

**сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
Дубна**

P2-85-566

М.К.Волков, А.Н.Иванов*

**СИЛЬНЫЕ И РАДИАЦИОННЫЕ РАСПАДЫ
АКСИАЛЬНО-ВЕКТОРНЫХ МЕЗОНОВ**

* Ленинградский политехнический институт

1985

ВВЕДЕНИЕ

В работе ⁽¹⁾ были вычислены распады аксиально-векторных мезонов из 1^{+-} -нонета / В-мезоны/ в кварковой модели сверхпроводящего типа. Однако для сильных распадов были использованы амплитуды, не имевшие градиентно-инвариантной формы. В дальнейшем было показано, что если в лагранжиане, описывающем связь 1^{+-} -мезонов с кварками, вместо обычной производной взять ковариантную производную, то амплитуды не только радиационных, но и сильных распадов можно записать в градиентно-инвариантной форме*

$$L(V, q) = \frac{g_B}{2} V_a^\mu (\bar{q} \gamma_5 \lambda_a^{\leftrightarrow} \partial_\mu q) + \frac{g_B}{2} V_a^\mu (\bar{q} \gamma_5 \lambda_a^{\leftrightarrow} D_\mu q). \quad /1/$$

Здесь V_a^μ - поля 1^{+-} -нонета ($0 \leq a \leq 8$), $q(\bar{q})$ - поля кварков /антикварков/, λ_a - матрицы Гелл-Манна, $D_\mu = \partial_\mu - i g_\rho / 2 \vec{V}_\mu (\vec{V} = \lambda_a^a V_a)$ - ковариантная производная, g_ρ - константа распада $\rho \rightarrow 2\pi$, $g_B = 1/\sqrt{2} I_1(m)$, $I_1(m) = -i \frac{3}{(2\pi)^4} \int d^4 k \frac{\theta(\Lambda^2 - k^2)}{m^2 - k^2}$, $\Lambda = 1250$ МэВ - параметр обрезания /см. ^(2,3)/.

Аналогичная ситуация имеет место при описании сильных распадов аксиально-векторных мезонов из 1^{+-} -нонета / А-мезоны/. Там также амплитуды для сильных распадов можно записать в градиентно-инвариантной форме, если учесть диаграммы с $\phi_1 \rightarrow A_1$ переходами / ϕ_1 - поля псевдоскалярного нонета/ /см. ^(3,4)/.

В предлагаемой работе в указанном выше подходе будут описаны все сильные распады мезонов из 1^{++} и 1^{+-} -нонетов вида $A(V) \rightarrow V\phi$ / V- векторные мезоны/. Затем с помощью модели векторной доминантности будут вычислены ширины соответствующих радиационных распадов. В заключение будут описаны сильные распады вида $A \rightarrow \phi\sigma$, где σ - поля скалярного нонета.

1. РАСПАДЫ $A(V) \rightarrow V\phi$ и $A(V) \rightarrow \gamma\phi$

Рассмотрим распад $V \rightarrow \omega\pi$. Из лагранжиана /1/ и лагранжианов, приведенных в ⁽²⁾, следует, что указанный распад описывается диаграммами двух типов, приведенных на рис.1. Им соответствует ампли-

* Имеется в виду градиентно-инвариантная форма с точностью до членов, пропорциональных массам векторных мезонов, которые превращаются в ноль, после переходов $(\rho^0, \omega, \phi) \rightarrow \gamma$ /векторная доминантность/.

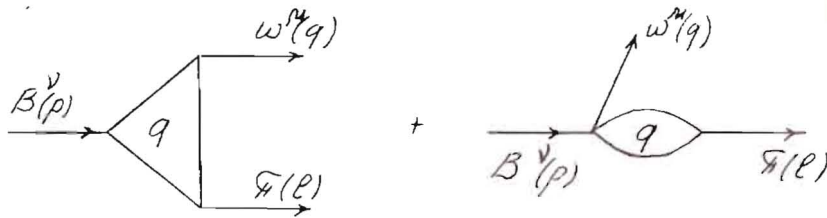


Рис.1. Диаграммы, описывающие распад $B \rightarrow \omega \pi$.

туда следующего вида:

$$T_{(B \rightarrow \omega \pi)} = 2 \tilde{g} g_\rho g_B I_2(m_u) \left[\frac{2}{3} m_\omega^2 g^{\mu\nu} + p^\mu q^\nu - g^{\mu\nu} p q \right] \epsilon_B^\nu \epsilon_\omega^\mu \quad /2/$$

где p и q - импульсы B - и ω -мезонов соответственно, ϵ_B^ν и ϵ_ω^μ - их поляризации, $\tilde{g} = \frac{m_u}{F_\pi} = \frac{Z^{1/2}}{2(I_2(m_u))^{1/2}}$ /см. /3/, $I_2(m_u)$ - логарифмически расходящийся интеграл с обрезанием Λ , $Z = (1 - \frac{6m_u^2}{m_{A_1}^2})^{-1}$, $m_u = 280$ МэВ - масса u -кварка, m_{A_1} и m_ω - массы A_1 -и ω -мезонов, $F_\pi = 93$ МэВ. Для ширины распада получаем

$$\Gamma_{(B \rightarrow \omega \pi)} = \frac{a_\rho Z m_B m_\omega^2}{24} \frac{I_2(m_u)}{I_1(m_u)} \sqrt{\left[1 - \left(\frac{m_\omega + m_\pi}{m_B}\right)^2\right] \left[1 - \left(\frac{m_\omega - m_\pi}{m_B}\right)^2\right]} \times$$

$$\times \left\{ \left(\frac{2}{3} \frac{m_\omega}{m_B}\right)^2 \left[2 + \left(\frac{v_B}{2m_\omega m_B}\right)^2\right] + 1 + \frac{1}{2} \left(\frac{v_B}{m_\omega m_B}\right)^2 - 2 \frac{v_B}{m_B^2} \right\} = 140 \text{ МэВ} \quad /3/$$

$$(v_B = m_B^2 + m_\omega^2 - m_\pi^2, \quad a_\rho = g_\rho^2 / 4\pi).$$

Это значение хорошо соответствует старым экспериментальным данным /5/:

$$\Gamma_{(B \rightarrow \omega \pi)}^{\text{эксп}} = /137 \pm 10/ \text{ МэВ.} \quad /4/$$

Однако недавно получено новое, более высокое значение /6/:

$$\Gamma_{(B \rightarrow \omega \pi)}^{\text{эксп}} = /234 \pm 29/ \text{ МэВ.} \quad /4'/$$

Распад $A_1 \rightarrow \rho \pi$ также описывается двумя типами диаграмм, изображенных на рис.2. Расходящаяся часть первой диаграммы полностью сокращается соответствующей частью из второй диаграммы, и амплитуда процесса $A_1 \rightarrow \rho \pi$ определяется оставшейся частью второй диаг-

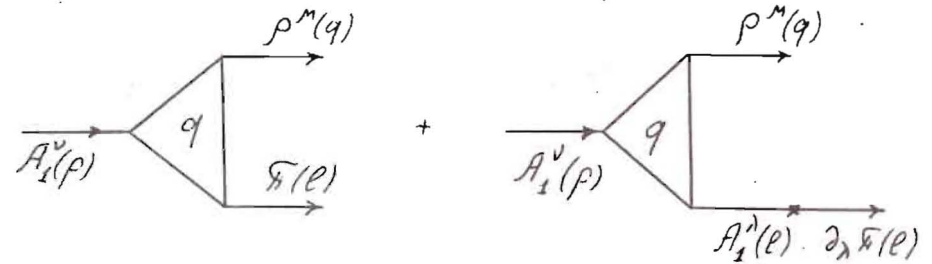


Рис.2. Диаграммы, описывающие распад $A_1 \rightarrow \rho \pi$.

раммы, имеющей вид

$$T_{(A_1 \rightarrow \rho \pi)} = -i \frac{g_\rho^2 \tilde{g}}{8\pi^2} \frac{m_u}{m_{A_1}^2} \left\{ -32\pi^2 I_2(m_u) q^2 g^{\mu\nu} + (8q^2 + 9l^2 - 5p^2) g^{\mu\nu} + \right.$$

$$\left. + 3(p^\mu q^\nu - g^{\mu\nu} p q) \right\}. \quad /5/$$

Здесь p , q и l - импульсы A_1 -, ρ - и π -мезонов соответственно. Чтобы придать амплитуде /5/ градиентно-инвариантную форму, следует воспользоваться сдвиговой неоднозначностью диаграммы ($\rho A_1 A_1$). Она приводит к появлению в амплитуде члена вида

$$\Delta = C [g^{\mu\nu} (p+l)^\lambda + g^{\nu\lambda} (p+l)^\mu + g^{\mu\lambda} (p+l)^\nu] l^\nu =$$

$$= C [g^{\mu\nu} (3l^2 - p^2 - 2q^2) + 3(g^{\mu\nu} p q - p^\mu q^\nu)].$$

Выбирая параметр C так, чтобы уничтожить члены с импульсами p^2 и l^2 , получим *

$$T_{(A_1 \rightarrow \rho \pi)} = -i \left(\frac{3}{2\pi}\right)^2 g_\rho \tilde{g} \frac{m_u}{m_{A_1}^2} \left\{ g^{\mu\nu} m_\rho^2 \left[\alpha - \left(\frac{4\pi}{3}\right)^2 I_2 \right] + \beta (p^\mu q^\nu - g^{\mu\nu} p q) \right\} /6/$$

где

$$\alpha = \frac{m_{A_1}^2 - \frac{7}{3} m_\pi^2}{m_{A_1}^2 - 3m_\pi^2} \approx 1, \quad \beta = \frac{m_{A_1}^2 - 2m_\pi^2}{m_{A_1}^2 - 3m_\pi^2} \approx 1.$$

В результате для ширины распада $A_1 \rightarrow \rho \pi$ приходим к значению

$$\Gamma_{(A_1 \rightarrow \rho \pi)} = 290 \text{ МэВ.} \quad /7/$$

* Более подробно процедура получения амплитуды $T_{(A_1 \rightarrow \rho \pi)}$ в указанном подходе описана в /4/.

Это значение хорошо согласуется с экспериментальными данными^{/5/*}

$$\Gamma_{\text{полное}}^{\text{экс}} = /315+45/ \text{ МэВ.} \quad /8/$$

Перейдем к рассмотрению распадов Q_1 - и Q_2 -мезонов, которые являются смесями 1^{++} и 1^{+-} -нонетов. Для описания смешивания используем следующие формулы:

$$Q_1^+ = i \cos \phi Q_A^+ + \sin \phi Q_B^+, \quad Q_2^+ = -i \sin \phi Q_A^+ + \cos \phi Q_B^+. \quad /9/$$

В общем виде амплитуду распада $Q_1 \rightarrow V\phi$ можно записать в форме

$$T_{Q_1 \rightarrow V\phi} = a g^{\mu\nu} + b (p^\mu q^\nu - g^{\mu\nu} p q), \quad /10/$$

где p и q - импульсы Q_1 - и V -мезонов соответственно, a и b содержат сумму вкладов от распадов Q_A - и Q_B -мезонов. В различных распадах a_i и b_i имеют следующий вид:

1/ $Q_1 \rightarrow K\rho$.

$$a_1 = m_\rho^2 \{c_1 [a_1 - (\frac{4\pi}{3})^2 I_2(u,s)] \cos \phi + \frac{1}{3} d_1 \sin \phi\}, \quad /11/$$

$$b_1 = c_1 \beta_1 \cos \phi + \frac{1}{2} d_1 \sin \phi.$$

Здесь

$$c_1 = \frac{9}{8\pi} \frac{a_\rho}{F_\pi} \left(\frac{m_u + m_s}{m_{Q_A}} \right)^2, \quad d_1 = g_\rho \left[\frac{Z}{2} \frac{I_2(u,s)}{I_1(u,s)} \right]^{1/2},$$

$m_s = 450$ МэВ - масса составляющего s -кварка^{/3/}, а $I_1(u,s)$ - расходящиеся интегралы, соответствующие петлям, где один u - и другой s -кварк $F_K = 1,2 F_\pi$, α_1 и β_1 выражаются через формулы, аналогичные приведенным в /6/.

2/ $Q_2 \rightarrow K\rho$.

$$a_2 = m_\rho^2 \{-c_1 [a_2 - (\frac{4\pi}{3})^2 I_2(u,s)] \sin \phi + \frac{1}{3} d_1 \cos \phi\}, \quad /12/$$

$$b_2 = -c_1 \beta_2 \sin \phi + \frac{1}{2} d_1 \cos \phi.$$

3/ $Q_1 \rightarrow K^* \pi$.

$$a_3 = m_{K^*}^2 \{-c_2 [1 - (\frac{4\pi}{3})^2 I_2(u,s)] \cos \phi + \frac{1}{3} d_2 \sin \phi\}, \quad /13/$$

$$b_3 = -c_2 \cos \phi + \frac{1}{2} d_2 \sin \phi.$$

4/ $Q_2 \rightarrow K^* \pi$.

$$a_4 = m_{K^*}^2 \{c_2 [1 - (\frac{4\pi}{3})^2 I_2(u,s)] \sin \phi + \frac{1}{3} d_2 \cos \phi\}, \quad /14/$$

$$b_4 = c_2 \sin \phi + \frac{1}{2} d_2 \cos \phi.$$

Здесь

$$c_2 = \frac{9}{2\pi} \frac{a_\rho}{F_\pi} \left(\frac{m_u}{m_{A_1}} \right)^2, \quad d_2 = \sqrt{2} g_\rho \frac{m_u}{F_\pi} \frac{I_2(u,s)}{\sqrt{I_1(u,s)}}.$$

При значении угла смешивания $\phi = 32^\circ$ теоретические предсказания находятся в удовлетворительном согласии с экспериментальными данными /см. табл.1/*.

Опишем теперь синглет-октетные компоненты 1^{++} и 1^{+-} -нонетов. Они группируются в H - и H' -мезоны в 1^{+-} -нонете, и в D - и E -мезоны в 1^{++} -нонете следующим образом:

$$H = E_0 \cos \theta_B + B_8 \sin \theta_B = B_u \cos \chi + B_s \sin \chi,$$

$$H' = -B_0 \sin \theta_B + B_8 \cos \theta_B = -B_u \sin \chi + B_s \cos \chi, \quad /15/$$

$$D = A_u \cos \zeta + A_s \sin \zeta, \quad E = -A_u \sin \zeta + A_s \cos \zeta.$$

Здесь углы χ и ζ описывают отклонение от идеального угла смешивания. В результате для распадов $H \rightarrow \pi^0 \rho^0$ и $H' \rightarrow K^{*+} K^-$ получаем

$$a_H = \frac{2}{3} m_\rho^2 b_H, \quad b_H = 2 \tilde{g}_\rho g_B I_2(m_u) \cos \chi, \quad /16/$$

$$a_{H'} = \frac{2}{3} m_{K^*}^2 b_{H'}, \quad b_{H'} = \left(\tilde{g}_K = \frac{m_s + m_u}{2F_K} \right) g_\rho g_B I_2(u,s) (\sin \chi + \sqrt{2} \cos \chi). \quad /17/$$

Удовлетворительное согласие с экспериментом получается при значении $\chi = 0$

$$\Gamma_{(H \rightarrow \pi\rho)} = 350 \text{ МэВ}, \quad \Gamma_{(H' \rightarrow K^* K)} = 200 \text{ МэВ.} \quad /18/$$

*В полную ширину дает заметный вклад также распад $A_1 \rightarrow \epsilon \pi$, ширина которого по нашим оценкам равна $\Gamma_{A_1 \rightarrow \epsilon \pi} = 30$ МэВ/см. ниже/.

*Угол смешивания $\phi = 32^\circ$ не противоречит оценкам, полученным в /7/.

Таблица 1

Ширину $AB \rightarrow V\phi$ распадов мезонов из 1^{++} и 1^{+-} нонетов

Распады	Теория (МэВ)	Эксперимент ^{/5/} (МэВ)
$B \rightarrow \omega \pi$	140	137 ± 10 (234 ± 29)/6/
$A_1 \rightarrow \rho \pi$	290	(315 ± 45)
$Q_1 \rightarrow \rho K$	39	$38 \pm 54 \pm 8,4$
ωK	13	$10 \pm 1,8 \pm 2,2$
$K^* \pi$	9	$14,4 \pm 4,5 \pm 3,2$
$Q_2 \rightarrow \rho K$	5,4	$5,4 \pm 5,4$
ωK	1,8	$1,8 \pm 1,8$
$K^* \pi$	200	$169 \pm 11 \pm 9$
$H \rightarrow \rho \pi$	350	320 ± 50
$H' \rightarrow K^* K$	200	-
$E \rightarrow K^* K$	$56 (\zeta = 25^\circ)$	52 ± 10
	$90 (\zeta = 16^\circ)$	

Мезон $H' / 1480 /$ пока экспериментально не обнаружен. Однако оценка ширины его распада на $KK^* / 18 /$ согласуется с оценкой, полученной в работе ^{7/} $\Gamma_{(H' \rightarrow KK^*)} = 165$ МэВ.

Для распада $E \rightarrow K^* K$ получаем

$$a_E = \frac{m_{K^*}^2}{\beta_E} \left[a_E - \left(\frac{4\pi}{3} \right)^2 I_2(u, s) \right] b_E.$$

/19/

$$b_E = i \frac{g}{8\pi} \frac{\alpha_\rho}{F_K} \left(\frac{m_s + m_u}{m_{Q_A}} \right)^2 (\sqrt{2} \cos \zeta - \sin \zeta) \beta_E.$$

Согласие с экспериментом достигается при угле смешивания $\zeta = 25^\circ$ /см. табл.1/. Если использовать угол смешивания $\zeta = 16^\circ$, приведенный в ^{15/}, то теоретические оценки будут несколько завышенными.

Поскольку амплитуды распадов $A(B) \rightarrow V\phi$ получены в градиентно-инвариантной форме с точностью до членов, пропорциональных массам векторных мезонов, нетрудно вычислить ширины радиационных распадов $A(B) \rightarrow \gamma\phi$, используя модель векторной доминантности /см., например, ^{12/}/. Ширины распадов имеют вид

$$\Gamma_{(A(B) \rightarrow \gamma\phi)} = \frac{1}{12\pi} \left(\frac{m_{A(B)}^2 - m_\phi^2}{2m_{A(B)}} \right)^3 \left(\frac{e}{g_\rho} b_i \right)^2 c_i^2, \quad /20/$$

где

$$c_{A_1 \rightarrow \pi\gamma} = 1, \quad c_{B \rightarrow \pi\gamma} = 1/3, \quad c_{H \rightarrow \pi\gamma} = 1.$$

$$c_{Q_1^+ \rightarrow K^+\gamma} = (2c_1 \beta_1 \cos \phi + \frac{1}{3} d_1 \sin \phi) / b_1, \quad c_{Q_1^0 \rightarrow K^0\gamma} = \frac{2}{3} \frac{d_1}{b_1} \sin \phi.$$

$$c_{Q_2^+ \rightarrow K^+\gamma} = (-2c_1 \beta_2 \sin \phi + \frac{1}{3} d_1 \cos \phi) / b_2, \quad c_{Q_2^0 \rightarrow K^0\gamma} = \frac{2}{3} \frac{d_1}{b_2} \cos \phi.$$

Результаты вычислений радиационных распадов собраны в табл.2.

Таблица 2

Ширину радиационных распадов мезонов из 1^{++} и 1^{+-} нонетов

Распады	Теория (кэВ)	Эксперимент (кэВ)
$B \rightarrow \pi \gamma$	70	(230 ± 60)/6/
$A_1 \rightarrow \pi \gamma$	330	(640 ± 246)/8/
$Q_1^+ \rightarrow K^+ \gamma$	615	
$Q_2^0 \rightarrow K^0 \gamma$	45	
$Q_2^+ \rightarrow K^+ \gamma$	40	
$Q_2^0 \rightarrow K^0 \gamma$	177	
$H \rightarrow \pi \gamma$	550	

2. РАСПАДЫ $A \rightarrow \sigma\phi$

Распады $A \rightarrow \sigma\phi$, так же как и распады $A \rightarrow V\phi$, описываются двумя типами диаграмм /рис.3/. Однако, в отличие от распадов $A \rightarrow V\phi$, основной вклад в распад $A \rightarrow \sigma\phi$ будет давать первая диаграмма. Учет диаграмм с $A \rightarrow \phi$ переходами приводит лишь к перенормировке амплитуды. Действительно,

$$T_{(A_1^+ \rightarrow \pi^+\epsilon)}^{(a)} = i g_\rho Z^{1/2} \left[1 - \frac{6g^2}{(4\pi)^2} \right] \cos \gamma (p-q)_\mu \epsilon_\mu^{(A_1)},$$

$$T_{(A_1^+ \rightarrow \pi^+\epsilon)}^{(b)} = - \frac{6m_u^2}{m_{A_1}^2} T_{(A_1^+ \rightarrow \pi^+\epsilon)}^{(a)}.$$

/21/

$$T_{(A_1^+ \rightarrow \pi^+ \epsilon)}^{\text{полная}} = i g_\rho Z^{-1/2} \left[1 - \frac{6g^2}{(4\pi)^2} \right] \cos \gamma (p-q)^\mu \epsilon_\mu^{(A_1)}.$$

Здесь p и q - импульсы пиона и ϵ -мезона соответственно, γ - отклонение от идеального угла смешивания у ϵ - и S^* -мезонов. Для $m_\epsilon = 770$ МэВ и $\gamma = 14^\circ$ получаем $\Gamma_{(A_1 \rightarrow \pi \epsilon)} = 30$ МэВ.

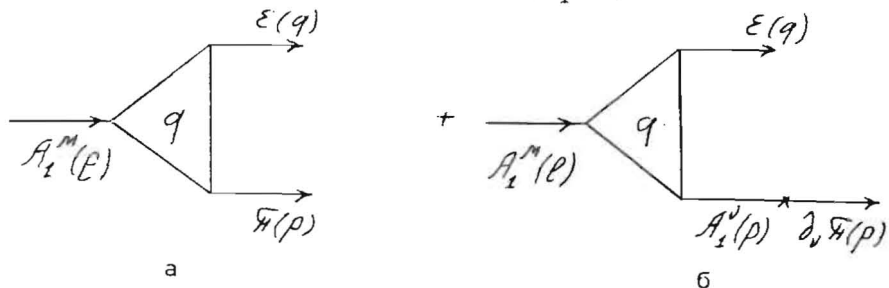


Рис.3. Диаграммы, описывающие распад $A_1 \rightarrow \epsilon \pi$.

Аналогичные амплитуды получаются для распадов $D \rightarrow \pi \delta$ и $E \rightarrow \pi \delta$, только в первом случае вместо $\cos \gamma / \sin \gamma$ будет стоять $\cos \zeta$, а во втором случае - $\sin \zeta$.

В распадах $Q_1(Q_2) \rightarrow K \epsilon$ участвуют, в основном, A-компоненты Q_1 -мезонов. Поэтому для описания распадов $Q_1 \rightarrow K \epsilon$ и $Q_2 \rightarrow K \epsilon$ в формуле /21/ надо сделать следующие замены:

$$\begin{aligned} (Q_1^+ \rightarrow K^+ \epsilon) & \left| \cos \gamma \left[1 - \frac{6g^2}{(4\pi)^2} \right] \rightarrow \frac{1}{2} (\cos \gamma + \sqrt{2} \sin \gamma) \cos \phi \left[1 - \frac{6g_K^2}{(4\pi)^2} \right], \right. \\ (Q_2^+ \rightarrow K^+ \epsilon) & \left| \cos \gamma \left[1 - \frac{6g^2}{(4\pi)^2} \right] \rightarrow \frac{1}{2} (\cos \gamma + \sqrt{2} \sin \gamma) \sin \phi \left[1 - \frac{6g_K^2}{(4\pi)^2} \right]. \right. \end{aligned} \quad /22/$$

Результаты вычисления ширин этих распадов собраны в табл.3. Там же приведены соответствующие экспериментальные данные. В основном теоретические результаты согласуются с экспериментом.

Проведенные расчеты показали, что в целом предложенный метод вычисления амплитуд распадов 1^{++} и 1^{+-} -мезонов позволяет достаточно удовлетворительно объяснить экспериментальную ситуацию. Прежде всего это утверждение относится к сильным распадам A- и B-мезонов.

Экспериментальных данных по радиационным распадам аксиальных мезонов $A(B) \rightarrow \gamma \phi$ пока недостаточно. Теоретические величины парциальных ширин наблюдаемых распадов $A_1 \rightarrow \gamma \pi$ и $B \rightarrow \gamma \pi$ примерно в два раза меньше экспериментальных. Следует, однако, отметить, что ширины распадов $A_1(B) \rightarrow \gamma \pi$ определялись по эффекту Примакова: $\pi + Z \rightarrow Z + A_1(B)$, где взаимодействие π -мезона с мишенью Z

Ширины $A \rightarrow \sigma \phi$ распадов мезонов из 1^{++} нонета

Распады	Теория (МэВ)	Эксперимент ^{/5/} (МэВ)
$A_1 \rightarrow \pi \epsilon$	30 ($m_\epsilon = 770$) 40 ($m_\epsilon = 700$)	9,4 ± 1,8 ± 1,8
$D \rightarrow \pi \delta$	18 ($\zeta = 16^\circ$) 16 ($\zeta = 25^\circ$)	
$E \rightarrow \pi \delta$	4 ($\zeta = 16^\circ$) 9 ($\zeta = 25^\circ$)	
$Q_1 \rightarrow K \epsilon$	0,1 ($m_\epsilon = 770$) 1,5 ($m_\epsilon = 700$)	2,7 ± 1,8 ± 0,6
$Q_2 \rightarrow K \epsilon$	1,2 ($m_\epsilon = 770$) 2 ($m_\epsilon = 700$)	3,6 ± 3,6

происходит путем обмена виртуальным γ -квантом. Поскольку γ -квант виртуальный, то величины парциальных ширин $\Gamma(A_1 \rightarrow \gamma \pi)$ и $\Gamma(B \rightarrow \gamma \pi)$, извлекаемые из данных по рассеянию $\pi + Z \rightarrow Z + A_1(B)$, чувствительны к изменению переданного импульса процесса. Вполне возможно, что последующие измерения могут изменить величины парциальных ширин распадов $A_1(B) \rightarrow \gamma \pi$. Например, ширина распада $\rho \rightarrow \gamma \pi$, измеренная по эффекту Примакова, за несколько лет изменилась в два раза от 35 ± 10 кэВ^{/9/} до 71 ± 7 кэВ^{/10/}. Последняя хорошо согласуется с предсказаниями модели кварковых петель^{/11/}.

ЛИТЕРАТУРА

1. Волков М.К., Осипов А.А. ЯФ, 1985, 41, с.785.
2. Volkov M.K. Ann.Phys., 1984, 157, p.282.
3. Волков М.К., Осипов А.А. ОИЯИ, P2-85-390, Дубна, 1985.
4. Волков М.К., Гулямова З.Л., Осипов А.А. ОИЯИ, P2-85-427, Дубна, 1985.
5. Particle Data Group. Phys.Lett., 1982, 11B, No.4.
6. Collick B. et al. Phys.Rev.Lett., 1984, 53, p.2374.
7. Daum C. et al. Nucl.Phys., 1981, 187B, p.1.
8. Zielinski M. et al. Phys.Lett., 1984, 52, p.1195.
9. Gobbi J. et al. Phys.Rev.Lett., 1974, 33, p.1450.

10. Jensen J. et al. Phys.Rev., 1983, D27, p.26.
11. Иванов А.Н., Шехтер В.М. ЯФ, 1980, 31, с. 530.

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, D13-84-53, Дубна, 1984, с.26.

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