] а $R(v;x)$ считается медленно меняющимся полем

[2]Мы здесь предполагаем, что расщепление масс тяжелых полей по порядку величины не пре-

(фурье-образ содержит только "мягкую" компоненту). Полагая в соответствии с этим $P = Mv + k$, $k = \mathrm{O}(p)$, где P — импульс тяжелого состояния, k — параметр схода с массовой оболочки, получим $P^2 - M^2 = 2M(kv) + \mathrm{O}(p^2)$. Таким образом, в рассматриваемом формализме в главном приближении зависимость от большой массы M в пропагаторах тяжелых полей перекочевывает в вершины (в знаменатели соответствующих выражений), и тяжелые поля эффективно описываются как легкие.

Далее для оценки вкладов петлевых диаграмм, генерируемых χТВ, можно применить обычную технику кирального счета. В частности, можно показать, что киральная размерность D произвольной диграммы с одной входящей и выходящей линией тяжелого поля, включающей L петель, $N_d^{(l)}$ вершин размерности p^d легких мезонов и $N_d^{(hl)}$ вершин размерности p^d тяжелых и легких мезонов, есть [22]

$$D = 2L + 1 + \sum_d (d-2) N_d^{(l)} + \sum_d (d-1) N_d^{(hl)} \geq 2L + 1. \tag{17}$$

Формула (17) позволяет определить порядок χТВ в котором петлевые вклады дают поправки к той или иной вершине эффективного лагранжиана. В случае вершины $VP\phi$, описываемой лагранжианом (15), прямое применение формулы (17) приводит к выводу о том, что вклады петлевых поправок начинаются с порядка $\mathrm{O}(p^3)$, т.е. с того же порядка, с которого начинаются обычные поправки χТВ, описываемые лагранжианом (14).

В случае вершины $VG\phi$ анализ проведем с учетом рассмотренного выше требования о недопустимости появления токовых масс кварков в вершинах, описывающих взаимодействия глюболла. Поскольку это требование имеет внешний характер по отношению к эффективной теории, оно должно выполняться в равной степени как в отсутствии, так и в присутствии петлевых поправок. Нетрудно убедиться, что это условие может быть выполнено только в том случае, если в эффективной теории отсутствуют элементарные вершины, содержащие одновременно поле глюболла и поля легких ПС–мезонов. Действительно, предположим, что в эффективной теории присутствует, например, вершина типа $\langle PG(\phi)^{2n}\rangle$, $n \geq 1$, где G — поле глюболла, P — поле любого тяжелого состояния с отрицательной p-четностью. Тогда эта вершина, порождая головастиковые диаграммы с петлями легких полей, приводит к появлению вершин типа $\langle PG(\phi)^{2n-2}\rangle \times m_q \ln m_q$ и т.д., содержащих G и вклады токовых масс кварков. Аналогичный результат можно получить для вершин типа $\langle SG(\phi)^{2n+1}\rangle$, $n \geq 0$, где S — поле p-четного тяжелого состояния (в этом случае следует рассмотреть диаграммы типа вершин взаимодействия поля глюболла с полями ϕ, включающие виртуальные вклады S и легких ПС–полей).

Таким образом, в силу указанного требования, диктуемого КХД, элементарные вершины, содержащие поле глюболла и легкие ПС–поля, в эффективной теории должны отсутствовать. Полученный результат подтверждает результат (16) предыдущего раздела. Более того, поскольку в формализме статического поля диаграм-

восходит масштаб $\mathrm{O}(p)$. Заметим, что в силу $M_\iota \approx M_{K^*} + m_K$ это свойство выполняется для интересующего нас распада $\iota \to K^* K$.

мы с петлями тяжелых полей запрещены, отсюда следует результат об отсутствии петлевых поправок к вершинам указаного типа. Таким образом, формула (16) является точной с учетом вкладов петлевых поправок χТВ.[3]

Рассмотрим теперь петлевые поправки к лагранжиану (5), описывающему спектр тяжелых ПС–состояний. Согласно (17) они начинаются с порядка $\mathrm{O}(p^3)$, причем вклады в этом порядке обусловлены однопетлевыми диаграммами типа собственной энергии с двумя вершинами $VP\phi$. Нетрудно показать, что диграммы этого типа приводят к поправкам только в кинетический член тяжелого ПС–поля, который в рассматриваемом формализме имеет вид $iP^\dagger(kv)P$ и, следовательно, имеет порядок $\mathrm{O}(p)$. Таким образом, $\mathrm{O}(p^3)$ поправки к кинетическому члену приводят к $\mathrm{O}(p^2)$–перенормировке квадрата волновой функции тяжелых состояний. В лагранжиане (5) этот эффект проявляется в перенормировке константы α_8, что не влияет на полученные результаты. Отметим особо, что для синглетных полей ϕ^0 и P^0 диаграммы указанного типа отсутствуют в силу равенства нулю коммутатора в формуле (15). Следовательно, отсутствует и перенормировка волновой функции синглетных ПС–полей. В результате нет перенормировки члена, описывающего $\phi^0 - G$ смешивание. Этот результат является чрезвычайно важным для самосогласованности рассмотренной выше картины. Наконец, головастиковые диаграммы типа собственной энергии с одной вершиной типа $\langle PP\phi^{2n}\rangle$ приводят к поправкам к массе в порядке $\mathrm{O}(p^4)$ и выше. Поэтому они никак не влияют на результаты в порядке $\mathrm{O}(p^2)$.

Проведенное выше обсуждение позволяет сформулировать вывод о том, что петлевые поправки качественно не влияют на результаты, полученные в χТВ в квазиклассическом (беспетлевом) приближении. Таким образом, поправочные члены к вершине $VG\phi$ отсутствуют, а поправочные члены к вершинам $V\phi\phi$ и $VP\phi$ возникают в порядке, старшем на две единицы по отношению к главному вкладу χТВ (т.е. в порядке $\mathrm{O}(p^3)$, что на две единицы старше порядка $\mathrm{O}(p)$). Согласно существующей практике, такие вклады могут быть оценены как 20%-ные погрешности к результату, полученному в главном приближении χТВ.

4. Распад $\iota \to K^*K$ в χТВ

Полагая, что состояние ι образуется в результате смешивания состояния чистого глюболла, изоскалярных низших кварковых ПС–состояний и их радиальных возбуждений, представим интерполирующее поле ι-состояния в виде

$$P^\iota = \mathcal{O}^\iota_8\phi^8 + \mathcal{O}^\iota_0\phi^0 + \mathcal{O}^\iota_S P^S + \mathcal{O}^\iota_N P^N + \mathcal{O}^\iota_G P^G. \tag{18}$$

Здесь $\mathcal{O}^n_j$ — ортогональная матрица смешивания, которую можно получить на основе лагранжиана (7). Отождествляя P^N с состоянием $\eta(1295)$, будем полагать

[3] Отметим, что выше шла речь об одночастично-неприводимых диаграммах (вертексах). Одночастично-приводимые диаграммы, содержащие вершину $G - \phi^0$ смешивания, вполне могут описывать связь G с любым числом легких ПС–состояний (через промежуточные вклады ϕ^0).

далее $\mathcal{O}_N^\iota = 0$. Согласно полученным в разделе 2 формулам (13), (15), (16) и в силу (18) амплитуду распадов $\iota \to K^*K$ можно представить в виде

$$\mathrm{Amp}\,(\iota \to K^*K) = \left(\sqrt{3}\, g_{V\phi\phi}\mathcal{O}_8^\iota - \frac{1}{\sqrt{2}}\, g_{VP\phi}\mathcal{O}_S^\iota\right) \epsilon_\mu(K^*) p_\mu(K). \tag{19}$$

Здесь $\epsilon_\mu(K^*)$ и $p_\mu(K)$ обозначают вектор поляризации и 4-импульс K^*– и K–мезонов. С учетом фактора 4, обусловленного наличием двух нейтральных и двух заряженных мод в системе K^*K, а также в силу равенства $\sum_n \epsilon_\mu^{(n)}\epsilon_\nu^{(n)} p_\mu p_\nu = |\mathbf{p}|^2 M_\iota^2/M_{K^*}^2$, где $\mathbf{p}$ — импульс каона в системе центра масс, получим формулу для парциальной ширины распадов $\iota \to K^*K$:

$$\Gamma(\iota \to K^*K) = \frac{1}{2\pi}\left(\sqrt{3}\, g_{V\phi\phi}\mathcal{O}_8^\iota - \frac{1}{\sqrt{2}}\, g_{VP\phi}\mathcal{O}_S^\iota\right)^2 \frac{\xi\,|\mathbf{p}|^3}{M_{K^*}^2}. \tag{20}$$

Здесь ξ описывает поправку в фазовый объем, обусловленную резонансными свойствами K^*–мезона (см. приложение 1). При приближении M_ι к пороговому значению $(M_{K^*} + m_K)$ величина ξ быстро растет, частично компенсируя быстрое убывание фазового объема. Вдали от порога и/или в пренебрежении шириной K^*–мезона ξ стремится к единице. Полагая $M_\iota = (1416 \pm 6)$ МэВ, что соответствует усредненному значению Crystal Barrel и OBELIX (см. ниже), получаем $\xi = 1,56\,^{+\,0,37}_{-\,0,21}$ (для сравнения: при $M_\iota = 1440$ МэВ получим $\xi = 1,07$).

Значения констант $g_{V\phi\phi}$ и $g_{VP\phi}$ можно определить исходя из данных PDG [2]. Так, исходя из данных по распадам векторных мезонов, имеем с учетом высших поправок χТВ [23]

$$g_{V\phi\phi}^2/4\pi \simeq 2,9. \tag{21}$$

Значение $g_{VP\phi}$ можно оценить исходя из данных по распадам $K(1460) \to \rho K$, $K^*\pi$. В результате, с помощью лагранжиана (7) получим соответственно $g_{VP\phi}^2/4\pi \approx 1.2;\ 2.6$. Заметное расхождение результатов объясняется неточностью имеющихся экспериментальных данных и тем обстоятельством, что продукты распадов $K(1460)$ не являются достаточно мягкими (следовательно, киральные поправки в данном случае могут быть велики). В этой связи для $g_{VP\phi}$ воспользуемся грубой оценкой сверху

$$g_{VP\phi}^2/4\pi \leq 2,9. \tag{22}$$

С учетом (20)–(22) получим следующую оценку сверху на ширину:

$$\Gamma(\iota \to K^*K)\ <\ \left(\sqrt{6}\,|\mathcal{O}_8^\iota| + |\mathcal{O}_S^\iota|\right)^2 \frac{2.9\,\xi\,|\mathbf{p}|^3}{M_{K^*}^2}. \tag{23}$$

Далее рассмотрим два случая: первый, когда состояние ι является в основном глюболлом, и второй, когда оно является в основном радиально возбужденным $s\bar{s}$–состоянием. В первом случае значение массы возбужденного $s\bar{s}$–состояния следует ожидать в районе или выше 1,6 ГэВ. Однако такое состояние не было обнаружено в модах K^*K и $K\bar{K}\pi$ в глюонно-обогащенных реакциях (в которых осуществлялся поиск глюболлов). Следовательно, следует полагать, что радиально возбужденное $s\bar{s}$–состояние весьма слабо смешивается с нижележащим состоянием ПС–глюболла. Детальный анализ в этом приближении, проведенный на основе лагранжиана (7), дает оценку [15]

$$|\mathcal{O}_8^\iota| \;\simeq\; \frac{\sqrt{8}}{3}\,\frac{m_K^2 - m_\pi^2}{M_\iota^2}\,|\mathcal{O}_0^\iota| \;\simeq\; 0.1\,|\mathcal{O}_0^\iota|. \qquad (24)$$

(Качественно нетрудно понять этот результат: поскольку в лагранжиане (7) отсутствует прямое $\phi^8 - -G$ смешивание, а также поскольку ϕ^8 является легким состоянием, а ι — тяжелым, смешивание $\mathcal{O}_8^\iota$ должно быть мало.) Далее, запишем условие того, что ι является в основном глюболлом, в виде $|\mathcal{O}_G^\iota| > |\mathcal{O}_j^\iota|$, $j = 8, 0, S$. Тогда с учетом $|\mathcal{O}_G^\iota|^2 + \sum_j |\mathcal{O}_j^\iota|^2 = 1$ для выражения в круглых скобках в (23) получим оценку $(\ldots) < 0.75$. В результате, при $(M_\iota = 1416 \pm 6)$ МэВ получаем оценку на ширину:

$$\Gamma(\iota \to K^* K) \;<\; (8.2 \pm 3.5)\ \text{МэВ}. \qquad (25)$$

Указанная в (25) погрешность определена как сумма в квадратурах статистической ошибки, обусловленной неточностью в значении M_ι, и систематической ошибки метода, оцениваемой как 20%–ная погрешность в амплитуде[4]. Если воспользоваться более сильным условием глюбольной принадлежности ι, то можно получить более сильную оценку на ширину. Полагая, например, $|\mathcal{O}_G^\iota|^2 > \sum_j |\mathcal{O}_j^\iota|^2$, получаем

$$\Gamma(\iota \to K^* K) \;<\; (7.7 \pm 3.3)\ \text{МэВ}. \qquad (25')$$

В случае, если ι является в основном $s\bar{s}$-состоянием, простейшую оценку ширины можно дать, полагая $\mathcal{O}_8^\iota = 0$, $|\mathcal{O}_S^\iota| = 1$. В результате получим $\Gamma(\iota \to K^* K) = 14.1$ МэВ. Однако эта оценка не может быть реалистической. Действительно, если ι является в основном $s\bar{s}$-состоянием, значение массы ПС–глюболла следует ожидать в районе 2 ГэВ [4]. При этом, как показал анализ работы [4], для того чтобы обеспечить наблюдаемые свойства ι, необходимо потребовать ощутимого смешивания ПС–глюболла с возбужденным $s\bar{s}$-состоянием. Далее в силу (7) это возможно только за счет $P^S - \widetilde{\phi}^S$ и $\phi^0 - G$ смешивания. Следовательно, $\phi^8 - \iota$ смешивание в рассматриваемом случае не должно быть пренебрежимо мало. Более того, в силу группового фактора $\sqrt{6}$ в формуле (23), вклад $\mathcal{O}_8^\iota$ может оказаться даже существенным. Максимальную верхнюю оценку можно дать, полагая $|\mathcal{O}_S^\iota| > |\mathcal{O}_8^\iota|$, $|\mathcal{O}_S^\iota|^2 + |\mathcal{O}_8^\iota|^2 < 1$. Это условие дает

$$\Gamma(\iota \to K^* K) \;<\; 87\ \text{МэВ}. \qquad (26)$$

Истинное значение $\Gamma(\iota \to K^* K)$, по-видимому, должно быть много меньше указанного значения, поскольку оценка (26) насыщается при условии $|\mathcal{O}_8^\iota| = |\mathcal{O}_S^\iota| = 1/\sqrt{2}$, что никогда не выполняется в действительности. К сожалению, более точную оценку на основе вышеприведенного анализа дать не удается.

[4]Суммарная систематическая ошибка набирается за счет порешностей χТВ в формулах (20), (21), (22) и (24).

5. $\Gamma(\iota \to K^*K)$ из данных LEAR

Экспериментальное значение $\Gamma^{\text{exp}}(\iota \to K^*K)$ отсутствует в таблицах данных частиц [2] и не приводится работах, посвященных ι-проблематике. В принципе, $\Gamma^{\text{exp}}(\iota \to K^*K)$ можно извлечь из данных по радиационным распадам J/ψ (Mark III, DM2) и данных по анигилляции $p\bar{p}$ в покое (LEAR). Предпочтительными, однако, являются данные LEAR (OBELIX + Crystal Barrel), поскольку они получены с наибольшей статистикой (напомним, что данные по распадам J/ψ, полученные группами Mark III и DM2, не вполне согласуются между собой). Кроме этого, анализ, основанный на данных LEAR, имеет еще одно неоспоримое преимущество. Дело в том, что по условиям наблюдения (по кинематическим причинам) рождение ι в реакции анигилляции $p\bar{p} \to \pi\pi\iota$ в покое с последующим распадом ι в $\rho\rho$ и $\omega\omega$ сильно подавлено быстро убывающим фазовым объемом с ростом энергии ι (механизм, противоположный тому, который реализуется в радиационных распадах J/ψ [6]). В результате оказывается, что вкладами распадов $\iota \to \rho\rho, \omega\omega$ можно пренебречь (см. приложение 2). Это обстоятельство существенно упрощает анализ, основанный на данных LEAR, по сравнению с аналогичным анализом, основанным на данных радиационных распадов J/ψ.

Итак, анализ будем проводить основываясь на данных OBELIX и Crystal Barrel. Напомним, что группа OBELIX наблюдала ι в конечных модах $KK\pi$, а Crystal Barrel — в модах $\eta\pi\pi$. OBELIX в предположении об одно-резонансной структуре ι в двух вариантах фитов приводит значения [7]: $M_\iota = (1426 \pm 2)$, $\Gamma_\iota = (78 \pm 4)$ МэВ и $M_\iota = (1410 \pm 2)$, $\Gamma_\iota = (56 \pm 6)$ МэВ. Crystal Barrel [9] получила $M_\iota = (1409 \pm 3)$, $\Gamma_\iota = (86 \pm 10)$ МэВ. Отсюда получаем статистически средние значения: $M_\iota = (1416 \pm 6)$, $\Gamma_\iota = (73 \pm 4)$ МэВ.

Crystal Barrel [9] приводит абсолютное значение бранчинга $B(p\bar{p} \to \pi\pi\iota, \iota \to \eta\pi\pi) = (3.3 \pm 1.0) \times 10^{-3}$. Отсюда получаем

$$B(p\bar{p} \to \pi^+\pi^-\iota,\, \iota \to \eta\pi\pi) = (2.2 \pm 0.9) \times 10^{-3}. \tag{27}$$

OBELIX [8] для распадов промежуточного состояния ι в $KK\pi$ дает

$$B(p\bar{p} \to \pi^+\pi^-\iota,\, \iota \to KK\pi) = (1.80 \pm 0.15) \times 10^{-3}. \tag{28}$$

Из (27), (28) в пренебрежении вкладами прочих возможных распадов ι следует

$$B(p\bar{p} \to \pi^+\pi^-\iota) = (4.0 \pm 0.9) \times 10^{-3}. \tag{29}$$

Детальное рассмотрение данных, представленных OBELIX [7], позволяет определить относительную долю выхода K^*K на фоне всех распадов в $KK\pi$ (включая распады через K^*K):

$$\frac{B(p\bar{p} \to \pi^+\pi^-\iota,\, \iota \to K^*K)}{B(p\bar{p} \to \pi^+\pi^-\iota,\, \iota \to KK\pi)} = 0.35 \pm 0.04\,. \tag{30}$$

(Указанное в (30) значение получено как статистическое среднее двух значений, полученных на основе упомянутых выше двух вариантов фитов.)

В силу (28) – (30) получим следующий важный результат:

$$\frac{B(p\bar{p} \to \pi^+\pi^-\iota,\, \iota \to K^*K)}{B(p\bar{p} \to \pi^+\pi^-\iota)} = 0.16 \pm 0.04\,. \tag{31}$$

Величина в левой части (31) в пренебрежении резонансными свойствами ι и K^* представляет собой искомую нами величину $B(\iota \to K^*K)$. Однако учет резонансных свойств приводит к значительным поправкам. Для их определения рассмотрим следующие соотношения:

$$B(p\bar{p} \to \pi^+\pi^-\iota,\, \iota \to K^*K) = \xi^* B_0(p\bar{p} \to \pi^+\pi^-\iota)\, B, \tag{32}$$

$$B(p\bar{p} \to \pi^+\pi^-\iota,\, \iota \to other) = \bar{\xi} B_0(p\bar{p} \to \pi^+\pi^-\iota)\,(1 - B). \tag{33}$$

Здесь $B \equiv B(\iota \to K^*K)$, индекс ноль в $B_0(p\bar{p} \to \pi^+\pi^-\iota)$ означает, что этот бранчинг определен при условии нулевой ширины ι и K^*. Символ “other” в (33) означает, что имеются в виду все распады ι, кроме связанных с распадами в систему K^*K. Величины ξ^* и $\bar{\xi}$ являются поправочными коэффициентами, обеспечивающими равенства в обоих соотношениях. Складывая (32) с (33), получаем

$$B(p\bar{p} \to \pi^+\pi^-\iota) = B_0(p\bar{p} \to \pi^+\pi^-\iota) \left[\xi^* B + \bar{\xi}(1 - B)\right]. \tag{34}$$

Отсюда и из (32) нетрудно получить следующее выражение, определяющее левую часть формулы (31):

$$(31) = \xi^* B / \left[\xi^* B + \bar{\xi}(1 - B)\right]. \tag{35}$$

Приравнивая правые части (31) и (35), получаем (см. приложение 1)

$$B(\iota \to K^*K) = 0.40 \pm 0.08. \tag{36}$$

Величины ξ^* и $\bar{\xi}$ являются функциями от B. При указанном в (36) значении B они равны $\xi^* = 0.60 \pm 0.01$; $\bar{\xi} = 2.13 \pm 0.03$. Домножая (36) на полную ширину $\Gamma_\iota = (73 \pm 4)$ МэВ (см. выше), получаем окончательный результат

$$\Gamma^{\rm exp}(\iota \to K^*K) = (29.2 \pm 6.1)\ \text{МэВ}. \tag{37}$$

Значение (37) следует сравнить с теоретическими оценками (25) и (26).

6. Обсуждение результатов

Главным результатом настоящей работы являются теоретические оценки (25) и (26) для парциальной ширины $\Gamma(\iota \to K^*K)$. Поскольку они были получены в подходе χТВ, их статус следует рассматривать как весьма близкий к модельно-независимому. Использованные при выводе (25), (26) предположения состоят в следующем. Прежде всего мы исходили из того, что состояние ι образуется в результате смешивания глюболла, низших изоскалярных кварковых состояний (η, η') и их радиальных возбуждений. Далее были использованы предположения о том, что наблюдаемое состояние $\eta(1295)$ является радиально возбужденным $n\bar{n}$-состоянием, а состояние $K(1460)$ — радиальным возбуждением K–мезона. Оба предположения вполне согласуются с современными представлениями о структуре спектра частиц в 0^{-+}–канале [2,16], и могут быть проверены независимыми методами.

Интересным промежуточным результатом, полученным при выводе оценок (25), (26), является заключение о запрете распадов чистого глюболла в систему K^*K (следовательно, распад физически наблюдаемого состояния глюболла возможен только через смешивание с кварковыми состояниями). Ранее это свойство было известно как следствие SU(3)–симметрии и c–четности [19]. Следовательно, возможность его применения ограничивалась эффектами нарушения SU(3)–симметрии в структуре вершины распада. Для глюболла, однако, этот результат является точным, выполняющимся в любом порядке χТВ с учетом петлевых поправок.

При выводе экспериментальной оценки $\Gamma^{\rm exp}(\iota \to K^*K)$ мы воспользовались данными OBELIX, представленными в рамках гипотезы об однорезонансной структуре ι, и данными Crystal Barrel (полагая что обе группы наблюдали одно и то же состояние). Обращение к этим данным продиктовано двумя обстоятельствами. Во-первых, они получены с максимальной на сегодняшний день статистикой. Во-вторых, и это главное, по условиям наблюдения в указанных экспериментах рождение ι с последующим распадом в $\rho\rho$ и $\omega\omega$ (если таковые имеют место) оказывается сильно подавленным. В результате вкладами указанных распадов ι в реакции анигилляции в покое $p\bar{p} \to \pi\pi\iota$ можно пренебречь. Это обстоятельство упрощает анализ и позволяет с минимальными издержками получить экспериментальное значение $\Gamma^{\rm exp}(\iota \to K^*K)$.

Важным моментом при выводе оценок явился учет резонансной структуры ι и K^*–мезонов. Учет этого эффекта особенно важен в связи с тем, что все рассмотренные в настоящей работе процессы протекают вблизи порога рождения резонансов. Мы воспользовались уточненными формулами релятивистского брейт-вигнеровского распределения [6], учитывающими зависимость парциальных ширин распадов от положения "плавающей" массы (энергии) промежуточных резонансов. Полученное в результате значение $B(\iota \to K^*K)$ оказалось более чем в два раза выше "наивного" значения, которое можно получить непосредственно из данных LEAR без учета структуры промежуточных резонансов.

Сравнение полученных теоретических оценок (25), (26) с экспериментальной оценкой (37) приводит к выводу о том, что если состояние ι имеет однорезонансную структуру, то его нельзя трактовать как 0^{-+}–глюболл (возможно смешивающийся с близлежащими кварковыми состояниями), поскольку отношение теоретической оценки к экспериментальной составляет 0.28 ± 0.13, что на 5.5σ меньше единицы. Однако интерпретация ι как радиально возбужденного $s\bar{s}$–кваркового состояния вполне возможна. С учетом результатов работы [4] такая интерпретация оказывается реалистической при условии, что ι достаточно сильно смешивается с вышележащим состоянием ПС–глюболла (угол смешивания $\simeq 18^o$ [4]). Результаты настоящего исследования привносят в эту картину минимальные изменения: смешивание ι и с нижележащими (невозбужденными) изосинглетными кварковыми состояниями (η, η') тоже должно быть достаточно велико. Этот качественный вывод следует из того факта, что прямое $P^S - G$ смешивание в χТВ отсутствует, но может реализоваться опосредовано через $P^S - \widetilde{\phi}^S$ и $\phi^0 - G$ смешивания. Для количественного определения этого эфекта необходимо, разумеется, провести более детальный феноменологический анализ, подобный проведенному в [4], учитывающий результаты настоящей работы.

В заключение напомним, что результаты настоящей работы получены в рамках гипотезы об однорезонансной структуре ι. Если ι имеет сложное строение и представляет собой систему двух перекрывающихся резонансов, то экспериментальные значения параметров обоих состояний могут быть взяты непосредственно из работ Crystal Barrel [9] и OBELIX [7]. Что касается теоретических оценок, то оценка (25) в этом случае теряет свою силу, поскольку теряет силу оценка (24). Оценка (26) остается в силе, но непосредственно ее применить можно только для нижнего состояния ι. Для верхнего состояния ι аналогичная оценка в силу увеличения фазового объема составит более 200 МэВ. В обоих случаях полученные оценки с большим запасом "захватывают" соответствующие экспериментальные значения. Следовательно, для уточнения природы верхнего и нижнего состояний ι в случае его двухрезонансной структуры необходимо провести дополнительные исследования. Существенным ингридиентом таких исследований должен быть учет возможного смешивания между обоими состояниями ι.

Автор выражает признательность за полезные обсуждения и замечания Б.А.Арбузову, Р.Н.Рогалеву и П.П.Темникову. Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ, проект №95-02-03704-*a*.

Список литературы

[1] *Baillon P. et al.* // Nuovo Cim. 1967, v.3, p.393.

[2] Particle Data Group: *Barnett R.M. et al.* // Phys. Rev. 1996, D54, p.1.

[3] *Michael C., Teper M.* // Nucl. Phys. 1989, B314, p.347;
Bali G. et al. // Phys. Lett. 1993, B309, p.378.

[4] *Bugg D.V., Zou B.S.* // Phys. Lett. 1997, B396, p.295.

[5] *Di Vecchia P. et al.* // Nucl. Phys. 1981, B192, p.392.

[6] *Achasov N.N., Shestakov G. N.* // Phys. Lett. 1985, B156, p.434.

[7] *Bertin A. et al.* // Phys. Lett. 1995, B361, p.187.

[8] *Bertin A. et al.* // Phys. Lett. 1996, B385, p.493.

[9] *Amsler C. et al.* // Phys. Lett. 1995, B358, p.389.

[10] *Weinberg S.* // Physica. 1979, 96A, p.327.

[11] *Gasser J., Leutwyler H.* // Nucl. Phys. 1985, B250, p.465.

[12] *Coleman S., Wess J., Zumino B.* // Phys. Rev. 1969, v.177, p.2239;
Callan C., Coleman S., Wess J., Zumino B. // Phys. Rev. 1969, 177, p.2247

[13] *Witten E.* // Nucl. Phys. 1979, B160, p.57.

[14] *Ecker G., Gasser J. Pich A., de Rafael E.* // Nucl. Phys. 1989, B321, p.311.

[15] *Nekrasov M.L.* // Phys. Rev. 1997, D56 (to appear), hep-ph/9604297

[16] *Gorishny S.G., Kataev A.L., Larin S.A.* // Phys. Lett. 1984, B135, p. 457.

[17] *Alde D., et al. (GAMS Collaboration)* // – Preprint IHEP-96-39. Protvino, 1996.

[18] *Ecker G., et al.* // Phys. Lett. 1989, B223, p.425.

[19] *Lipkin H.J.* // Phys. Lett. 1981, B106, p.114.

[20] *Eichten E., Hill B.* // Phys. Lett. 1990, B234, p.511;
Georgy H. // Phys. Lett. 1990, B240, p.447.

[21] *Jenkins E., Manohar A., Wise M.* // Phis. Rev. Lett. 1995, B275, p.2272.

[22] *Weinberg S.* // Phis. Lett. 1990, B251, p.288.

[23] *Bramon A., Grau A., Pancheri G.* // Phis. Lett. 1995, B345, p.263.

[24] *Behrend H.J. et al.* // Z. Phis. 1989, v.42C, p.367.

Рукопись поступила 28 июля 1997 г.

Приложение 1

В этом приложении приведены формулы расчетов поправочных коэффициентов, обусловленных эффектом конечной ширины промежуточных резонансов, для распадов $\iota \to K^*K$ и распадов $p\bar{p}$-атома в $\pi^+\pi^-\iota$ с последующими распадами $\iota \to K^*K$ и $\iota \to other$, где под “other” подразумеваются все моды распадов ι, не связанные с K^*K.

Начнем с распадов $\iota \to K^*K$. Пусть $\Gamma(\iota \to K^*K; E)$ является истинной парциальной шириной ι при условии, что ι имеет массу E. Пусть $\Gamma_0(\iota \to K^*K; M_\iota)$

является парциальной шириной с массой M_ι при условии нулевой ширины K^*–мезона. Тогда, определяя различие обеих величин с помощью коэффициента $\xi(E)$, получаем

$$\Gamma(\iota \to K^*K; E) = \xi(E)\,\Gamma_0(\iota \to K^*K; M_\iota). \qquad (\text{П}1.1)$$

Поскольку коэффициент $\xi(E)$ не зависит от константы распада $\iota \to K^*K$, для него справедливо следующее представление:

$$\xi(E) = \int_{m_K+m_\pi}^{E-m_K} 2E'\,dE'\,W(K^*;E')\left(\frac{M_{K^*}}{E'}\right)^2 \left[\frac{\mathcal{K}(E;E',m_K)}{\mathcal{K}(M_\iota;M_{K^*},m_K)}\right]^3. \qquad (\text{П}1.2)$$

Здесь $\mathcal{K}(M;m1,m2)$ — импульс одного из продуктов распада $M \to m1+m2$ в системе покоя M; $W(K^*;E)$ — релятивистская брейт-вигнеровская функция резонанса K^*:

$$W(K^*;E) = \frac{1}{\pi}\,\frac{E\,\Gamma(K^*;E)}{[M_{K^*}^2-E^2]^2+[E\,\Gamma(K^*;E)]^2}. \qquad (\text{П}1.3)$$

Важной особенностью используемой здесь функции является учет зависимости ширины резонанса от положения его “бегущей” массы (энергии) [6]. В случае K^*–мезона эта зависимость определяется формулой ($r = 0.002$ МэВ$^{-1}$)

$$\Gamma(K^*;E) = \Gamma(K^*;M_{K^*})\left(\frac{M_{K^*}}{E}\right)^2 \left[\frac{\mathcal{K}(E;m_K,m_\pi)}{\mathcal{K}(M_{K^*};m_K,m_\pi)}\right]^3 \frac{1+[r\mathcal{K}(M_{K^*};m_K,m_\pi)]^2}{1+[r\mathcal{K}(E;m_K,m_\pi)]^2}. \qquad (\text{П}1.4)$$

С помоью (П1.2)–(П1.4) $\xi(E)$ можно определить методами численного интегрирования. Полагая $M_\iota = 1416$ МэВ, получаем $\xi(M_\iota) = 1.56$.

Распады $p\bar{p} \to \pi^+\pi^-\iota, \iota \to K^*K$ и $p\bar{p} \to \pi^+\pi^-\iota, \iota \to other$ рассмотрим аналогичным образом. Для этого введем величину $\Gamma(\iota;E)$, определенную как полную ширину ι при условии, что ι имеет массу E. В связи с тем, что мы разделили моды распадов ι на K^*K и “other”, представим $\Gamma(\iota;E)$ в виде

$$\Gamma(\iota;E) = \Gamma(\iota \to K^*K;E) + \Gamma(\iota \to other). \qquad (\text{П}1.5)$$

Здесь мы учли, следуя [6], что $\Gamma(\iota \to other;E)$ является медленно меняющейся функцией (поскольку распады $\iota \to other$ протекают вдали от порога) и пренебрегли в ней зависимостью от E. В этом приближении

$$\Gamma(\iota \to other) = (1-B)\,\Gamma(\iota;M_\iota), \qquad (\text{П}1.6)$$

где $B = B(\iota \to K^*K; M_\iota)$. Быстро меняющаяся функция $\Gamma(\iota \to K^*K;E)$ согласно (П1.1) равна

$$\Gamma(\iota \to K^*K;E) = \frac{\xi(E)}{\xi(M_\iota)}\,B\Gamma(\iota;M_\iota). \qquad (\text{П}1.7)$$

В соответствии с (П1.5) введем две функции плотности распределения:

$$W(\iota \to K^*K;E) = \frac{1}{\pi}\,\frac{E\,\Gamma(\iota \to K^*K;E)}{[M_\iota^2-E^2]^2+[E\,\Gamma(\iota;E)]^2}, \qquad (\text{П}1.8)$$

$$W(\iota \to other;E) = \frac{1}{\pi}\,\frac{E\,\Gamma(\iota \to other)}{[M_\iota^2-E^2]^2+[E\,\Gamma(\iota;E)]^2}. \qquad (\text{П}1.9)$$

В сумме они составляют полную функцию плотности распределения ι. Коэффициенты ξ^* и $\bar{\xi}$, введенные в (32) и (33), могут быть выражены в виде интегралов от функций $W(\iota \to K^*K; E)$ и $W(\iota \to other; E)$:

$$\xi^* = \frac{1}{B} \int_{2m_K+m_\pi}^{M_{p\bar{p}}-2m_\pi} 2E\,dE\,W(\iota \to K^*K; E)\,\frac{\int d\Phi_3(E, m_\pi, m_\pi)}{\int d\Phi_3(M_\iota, m_\pi, m_\pi)}, \qquad (\text{П}1.10)$$

$$\bar{\xi} = \frac{1}{1-B} \int_{2m_K+m_\pi}^{M_{p\bar{p}}-2m_\pi} 2E\,dE\,W(\iota \to other; E)\,\frac{\int d\Phi_3(E, m_\pi, m_\pi)}{\int d\Phi_3(M_\iota, m_\pi, m_\pi)}. \qquad (\text{П}1.11)$$

Здесь $\int d\Phi_3(M, m_\pi, m_\pi)$ представляет собой трехчастичный фазовый объем распада $p\bar{p} \to M + m_\pi + m_\pi$, скорректированный вкладами производных полей пионов в соответствующей вершине взаимодействия (см. приложение 3).

Приложение 2

В этом приложении оценим вклады распадов $\iota \to \rho\rho$ в реакции анигилляции $p\bar{p}$-атома в $\pi\pi\iota$. А именно, оценим величину R, где

$$R = \frac{B(p\bar{p} \to \pi^+\pi^-\iota,\ \iota \to \rho\rho)}{B(p\bar{p} \to \pi^+\pi^-\iota)}. \qquad (\text{П}2.1)$$

С этой целью предположим сначала, что вклады $\rho\rho$ малы ($R \ll 1$). В этом случае можно без ограничений пользоваться формулами приложения 1. Воспользовавшись также результатами работы [6], запишем

$$R = \frac{\int_{4m_\pi}^{M_{p\bar{p}}-2m_\pi} 2E\,dE\,W(\iota \to \rho\rho; E)\ \int d\Phi_3(E, m_\pi, m_\pi)}{\int_{4m_\pi}^{M_{p\bar{p}}-2m_\pi} 2E\,dE\,W(\iota; E)\ \int d\Phi_3(E, m_\pi, m_\pi)}. \qquad (\text{П}2.2)$$

Здесь величина $W(\iota; E)$ определена как сумма (П1.8) и (П1.9), а $W(\iota \to \rho\rho; E)$ определена как

$$W(\iota \to K^*K; E) = \frac{1}{\pi}\,\frac{E\,\Gamma(\iota \to \rho\rho; E)}{[M_\iota^2 - E^2]^2 + [E\,\Gamma(\iota; E)]^2}. \qquad (\text{П}2.3)$$

Парциальная ширина $\Gamma(\iota \to \rho\rho; E)$ согласно [6] равна

$$\begin{aligned}\Gamma(\iota \to \rho\rho; E) \;=\; & \frac{g_{\iota\rho\rho}^2}{8\pi} \int_{2m_\pi}^{E-2m_\pi} 2E_1\,dE_1\,W(\rho; E_1) \int_{2m_\pi}^{E-E_1} 2E_2\,dE_2\,W(\rho; E_2) \times \\ & \times [\mathcal{K}(E; E_1, E_2)]^3\ [1 - f(E; E_1, E_2)]. \end{aligned} \qquad (\text{П}2.4)$$

Здесь f описывает интерференционный член, а функция распределения $W(\rho; E)$ определена аналогично (П1.3), (П1.4).

Далее, для того чтобы определить $g_{\iota\rho\rho}^2/8\pi$, воспользуемся экспериментальным ограничением $\Gamma(\iota \to \gamma\gamma)B(\iota \to K\bar{K}\pi) < 1.2$ кэВ [24]. Поскольку в силу (36)

$B(\iota \to K\bar{K}\pi) > 0,4$, отсюда следует $\Gamma(\iota \to \gamma\gamma) < 3$ кэВ. Воспользовавшись далее результатами работы [6] и моделью ДВМ, получим $\Gamma(\iota \to \rho\rho) < 2$ МэВ. С учетом результатов [6], отсюда получим $g^2_{\iota\rho\rho}/8\pi < 0.55\,\text{ГэВ}^{-2}$. Подставляя это значение в (П2.2)–(П2.4), получаем в итоге оценку

$$R < 10^{-3}. \tag{П2.5}$$

Итак, вклады распадов $\iota \to \rho\rho$ в реакции анигилляции в покое $p\bar{p} \to \pi\pi\iota$ действительно пренебрежимо малы.

Приложение 3

Поскольку распады $p\bar{p}$-атома в $\pi^+\pi^-\iota$ протекают вблизи порога, их описание может быть проведено в подходе χТВ. Построим киральный эффективный лагранжиан, описывающий распады $p\bar{p} \to \pi^+\pi^-\iota$.

С этой целью воспользуемся следующими специфическими свойствами указанных распадов, обнаруженными в [7]. Прежде всего тем свойством, что интересующие нас распады идут из изосинглетного состояния $p\bar{p}$-атома. Следовательно, его интерполирующее поле при киральных преобразованиях преобразуется как N-состояние SU(3)-нонета. Далее, поскольку система $\pi^+\pi^-$ в распадах $p\bar{p} \to \pi^+\pi^-\iota$ находится в состоянии с нулевым относительным угловым моментом, поля пионов могут давать вклады в лагранжиан либо без производных, либо в комбинации со свернутыми производными типа $\partial_\mu\pi^+\partial_\mu\pi^-$ и т.д. Наконец, поскольку угловой момент между ι и системой $\pi^+\pi^-$ тоже равен нулю, интерполирующие поля $p\bar{p}$-атома и ι мезона дают вклады в лагранжиан без производных. Перечисленные свойства приводят к следующему кирально-инвариантному лагранжиану, ответственному за распады $p\bar{p} \to \pi^+\pi^-\iota$:

$$\begin{aligned} L_{NP\pi\pi} = {} & g_1 \langle u_\mu u_\mu \{P, \tilde{N}\}\rangle \; + \; g_2 \langle [P, u_\mu][\tilde{N}, u_\mu]\rangle \\ & + \; g_3 \langle \chi_+ \{P, \tilde{N}\}\rangle \; + \; g_4 \langle \chi_- \tilde{N}\rangle \; + \; \mathrm{O}(p^4). \end{aligned} \tag{П3.1}$$

Здесь $\tilde{N} \equiv N\lambda^N/2$, N — интерполирующее поле $p\bar{p}$-атома, P описывает вклады полей возбужденных кварковых ПС–состояний или ϕ^0. (Поле G не дает вкладов в силу причин, указанных в разделах 2–4 настоящей работы.) Четвертый член лагранжиана (П3.1) способен давать вклады в интересующие нас распады через $\phi^8 - P$ смешивание.

Полагая в (П3.1) $m_\pi^2 = 0$, нетрудно показать, что только ϕ^0 может давать вклады в распады $p\bar{p} \to \pi^+\pi^-\iota$. (Вообще говоря, возбужденное состояние P^N тоже может давать вклады, но оно не дает вкладов в ι.) Отбрасывая в (П3.1) лишние члены, получаем

$$L_{NP\pi\pi} = \frac{g_1}{2F^2} N\phi^0 \left(\partial_\mu\pi^0\partial_\mu\pi^0 + 2\,\partial_\mu\pi^+\partial_\mu\pi^-\right). \tag{П3.2}$$

Из (П3.2) следует окончательный результат

$$L_{N\iota\pi\pi} \;\propto\; NP^\iota \left(\partial_\mu\pi^0\partial_\mu\pi^0 + 2\,\partial_\mu\pi^+\partial_\mu\pi^-\right). \tag{П3.3}$$

М.Л. Некрасов
Исследование природы $\iota/\eta(1440)$ в подходе киральной теории возмущений.

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы LaTeX.
Редактор Н.В.Ежела. Технический редактор Н.В.Орлова.

Подписано к печати 28.07.97. Формат $60 \times 84/8$. Офсетная печать.
Печ.л. 2,5. Уч.-изд.л. 1,9. Тираж 220. Заказ 1090. Индекс 3649.
ЛР №020498 17.04.97.

ГНЦ РФ Институт физики высоких энергий
142284, Протвино Московской обл.

Индекс 3649

П Р Е П Р И Н Т 97–52, И Ф В Э, 1997