

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА**

**P2-84-704**

**А.Б.Говорков**

**ПРОБЛЕМА РАДИАЛЬНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ  
ЛЕГКИХ МЕЗОНОВ. СИЛЬНЫЕ РАСПАДЫ**

**Направлено в "Zeitschrift für Physik"**

**1984**



## ВВЕДЕНИЕ

В работе <sup>/1/</sup>, посвященной исследованию спектра радиальных возбуждений легких мезонов, было показано, что имеющихся экспериментальных данных пока недостаточно для решения самого простого вопроса: где находится первое радиальное возбуждение легких мезонов? В зависимости от того, считать ли первым радиальным возбуждением  $\rho$ -мезона резонанс  $\rho(1250)$  или же резонанс  $\rho(1560)$ , возникают две альтернативные схемы радиальных возбуждений остальных легких мезонов, названные в <sup>/1/</sup> 2- и 3-уровневыми схемами. Для того, чтобы наметить возможность выбора между этими двумя схемами, необходимо обратиться к вопросу о сильных распадах предсказываемых ими резонансов. Этому вопросу и посвящена настоящая работа.

При исследовании сильных распадов легких мезонов мы используем динамическую модель такого распада, как рождение  $q\bar{q}$ -пары из вакуума в  $^3P_0$ -состоянии /детальное описание модели см. в <sup>/2/</sup>/. Следует отметить, что Бредли и Робсон уже рассматривали вышеуказанную проблему выбора между двумя схемами радиальных возбуждений легких мезонов и рассчитывали распады этих возбуждений в рамках такой модели <sup>/3/</sup>. Мы, однако, модифицируем эту модель, учитывая лоренц-сжатие волновых функций вылетающих мезонов, хотя внутри самих мезонов эти функции предполагаем нерелятивистскими. Такая модификация использовалась в <sup>/4/</sup> при описании распадов радиальных возбуждений  $\rho$ - и  $\pi$ -мезонов. В данной работе рассмотрение, в целом следующее <sup>/4/</sup>, распространяется на сильные распады всех легких мезонов и их радиальных возбуждений. Исключение составляют сильные распады изосинглетных псевдоскалярных мезонов  $\eta$ ,  $\eta'$  и т.д./, которые требуют специального рассмотрения.

Для спин-унитарной части волновых функций кварков брались  $SU(6)$ -волновые функции. Для пространственных функций использовались осцилляторные функции, приведенные в Дополнении. Можно ожидать, что такая аппроксимация истинных волновых функций не внесет существенных изменений в качественный характер поведения исследуемых распадов мезонов, позволяя существенно упростить расчеты /см. также, <sup>/8/</sup>/.

Включение в рассмотрение мезонов, содержащих странные кварки, требует учета зависимости параметров модели от масс кварков. Мы приняли зависимость, получающуюся из масштабного закона для осцилляторного универсального потенциала.



Параметры модели выбирались следующим образом. "Радиус" волновых функций определялся из условия совпадения теоретического и экспериментального значения отношения S- и D-волн в распаде аксиального мезона  $B(1235) \rightarrow \omega\pi$  - величины, весьма чувствительной к выбору этого параметра. Далее, общая константа, определяющая амплитуду спонтанного рождения  $q\bar{q}$ -пары из вакуума, исключалась тем, что ширины распадов отнесли к ширине эталонного распада, за который принимался  $\phi \rightarrow K\bar{K}$ .

Хотя многие выводы, полученные в <sup>4/</sup>, сохранили свою силу, следует сразу же отметить различия между подходами, используемыми в данной работе и работе <sup>4/</sup>. В <sup>4/</sup> рассматривались распады радиальных возбуждений лишь  $\rho$ - и  $\pi$ -мезонов, при которых образуются ультрарелятивистские пионы. В качестве эталонного был принят также "релятивистский" процесс  $\rho \rightarrow 2\pi$ . В данной же работе мы интересуемся, в основном, не столь релятивистскими процессами, и потому в качестве эталонного распада принят нерелятивистский процесс  $\phi \rightarrow K\bar{K}$ . Поскольку наша модель основана на некоторой рецептуре лоренц-сжатия волновых функций, то при описании с ее помощью ультрарелятивистских и умеренно релятивистских процессов используемые в ней параметры могут сильно отличаться, что и имеет место в действительности.

Материал расположен следующим образом. В разделе 1 в формулировку модели сильных распадов вносятся изменения, связанные с учетом различия масс кварков и лоренц-сжатия волновых функций вылетающих мезонов. В разделе 2 на основе рассмотрения сильных распадов основных состояний легких мезонов производится выбор параметров модели и обсуждается ее применимость при таком выборе к описанию тех или иных распадов. В разделе 3 приводятся результаты расчетов сильных распадов радиальных возбуждений  $L=0$  легких мезонов. В заключении подводятся итоги всему рассмотрению и особо обсуждаются экспериментальные возможности решения проблемы радиальных возбуждений легких мезонов.

## 1. РЕЛЯТИВИЗОВАННАЯ МОДЕЛЬ СИЛЬНЫХ РАСПАДОВ

Модель /см. <sup>12/</sup> заключается в предположении о том, что амплитуда распада пропорциональна интегралу перекрытия волновых функций относительного движения кварков и антикварков в исходном A-мезоне, в образующихся B- и C-мезонах и в  $q\bar{q}$ -вакуумной паре, возникающей в <sup>3</sup>P<sub>0</sub>-состоянии. В системе покоя мезона A в импульсном представлении после некоторых преобразований для такого интеграла получим

$$I_m(A \rightarrow B + C) = \frac{1}{8} \delta(\vec{k}_B + \vec{k}_C) \int d^3k Y_{1m}(\vec{k} - \vec{k}_B) \times \psi_A[(\vec{k} + \vec{k}_B)/2] \psi_B^*[(\vec{k} + \vec{k}_B \kappa_B)/2] \psi_C^*[(\vec{k} - \vec{k}_C \kappa_C)/2], \quad /1/$$

где  $\vec{k}_B$  и  $\vec{k}_C$  - импульсы образующихся мезонов B и C,  $Y_{1m}(\vec{k})$  - сферическая гармоника,  $\psi(\vec{Q})$  - фурье-образы волновых функций относительного движения кварков и антикварков внутри мезонов. Параметры  $\kappa_B$  и  $\kappa_C$  определяются массами исходных кварка и антикварка  $q_1$  и  $q_2$ , составляющих A-мезон:

$$\kappa_B = (x_q - x_q^{(1)}) / (x_q + x_q^{(1)}), \quad \kappa_C = (x_q - x_q^{(2)}) / (x_q + x_q^{(2)}), \quad /2/$$

где  $x_q = m_0/m_q$  и т.д.;  $m_0$  - масса нестранныго кварка,  $m_q$  - масса кварка q. Мы считаем, что рождение странных кварков из вакуума подавлено, и потому учитываем лишь рождение нестранных кварков. Тогда  $x_q = 1$ . Если исходный кварк странный, то, согласно <sup>1/</sup>, для него  $x_s = 0,69$ . Следует учитывать, что не только аргументы, но и сами волновые функции зависят от масс кварков. Для осциллируемых волновых функций, согласно масштабной зависимости их "размеров" от приведенной массы кварка и антикварка, имеем

$$\langle r^2 \rangle^{1/2} \sim [(x_q + x_{\bar{q}})/2]^{1/2}. \quad /3/$$

Рецепт <sup>4/</sup> учета релятивистского движения образующихся мезонов состоит просто в лоренц-сжатии соответствующей волновой функции внутреннего /нерелятивистского/ движения кварка и антикварка вдоль направления вылета мезонов, выбираемого за ось z,

$$\tilde{\psi}(k_x, k_y, k_z) \rightarrow \beta(\gamma) \tilde{\psi}(k_x, k_y, \gamma^{-1}k_z), \quad /4/$$

где  $\gamma = E/M$ , E и M - энергия и масса вылетающего мезона. Коэффициент  $\beta(\gamma)$  определяет изменение нормировки сжимаемой волновой функции. Принимаем для него вид <sup>4/</sup>

$$\beta(\gamma) = \alpha + (1 - \alpha) / \gamma^2, \quad /5/$$

где  $\alpha$  - некоторый неизвестный параметр. Как мы вскоре убедимся, наилучшее согласие модели с экспериментальными данными получается при  $\alpha = 1$ .

Все изучаемые процессы можно разделить на три типа:

1/ нерелятивистские распады, когда  $\gamma_B$  и  $\gamma_C \approx 1$  /например,  $\phi \rightarrow K\bar{K}$ /;

2/ полурелятивистские распады, когда  $\gamma_B \approx 1$ ,  $\gamma_C \gg 1$  /например,  $K^* \rightarrow K\pi$ /;

3/ релятивистские распады, когда  $\gamma_B, \gamma_C \gg 1$  /например,  $\rho \rightarrow 2\pi$ /. Степень доверия к результатам, полученным на основе вышеописанной рецептуры, зависит от типа процесса, убывая при переходе от процессов первого типа к процессам второго и, особенно, третьего типа. Кроме того, параметры модели, выбранные для описания процессов одного типа, могут не подходить к описанию процессов другого типа. С этим связано различие значения  $\alpha = 1$ , полученного в данной работе, и значения  $\alpha = 0,3$ , полученного в <sup>4/</sup>. Как ука-



Эффективные константы распадов, выраженные через интегралы волновых функций

Процесс	Эффективный лагранжиан	Эффективная константа взаимодействия, г
---------	------------------------	---

$e \rightarrow \pi\pi$	$g_{\pi\pi}^* \cdot \vec{\pi}_e$	$(1/3)M_e^{3/2} L$
$A_1 \rightarrow \rho\pi$	$[-g_1 \vec{\rho}_\mu \times \vec{A}_1^\mu + (g_2/2)(\partial_\mu \vec{\rho}_\nu - \partial_\nu \vec{\rho}_\mu) \times (\partial^\mu \vec{A}^\nu - \partial^\nu \vec{A}^\mu)] \cdot \vec{\pi}$	$g_1 \left\{ = (\sqrt{2/3})(M_{A_1} E_\rho E_\pi)^{1/2} \times M_\rho^2 [(1-2E_\rho^2/M_\rho^2)V + (1+2E_\rho^2/M_\rho^2)W] \right\} \times E_\rho (-V+3W)/M_{A_1}$
$B \rightarrow \omega\pi$	$[-g_1 \omega_\mu \vec{B}^\mu + (g_2/2)(\partial_\mu \omega_\nu - \partial_\nu \omega_\mu) \cdot (\partial^\mu \vec{B}^\nu - \partial^\nu \vec{B}^\mu)] \cdot \vec{\pi}$	$g_1 \left\{ = (2/3)(M_B E_\omega E_\pi)^{1/2} \times M_\omega^2 [-(1-2E_\omega^2/M_\omega^2)V + (1-4E_\omega^2/M_\omega^2)W] \right\} \times E_\omega (V-3W)/M_B$
$\rho(\rho', \rho'') \rightarrow \pi\pi$ или $\rightarrow \pi\pi'$	$g_{\rho\pi}^* \cdot [\vec{\pi} \times \partial^\mu \vec{\pi}']$	$(1/3)(M_\rho E_\pi E_{\pi'})^{1/2} I$
$\rho'(\rho'') \rightarrow \omega\pi$	$g_{\omega\pi}^{\mu\nu\kappa\sigma} \partial_\mu \omega_\nu \partial_\kappa \rho'_\sigma \cdot \vec{\pi}$	$(2/3)(E_\omega E_\pi E_{\rho'})^{1/2} I$
$\rho'(\rho'') \rightarrow \rho e$	$-g_{\rho e}^* \cdot \vec{\rho}_e^\mu$	$2/(3\sqrt{3})(M_\rho E_e E_e)^{1/2} L$

Таблица 1 / продолжение/

2

1

Процесс	Эффективный лагранжиан	Эффективная константа взаимодействия, г
$\rho'(\rho'') \rightarrow A_1\pi$	те же выражения, что и для $A_1 \rightarrow \rho\pi$ при замене $A_1 \rightarrow \rho', \rho \rightarrow A_1$	
$\pi'(\pi'') \rightarrow \rho\pi$	$g_{\pi\rho}^* \cdot [\vec{\rho} \times \partial^\mu \vec{\pi}']$	$(2/3)(E_\pi E_\rho E_{\pi'})^{1/2} I$
$\pi'(\pi'') \rightarrow e\pi$	$g_{\pi e}^* \cdot \vec{\pi}_e$	$(2/3)(M_\pi E_e E_\pi/3)^{1/2} L$
$\phi(\phi', \phi'') \rightarrow K\bar{K}$	$g_{\phi K}^* \bar{K} \partial^\mu K$	$1/(3\sqrt{2})M_\phi^{3/2} I$
$\phi(\phi') \rightarrow K^*\bar{K} + \bar{K}^*K$	$g_{\phi K^*}^{\mu\nu\kappa\sigma} \partial_\mu \bar{K}_\nu^* \partial_\kappa \phi_K + \text{з.с.}$	$(\sqrt{2/3})(E_\pi E_{K^*} E_{\pi'})^{1/2} I$
$K(K^*, K^{**}) \rightarrow K\pi$	$(g\sqrt{2})\bar{K}_\mu^* \vec{\pi} \cdot (\partial^\mu \vec{\pi} K - \vec{\pi} \partial^\mu K) + \text{з.с.}$	$(1/3)(M_{K^*} E_K E_\pi/2)^{1/2} I$
$K^*(K^{**}) \rightarrow K^*\pi$	$(g\sqrt{2})\partial_\mu \bar{K}_\nu^* \vec{\pi} \cdot \vec{\pi} \partial_\kappa K_\sigma^{\mu\nu\kappa} + \text{з.с.}$	$(\sqrt{2/3})(E_K E_\pi E_{K^{**}})^{1/2} I$
$K^*(K^{**}) \rightarrow K\rho$	те же выражения, что и для предыдущего распада при замене $K^* \rightarrow K, \pi \rightarrow \rho$	
$K^*(K^{**}) \rightarrow K\omega$	$g_{\mu\nu\kappa\sigma}^{\mu\nu\kappa\sigma} \bar{K}_\mu^* \partial_\nu \omega_\kappa K_\sigma$	$g_{K^*K\omega} = g_{K^*K\rho} \sqrt{2}$



1	2	3
$K^*(K^{*'}) \rightarrow K^* \epsilon$	$-g_{K^*} K^* \mu \epsilon$	$(1/3)(M_{K^*} E_{K^*} E_{\epsilon} / 3)^{1/2} L$
$K'(K'') \rightarrow K^* \pi$	$(g/\sqrt{2}) \bar{K}' \vec{r} \cdot \partial^{\mu} \pi^* K_{\mu}^* + s.c.$	$(\sqrt{2}/3)(E_{\pi} E_{K^*} / M_{K^*})^{1/2} I$
$K'(K'') \rightarrow K^* \rho$	предыдущее выражение при замене $K^* \rightarrow K, \pi \rightarrow \rho$	$(\sqrt{2}/3)(E_{K^*} E_{\rho} / M_{K^*})^{1/2} I$
$K'(K'') \rightarrow K^* \omega$	$\bar{K}' \omega_{\mu} \partial^{\mu} K$	$g_{K^* \omega} \approx g_{K^*} K_{\rho} / \sqrt{2}$
$K'(K'') \rightarrow K^* \epsilon$	$\bar{K}' K \epsilon$	$1/(3\sqrt{3})(M_{K^*} E_{K^*} E_{\epsilon})^{1/2} L$

зывалось во Введении, это связано с тем, что в /4/ изучались релятивистские процессы, тогда как в данной работе мы интересуемся, в основном, процессами первых типов.

С целью контроля для процессов 2-го и 3-го типов производились расчеты и просто по нелативистской модели /без лоренц-сжатия волновых функций/. Естественно, наибольшего доверия заслуживают те заключения, которые оказываются близкими в обеих моделях.

Процедура выполнения расчетов, как и в /4/, состояла в следующем: для данного распада формулировался лоренц-инвариантный лагранжиан, включающий эффективные константы взаимодействия. Вычисленная с его помощью амплитуда распада в системе центра масс приравнивалась амплитуде, вычисленной по кварковой модели и, тем самым, эффективные константы выражались через интегралы перекрытия волновых функций мезонов и  $q\bar{q}$ -вакуумной пары. Эти выражения приведены в табл.1. В них  $\mu, \nu, \kappa, \sigma$  - лоренцевы индексы;  $k_{\pi}, E_{\pi}$  и т.д. - величины импульса и энергии образующегося пиона и т.п.;  $\vec{\pi}, \vec{\rho}, \vec{A}_1, \vec{B}$  - изовекторы,  $\vec{\tau}$  - матрицы Паули,  $K, K^*$  - изоспиноры.

Скалярный  $\epsilon(650)$  и аксиальные  $A_1(1270)$  и  $B(1235)$  мезоны мы считали орбитальными возбуждениями  $q\bar{q}$ -системы с  $L=1$ . Ввиду того, что волновая функция орбитальных возбуждений "в нуле" исчезает, предполагаем, что эти состояния слабо смешиваются со своими радиальными возбуждениями. Поэтому для них в расчетах учитывались лишь основные состояния.

Для всех же остальных мезонов учитывалось смешивание основных состояний и их радиальных возбуждений, вычисленное в /1/. Следовательно, каждый интеграл перекрытия представлял собой сумму типа

$$I = \sum_{i,j,k=0,1,\dots} y_{ijk} I_{ijk} \quad /6/$$

в которой коэффициенты  $y_{ijk}$  есть произведения коэффициентов такого смешивания. Выражения для встречающихся в табл.1 интегралов  $I, L, V$  и  $W$  приведены в Дополнении.

## 2. ВЫБОР ПАРАМЕТРОВ МОДЕЛИ

Все рассматриваемые распады содержат общую амплитуду вероятности рождения  $q\bar{q}$ -пары из вакуума. Для ее исключения вычисляемые ширины распадов относятся к ширине эталонного нерелятивистского распада  $\phi \rightarrow KK$ . Последняя с точностью 3% составляет 3,6 МэВ<sup>5</sup>.

Для определения параметра  $\alpha$  в /5/ рассмотрим полурелятивистский распад  $K^* \rightarrow K\pi$ . Отношение ширины этого распада к ширине эталонного распада содержит фактор

$$\beta_{K^*}^2(y_{\pi}) \beta_{K^*}^2(y_K) / \beta_{\phi}^4(y_K) \quad /7/$$



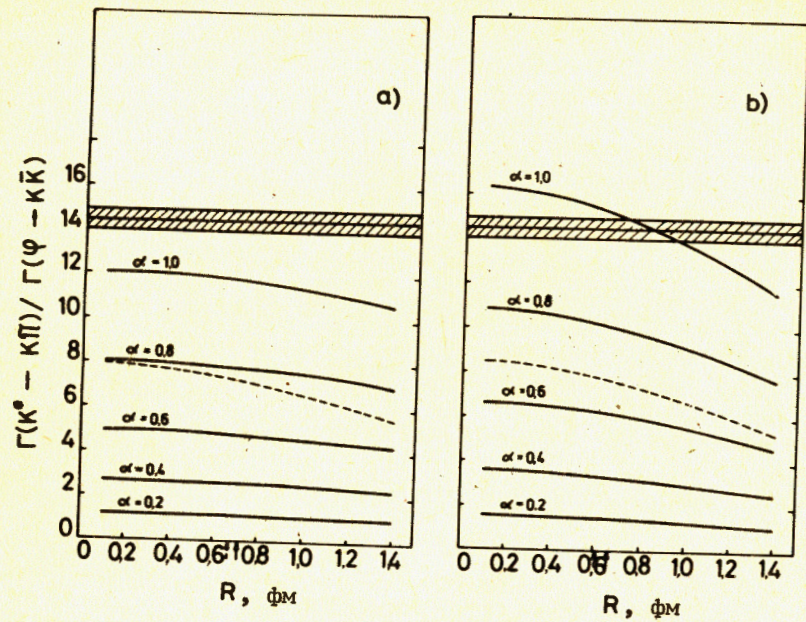


Рис.1. Зависимость отношения ширин распадов  $K^*(892) \rightarrow K\pi$  и  $\psi(1020) \rightarrow KK$  от радиуса и параметра релятивистской нормировки  $\alpha$  волновых /осцилляторных/ функций. Сплошные и пунктирные кривые - расчеты по релятивизованной и нерелятивистской моделям распада соответственно: а/ для 2-уровневой, б/ для 3-уровневой схем радиальных возбуждений легких мезонов. Прямая линия - экспериментальное отношение ширин. Заштрихован коридор в одну экспериментальную ошибку. Стрелками на оси абсцисс указаны предполагаемые значения радиусов.

зависящий от  $u$ -факторов продуктов распадов  $K^*$ - и  $\phi$ -мезонов. Рассчитанные отношения указанных ширин в зависимости от "радиуса"  $R$  осцилляторных функций показаны на рис.1. На этом же рисунке представлено отношение, вычисленное по экспериментальным данным <sup>5/</sup>. Как видим, наилучшее согласие расчета с экспериментом имеет место при  $\alpha = 1$  вне зависимости от  $R$ , как для 2-, так и 3-уровневой схемы. Итак, ниже мы будем полагать  $\alpha = 1$ . Заметим также, что расчет по нерелятивистской модели дает для ширины распада  $K^* \rightarrow K\pi$  значение, вдвое меньшее экспериментального. Для определения параметра  $R$  используются данные для отношения  $D$ -волны к  $S$ -волне в распаде  $B(1235) \rightarrow \omega\pi$ . Из лагранжиана, приведенного в табл.1, для амплитуды этого распада получаем

$$\langle B | \hat{T} | \omega\pi \rangle = (G_S + G_D / \sqrt{2}) \vec{\epsilon}_B \cdot \vec{\epsilon}_\omega - (3\sqrt{2}) G_D (\vec{k} \cdot \vec{\epsilon}_B) (\vec{k} \cdot \vec{\epsilon}_\omega) / k^2, \quad /8/$$

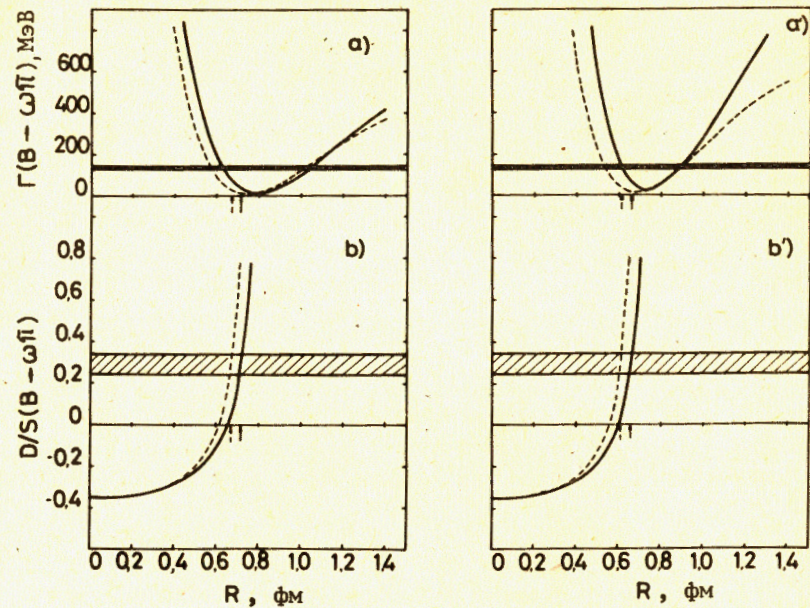


Рис.2. а/ и а' / - зависимости ширины распада  $B(1235) \rightarrow \omega\pi$ , б/ и б' / - отношения вкладов  $D$  и  $S$ -волн от радиуса волновых /осцилляторных/ функций. Графики а/ и б/ относятся к 2-, а' /, б' / - к 3-уровневым схемам. Сплошные и пунктирные кривые - расчеты по релятивизованной и нерелятивистской моделям соответственно. Экспериментальные данные представлены прямыми линиями. Заштрихован коридор в одну экспериментальную ошибку. Определенные по  $D/S$ -отношению радиусы указаны стрелками на оси абсцисс.

где  $\vec{\epsilon}_B$  и  $\vec{\epsilon}_\omega$  - векторы поляризации  $B$  и  $\omega$ -мезонов,  $\vec{k}$  - импульс пиона,  $G_S$  и  $G_D$  - константы, отвечающие  $S$ - и  $D$ -волнам и выражающиеся через исходные эффективные константы

$$G_S = g_1 - g_2 (E_\omega^2 - k^2/3) M_B / E_\omega, \quad G_D = -\sqrt{2} g_2 M_B k^2 / (3E_\omega). \quad /9/$$

Результаты расчета отношения  $G_D/G_S$  представлены на рис.2, где приведено также экспериментальное значение <sup>5/</sup>:  $0,29 \pm 0,05$ . Значения радиусов, для которых имеет место наилучшее согласие теории и эксперимента, приведены в табл.2. Последующие расчеты производились именно для этих /подчеркнутых/ значений  $R$ . Они же указаны стрелками на всех рисунках.

На том же рис.2 показано поведение ширины рассматриваемого распада при различных  $R$  и ее экспериментальное значение  $137 \pm 7$  МэВ <sup>5/</sup>. В табл.2 приведены также те значения  $R$ , для кото-



Таблица 2

Значения параметра  $R$  /фм/, полученные из данных о распаде  $B(1235) \rightarrow \omega\pi$ : по  $D/S$  -отношению/ по ширине

Схема	Нерелятивистский расчет	Расчет релятивизованной модели
2-уровневая	0,67 / 0,57	0,71 / 0,62
3-уровневая	0,61 / 0,53	0,66 / 0,61

рых теоретические и экспериментальные значения этой ширины совпадают.

Мы видим, что зависимости величин, представленных на рис.2, от  $R$  довольно резкие, и потому оказывается невозможным выбрать единое значение  $R$ , при котором и  $D/S$  -отношение, и ширина  $\Gamma(B \rightarrow \omega\pi)$  имели бы близкие к экспериментальным величины. Тем не менее, значения  $R$ , определенные по этим двум величинам и представленные в табл.2, оказываются весьма близки друг к другу, и их различие не сильно сказывается на расчетах ширин распадов других мезонов, не имеющих столь резкой зависимости от  $R$ .

Аналогичный расчет может быть произведен для распада другого аксиального мезона  $A_1(1270) \rightarrow \rho\pi$ . Результаты расчета и экспериментальные данные приведены в табл.3.

Ориентируясь на полученное значение параметра  $R \approx 0,6-0,7$  фм, получаем оценку среднего квадрата электромагнитного радиуса мезонов:

$$\langle r^2 \rangle_{\text{э.м.}}^{\pi} = (3/8) R^2 \approx 0,14 \div 0,18 \quad /10/$$

- величину, заметно меньшую известного экспериментального значения <sup>17/</sup>:  $0,43 \pm 0,03$  фм<sup>2</sup>. Причины такого различия, возможно, заключаются в использовании осцилляторных аппроксимирующих функций. Но возможно, они кроются в физических эффектах. Нерелятивистское выражение /10/ не учитывает релятивизма внутреннего движения кварков в мезонах. Учет последнего и взаимодействия кварков с глюонным полем приводит к появлению собственных размеров кварков, определяемых средним геометрическим их комптоновской длины волны и "классического сильного радиуса" кварка. Во всяком случае, то, что при нерелятивистском описании размеры мезонов получились меньше, чем следует из эксперимента, не находится в противоречии с более фундаментальным описанием релятивистских кварков внутри легких мезонов. Отметим также совпадение нашей оценки с оценкой, полученной в <sup>18/</sup>.

Наконец, рассмотрим релятивистские распады  $\epsilon(650)$ - и  $\rho(770)$ - мезонов. Для распада  $\epsilon \rightarrow 2\pi$  во всех моделях для ширины получа-

Таблица 3

Характеристики распадов  $A_1(1270) \rightarrow \rho\pi$  и  $\rho \rightarrow 2\pi$

Характеристика	Нерелятивистский расчет		Расчет по релятивизованной модели		Эксперимент
	2-уровневая схема, $R=0,67$ фм	3-уровневая схема, $R=0,61$ фм	2-уровневая схема, $R=0,71$ фм	3-уровневая схема, $R=0,66$ фм	
$\Gamma(A_1 \rightarrow \rho\pi)$					
МэВ	200	240	280	500	$316 \pm 45$ <sup>15/</sup>
$D/S$	0,25	0,24	0,23	0,21	$< 0,3$ <sup>16/</sup>
$\Gamma(\rho \rightarrow 2\pi)$					
МэВ	47	70	160	290	$153 \pm 1$ <sup>15/</sup>

ется очень большое значение  $\sim 1000$  МэВ. Это означает, что скалярный  $\epsilon$ -мезон должен быть очень широким резонансом, что находится в согласии с бытующими о нем представлениями. Для ширины распада  $\rho \rightarrow 2\pi$  получаются значения, приведенные в нижней строке табл.3. Не следует рассматривать совпадение ее расчетного значения с экспериментальным в случае релятивизованной модели в рамках 2-уровневой схемы как довод в пользу последней. Для релятивистских процессов, каковым является данный процесс, следует, скорее, ожидать, что истинное значение находится между значениями, полученными при расчетах по нерелятивистской и релятивистской моделям, что имеет место также и для 3-уровневой схемы.

### 3. СИЛЬНЫЕ РАСПАДЫ РАДИАЛЬНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ ЛЕГКИХ МЕЗОНОВ

Результаты расчетов распадов радиальных возбуждений легких мезонов при значениях параметров  $\alpha = 1$  и  $R$  из табл.2 приведены в табл.4 и 5 для 2- и 3-уровневых схем радиальных возбуждений соответственно. В этих таблицах указаны также имеющиеся экспериментальные данные, взятые из обзора <sup>15/</sup>. Указан также характер рассматриваемого процесса, определяющий степень достоверности данного расчета.

В целом имеет место качественное согласие свойств обсуждаемых радиальных возбуждений и тех экспериментально наблюдавшихся резонансов, которые можно им сопоставить. Однако имеются определенные трудности в описании некоторых процессов, как в рамках 2-, так и 3-уровневых схем.



Значения ширины распадов /в МэВ/ радиальных возбуждений легких мезонов, рассчитанные в рамках 2-уровневой схемы

Таблица 4

Распад	Характер распада	Модель распада		Экспериментальное значение
		Нерел. / Релят.	3	
1	2	3	4	
$\rho'(1560) \rightarrow 2\pi$	рел.	17 / 1200		50 - 100
$\rightarrow \omega\pi$	полурел.	8,4 / 5,6		300 + 100
$\rightarrow \rho\pi$	нерел.	14,3 / 8,0		отсутствует
$\rightarrow A_1(1270)\pi$	полурел.	74 / 125		доминирует
$\rightarrow \pi'(1200)\pi$	полурел.	18,5 / 35		
		$\Gamma_{\text{полн}}^{\text{эсп.}}(\rho') =$		от 300 до 700
$\pi''(1200) \rightarrow \rho\pi$	полурел.	302 / 330		
$\rightarrow \omega\pi$	полурел.	34 / 0		доминирует /!/ от 200 до 600
		$\Gamma_{\text{полн}}^{\text{эсп.}}(\pi') =$		
$\phi'(1700) \rightarrow \bar{K}\bar{K}$	рел.	13,3 / 2,8		19 + 11
$\rightarrow \bar{K}\bar{K}^* + \bar{K}\bar{K}^*$	полурел.	200 / 193		107 + 24
		$\Gamma_{\text{полн}}^{\text{эсп.}}(\phi') =$		126 + 22

Продолжение таблицы 4

1	2	3	4
$K^{*'}(1625) \rightarrow K\pi$	рел.	0,4 / 168	заметн.
$\rightarrow K^*\pi$	полурел.	31 / 18	
$\rightarrow K\rho$	нерел.	48 / 52	
$\rightarrow K\omega$	нерел.	16 / 17	
$\rightarrow K^*_2$	нерел.	0 / 0	
		$\Gamma_{\text{полн.}}^{\text{эсп.}}(K^{*'}) =$	от 200 до 500
$K'(1368) \rightarrow K^*\pi$	полурел.	149 / 154	109, припл.
$\rightarrow K\epsilon$	нерел.	8 / 6	
$\rightarrow K\rho$	нерел.	79 / 81	34, припл.
$\rightarrow K\omega$	нерел.	26 / 27	
		а/ $\Gamma_{\text{полн.}}^{\text{эсп.}}(K') =$	250, припл.

а/ Включает не рассматривавшийся нами процесс  $K' \rightarrow \kappa\pi$ , имеющий экспериментальную ширину -117 МэВ



Значения ширины распадов /в МэВ/ радиальных возбуждений легких мезонов, рассчитанные в рамках 3-уровневой схемы

Распад	Характер распада	Модель распада нерелят./релят.	Экспериментальное значение
1	2	3	4
$\rho'(1220) \rightarrow 2\pi$	рел.	2 / 1,4	0
$\rightarrow \omega\pi$	полурел.	53 / 88	125 + 18
$\rho''(1560) \rightarrow 2\pi$	рел.	83 / 1360	$\Gamma_{\text{полн.}}(\rho') = 125 + 18$ 50 - 100
$\rightarrow \omega\pi$	полурел.	51 / 72	300 + 100
$\rightarrow \epsilon\pi$	нерел.	0 / 0	отсутствует
$\rightarrow A_1(1270)\pi$	полурел.	3 / 4,5	доминирует /! /
$\rightarrow \pi'(1100)\pi$	полурел.	11 / 11	
$\rightarrow \pi''(1300)\pi$	полурел.	6 / 11	
			$\Gamma_{\text{полн.}}(\rho'') = \text{от } 300 \text{ до } 700$

Продолжение таблицы 5

1	2	3	4
$\pi'(1100) \rightarrow \rho\pi$	полурел.	118 / 214	
$\rightarrow \epsilon\pi$	полурел.	19 / 27	
$\pi''(1300) \rightarrow \rho\pi$	полурел.	127 / 106	
$\rightarrow \epsilon\pi$	полурел.	95 / 54	
$\phi'(1445) \rightarrow \bar{K}\bar{K}$	нерел.	31 / 43	$\Gamma_{\text{полн.}}(\pi' + \pi'') = \text{от } 200 \text{ до } 600$
$\rightarrow \bar{K}K^* + K\bar{K}^*$	нерел.	36 / 36	
$\phi''(1700) \rightarrow \bar{K}\bar{K}$	не слишком релят.	9 / 81	19 + 11
$\rightarrow \bar{K}K^* + K\bar{K}^*$	нерел.	104 / 116	107 + 24
			$\Gamma_{\text{полн.}}(\phi' + \phi'') = 126 + 22$
$K^*(1333) \rightarrow K\pi$	полурел.	13 / 26	
$\rightarrow K^*\pi$	полурел.	44 / 80	
$\rightarrow K\rho$	нерелят.	17,4 / 17,5	
$\rightarrow K\omega$	нерелят.	5,8 / 5,8	
$K^{*''}(1625) \rightarrow K\pi$	рел.	2 / 170	заметн.
$\rightarrow K^*\pi$	полурел.	28 / 77	
$\rightarrow K\rho$	нерел.	33 / 37	



1	2	3	4
$K^{*''} (1625) \rightarrow K\omega$	нерел.	11 / 12	$\Gamma_{\text{экср. полн.}} (K^{*''} + K^{*''}) = \text{от } 200 \text{ до } 500$
$\rightarrow K^*_{\epsilon}$	нерел.	3 / 2	
$K^*(1249) \rightarrow K^*\pi$	полурел.	60 / 108	
$\rightarrow K_{\epsilon}$	нерел.	5 / 5	
$K^*(1448) \rightarrow K^*\pi$	полурел.	38 / 60	109, приבל.
$\rightarrow K_{\epsilon}$	нерел.	18 / 15	
$\rightarrow K\rho$	нерел.	43 / 40	34, приבל.
$\rightarrow K\omega$	нерел.	14 / 13	

а/  $\Gamma_{\text{экср. полн.}} (K' + K'') = 250$ , приבל.

а/ см. примечание к табл. 4

Прежде всего имеется общая трудность в описании распада радиального возбуждения  $\rho$ -мезона:  $\rho(1560) \rightarrow 2\pi$ . В обеих схемах нерелятивистский расчет приводит для его ширины к небольшой  $\sim 20$  МэВ/величине, тогда как расчет по релятивизованной модели дает несуразно большое значение  $\geq 1000$  МэВ/.

Очевидно, для описания этого процесса наша модель просто неприменима  $\sqrt[4]{}$  его подавление при расчете по релятивизованной модели достигалось посредством выбора малого значения параметра  $\alpha \approx 0,3/$ . В описании других мод распада данного резонанса в рамках этих двух схем имеются существенные различия. Двухуровневая схема указывает на доминантность моды распада  $\rho(1560) \rightarrow A_1\pi$ , что согласуется с экспериментальными данными  $^{9/}$ , тогда как в рамках 3-уровневой схемы возникает сильное подавление этой моды и указывается на доминирующую роль  $\omega\pi$ -моды. Для демонстрации независимости этих выводов от выбора параметра  $R$ , на рис. 3 для обеих схем показана зависимость ширины распада  $\rho(1560) \rightarrow A_1\pi$  от  $R$ . В этом пункте следует отметить некоторое отличие полученного нами вывода от вывода  $^{10/}$ . В цитируемой работе первым радиальным возбуждением  $\rho$ -мезона полагается  $\rho(1560)$ -резонанс, что соответствует нашей 2-уровневой схеме, и, однако, было получено подавление распада этого резонанса на  $A_1$ - и  $\pi$ -мезоны, которого мы в рамках 2-уровневой схемы не получили. Такое различие результатов связано, по-видимому, с тем, что в  $^{10/}$  расчеты производились по нерелятивистской модели и, что важнее, не учитывались конфигурационные смеси различных радиальных состояний за счет спин-спинового взаимодействия.

Двухуровневая схема, однако, имеет трудности с описанием распада  $\pi'$ , предсказывая доминантность моды  $\pi' \rightarrow \rho\pi$  и подавленность моды  $\pi' \rightarrow \epsilon\pi$ , что не соответствует экспериментальным сведениям о распаде радиального возбуждения пиона  $^{11-14/}$ . Трех-

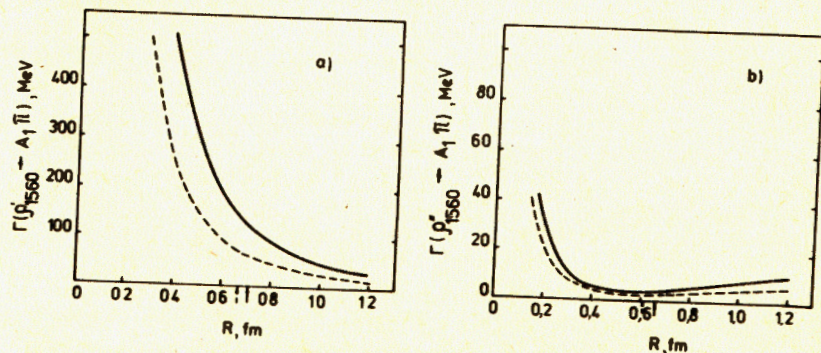


Рис. 3. Зависимость ширины  $\rho(1560) \rightarrow A_1(1270)\pi$  от радиуса  $R$  волновых /осцилляторных/ функций для случаев, когда этот резонанс является: а/ первым, б/ вторым радиальным возбуждением  $\rho$ -мезона. Стрелками на оси абсцисс указаны предполагаемые значения радиусов.



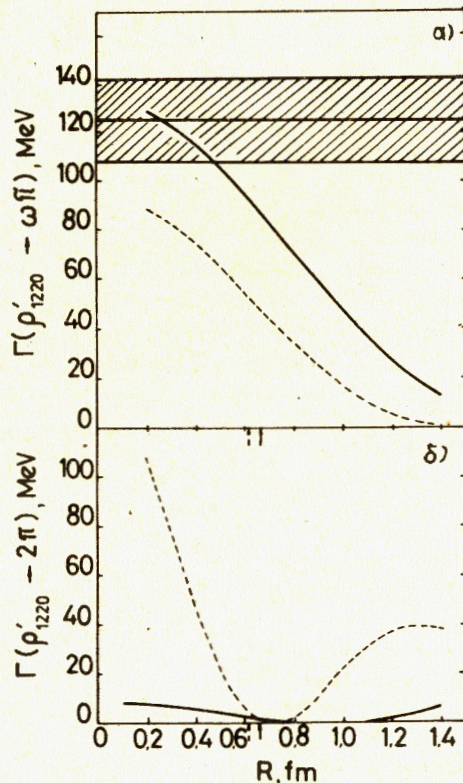


Рис.4. Зависимости от радиуса  $R$  ширины распадов первого радиального возбуждения  $\rho$ -мезона /в 3-уровневой схеме/: а/  $\rho' \rightarrow \omega\pi$ , б/  $\rho' \rightarrow 2\pi$ . Сплошные и пунктирные кривые - расчеты по релятивизованной и нерелятивистской моделям распадов соответственно. Экспериментальное значение для первого распада представлено прямой линией внутри заштрихованного коридора в одну экспериментальную ошибку. График б/ демонстрирует эффект подавления второго распада при предполагаемых значениях  $R$ , указанных на оси абсцисс стрелками.

уровневая схема из-за наличия в ней двух таких возбуждений  $\pi(1100)$  и  $\pi(1300)$ , имеющих различные соотношения между этими модами /см. табл.5/, предсказывает падение моды  $\pi\pi$  и возрастание моды  $\omega\pi$  при переходе от первого состояния ко второму. Если 3-уровневая схема действительно реализуется, то в этом можно было бы попытаться найти объяснение сложному поведению  $O^+S$  и  $O^+P$  фаз, отмечавшемуся в /14/.

Относительно резонанса  $\rho'(1220)$ , возникающего в 3-уровневой схеме, подтверждается вывод о подавлении его распада на два пиона /4,15/. На рис.4 показана зависимость ширины этого распада от  $R$ . Основной же модой распада  $\rho'(1220)$ -резонанса должна быть  $\omega\pi$ -мода, что согласуется с имеющимися экспериментальными сведениями об этом резонансе.

Распады радиальных возбуждений странных мезонов  $\phi$ ,  $K$ ,  $K^*$  обе схемы описывают с одинаковым успехом по отношению к имеющимся о них скудным экспериментальным данным /5/. Для 3-уровневой схемы характерно перекрытие весьма широких резонансов, соответствующих первому и второму радиальным возбуждениям. В случае реализации этой схемы поведение парциальных ширин в области этих резонансов должно быть довольно сложным. Так, предсказывается наличие двух резонансов, отвечающих радиальным возбуждениям  $\phi$ -мезона,  $\phi'(1445)$  с полной шириной  $\sim 80$  МэВ и  $\phi''(1700)$  с полной шириной  $\sim 200$  МэВ. Оба они распадаются по одним и тем же каналам  $K\bar{K}$  и  $K\bar{K}^* + K\bar{K}^*$  с доминантностью последнего. Следует учесть, что в  $e^+e^-$ -аннигиляции первый из них образуется с втрое меньшей вероятностью, чем второй /1/. С учетом этого обстоятельства эффективный резонанс, объединяющий оба эти резонанса, будет иметь массу 1640 МэВ, что весьма близко к экспериментальному среднему значению /5/  $1684 \pm 9$  МэВ.

Значительный интерес представляют распады радиальных возбуждений  $K$ - и  $K^*$ -мезонов, поскольку их исследование может способствовать решению проблемы радиальных возбуждений легких мезонов в целом. Согласно расчетам по релятивизованной модели, мы должны иметь следующие резонансы с соответствующими полными ширинами:

в рамках двухуровневой схемы:

$$K'(1368), \Gamma_{\text{полн.}}(K') \approx 270 \text{ МэВ},$$

$$K^*(1625), \Gamma_{\text{полн.}}(K^*) \approx 260 \text{ МэВ};$$

в рамках трехуровневой схемы:

$$K'(1249), \Gamma_{\text{полн.}}(K') \approx 113 \text{ МэВ},$$

$$K''(1448), \Gamma_{\text{полн.}}(K'') \approx 128 \text{ МэВ},$$

$$K^*(1333), \Gamma_{\text{полн.}}(K^*) \approx 130 \text{ МэВ},$$

$$K^{*'}(1625), \Gamma_{\text{полн.}}(K^{*'}) \approx 300 \text{ МэВ},$$

В случае 3-уровневой схемы два псевдоскалярных резонанса  $K'$  и  $K''$  можно было бы различить по моде  $K\rho$  /или  $K\omega$ /, поскольку полностью она разрешена лишь для второго резонанса. Для векторных мезонов в последнее время к давно известному резонансу  $K^*(1625)$  /5/ прибавился новый,  $K^*(1420)$  /18/. Если его существование подтвердится, то имеются все основания сопоставить ему первое радиальное возбуждение  $K^{*'}$ . Тогда 3-уровневая схема получит веский аргумент в свою пользу.



## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проведенного рассмотрения приходим к следующим выводам:

1/ Модель Мику-Карлица-Кислинджера-Ле Юанка и др. дает разумное описание сильных распадов мезонных резонансов. Лучшее согласие с экспериментом имеет релятивизованная модель, основанная на лоренц-сжатии волновых функций образующихся мезонов, как это имеет место, например, для распада  $K^*(892) \rightarrow K\pi$ . Размеры мезонов, характеризуемые параметром  $R$  волновых функций, оказываются заметно меньше размеров, соответствующих экспериментально определенным электромагнитным радиусам пионов. Возможно, это указывает на наличие у составляющих кварков собственных размеров, приобретаемых за счет "глюонной оболочки", а полученные нами и в <sup>8/</sup> размеры отвечают лишь области движения центров кварков.

2/ В настоящее время экспериментальных данных недостаточно для решения вопроса о том, какая из схем, 2- или 3-уровневая, реализуется для радиальных возбуждений легких мезонов в действительности. В рамках 3-уровневой схемы резонансы, отвечающие 1-му и 2-му радиальным возбуждениям, имеют ширины в сотню или более МэВ и, сильно перекрываясь, выступают как один эффективный резонанс. В таком случае должно наблюдаться довольно сложное поведение различных мод распада этого эффективного резонанса, что, возможно, и имеет место для  $\rho^*(1300)$  и  $\phi^*(1680)$  резонансов. По этой причине желательно было бы производить обработку экспериментальных данных в рамках гипотезы не только одного, но и двух брейт-вигнеровских резонансов.

Трехуровневая схема встречается с серьезной проблемой при объяснении экспериментально наблюдаемого доминирующего распада резонанса  $\rho^*(1560) \rightarrow A_1(1270)\pi$ , тогда как двухуровневая схема имеет трудности с объяснением распада резонанса  $\pi(1200)$ : в рамках этой схемы распад  $\pi(1200) \rightarrow \pi\pi$  сильно подавлен, что не совпадает с экспериментальными наблюдениями.

Для окончательного решения вопроса в пользу той или иной схемы существенное значение может иметь установление радиальных возбуждений  $K^-$  и  $K^*$ -мезонов. В рамках двухуровневой схемы должно существовать лишь два резонанса:  $K^*(1368)$  и  $K^*(1625)$ , тогда как в рамках 3-уровневой схемы - четыре:  $K^*(1250)$ ,  $K^*(1450)$ ,  $K^*(1330)$  и  $K^*(1625)$ . Подтверждение резонанса  $K^*(1420)^{18/}$  свидетельствовало бы в пользу этой схемы. Расхождение массы этого резонанса с расчетным значением 1330 МэВ можно было бы отнести за счет неточности используемой нами параметризации. В частности, для значения массы  $\rho^*$ -резонанса мы приняли 1220 МэВ <sup>1.4/</sup>, тогда как в настоящее время экспериментальное среднее значение составляет  $1264 \pm 4,5$  МэВ <sup>6/</sup>.

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

## ДОПОЛНЕНИЕ

### Интегралы перекрытия волновых функций

В табл.1 в выражения для констант распадов  $A \rightarrow B + C$  входят интегралы  $I, L, V$  и  $W$ , получающиеся из интеграла /1/ при выделении из него векторных индексов. Если все три мезона  $A, B, C$  представляют собой основные орбитальные состояния / $L = 0$ /  $q\bar{q}$ -системы, то возникают интегралы

$$I(A \rightarrow B + C) = \vec{k}_B \cdot \vec{I} / k_B^2. \quad /Д.1/$$

Если же в распад включается один из мезонов, представляющий собой первое орбитальное возбуждение / $L = 1$ /, то тогда интеграл /1/ содержит две сферические гармоники, одна из которых по-прежнему описывает  $^3P_0$ -состояние  $q\bar{q}$ -вакуумной пары, а другая - орбитальное возбуждение мезона. По этой причине интеграл /1/ имеет два векторных индекса. В случае распада, включающего скалярный  $\epsilon$ -мезон, возникает интеграл

$$L(A \rightarrow B + \epsilon) = \sum_m I_{mm}. \quad /Д.2/$$

В случае распада, включающего аксиальный  $B$  /или же  $A_1$ -мезон, возникают два интеграла

$$V(A \rightarrow B + C) = \sum_m I_{mm} / (2k^2), \quad /Д.3/$$

$$W(A \rightarrow B + C) = \sum_{m,m'} k_B^m k_B^{m'} I_{mm'} / (2k_B^4). \quad /Д.4/$$

Входящая в интеграл /1/ телесная сферическая гармоника имеет вид

$$\vec{Y}(\vec{k}) = \sqrt{3/4\pi} \vec{k}. \quad /Д.5/$$

Для волновых функций относительного движения кварка и антикварка принимались осцилляторные функции:

$$\Psi_{ns}(\vec{Q}) = (R^2/\pi)^{3/4} N_n (1 + a_n R^2 Q^2 + b_n R^4 Q^4) \exp(-R^2 Q^2/2), \quad /Д.6/$$

где коэффициенты  $N_n, a_n$  и  $b_n$  для основного / $n = 0$ /, первого / $n = 1$ / и второго / $n = 2$ / радиальных возбуждений принимают значения\*:

\* В связи с иным выбором знаков волновых функций "в нуле", принятым в данной статье, а также в <sup>1/</sup>, знак коэффициента в формуле /Д.76/ изменен на противоположный по сравнению со знаком коэффициента в формуле /А.2.8/ из <sup>4/</sup>.



$$N_0 = 1 \quad a_0 = 0, \quad b_0 = 0, \quad /Д.7а/$$

$$N_1 = (3/2)^{1/2}, \quad a_1 = -2/3, \quad b_1 = 0, \quad /Д.7б/$$

$$N_2 = (15/8)^{1/2}, \quad a_2 = -4/3, \quad b_2 = 4/15. \quad /Д.7в/$$

Для первого орбитального возбуждения  $/L = 1$ ;  $A_1^-$ ,  $V^-$  и  $\epsilon^-$ -мезоны/ волновая функция имеет вид

$$\Psi_{OP}(\vec{Q}) = i\sqrt{2} (R^2/\pi)^{3/4} R\vec{Q} \exp(-R^2 Q^2/2). \quad /Д.8/$$

В выражениях /Д.6/ и /Д.8/ под аргументом  $\vec{Q}$  следует понимать те аргументы, которые указаны у соответствующих волновых функций в интеграле /1/. Кроме того, для образующихся мезонов эти аргументы должны быть "сжаты" в соответствии с правилом /4/.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Герасимов С.Б., Говорков А.Б. ОИЯИ Р2-84-565, Дубна, 1984.
2. Клоуз Ф. Кварки и партоны, "Мир", М., 1982, с. 123.
3. Bradley A., Robson D. Z.Phys., 1980, C4, p.67.
4. Gerasimov S.B., Govorkov A.B. Z.Phys., 1982, C13, p.43.
5. Particle Data Group. Phys.Lett., 1982, 111B.
6. Dankowyc J.A. et al. Phys.Rev.Lett., 1981, 46, p.580.
7. Водопьянов А.С., Цыганов Э.Н. ЭЧАЯ, 1984, 15, с.5.
8. Le Yaouance A. et al. Phys.Rev., 1973, D8, p.2223; *ibid.*, 1974, D9, p.1415; *ibid.*, 1975, D11, p.1271.
9. Aktinson M. et al. Phys.Lett., 1982, 108B, p. 55.
10. Busetto G., Oliver L. Z.Phys., 1983, C20, p.247.
11. Aaron R., Longacre R.S. Phys.Rev., 1981, D24, p.1207.
12. Беллини Д. и др. Письма в ЖЭТФ, 1981, 34, с.511.
13. Bonesini et al. Phys.Lett., 1981, 103B, p.75.
14. Daum C. et al. Nucl.Phys., 1981, B182, p.269.
15. Bradley A. J.Phys., 1978, G4, p.1517.
16. Aston D. Preprint SLAC-PUB-3206, Sept. 1983 (T/E).

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. Переушкин В.Н. и др. ОИЯИ, Р2-84-649, 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.



Принимается подписка на препринты и сообщения Объединенного института ядерных исследований.

Установлена следующая стоимость подписки на 12 месяцев на издания ОИЯИ, включая пересылку, по отдельным тематическим категориям:

ИНДЕКС	ТЕМАТИКА	Цена подписки на год
1.	Экспериментальная физика высоких энергий	10 р. 80 коп.
2.	Теоретическая физика высоких энергий	17 р. 80 коп.
3.	Экспериментальная нейтронная физика	4 р. 80 коп.
4.	Теоретическая физика низких энергий	8 р. 80 коп.
5.	Математика	4 р. 80 коп.
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия	4 р. 80 коп.
7.	Физика тяжелых ионов	2 р. 85 коп.
8.	Криогеника	2 р. 85 коп.
9.	Ускорители	7 р. 80 коп.
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных	7 р. 80 коп.
11.	Вычислительная математика и техника	6 р. 80 коп.
12.	Химия	1 р. 70 коп.
13.	Техника физического эксперимента	8 р. 80 коп.
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами	1 р. 70 коп.
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях	1 р. 50 коп.
16.	Дозиметрия и физика защиты	1 р. 90 коп.
17.	Теория конденсированного состояния	6 р. 80 коп.
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники	2 р. 35 коп.
19.	Биофизика	1 р. 20 коп.

Подписка может быть оформлена с любого месяца текущего года.

По всем вопросам оформления подписки следует обращаться в издательский отдел ОИЯИ по адресу: 101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79.

Говорков А.Б.

P2-84-704

Проблема радиальных возбуждений легких мезонов.  
Сильные распады

В рамках релятивистски обобщенной модели спонтанного рождения  $q\bar{q}$ -пары из вакуума рассчитываются сильные распады основных и радиально-возбужденных  $(L = 0)$  состояний легких мезонов.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Перевод Т.Ю.Думбрайс

Govorkov A.B.

P2-84-704

The Problem of Radial Excitations of Light Mesons.  
Strong Decay

Strong decays of the ground and radial-excited  $(L = 0)$  states of light mesons are calculated within a relativized version of the model of spontaneous production of a  $q\bar{q}$ -pair from vacuum.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1984