объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

P2-83-375

М.Динейхан, Г.В.Ефимов, Р.Х.Мурадов*

СИЛЬНЫЕ РАСПАДЫ МЕЗОНОВ С ВЫСШИМИ СПИНАМИ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

* Азербайджанский государственный университет, Баку

1983

1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время как экспериментально, так и теоретически значительно углубились исследования мезонных резонансов с высшими спинами. Экспериментально весьма надежно установлены свойства /масса и ширина/ резонансов со спинами $J^{pc}=2^{++}$ /A_2, f, f' и K^*/. На встречных e^-e^+ пучках изучаются в настоящее время радиационные распады этих резонансов ($f\to\gamma\gamma$, $f'\to\gamma\gamma$, $A_2\to\gamma\gamma$).

Наиболее полно изучены [1] $J^{pc}=3^{--}$ /семейство g-мезона/. Для заполнения SU_3^f -мультиплета не хватает лишь одного изоскалярного состояния. Недавно начато заполнение мультиплета состояний $J^{pc}=4^{++}$ /семейство h-мезона/. Существование h-мезона твердо установлено [1] и его масса известна относительно с неполной точностью. Недавно [2] был обнаружен распад $h^{\circ}(2040)\to\bar{p}p$. Статус других резонансов с $J^{pc}=6^{++}, 8^{++}$ весьма скуден, кроме того, получены указания [3] на существование резонансов со спинами 5 и 6.

В экспериментальной установке ИФВЭ /Серпухов/ исследуются [4] частицы с большими массами и спинами в бинарных реакциях с нейтральными конечными состояниями типа

$$\pi^- + p \to \phi^{\circ} + n, \qquad /1.1/$$

где $\phi^{\circ}(f, h, q, G)$ - нейтральная частица или группа частиц, распадающихся в конечном счете на γ-кванты. Предварительные результаты показывают, что

$$BR\left(\frac{g\to 2\pi}{h\to 2\pi}\right) = \frac{1}{2\div 3}, \quad BR\left(\frac{G\to 2\pi}{q\to 2\pi}\right) \ll 1. \qquad /1.2/$$

С точки зрения теоретических подходов эти резонансы рассматриваются как системы кварк-антикварков $(\bar{q}q)$, так и более сложных объектов типа глюониев $(g,\bar{g})$, экзотических многокварковых систем $(\bar{q}^2q^2)$ и т.п. [5]. Методы нерелятивистской кварковой модели [6] давно применялись в изучении спектроскопии и распадов мезонов. Поскольку энергия возбуждения системы $(\bar{q}q)$ при этом оказалась одного порядка или больше массы основного состояния, то полученные при этом результаты носят скорее качественный характер, чем количественный. Фейнман, Кислинджер и Равндал /ФКР/ [7] предложили релятивистскую кварковую модель, основанную на замене нерелятивистского потенциала, связывающего $(\bar{q}q)$ с потенциалом ковариантного четырехмерного гармонического осциллятора. В работе [8] модель ФКР применена для изучения сильных распадов мезонных резонансов с высшими спинами /J = 2,3,4/.

Направление, альтернативное кварковым моделям, связано с применением разных вариантов принципа дуальности к распадам мезонов с высшими спинами [8]. Отметим, что как в модели ФКР, так и в подходах, основанных на принципе дуальности, нарушается условие унитарности, хотя причины этого нарушения в каждом из них разные. Эти подходы, являясь чисто феноменологическими, могут рассматриваться только как первые приближения теории. Более серьезной попыткой в этом направлении, несмотря на большое число /пять/ подгоночных параметров, являются работы Бома и др.[9], в которых впервые применено квантовополевое уравнение Бете-Солпитера в исследовании сильных распадов мезонов. Отсюда видно, что сейчас остро чувствуется необходимость в однозначном теоретическом описании физики этих мезонов. Поэтому представляет большой интерес рассмотрение распадов мезонов с высшими спинами в виртон-кварковой модели /ВКМ/ [10], которая представляет собой самосогласованную релятивистскую схему квантовополевого мешка и претендует на то, чтобы стать одной из теорий, описывающих строение адронов в области "конфайнмента".

В данной работе рассматриваются сильные распады мезонов с высшими спинами. Экспериментально известны массы только f-нонета тензорных мезонов со спином $J^P = 2^+$. Массы нонетов со спинами $J^P = 4^+, 6^+, 8^+$ определяются из диаграммы Чу-Фраучи и обозначаются через h, q, G-нонеты соответственно. В табл.1 приведены массы этих мезонов, а также соответствующие углы смешивания $\theta_{см}$, которые определяются из массовой формулы Гелл-Манна-Окубо.

В следующем разделе построены лагранжианы взаимодействия и вычислены константы связи мезон-кварковых вершин. Далее /раздел 3/ в рамках рассматриваемой модели исследованы сильные распады мезонов с высшими спинами и обсуждены основные результаты.

Таблица 1

Нонет	J^{pc}	I = 1	I = 1/2	I = 0	I = 0	$\theta_{см}$
f	2^{++}	A_2/1310/	K*/1430/	f/1270/	f'/1516/	26°
h	4^{++}	A_2/1940/	K*/2110/	h/2020/[x]	h'/2190/	23°
q	6^{++}	A_2/2420/	K*/2600/	q/2520/	q'/2700/	30°
G	8^{++}	A_2/2820/	K*/3030/	G/2950/	G'/3130/	25°

[x] Масса M_h = /2020 + 40/ МэВ экспериментально установлена [1]. Массы членов h, q, G - нонетов определены из диаграммы Чу-Фраучи.

Расчеты показали, что, во-первых, ВКМ в целом хорошо описывает вышеуказанные распады, и, во-вторых существенное влияние на величины ширин сильных распадов оказывают состояния с высшими орбитальными моментами $\ell = J + 1$ $(\bar{q}q)$ системы.

2. ЛАГРАНЖИАНЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Предположим, что мезоны высших спинов J^{++} /J = 2,4,6,8/ являются двухкварковой системой. Плотность лагранжиана взаимодействия между мезонными и кварковыми полями запишем в виде:

$$\mathcal{L}^{(J)}_{вз.}(x) = \frac{g_\phi}{\sqrt{2}} \phi^{(J)\,j}_{\mu_1\dots\mu_J}(x)\, I^{(J)q}_{j,\mu_1\dots\mu_J}(x)\,, \qquad /2.1/$$

$$I^{(J)q}_{j,\mu_1\dots\mu_J}(x) = \bar{q}_a(x)\,\lambda_j\, I^{(J)}_{\mu_1\dots\mu_J}\, q_a(x)\,.$$

Здесь g_ϕ - константа связи, $\phi^{(J)j}_{\mu_1\dots\mu_J}(x)$ - октетные поля мезонов, связанные с физическими полями стандартными соотношениями [11], λ_j - матрицы Гелл-Манна, $q_a(x)$ - кварковые поля, преобразующиеся по группе $SU(3)\times SU_c(3)$, $I^{(J)}_{\mu_1\dots\mu_J}$ - оператор, описывающий кварковый ток с моментом J.

Основная проблема при исследовании квантовополевыми методами физики мезонов с высшими спинами состоит в выборе оператора тока $J^{(J)}_{\mu_1\dots\mu_J}$. Этот ток для состояний J^{++} при четном J должен быть линейной комбинацией следующих выражений:

$$I^{(J)-}_{\mu_1\dots\mu_J} = \frac{1}{J}\mathcal{P}\left(\frac{\mu_1}{\mu_2\dots\mu_J}\right)\gamma_{\mu_1} Q_{\mu_2}\dots Q_{\mu_J}\,, \qquad /2.2/$$

$$I^{(J)+}_{\mu_1\dots\mu_J} = Q_{\mu_1}\dots Q_{\mu_J}\,, \qquad /2.3/$$

где

$$Q_\mu = i\partial_\mu = \frac{i}{2}(\overleftarrow{\partial}_\mu - \overrightarrow{\partial}_\mu) = \frac{1}{2}(k_q - k_{\bar{q}})\,,$$

$\mathcal{P}\left(\frac{\mu_1}{\mu_2\dots\mu_J}\right)$ - оператор симметризации.

В нерелятивистском пределе, если в /2.1/ в качестве $\bar{q}(x)$ и $q(x)$ использовать дираковские спиноры, токи /2.2/ и /2.3/ описывают состояния двухкварковой системы с орбитальными моментами $\ell = J - 1$ и $\ell = J + 1$ соответственно. Токи /2.2/ и /2.3/ можно умножить, кроме того, на любые степени операторов

$$Q^2 = Q_\mu \cdot Q_\mu \quad \text{и} \quad \hat{Q} = \gamma_\mu Q_\mu .$$

В этой работе мы рассмотрим следующие токи:

$$
\begin{aligned}
{}^1 I^{(J)}_{\mu_1 \dots \mu_J} &= Q^2 I^{(J)-}_{\mu_1 \dots \mu_J} - \chi_J \hat{Q} I^{(J)+}_{\mu_1 \dots \mu_J} , \\
{}^2 I^{(J)}_{\mu_1 \dots \mu_J} &= I^{(J)-}_{\mu_1 \dots \mu_J} - \tau_J \frac{\hat{Q}}{Q^2} I^{(J)+}_{\mu_1 \dots \mu_J} , \\
{}^3 I^{(J)}_{\mu_1 \dots \mu_J} &= I^{(J)-}_{\mu_1 \dots \mu_J} + \eta_J \frac{L}{2} I^{(J)+}_{\mu_1 \dots \mu_J} , \\
{}^4 I^{(J)}_{\mu_1 \dots \mu_J} &= I^{(J)+}_{\mu_1 \dots \mu_J} .
\end{aligned}
\qquad /2.4/
$$

Здесь χ_J, τ_J и η_J - неизвестные параметры, которые характеризуют относительный вклад двухкварковых состояний с $\ell = J - 1$ и $\ell = J + 1$ в волновую функцию мезона и которые предстоит выбрать из каких-либо соображений. Параметр L = 1/320 МэВ - параметр в ВКМ [10].

Мезон с четным спином J описывается в формализме Паули-Фирца [13] полностью симметричным полевым тензором $\phi^{(J)}_{\mu_1 \dots \mu_J}(x)$, который удовлетворяет условиям

$$\frac{\partial}{\partial x_{\mu_i}} \phi^{(J)}_{\mu_1 \dots \mu_i \dots \mu_J}(x) = 0, \qquad /2.5/$$

$$g_{\mu_i \mu_j} \phi^{(J)}_{\mu_1 \dots \mu_i \dots \mu_j \dots \mu_J}(x) = 0. \qquad /2.6/$$

Естественно потребовать, чтобы и кварковый ток $I^{(J)}_{\mu_1 \dots \mu_J}(x)$ удовлетворял тем же условиям. Однако условию /2.5/ в ВКМ нельзя удовлетворить принципиально, поскольку, как мы считаем, в области конфайнмента кварки являются нелокальными объектами. Требованию /2.6/ можно удовлетворить только в случае спина $J = 2$. Этому требованию удовлетворяют токи ${}^1 I^{(2)}_{\mu_1 \mu_2}$ и ${}^2 I^{(2)}_{\mu_1 \mu_2}$ при $\chi_2 = \tau_2 = 1$. Условие /26/ для токов обычно называется условием тензорной доминантности /ТД/ [12].

Требованию тензорной доминантности токи для спинов выше двух не удовлетворяют ни при каком выборе константы χ_J, τ_J и η_J. Можно лишь удовлетворить условию, чтобы полный шпур кваркового тока обратился в нуль, т.е.

$$g_{\mu_1 \mu_2} g_{\mu_2 \mu_3} \dots g_{\mu_{J-1} \mu_J} I^{(J)}_{\mu_1 \dots \mu_J} = 0, \qquad /2.7/$$

для токов ${}^1 I^{(J)}_{\mu_1 \dots \mu_J}$ и ${}^2 I^{(J)}_{\mu_1 \dots \mu_J}$ в /2.4/ при $\chi_J = \tau_J = 1$.

Ниже мы рассмотрим лагранжианы взаимодействия всех вариантов токов /2.4/ при различных значениях параметров χ_J, τ_J и η_J.

Для расчета конкретных физических процессов с участием мезонов с высокими спинами лагранжианом /2.1/, кроме уже упомянутых параметров χ_J, τ_J и η_J, необходимо знать также и константу мезон-кваркового взаимодействия, определяемую через g_ϕ соотношением

$$h_\phi = \frac{g_\phi^2}{(4\pi)^2} \left(\frac{2}{L}\right)^{2(J+1)} . \qquad /2.8/$$

В ВКМ она вычисляется из условия связности [14], выражающего тот факт, что мезон составлен из пары $(\bar{q}q)$. Расчет h_ϕ аналогичен предыдущим вычислениям константы взаимодействия для обычных мезонов, поэтому здесь приводим ее окончательный вид только для одного тока ${}^1 I^{(J)}_{\mu_1 \dots \mu_J}$

$$h_\phi = \frac{(2J)!}{2^J (J!)^2} V_J(\mu^2) \exp\left(-\frac{\mu^2}{2}\right), \qquad /2.9/$$

где $\mu = m_\phi L/2$, m_ϕ - масса ϕ-мезона. Зависимость $V_J(\mu^2)$ от массы m_ϕ для конкретных значений спина J и параметра χ_J показана на рис.1. Нетрудно убедиться, что h_ϕ оказывается меньше единицы для всех J = 2,4,6,8, и поэтому при конкретных расчетах можно воспользоваться теорией возмущений.

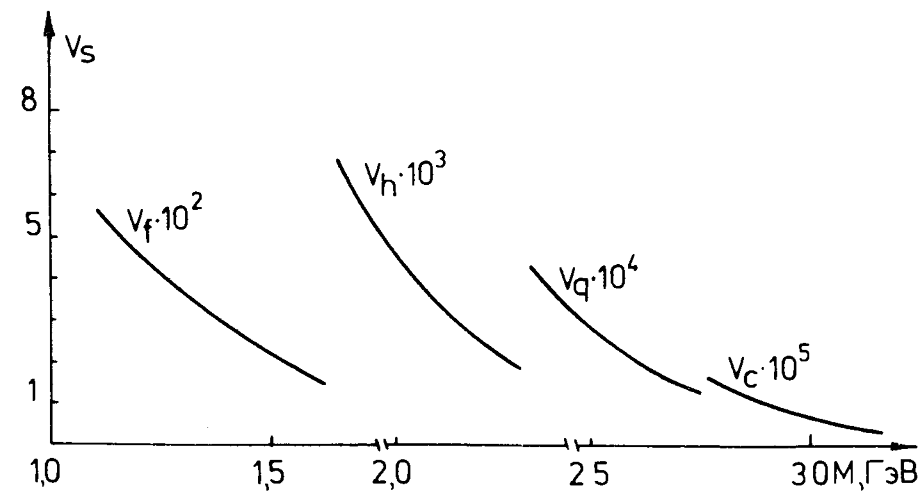

Рис.1. Зависимость величины V_J от массы при значении параметров $\chi_f = 1$, $\chi_h = 1,2$, $\chi_q = 1,4$ и $\chi_G = 1,6$.

3. РАСПАДЫ $\phi^{(J)} \to P_1 P_2$, $f(2^+) \to V(1^-) + P(0^-)$

После того как сформулированы основные положения ВКМ для расчета физических процессов с участием мезонов высоких спинов, перейдем к непосредственному изучению их сильных распадов.

Сначала рассмотрим распад $\phi^{(J)} \to P_1 P_2$: мезон спин-четностью J^{++} /$J = 2,4,6,8$/ превращается в два псевдоскалярных мезона (P_1, P_2). Соответствующая диаграмма Фейнмана в ВКМ изображена на рис.2.

Инвариантный матричный элемент в системе покоя мезона записывается в виде

$$M(\phi^{(J)} \to P_1 P_2) = \sum_{n=-J}^{J} (-1)^n \, \Phi_{Jn} \, Y_{Jn}(\vec{n}_q) \, g_{\phi p_1 p_2}, \qquad /3.1/$$

где

$$g_{\phi p_1 p_2} = \frac{768}{L} h_p \sqrt{\frac{h_\phi}{2}} \, Sp\{\lambda_\phi [\lambda_{p_1}, \lambda_{p_2}]_+\} \exp\left(\frac{\mu^2}{4}\right) \times$$
$$\times \sqrt{\frac{2^J (J!)^2}{(2J)!}} \left[R_1 + \frac{\mu}{2}\sqrt{1 - \frac{2(m_{p_1}^2 + m_{p_2}^2)}{m_\phi^2}} R_2 - \chi_J R_3\right], \qquad /3.2/$$

$Y_{Jm}(\vec{n})$ - сферическая гармоника, функция Φ_{Jn} описывает поляризацию мезона со спином J, $h_p = 0{,}13$, а R_1, R_2, R_3 - численные интегралы, явный вид которых приведен в Приложении Б. В формуле /3.2/ приведено конкретное выражение $g_{\phi p_1 p_2}$ /3.2/ для тока $^1 I^{(J)}_{\mu_1 \dots \mu_J}$, соответствующие константы взаимодействия для других рассмотренных токов вычисляются аналогично. Ширины распадов $\phi^{(J)} \to P_1 P_2$ вычисляются стандартным образом:

$$\Gamma(\phi^{(J)} \to P_1 P_2) = \frac{m_\phi}{16\pi} \, \frac{\lambda^{1/2}(m_\phi^2, m_{p_1}^2, m_{p_2}^2)}{m_\phi^2} \, \frac{1}{2J+1} \, \frac{g^2_{\phi p_1 p_2}}{m_\phi^2}, \qquad /3.3/$$

здесь $\lambda^{1/2}(m_\phi^2, m_{p1}^2, m_{p2}^2)$ - обычная кинематическая функция, получающаяся из интегрирования по фазовому объему. Вычисленные значения ширин двухпионных распадов f, h, q и G мезонов для всех четырех вариантов токов $^k I^{(J)}_{\mu_1 \dots \mu_J}$ приведены в табл.2.

Если ограничиться кварковыми токами с низшими орбитальными моментами $\ell = J - 1$, то кварковые токи определяются только пер-

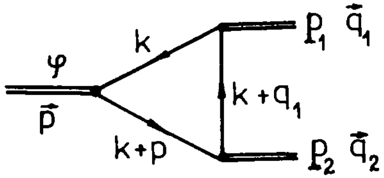

Рис.2. Диаграмма Фейнмана для распадов $\phi^{(J)} \to P_1 P_2$ и $f \to VP$.

Таблица 2.

$\varphi^{(J)} \to 2\pi$	J^{PC}	$\Gamma_{эксп}$ (МэВ) /I/	$\Gamma_{теор}$ (МэВ); $^K I^{(J)}_{\mu_1 \dots \mu_J}$									
			K = I				K=2	K=3				K=4
			$\chi_J = 1$	$\chi_J = 0$	χ_J		$\tau_J = 1$	$\zeta_J = 1$	$\zeta_J = 0$	ζ_J		
$f \to 2\pi$	2^{++}	I47 ± 20	I20	350	I20	$\chi_2 = 1$	I60	I40	420	I40	$\zeta_2 = 1$	I00
$h \to 2\pi$	4^{++}	I50 ± 20	230	I600	I20	$\chi_4 = 1{,}2$	300	I30	870	II0	$\zeta_4 = 1{,}1$	260
$q \to 2\pi$	6^{++}	$B_R\left(\frac{q \to 2\pi}{h \to 2\pi}\right) = \frac{1}{2 \div 3}$	240	2700	45	$\chi_6 = 1{,}4$	320	65	920	32	$\zeta_6 = 1{,}2$	280
$G \to 2\pi$	8^{++}	?	330	3500	7	$\chi_8 = 1{,}6$	370	53	I400	9	$\zeta_8 = 1{,}3$	350

выми слагаемыми в /2.4/, т.е. $\chi_J = r_J = \eta_J = 0$. В этом случае, как видно из табл.2, с увеличением спина частицы ширина распада $\phi^{(J)} \to 2\pi$ возрастает. На первый взгляд, физически этот результат кажется естественным, так как с ростом спина частицы система кварк-антикварк, имеющая все больший орбитальный момент, должна быть более "рыхлой". Иными словами, система с высоким спином должна быстрее распадаться, т.е. ширина распадов, например $\phi^{(J)} \to 2\pi$, должна расти с увеличением спина.

Однако эксперимент говорит о том, что ширины распадов $\phi^{(J)} \to 2\pi$ не только не растут, но даже убывают с ростом спина /см. табл.2 и работу [4] /. По всей видимости, это может быть объяснено специфическим свойством системы кварк-антикварк,

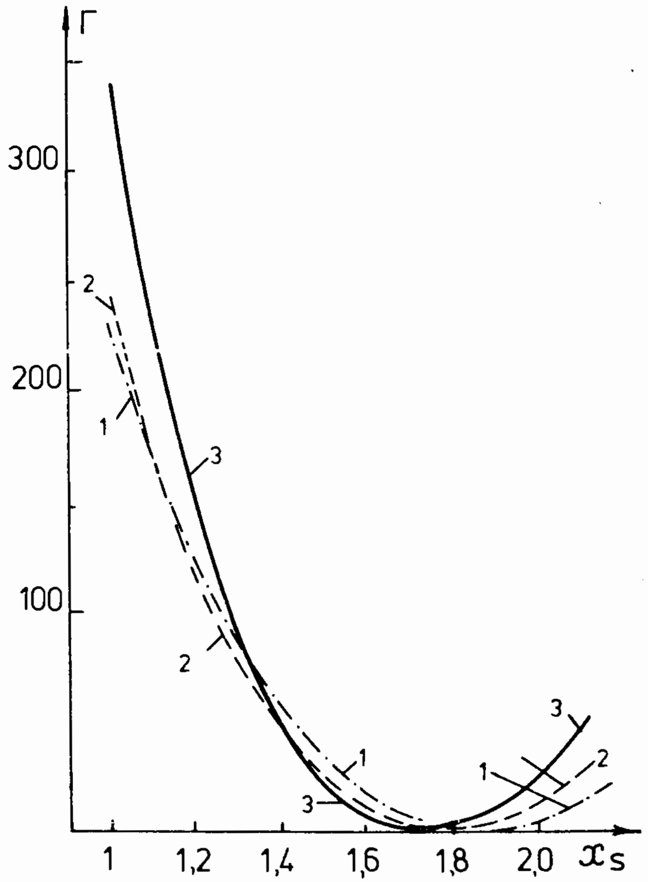

Рис.3. Зависимость ширины $\Gamma(h \to 2\pi)$, $\Gamma(q \to 2\pi)$ и $\Gamma(G \to 2\pi)$ /обозначено соответственно 1,2 и 3/ от параметров χ_J.

состоящей в том, что с увеличением орбитального момента ℓ пары $q\bar{q}$ расстояние между кварками возрастает, т.е. увеличиваются силы конфайнмента и вклад следующей волны с $\ell = J+1$ становится значительным. Поэтому интерференция волн с $\ell = J-1$ и $\ell = J+1$ играет существенную роль при описании распадов мезонов с большими спинами.

Из четырех рассмотренных нами токов только для двух, ${}^1I^{(J)}_{\mu_1\ldots\mu_J}$ и ${}^3I^{(J)}_{\mu_1\ldots\mu_J}$, ширины двух пионных распадов уменьшаются /см. табл.2/. Чтобы определить область значений параметра χ_J, для которой ширины распадов убывают, мы построили кривые зависимости /рис.3/ $\Gamma(\phi^{(J)} \to 2\pi)$ от χ_J для ${}^1I^{(J)}_{\mu_1\ldots\mu_J}$. Нетрудно заметить, что убывание $\Gamma(\phi^{(J)} \to 2\pi)$ происходит для значений $1 \le \chi_J \le 1{,}7$. Поэтому при этих значениях параметра χ_J теоретические расчеты ширин $\Gamma(\phi^{(J)} \to 2\pi)$ хорошо согласуются с экспериментальными значениями.

Далее были рассмотрены распады тензорных мезонов $f(2^{++})$ на векторную V и псевдовекторную P частицы: распады $A_2 \to \rho\pi$, $K^*/1430/ \to K^*/1892/\pi$, $K\rho$, $K\omega$ для лагранжиана /2.1/ с током ${}^1I^{(J)}_{\mu_1\ldots\mu_J}$. Инвариантный матричный элемент распада $f \to VP$ имеет вид

$$M(f \to Vp) = g_{fpv}\,(g_{\mu\alpha}\epsilon_{\alpha\beta\nu\delta} + g_{\mu\beta}\epsilon_{\alpha\gamma\nu\delta})\,\frac{q_\mu q_\delta}{q^2}\,p_\gamma\, e_{\alpha\beta}(p)\, e_\nu(q_1). \qquad /3.4/$$

Здесь

$$g_{fpv} = 48\sqrt{2h_f h_p h_v}\, I(\mu)\, \mathrm{Sp}\{\lambda_f [\lambda_v, \lambda_p]_-\}\exp\left(\frac{\mu^2}{4}\right), \qquad /3.5/$$

$e_{\alpha\beta}(p)$, $e_\nu(q_1)$ - векторы поляризации, h_f, h_v - константы связи тензорного и векторного мезонов соответственно, $I(\mu)$ - численный интеграл, явный вид которого приведен в Приложении Б.

В полной аналогии с /3.3/ для ширин распадов $f \to VP$ получим:

$$\Gamma(f \to VP) = \frac{m_f}{4\pi}\,\frac{\lambda^{1/2}(m_f^2, m_v^2, m_p^2)}{15 m_f^2}\cdot g_{fvp}\left[1 + \frac{(m_v^2 - m_p^2)^2}{m_f^2(m_f^2 - 2m_v^2 - 2m_p^2)}\right]. \qquad /3.6/$$

Вычисленные по этой формуле значения ширин распадов $A_2 \to \rho\pi$, $K^*/1430/ \to K^*/892/\,K\rho$, $K\omega$ указаны в табл.3. Там же приведены ширины распадов f-нонета мезонов на две псевдоскалярные частицы $(f' \to 2\pi(K\bar{K})$; $f' \to 2\rho(\bar{K}K)$, а также $A_2 \to \eta\pi(KK)$; $K^* \to K\pi)$. Параметр χ_J, входящий в лагранжиан взаимодействия /2.1/ и определяющий вклад состояний с орбитальными моментами $\ell = J+1$ для всех распадов из табл.3, выбран на основании ТД, т.е. $\chi_2 = 1$. Как видно из этой таблицы, учет условия ТД для мезонов со спинчетностью $J^{pc} = 2^{++}$ играет значительную роль и хорошо описывает существующие экспериментальные данные. Это свидетельствует о том, что интерференционные эффекты между состояниями $\ell = J-1$ и $\ell = J+1$ существенно влияют на физическую картину сильных распадов тензорных мезонов 2^{++}.

Таблица 3

Моды		$\Gamma_{экс}$, МэВ	$\Gamma_{теор.}$, МэВ
$f \to 2\pi$		147 ± 20	120
$f \to K\bar{K}$		$4{,}98 \pm 1{,}09$	4,3
$f' \to 2\pi$	seen	67 ± 10	7,2
$f' \to K\bar{K}$	dominant	–	40
$A_2 \to \eta\pi$		$14{,}89 \pm 1{,}85$	16
$A_2 \to K\bar{K}$		$4{,}9 \pm 0{,}75$	7,1
$A_2 \to \rho\pi$		$71{,}4 \pm 5{,}8$	80
$K^*(1430) \to K\pi$		$49{,}1 \pm 6{,}51$	52
$K^*(1430) \to K^*\pi$		$27 \pm 4{,}9$	24
$K^*(1430) \to K\rho$		$6{,}6 \pm 2{,}16$	6,5
$K^*(1430) \to K\omega$		$3{,}7 \pm 1{,}97$	2,1

ПРИЛОЖЕНИЕ А

Волновая функция частицы с целым спином J и импульсом p записывается в виде

$$\phi^{(\lambda)}_{\mu_1\ldots\mu_J}(x,p) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}\sqrt{2E}}\, e^{(\lambda)}_{\mu_1\ldots\mu_J}(p)\, e^{-ipx}, \qquad /A.1/$$

где $e^{(\lambda)}_{\mu_1\ldots\mu_J}$ - симметричный по всем индексам тензор поляризации мезона, удовлетворяющий условиям [13,15]:

$$p_{\mu_i} e^{(\lambda)}_{\mu_1\ldots\mu_i\ldots\mu_J}(p) = 0,$$

$$g_{\mu_i\mu_j} e^{(\lambda)}_{\mu_1\ldots\mu_i\ldots\mu_j\ldots\mu_J}(p) = 0, \qquad /A.2/$$

$$e^{(\lambda)*}_{\mu_1\ldots\mu_J}(p)\, e^{(\lambda')}_{\mu_1\ldots\mu_J}(p) = (-1)^J \delta_{\lambda\lambda'},$$

$$\sum_\lambda e^{(\lambda)}_{\mu_1\ldots\mu_J}(p)\, e^{(\lambda)*}_{\nu_1\ldots\nu_J}(p) = \Pi^J_{\mu_1\ldots\mu_J\nu_1\ldots\nu_J}(p).$$

Здесь $\Pi^J_{\mu_1\ldots\mu_J,\nu_1\ldots\nu_J}(p)$ - проектирующий оператор для состояния частицы со спином J и импульсом p. Обычно вместо проектора $\Pi^J_{\mu_1\ldots\mu_J,\nu_1\ldots\nu_J}$ пользуются "сокращенным проектором"

$$\Pi^J(k,k',p) = k_{\mu_1}\ldots k_{\mu_J}\, \Pi^J_{\mu_1\ldots\mu_J,\nu_1\ldots\nu_J}\, k'_{\nu_1}\ldots k'_{\nu_J}. \qquad /A.3/$$

Это связано с тем, что при конкретных расчетах физических процессов с участием мезонов с высшими спинами, $\Pi_{\mu_1\ldots\mu_J,\nu_1\ldots\nu_J}$ свертывается по всем индексам, либо с внешними импульсами, либо с тензорами поляризации внешних частиц /если они имеют спин/.

Приведем явный вид "сокращенного проектора" [18]

$$\Pi^J(k,k',p) = \frac{2^J(J!)^2}{(2J)!}[(k\cdot k)(k'\cdot k')]^{J/2} P_J(z), \qquad /A.4/$$

где $P_J(z)$ - полином Лежандра степени J, переменной

$$z = \frac{(k\cdot k')}{[(k\cdot k)(k'\cdot k')]^{1/2}}, \quad \text{а} \quad (t\cdot t) = t_\alpha t_\beta\left(-g_{\alpha\beta} + \frac{p_\alpha p_\beta}{m^2}\right).$$

Следует отметить, что условие нормировки тензора поляризации $e^{(\lambda)}_{\mu_1\ldots\mu_J}(p)$ выбрано в виде:

$$e^{(\lambda)}_{\mu_1\ldots\mu_J}(p)\, k_{\mu_1}\ldots k_{\mu_J} = i\sqrt{\frac{2^J(J!)^2}{(2J)!}} \sum_{m=-J}^{J} (-1)^m \Phi^\lambda_{J-m} Y_{Jm}(\vec{n}_k), \qquad /A.5/$$

где $\vec{n}_k = \vec{k}/|\vec{k}|$, $k_\mu(k_0, \vec{k})$.

При этом функция Φ^λ_{Jm} в /A.5/, описывающая поляризацию мезона со спином J, и сферическая гармоника $Y_{Jm}(\vec{n}_k)$ нормированы условиями [16]:

$$\sum_{m=-J}^{J} (-1)^m \Phi^{\lambda'}_{Jm} \Phi^{\lambda}_{J-m} = \frac{1}{2J+1}\delta_{\lambda\lambda'},$$

$$\sum_{\lambda=-J}^{J} \Phi^\lambda_{Jm} \Phi^{\lambda*}_{Jm'} = \frac{(-1)^m}{2J+1}\delta_{m_1-m'}, \qquad /A.6/$$

$$\int d\Omega_{\vec{n}}\, Y_{Jm}(\vec{n})\, Y_{J'm'}(\vec{n}) = \frac{4\pi}{2J+1}\delta_{JJ'}\delta_{mm'},$$

$$\sum_{m=-J}^{J} Y_{Jm}(\vec{n}_1) Y^*_{Jm}(\vec{n}_2) = P_J(\vec{n}_1\cdot\vec{n}_2).$$

Справедливо следующее соотношение:

$$e^{(\lambda)}_{\mu_1\ldots\mu_J} \frac{1}{J}\mathcal{P}\left(\frac{\mu_1}{\mu_2\ldots\mu_J}\right) q_{\mu_1} k_{\mu_2}\ldots k_{\mu_J} =$$

$$= i^J \sqrt{\frac{2^{J-1}((J-1)!)^2}{(2(J-1))!}} \sum_{m=-J}^{J} (-1)^m \Phi^{\lambda}_{J-m} Y_{Jm}(1\vec{n}_q, (J-1)\vec{n}_k), \qquad /A.7/$$

где

$$Y_{Jm}(1\vec{n}_q, (J-1)\vec{n}_k) = \sum_{m_1+m_2=m} C^{Jm}_{1m_1(J-1)m_2} Y_{1m_1}(\vec{n}_q) Y_{J-1m_2}(\vec{n}_k)$$

и $C^{Jm}_{J_1m_1J_2m_2}$ - коэффициенты Клебша-Гордона.

Все расчеты для рассматриваемых в данной работе распадов удобно проводить в системе покоя мезона. В этой системе имеем

$$\phi^{(J)}_{\mu_1\ldots\mu_J}(x) = \frac{1}{\sqrt{2mV}} \sum_{\lambda=-J}^{J} e^{\lambda}_{\mu_1\ldots\mu_J} (a_\lambda e^{-imx_0} + a^{+}_{\lambda} e^{imx_0}). \qquad /A.8/$$

Здесь V - объем, в котором заключена система, m - масса мезона, а a_λ и a^{+}_{λ} - операторы уничтожения и рождения мезона с импульсом $\vec{p} = 0$.

ПРИЛОЖЕНИЕ Б

Приводим значения функций R_J из /3,2/:

$$R_j = \int_0^\infty dt\, t^{3+J} \int_0^1 dx \sqrt{1-x^2} \int_{-1}^{+1} dy (1-x^2)^{J/2} \exp[-3t^2 - \mu t y \sqrt{1-x^2}] V_j ,$$

$$V_1 = P_J(y) [-2t^2 \frac{\cos\xi W}{A^2+B^2} (A \sin 2\xi A + B \sin 2\xi B) +$$

$$+ t^2 \frac{\sin\xi W}{W} (\cos 2\xi A + \mathrm{ch} 2\xi B) -$$

$$- t^2 (t^2 + t\mu y \sqrt{1-x^2} - \frac{\mu^2}{4}) \frac{\sin\xi W}{W} \cdot \frac{\mathrm{ch} 2\xi B - \cos 2\xi A}{A^2+B^2}],$$

$$V_2 = \frac{P_{J-1}(y) t}{\sqrt{1-x^2}} \frac{\sin\xi W}{W} [\cos 2\xi A + \mathrm{ch} 2\xi B +$$

$$+ \frac{t^2 + \mu^2/4}{A^2+B^2} (\mathrm{ch} 2\xi B - \cos 2\xi A)],$$

$$V_3 = V_1 - P_J(y) [\frac{t y \mu}{A^2+B^2} \cos\xi W (B \sin 2\xi A - A\, \mathrm{sh} 2\xi B) -$$

$$- \frac{\mu}{2} t y \sqrt{1-x^2} \frac{\sin\xi W}{W} (\cos 2\xi A + \mathrm{ch} 2\xi B) +$$

$$+ \frac{\sin\xi W}{W} \frac{\mathrm{ch} 2\xi B - \cos 2\xi A}{A^2+B^2} (\frac{t^2 x^2 \mu^2}{2} - \frac{\mu t y}{2} \sqrt{1-x^2} (t^2 + \frac{\mu^2}{4}))],$$

$$A = \mathrm{Re} \sqrt{t^2 - \mu^2/4 + i\mu t x},$$

$$B = \mathrm{Im} \sqrt{t^2 - \mu^2/4 + i\mu t x},$$

$$W = \sqrt{t^2 + \mu^2/4 + \mu t y \sqrt{1-x^2}}.$$

R_1, R_2 и R_3 вычисляются с помощью ЭВМ. Их зависимость от масс для f, h, q нонетов показана на рис.4,5,6, для G нонета $R = 93{,}44$, $R = 77{,}85$, $R = 109{,}3$.

$$I(\mu) = \int_0^\infty dt\, t^3 \int_0^1 dx \sqrt{1-x^2} \int_{-1}^{+1} dy\, F \cdot \exp(-3t^2 V),$$

$$F = -\frac{2S_0}{A^2+B^2} (B \sin 2\xi A - A\, \mathrm{sh} 2\xi B) + \frac{S_1}{A^2+B^2} (A \sin 2\xi A + B\, \mathrm{sh} 2\xi B) -$$

$$- \frac{S_2}{A^2+B^2} (\mathrm{ch} 2\xi B - \cos 2\xi A), \qquad S_0 = t^4 y x \sqrt{1-x^2} \frac{\sin\xi W}{W},$$

$$S_1 = t^2 [t^2 (3y^2 - 1)(1-x^2) + V(2 - x^2 + y^2 - 2x^2y^2)] \frac{\sin\xi W}{W},$$

$$S_2 = t^4 (3y^2 - 1)(1-x^2) \cos\xi W, \qquad V = \mu t y \sqrt{1-x^2}.$$

Интеграл $I(\mu)$ вычисляется с помощью ЭВМ. При значениях массы 1317 и 1434 МэВ он равен соответственно: I /1317/ = -0,276; I /1434/ = -0,39.

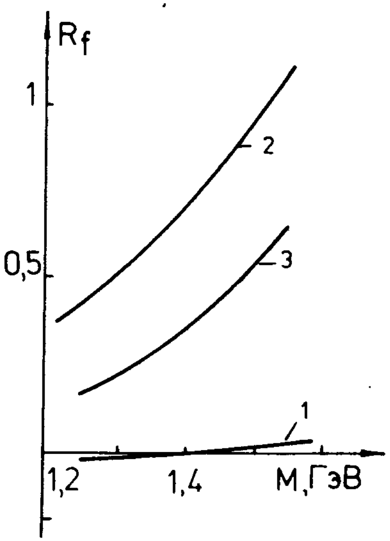

Рис.4. Зависимость интегралов R_1, R_2 и R_3 /обозначено соответственно 1,2 и 3/ от массы при значении спина 2.

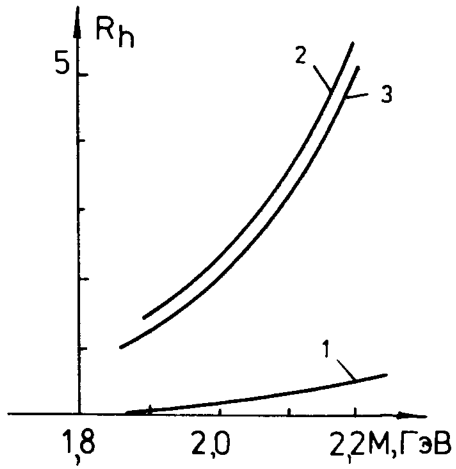

Рис.5. Зависимость интегралов R_1, R_2 и R_3 /обозначено соответственно 1,2 и 3/ от массы при значении спина 4.

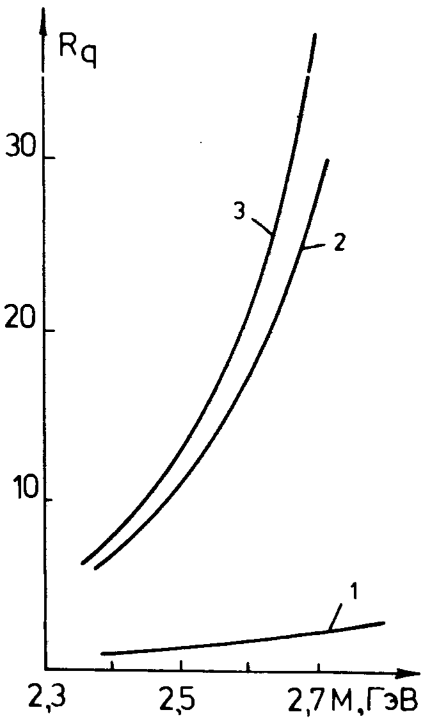

Рис.6. Зависимость интегралов R_1, R_2 и R_3 /обозначено соответственно 1,2 и 3/ от массы при значении спина 6.

ЛИТЕРАТУРА

1. Part. Dat. Group., Rev.Mof.Phys., 1982, v. 52.
2. Lamsa J.W. et al. Phys.Rev., 1982, 26D, p. 1769.
3. Montanet L. - Light Quark-Hadron Spectroscopy, CERN preprint EP/80-163, 1978.
4. Бинон Ф. и др. Препринт ИФВЭ, 78-133, Серпухов, 1978. Герштейн С.Н., Грудцин С.Н. Препринт ИФВЭ, 82-150, Серпухов, 1982.
5. Балицкий Я.Я. и др. ЯФ, 1982, 35, с. 1300. Squires E.J. Rep.Prog.Phys., 1979, 42, p. 1187.
6. Коккедэ Я. Теория кварков, "Мир", М., 1971. Choudhary D.K., Mitra A.N. Phys.Rev., 1970, D1, p. 351.
7. Feynman R.P., Kislinger N., Ravndal F. Phys.Rev., 1971, p. 2706.
8. Hoyer P. et al. Nucl.Phys., 1978, B135, p.445; Bramon A. et al. Z.Phys., 1981, C8, p. 135.
9. Bonm M. et al. Nucl.Phys., 1974, B69, p. 349; Nucl.Phys., 1973, B51, p. 397.
10. Dubnickova A.Z., Efimov G.V., Ivanov M.A. Fortschr. Phys., 1979, 27, p. 403. Ефимов Г.В., Иванов М.А. ЭЧАЯ, 1981, 12, с. 1220.
11. Сакураи Дж. Токи и мезоны. Атомиздат, М., 1972.
12. Renner B. Phys.Lett., 1970, 33B, p. 599; Nucl.Phys., 1979, B30, p. 634; Gampp W., Genz H., Phys.Lett., 1978, 76B, p. 319. Phys.Lett., 1978, 79B, p. 267.
13. Fierz M., Pauli W. Proc.Roy.Soc., 1939, A173, p. 211; Scadron M.D. Phys.Rev., 1968, 165, p. 1640; Morrow R.A. Ann. of Phys., 1974, 88, p. 472.
14. Hayashi K. et al. Fortschr. Phys., 1967, 15, p. 625.
15. Weinberg S. Phys.Rev., 1964, 133B, p. 1338.
16. Варшалович Д.А. и др. Квантовая теория углового момента. "Наука", М., 1975.

Рукопись поступила в издательский отдел
7 июня 1983 года.

Динейхан М., Ефимов Г.В., Мурадов Р.Х. Р2-83-375

Сильные распады мезонов с высшими спинами

Рассмотрены распады мезонов с высшими спинами /$J^P = 2^+$, 4^+, 6^+, 8^+/ в виртон-кварковой модели /ВКМ/ в предположении, что мезоны являются двухкварковой системой. Показано, что для описания имеющихся экспериментальных данных необходимо считать, что состояния системы $q\bar{q}$ с орбитальными моментами $\ell = J - 1$ и $\ell = J + 1$ примерно одного порядка.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Dineykhan M., Efimov G.V., Muradov R.Kh. P2-83-375

Strong Decays of Mesons with Highest Spins

Decays of mesons with highest spins ($J^P = 2^+, 4^+, 6^+, 8^+$) are considered in the virton-quark model (VQM) under assumption that the mesons are the two-quark system. It is shown that for the description of available experimental data it is necessary to assume that the state of $q\bar{q}$ system with orbital momenta $\ell = J - 1$ and $\ell = J + 1$ are approximately of the same order.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод О.С.Виноградовой.