



**ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

P2-84-723

А.Б.Говорков

**ПРОБЛЕМА РАДИАЛЬНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ
ЛЕГКИХ МЕЗОНОВ**

**Сильные распады
псевдоскалярных изосинглетных мезонов
и йота-мезон**

Направлено в "Z. für Physik"

1984

ВВЕДЕНИЕ

Помимо самостоятельного интереса, исследование спектра радиальных возбуждений легких мезонов важно с точки зрения интерпретации вновь открываемых резонансов. Такой вопрос возник при интерпретации недавно открытого в радиационном распаде J/ψ -мезона изосинглетного псевдоскалярного резонанса $\iota(1440)$. Многими авторами он предлагался в качестве кандидата на глюбол, но другими^{/2-4/} рассматривался как радиальное возбуждение η - η' -мезонов. При решении этого вопроса существенную роль играют особенности его сильного распада^{/3/}.

В данной работе на основе модели сильных распадов, изложенной в^{/1/}, будут рассмотрены сильные распады изосинглетных псевдоскалярных мезонов η , η' и их радиальных возбуждений. В частности, будут анализироваться особенности распада $\iota(1440)$ -резонанса, рассматриваемого как одно из таких радиальных возбуждений.

1. СИЛЬНЫЕ РАСПАДЫ ИЗОСИНГЛЕТНЫХ ПСЕВДОСКАЛЯРНЫХ МЕЗОНОВ И ЙОТА-МЕЗОН

Согласно^{/4,5/}, изосинглетные псевдоскалярные мезоны η , η' и их радиальные возбуждения представляют собой не только смеси странных $s\bar{s}$ и нестранных $q\bar{q}$ ($q = u, d$) кварк-антикварковых пар, но и конфигурационные смеси различных радиальных состояний таких пар. Ниже мы будем использовать решения для таких смесей, полученные в^{/5/} в рамках обсуждаемых нами двух феноменологических схем радиальных возбуждений легких мезонов.

Экспериментальные данные о сильных распадах 0^- -изосинглетных резонансов представлены в табл.1. Отметим, что квантовые числа $J^P = 0^-$ для резонанса (1380), наблюдавшегося в распаде $J/\psi \rightarrow \gamma\eta 2\pi$, не установлены, и он помещен в эту таблицу условно.

Интересную особенность имеет распад ι -мезона. Известно, что он происходит, главным образом, посредством $\delta\pi$ -моды с последующим распадом $\delta \rightarrow K\bar{K}$. Но известно также, что δ -мезон имеет заметную моду распада $\delta \rightarrow \eta\pi$. В этом случае должна бы наблюдаться мода $\iota \rightarrow \eta 2\pi$, которая, однако, пока не была обнаружена^{/8/}. Возможное решение этой проблемы заключается в деструктивной интерференции этого распада с распадом $\iota \rightarrow \eta\epsilon \rightarrow \eta 2\pi$ ^{/10/}, но, возможно, вклад моды $\delta \rightarrow \eta\pi$ в распад δ -мезона просто завышен^{/11/}. При обсуждении результатов наших расчетов мы еще вернемся к этой проблеме.

Таблица 1

Экспериментальные данные о сильных распадах изосинглетных псевдоскалярных легких мезонов

Мезон	Полная ширина, МэВ	Основная мода распада
$\eta'(948)$	$0,28 \pm 0,10$ ^{/8/}	$\eta 2\pi$ (70%)
$\zeta(1275)$ ^{/7/}	170	$\eta 2\pi$
$M(1380)$ ^{a) /8/}	27 ± 18	$\eta 2\pi$
$\iota(1440)$ ^{/8/}	$50-100$	$\delta \pi$ $\hookrightarrow \bar{K}K$
$M(1710)$ ^{/9/}	530 ± 110	$\eta 2\pi$

a) Квантовые числа $J^{PC} = 0^{-+}$ не установлены

Расчеты распадов производились по схеме квазидвухчастичных реакций



где R - промежуточный резонанс с массой m_R , полной шириной Γ_R и долей распада по каналу C+D: $B(R \rightarrow C+D)$. Тогда для ширины распада имеем

$$\Gamma(A \rightarrow B + C + D) = \frac{(m_A - m_B)^2}{(m_C + m_D)^2} \int ds \Gamma[A \rightarrow B + R(s)] \times$$

$$\times \sqrt{s} \pi^{-1} \Gamma[R(s) \rightarrow C + D] / [(s - m_R^2)^2 + m_R^2 \Gamma_R^2]. \quad /2/$$

Здесь $\Gamma[A \rightarrow B + R(s)]$ - ширина распада мезона A на мезон B, и промежуточный резонанс с эффективной массой \sqrt{s} определяется согласно кварковой модели по описанным в ^{/1/} правилам, а парциальная ширина распада такого резонанса $\Gamma[R(s) \rightarrow C + D]$ на мезоны C и D вычисляется просто по эффективному лагранжиану с условием

$$\Gamma[R(m_R^2) \rightarrow C + D] = \Gamma_R B(R \rightarrow C + D). \quad /3/$$

Для обсуждаемых резонансов распад может происходить по следующим каналам:

(i) $\eta^i \rightarrow \eta \epsilon$
 $\hookrightarrow 2\pi$

(ii) $\eta^i \rightarrow \pi \delta$
 $\hookrightarrow \eta \pi$

(iii) $\eta^i \rightarrow \pi \delta$
 $\hookrightarrow \bar{K}K$

(iv) $\eta^i \rightarrow \bar{K}K^* + \text{з.с.}$
 $\hookrightarrow \bar{K}\pi$

$/\eta^i$ означает i-е радиальное собственное состояние: η', η'' и т.д./ . Однако для отдельных мезонов некоторые распады могут быть запрещены по кинематике. Так, распады (iii) и (iv) запрещены для η' -мезона. Первые два процесса, так же как и два последних, могут интерферировать, однако расчет производился для каждого канала в отдельности без учета интерференции. Ниже приведены выражения для эффективных лагранжианов, констант и ширины распадов с учетом того, что для промежуточных резонансов все величины должны быть определены при эффективной массе этих резонансов, равной \sqrt{s} .

(i) $\eta^i \rightarrow \eta \epsilon \rightarrow \eta 2\pi: \mathcal{L}(\eta^i \eta \epsilon) = g_{\eta^i \eta \epsilon} \eta^i \eta \epsilon. \quad /4a/$

$$g_{\eta^i \eta \epsilon}^2(s) = 1/(3\sqrt{3}) [M_{\eta^i} E_{\eta}(s) E_{\epsilon}(s)]^{1/2} L(s), \quad /4б/$$

$$\Gamma(\eta^i \rightarrow \eta \epsilon) = [g_{\eta^i \eta \epsilon}^2(s)/4\pi] k_{\epsilon}(s)/M_{\eta^i}^2, \quad /4в/$$

$$\Gamma(\epsilon \rightarrow 2\pi) = (g_{\epsilon \pi \pi}^2/4\pi) k_{\pi}(s)/s, \quad /5a/$$

$$g_{\epsilon \pi \pi}^2/4\pi = 2M_{\epsilon} \Gamma_{\epsilon} (1 - 4M_{\pi}^2/M_{\epsilon}^2)^{-1/2}; \quad /5б/$$

$$\eta^i \rightarrow \pi \delta: \mathcal{L}(\eta^i \pi \delta) = g_{\eta^i \pi \delta} \eta^i \vec{\pi} \cdot \vec{\delta}, \quad /6a/$$

$$g_{\eta^i \pi \delta} = -2/(3\sqrt{3}) [M_{\eta^i} E_{\delta}(s) E_{\pi}(s)]^{1/2} L(s), \quad /6б/$$

$$\Gamma(\eta^i \rightarrow \pi \delta) = (3/2) [g_{\eta^i \pi \delta}^2(s)/4\pi] k_{\delta}(s)/M_{\eta^i}^2, \quad /6в/$$

(ii) $\eta^i \rightarrow \pi \delta \rightarrow \eta 2\pi, \Gamma(\delta \rightarrow \eta \pi) = (1/2) (g_{\delta \eta \pi}^2/4\pi) k_{\pi}(s)/s, \quad /7a/$

$$g_{\delta \eta \pi}^2/4\pi = 2\Gamma_{\delta} B(\delta \rightarrow \eta \pi) M_{\delta}^2/k_{\pi}(M_{\delta}); \quad /7б/$$

(iii) $\eta^i \rightarrow \pi \delta \rightarrow \pi \bar{K}K: \mathcal{L}(\delta \bar{K}K) = (1/\sqrt{2}) g_{\delta \bar{K}K} \vec{\delta} \cdot \vec{K} \vec{\tau} K, \quad /8a/$

$$\Gamma(\delta \rightarrow \bar{K}K) = (1/2) (g_{\delta \bar{K}K}^2/4\pi) k_{\bar{K}}(s)/s, \quad /8б/$$

Ширины распадов 0^- -изосинглетных мезонов

Мезон, M	$\Gamma(M \rightarrow \eta \epsilon \rightarrow \eta 2\pi)$,	$\Gamma(M \rightarrow \pi \delta \rightarrow \eta 2\pi)$,	$\Gamma(M \rightarrow \pi \delta \rightarrow \pi K K)$,	$\Gamma(M \rightarrow$
	МэВ	МэВ	МэВ	$\rightarrow \bar{K} K^* + \text{з.с.}$ МэВ
2-уровневая схема				
$\eta'(958)$	0,184	0,095	-	-
$\eta''(1467)$	4,4	10,5	17,9	22,8
$\eta'''(1600)$	17,0	37,2	74,7	567,6
3-уровневая схема /1-е решение ^{5/} /				
$\eta'(958)$	0,050	0,015	-	-
$\eta''(1300) = \zeta(?)$	0,161	0,250	0,53	-
$\eta'''(1360)$	3,34	10,90	19,70	-
$\eta^{IV}(1453) = \iota(?)$	11,9	41,53	80,80	95,8
$\eta^V(1569)$	0,01	0,025	0,05	44

Получаем, что в обеих схемах $\eta' \rightarrow \eta 2\pi$ происходит, главным образом, через ϵ -резонанс, что не согласуется с принятой в настоящее время картиной распада η' -мезона, идущего, в основном, через δ -резонанс^{15,16/}. В рамках 3-уровневой схемы положение, однако, можно исправить, заметив, что при распаде η' -мезона через δ -резонанс последний оказывается в сильно виртуальном состоянии, и роль $K\bar{K}$ -канала для него может существенно уменьшиться, тем самым увеличится роль $\eta\pi$ -канала. Если вообще не вводить в этом случае фактор подавления $\delta \rightarrow \eta\pi$ -канала, то для парциальной ширины получается $\Gamma(\eta' \rightarrow \pi \delta \rightarrow \eta 2\pi) = 0,295$ МэВ, почти в точности экспериментальное значение. В рамках 2-уровневой схемы соответствующие изменения привели бы к слишком большому значению этой ширины ~1,9 МэВ.

Далее, в обеих схемах ι -мезон можно интерпретировать как определенное радиальное состояние: $\eta''(1467)$ или $\eta^{IV}(1453)$ соответственно. Однако в этом случае совершенно необходимо предполагать сильное подавление моды распада $\delta \rightarrow \eta\pi$ и доминирующую роль распада $\delta \rightarrow K\bar{K}$. Отметим также, что подавление распада $\iota \rightarrow \eta 2\pi$ может происходить из-за неучтенной нами деструктивной интерференции двух его каналов с участием ϵ - и δ -резонансов^{10/}.

Мы получили приблизительное равенство мод $\iota \rightarrow \pi \delta$ и $\iota \rightarrow \bar{K} K^* + \text{з.с.}$ Экспериментально было обнаружено подавление последней моды по сравнению с первой. Кроме того, в случае 3-уровневой схемы

$$g_{\delta K\bar{K}}^2 / 4\pi = 2\Gamma_{\delta} B(\delta \rightarrow K\bar{K}) M_{\delta}^2 / k_K(M_{\delta}^{\text{эфф}}); \quad /8в/$$

$$(iv) \eta^i \rightarrow \bar{K} K^* + K\bar{K}^*: \mathcal{L}(\eta^i \bar{K} K^* + \text{з.с.}) = g_{\eta^i \bar{K} K^*} \eta^i \partial_{\mu} \bar{K} K^{*\mu} + \text{з.с.}, \quad /9а/$$

$$g_{\eta^i \bar{K} K^*} = -(\sqrt{2}/3) [E_K(s) E_{K^*}^3(s) / M_{\eta^i}]^{1/2} I(s), \quad /9б/$$

$$\Gamma(\eta^i \rightarrow \bar{K} K^* + \text{з.с.}) = 2[g_{\eta^i \bar{K} K^*}^2(s) / 4\pi] k_K^3(s) / s, \quad /9в/$$

$$\Gamma(K^* \rightarrow K\pi) = (g_{K^* K\pi}^2 / 4\pi) k_{\pi}^3 / s, \quad /10а/$$

$$g_{K^* K\pi}^2 / 4\pi = \Gamma_{K^*} M_{K^*}^2 / k_{\pi}^3(M_{K^*}). \quad /10б/$$

В /8в/ для того, чтобы превысить $K\bar{K}$ -порог, в качестве эффективной массы δ -мезона мы положили $M_{\delta}^{\text{эфф}} = M_{\delta} + \Gamma_{\delta} / 2$.

Для ϵ -мезона, как и прежде, полагаем $M_{\epsilon} = \Gamma_{\epsilon} = 650$ МэВ. Для K^* -резонанса принимаем табличные значения: $M_{K^*} = 892$ МэВ, $\Gamma_{K^*} = 51$ МэВ^{12/}. Для δ -мезона $M_{\delta} = 980$ МэВ, но имеется большая неопределенность при извлечении значений параметров Γ_{δ} , $B(\delta \rightarrow \eta\pi)$ и $B(\delta \rightarrow K\bar{K})$ из экспериментальных данных. Эти значения существенно зависят от представлений о структуре δ -мезона. В настоящее время полагают, что он, помимо обычной $q\bar{q}$ -компоненты, имеет большую примесь $q\bar{q}q\bar{q}$ состояния в виде виртуальных двухмезонных $K\bar{K}$ -состояний^{11,13/}. Наличие последних, во-первых, уменьшает вероятность процессов (ii) и (iii), поскольку в них принимает участие лишь $q\bar{q}$ -компонента, и, во-вторых, сильно увеличивает моду распада $\delta \rightarrow K\bar{K}$ ^{11/}. Наш расчет показал, что мы в какой-то мере можем согласовать его результаты с экспериментальными данными, если поделим состав δ -мезона между $q\bar{q}$ и $q\bar{q}q\bar{q}$ -компонентами приблизительно поровну, а для мод его распада примем $B(\delta \rightarrow \eta\pi) = 0,1$; $B(\delta \rightarrow K\bar{K}) = 0,9$.

Для полной ширины δ -мезона мы приняли $\Gamma_{\delta} = 190$ МэВ, значение, существенно больше табличного^{12/}. Однако, как было разъяснено в^{11,13/}, истинная ширина этого мезона значительно больше "наблюдаемой в пике". Мы приняли значение, приблизительно равное вычисленному в^{11/}, недавно подтвержденному экспериментально^{14/}.

Рассчитанные по релятивизованной модели ширины распадов при вышеуказанных предположениях представлены в табл.2 /расчеты по нерелятивистской модели дают близкие, но несколько меньшие значения для всех ширин/. Отметим, что в случае 3-уровневой схемы мы используем только одно, именно первое решение^{5/}, поскольку второе приводит к слишком малому значению ширины ι -мезона.

полная ширина ρ -мезона оказывается слишком большой, ~ 230 МэВ. Автор, однако, не склонен рассматривать наличие такого расхождения с экспериментом как свидетельство в пользу интерпретации ρ -мезона как глюбола. Указанное расхождение в существенной степени связано с принятым нами составом ρ -мезона как смеси радиальных состояний $^5/1$, в частности, значительной примеси в нем основных состояний как нестранных, так и странных кварков. С этим же связано и отличие полученного здесь результата для $\rho \rightarrow \pi\delta$ -моды от результата $^3/1$, где эта мода оказалась сильно подавленной. Таким образом, учитывая критичность результатов от принимаемого состава ρ -мезона, можно считать полученные оценки для различных мод его распада вполне удовлетворительными.

В рамках 3-уровневой схемы находят свое место недавно наблюдавшиеся резонансы $\zeta(1275)^{7/1}$ и $M(1380)^{8/1}$ как η' и η'' -радиальные состояния. Отметим, что квантовые числа 0^- резонанса (1380) пока что не установлены. ζ -резонанс, интерпретируемый как η'' -состояние, должен бы быть очень узким с полной шириной ~ 1 МэВ! Этот вывод, однако, также существенно зависит от принятого нами состава соответствующего ему радиального состояния.

Наконец, последнее $\eta(1569)$ -состояние также предсказывается узким и распадающимся, в основном, по каналу $K^*K + \bar{K}^*K$. Однако на него существенное влияние оказывают вышележащие радиальные состояния, не учитываемые в нашей ограниченной тремя уровнями схеме. Их учет может существенно изменить все характеристики этого резонанса.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

ρ -мезон вполне может быть интерпретирован как одно из радиальных возбуждений η - η' -систем как в рамках 2-, так и 3-уровневой схемы. При этом, однако, особенности его сильного распада оказываются существенно зависящими от структуры промежуточного δ -резонанса.

В рамках 3-уровневой схемы предсказывается наличие еще двух, расположенных между η' и ρ -мезонами, резонансов. Их можно было бы отождествить с $\zeta(1275)$ -резонансом и недавно открытым (1380)-резонансом, если подтвердятся $J^P = 0^-$ -квантовые числа последнего. При этом, однако, в нашей параметризации ζ -резонанс оказывается очень узким, с шириной ~ 1 МэВ.

Следует отметить, что свойства сильных распадов рассматриваемых мезонов весьма чувствительны к принятой нами параметризации соответствующих им смесей радиальных состояний, в отличие от значений их масс.

В заключение автор выражает глубокую признательность С.Б.Герасимову за многочисленные обсуждения затронутых в данной работе вопросов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Говорков А.Б. ОИЯИ, P2-84-704, Дубна, 1984.
2. Филиппов А.Т. Письма в ЖЭТФ, 1982, 36, с.96.
3. Ono S., Pene O. Phys.Lett., 1982, 109B, p.101.
4. Lipkin H.J., Cohen I. Phys.Lett., 1982, 135B, p.215.
5. Герасимов С.Б., Говорков А.Б. ОИЯИ, P2-84-565, Дубна, 1984.
6. Binnie D.M. et al. Phys.Lett., 1979, 83B, p.141.
7. Stanton N.R. et al. Phys.Lett., 1980, 92B, p.353.
8. Hitlin D. Proc. 1983 Int.Symp. on Lepton and Photon Interactions at High Energies. Ithaca, New York, 1983, p.746.
9. Newman-Holmes C. J. de Phys., 1982, 43, Colloque C-3, Suppl. No.12, p.C3-82.
10. Palmer W.F., Pinsky S.S. Proc. XVIII-th Recontre de Moriond, Jan., 1983, La Plagne, France.
11. Ачасов Н.Н., Девянин С.А., Шестаков Г.Н. ЯФ, 1980, 32, с.1098.
12. Particle Data Group. Phys.Lett., 1982, 111B.
13. Tornqvist N.A. Phys.Rev.Lett., 1982, 49, p.624.
14. Битюков С.И. и др. Письма в ЖЭТФ, 1984, 39, с.96.
15. Singh C., Pasupathy J. Phys.Rev.Lett., 1975, 35, p.1193.
16. Deshpande N.G., Truong T.N. Phys.Rev.Lett., 1978, 41, p.1579.

Рукопись поступила в издательский отдел
10 ноября 1984 года.

СООБЩЕНИЯ, КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ, ПРЕПРИНТЫ И СБОРНИКИ ТРУДОВ КОНФЕРЕНЦИЙ, ИЗДАВАЕМЫЕ ОБЪЕДИНЕННЫМ ИНСТИТУТОМ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ, ЯВЛЯЮТСЯ ОФИЦИАЛЬНЫМИ ПУБЛИКАЦИЯМИ.

Ссылки на СООБЩЕНИЯ и ПРЕПРИНТЫ ОИЯИ должны содержать следующие элементы:

- фамилии и инициалы авторов,
- сокращенное название Института /ОИЯИ/ и индекс публикации,
- место издания /Дубна/,
- год издания,
- номер страницы /при необходимости/.

Пример:

1. *Первушин В.Н. и др. ОИЯИ, P2-84-649, Дубна, 1984.*

Ссылки на конкретную СТАТЬЮ, помещенную в сборнике, должны содержать:

- фамилии и инициалы авторов,
- заглавие сборника, перед которым приводятся сокращенные слова: "В кн."
- сокращенное название Института /ОИЯИ/ и индекс издания,
- место издания /Дубна/,
- год издания,
- номер страницы.

Пример:

Колпаков И.Ф. В кн. XI Международный симпозиум по ядерной электронике, ОИЯИ, Д13-84-53, Дубна, 1984, с.26.

Савин И.А., Смирнов Г.И. В сб. "Краткие сообщения ОИЯИ", № 2-84, Дубна, 1984, с.3.

Говорков А.Б.

P2-84-723

Проблема радиальных возбуждений легких мезонов.
Сильные распады псевдоскалярных изосинглетных мезонов и йота-мезон

В рамках релятивистски обобщенной модели спонтанного рождения $q\bar{q}$ -пары из вакуума, изложенной в ^{1/1}, рассчитываются сильные распады основных и радиально-возбужденных $L = 0$ состояний псевдоскалярных изосинглетных мезонов η , η' и т.д. В частности, исследуется вопрос о соотношении различных мод распада $i(1440)$ -резонанса, если последний рассматривать как одно из таких радиальных возбуждений.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Перевод Т.Ю.Думбрайс

Govorkov A.B.

P2-84-723

The Problem of Radial Excitations of Light Mesons.
Strong Decays of Pseudoscalar Isosinglet Mesons
and the Iota-Meson

The relativized model of spontaneous production of a $q\bar{q}$ -pair from vacuum expounded in ^{1/1} is applied to calculate strong decays of the ground and radial-excited ($L = 0$) states of pseudoscalar isosinglet mesons η , η' , etc. In particular, we analyse the question what is the ratio of various decay modes of the iota (1440)-resonance if the latter is treated as a radial excitation of the above type.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1984