

© 1991 г.

АЧАСОВ Н. Н.¹⁾, ДУБРОВИН М. С.,
 ИВАНЧЕНКО В. Н., КОЖЕВНИКОВ А. А.¹⁾, ПАХТУСОВА Е. В.

ПРОБЛЕМА ϕ — ω -СМЕШИВАНИЯ

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

(Поступила в редакцию 26 марта 1991 г.)

Проведен анализ возможности различных теоретических описаний распадов $\phi \rightarrow \rho\pi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0, \pi^0\gamma$ с учетом как ϕ - ω -смешивания, так и прямых распадов $\phi \rightarrow \rho\pi, \pi^0\gamma$. Для этой цели использовались данные группы Нейтрального детектора по реакциям $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0, e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$ и $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ в области энергий $\sqrt{s} = 700 \div 1050$ МэВ. Показано, что эти данные не позволяют ответить на вопрос, за счет чего происходят распады $\phi \rightarrow \rho\pi \rightarrow 3\pi, \phi \rightarrow \pi^0\gamma$. Эти распады могут быть практически полностью обусловлены как ϕ - ω -смешиванием, так и прямыми распадами $\phi \rightarrow \rho\pi, \pi^0\gamma$. Разумеется, возможны и промежуточные варианты. Показано, что для выяснения ситуации требуется увеличение точности по крайней мере на порядок. Обсуждаются возможности исследования этой проблемы на e^+e^- -накопителе ВЭПП-2М в Новосибирске и на будущих ϕ -фабриках.

1. Введение

Проблема ϕ - ω -смешивания, являясь классической в спектроскопии легких кварков, на протяжении более 25 лет довольно подробно изучалась как теоретически, так и экспериментально. Существует хорошо устоявшаяся точка зрения, которая всегда дает разумные ответы при интерпретации экспериментальных данных. Кратко суть дела сводится к следующему: ϕ -мезон является почти чистым кварконием $s\bar{s}$, ω -мезон — почти чистым кварконием $(u\bar{u} + d\bar{d})/\sqrt{2}$. Небольшая величина параметра ϕ - ω -смешивания хорошо определяется в наивной кварковой модели, так называемой модели смешивания масс. Качественно малость этого параметра объясняется в рамках КХД отсутствием больших непертурбативных эффектов в векторном канале. В этой схеме распады $\phi \rightarrow \rho\pi$ и $\phi \rightarrow \pi^0\gamma$, т. е. такие распады, для осуществления которых должна быть аннигиляция $s\bar{s}$ -кварков в промежуточных состояниях, подавленная по правилу OZI, объясняются примесью ω -мезона в волновой функции ϕ -мезона. На кварк-глюонном языке ϕ - ω -смешивание определяется в основном глюонными промежуточными состояниями в непертурбативном вакууме [1] (см. рис. 1а). Прямые же распады $\phi \rightarrow \rho\pi$ и $\phi \rightarrow \pi^0\gamma$ обычно пренебрегают, поскольку они связаны с более сложными непланарными кварковыми диаграммами (см. рис. 1б) и в рамках $1/N_c$ -разложения ожидаются относительно подавленными. Однако этот аргумент носит качественный характер и нуждается в специальной проверке.

В настоящей работе проведено изучение возможности различных теоретических описаний распадов $\phi \rightarrow \rho\pi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0, \pi^0\gamma$ с учетом как ϕ - ω -смешивания, так и прямых распадов $\phi \rightarrow \rho\pi, \pi^0\gamma$. Для этой цели использовались данные группы Нейтрального детектора по реакциям $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ [2–5], $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$ [5, 6] и $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ [5, 7, 8].

В разд. 2 приведены выражения для амплитуд реакций $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0, e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$ и $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ во всех порядках по ϕ - ω -смешиванию с учетом промежуточных состояний $3\pi, K\bar{K}, \pi^0\gamma$ и $\eta\gamma$.

В разд. 3 приводятся результаты анализа экспериментальных данных по реакциям $e^+e^- \rightarrow 3\pi, e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$, и $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ и их обсуждение с точки зрения существующих представлений о ϕ - ω -смешивании. Показано, что

¹⁾ Институт математики СО АН СССР.

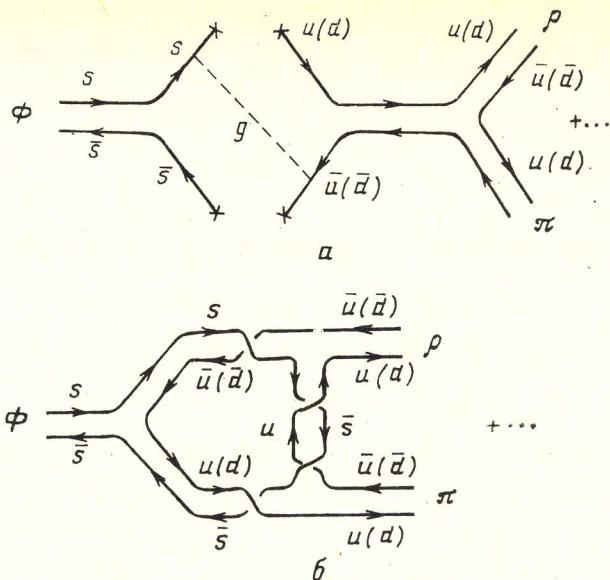


Рис. 1. *a* — один из вкладов в амплитуду ϕ - ω -смешивания; *b* — одна из возможных непланарных диаграмм, описывающая прямой распад $\phi \rightarrow \rho\pi$

данные не позволяют ответить на вопрос, за счет чего происходят распады $\phi \rightarrow \rho\pi \rightarrow 3\pi$ и $\phi \rightarrow \pi^0\gamma$. Эти распады могут быть практически полностью обусловлены как ϕ - ω -смешиванием, так и прямыми распадами $\phi \rightarrow \rho\pi$ и $\phi \rightarrow \pi^0\gamma$.

В разд. 4 в качестве заключения обсуждаются достоинства различных способов экспериментального изучения ϕ - ω -смешивания на накопителе ВЭПП-2 и ϕ -фабриках.

2. Фундаментальная феноменология ϕ - ω -смешивания

Вообще говоря, существуют разные способы учета смешивания резонансов. Мы будем следовать здесь восходящему к теории поля подходу [9], основанному на суммировании во всех порядках петлевых поправок к затравочным, т. е. не искаженным смешиванием пропагаторам ρ -, ω - и ϕ -мезонов. Удобство этого подхода по сравнению с эквивалентным N/D -методом [10] состоит в его физической прозрачности, легком обобщении на любое число резонансов и любое число их общих каналов распада. Получаемые формулы при этом унитарны [9]. Используемый нами подход особенно удобен в случае слабо смешивающихся резонансов, с которыми мы имеем дело, выбирая

$$\rho^{(0)} = (u\bar{u} - d\bar{d})/\sqrt{2}, \quad \omega^{(0)} = (u\bar{u} + d\bar{d})/\sqrt{2}, \quad \phi^{(0)} = s\bar{s}. \quad (1)$$

(Здесь и далее все величины с верхним индексом (0) относятся к состояниям (1).)

Запишем общий вид амплитуды реакции e^+e^- -рождения с учетом смешивания:

$$M(e^+e^- \rightarrow \rho^{(0)}, \omega^{(0)}, \phi^{(0)} \rightarrow f) = \sum_{V, V'} M(e^+e^- \rightarrow V) (G^{-1})_{VV'} M(V' \rightarrow f), \quad (2)$$

где $f = \pi^+\pi^-\pi^0, \pi^0\gamma, K_S K_L$, суммирование в (2) идет по $V, V' = \rho^{(0)}, \omega^{(0)}, \phi^{(0)}$ из (1); $M(e^+e^- \rightarrow V) (M(V' \rightarrow f))$ — амплитуда перехода $e^+e^- \rightarrow V (V' \rightarrow f)$ соответственно. $G_{VV'}$ — матрица обратных пропагаторов,

$$G_{VV'} = \begin{pmatrix} D_\rho^{(0)} & -\Pi_{\rho\omega} & -\Pi_{\rho\phi} \\ -\Pi_{\rho\omega} & D_\omega^{(0)} & -\Pi_{\omega\phi} \\ -\Pi_{\rho\phi} & -\Pi_{\omega\phi} & D_\phi^{(0)} \end{pmatrix}, \quad (3)$$

$$D_V^{(0)} = (m_V^{(0)})^2 - s - i\sqrt{s}\Gamma_V^{(0)}(s),$$

где через $\Gamma_V^{(0)}(s)$ обозначена полная ширина V -мезона, не искаженного смешиванием, в которой учтены все существенные (имеющие парциальное отношение больше 1%) каналы; более подробно см. ниже.

Поляризационный оператор ϕ - ω -перехода имеет вид:

$$\Pi_{\omega\phi} = \text{Re } \Pi_{\omega\phi} + i \text{Im } \Pi_{\omega\phi}, \quad (4)$$

где

$$\begin{aligned} \text{Im } \Pi_{\omega\phi} = & \sqrt{s} \{ g_{\omega\rho\pi}^{(0)} g_{\phi\rho\pi}^{(0)*} W(s) / 4\pi + (g_{\omega K^+ K^-}^{(0)} g_{\phi K^+ K^-}^{(0)*} q_{K^+ K^-}^3 + \\ & + g_{\omega K^0 \bar{K}^0}^{(0)} g_{\phi K^0 \bar{K}^0}^{(0)*} q_{K^0 \bar{K}^0}^3) / 6\pi s + g_{\omega\pi\gamma}^{(0)} g_{\phi\pi\gamma}^{(0)*} q_{\pi\gamma}^3 / 3 + g_{\omega\eta\gamma}^{(0)} g_{\phi\eta\gamma}^{(0)*} q_{\eta\gamma}^3 / 3 \}. \end{aligned} \quad (5)$$

$\text{Im } \Pi_{\omega\phi}$ определяется реальными промежуточными состояниями $\omega^{(0)} \rightarrow \rho\pi \rightarrow \phi^{(0)}$, $\omega^{(0)} \rightarrow K\bar{K} \rightarrow \phi^{(0)}$, $\omega^{(0)} \rightarrow \pi^0\gamma \rightarrow \phi^{(0)}$, $\omega^{(0)} \rightarrow \eta\gamma \rightarrow \phi^{(0)}$. Во избежание недоразумений подчеркнем, что в случае комплексных констант связи каждый член в (5) имеет мнимую часть, но в сумме возникающие в (5) мнимые части компенсируются. В этом можно строго убедиться, раскладывая диаграммы для $\Pi_{\omega\phi}$ по возможным двухчастичным промежуточным состояниям. Таким образом, при феноменологическом анализе введение фазы в константы связи векторных мезонов с различными каналами не является произвольным. В (3), (5) s — квадрат полной энергии в с. ц. м. e^+e^- , q_f ($f = \pi, K\bar{K}, \pi^0\gamma, \eta\gamma$) — импульс конечной частицы в этой же системе, $W(s)$ — фактор фазового объема промежуточного состояния $\rho^+\pi^- + \rho^-\pi^+ + \rho^0\pi^0$ с учетом конечной ширины ρ -мезона (подробный вид $W(s)$ см. в (17)–(19)).

Действительную часть $\text{Re } \Pi_{\omega\phi}$ в области резонансов ω и ϕ мы считали, как обычно, функцией, слабо зависящей от s , что в определенной степени подтверждается экспериментом (см. разд. 3).

Константы связи $g_{\phi\rho\pi}^{(0)}$ и $g_{\phi\pi^0\gamma}^{(0)}$, обычно полагаемые равными нулю, соответствуют прямым распадам $\phi^{(0)} \rightarrow \rho\pi \rightarrow 3\pi$, $\phi^{(0)} \rightarrow \pi^0\gamma^2$.

Электромагнитное ρ - ω - и ρ - ϕ -смешивание несущественно в нашем случае и поэтому при обработке данных [2–8] не учитывалось, т. е. $\Pi_{\rho\omega} = 0$, $\Pi_{\rho\phi} = 0$ (см. Заключение).

Для уменьшения числа свободных параметров мы используем предсказания наивной кварковой модели для каналов распада $\rho^{(0)} \rightarrow K\bar{K}$, $\omega^{(0)} \rightarrow K\bar{K}$, поскольку они лежат под порогом, а также для распадов $\rho^{(0)} \rightarrow \eta\gamma$, $\omega^{(0)} \rightarrow \eta\gamma$. Приведем необходимые соотношения:

$$\frac{g_{\rho K^+ K^-}^{(0)}}{g_{\phi K^+ K^-}^{(0)}} = \frac{g_{\omega K^+ K^-}^{(0)}}{g_{\phi K^+ K^-}^{(0)}} = \frac{g_{\omega K^0 \bar{K}^0}^{(0)}}{g_{\phi K^0 \bar{K}^0}^{(0)}} = -\frac{g_{\rho K^0 \bar{K}^0}^{(0)}}{g_{\phi K^0 \bar{K}^0}^{(0)}} = -\frac{1}{\sqrt{2}}, \quad (6)$$

$$\frac{g_{\omega\eta\gamma}^{(0)}}{g_{\phi\eta\gamma}^{(0)}} = \frac{1}{\sqrt{2}}, \quad \frac{g_{\rho\eta\gamma}^{(0)}}{g_{\phi\eta\gamma}^{(0)}} = \frac{3}{\sqrt{2}}. \quad (7)$$

При получении (7) был взят угол смешивания в псевдоскалярном октете $\theta_p = -18^\circ$.

С учетом сделанных замечаний запишем выражение для сечений интересующих нас реакций $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, $\pi^0\gamma$, $K_S K_L$

$$\begin{aligned} \sigma_{3\pi}(s) = & \frac{4\pi\alpha}{s^{3/2}} \frac{W(s)}{|\Delta|^2} |g_{\gamma\omega}^{(0)} g_{\omega\rho\pi}^{(0)} D_\phi^{(0)} + \Pi_{\omega\phi} (g_{\gamma\omega}^{(0)} g_{\phi\rho\pi}^{(0)} + g_{\gamma\phi}^{(0)} g_{\omega\rho\pi}^{(0)}) + \\ & + g_{\gamma\phi}^{(0)} g_{\phi\rho\pi}^{(0)} D_\omega^{(0)}|^2, \end{aligned} \quad (8)$$

²⁾ Для знаковок укажем, что ситуация здесь аналогична ситуации в феноменологии CP -несохранения. В данном случае $g_{\phi\rho\pi}^{(0)} / g_{\omega\rho\pi}^{(0)}$ аналогично параметру ϵ' , возникающему в моделях CP -несохранения и обусловленному прямым распадом $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$. Параметр ϕ - ω -смешивания ϵ (см. ниже) аналогичен параметру ϵ , описывающему переход $K_L \rightarrow K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$.

$$\sigma_{\pi^0\gamma}(s) = \frac{(4\pi)^2\alpha}{3s^{3/2}} q_{\pi^0\gamma}^3 \left| \frac{g_{\gamma\rho}^{(0)} g_{\rho\pi\gamma}^{(0)}}{D_\rho^{(0)}} + g_{\gamma\omega}^{(0)} g_{\omega\pi\gamma}^{(0)} \frac{D_\omega^{(0)}}{\Delta} + \right. \\ \left. + \frac{\Pi_{\omega\phi}}{\Delta} (g_{\gamma\omega}^{(0)} g_{\phi\pi\gamma}^{(0)} + g_{\gamma\phi}^{(0)} g_{\omega\pi\gamma}^{(0)}) + g_{\gamma\phi}^{(0)} g_{\phi\pi\gamma}^{(0)} \frac{D_\omega^{(0)}}{\Delta} \right|^2, \quad (9)$$

$$\sigma_{K_S K_L}(s) = \frac{8\pi\alpha}{3s^{3/2}} q_{K_S K_L}^3 \left| \frac{g_{\gamma\rho}^{(0)} g_{\rho K^0 \bar{K}^0}^{(0)}}{D_\rho^{(0)}} + g_{\gamma\phi}^{(0)} g_{\phi K^0 \bar{K}^0}^{(0)} \frac{D_\omega^{(0)}}{\Delta} + \right. \\ \left. + \frac{\Pi_{\omega\phi}}{\Delta} (g_{\gamma\omega}^{(0)} g_{\phi K^0 \bar{K}^0}^{(0)} + g_{\gamma\phi}^{(0)} g_{\omega K^0 \bar{K}^0}^{(0)}) + g_{\gamma\omega}^{(0)} g_{\omega K^0 \bar{K}^0}^{(0)} \frac{D_\phi^{(0)}}{\Delta} \right|^2. \quad (10)$$

В (8)–(10)

$$\alpha = 1/137, \quad g_{\gamma V}^{(0)} = e(m_V^{(0)})^2/j_V^{(0)}, \quad \Delta = D_\omega^{(0)} D_\phi^{(0)} - \Pi_{\omega\phi}^2. \quad (11)$$

Обратные пропагаторы для состояний (1) имеют вид:

$$D_\rho^{(0)} = (m_\rho^{(0)})^2 - s - i\sqrt{s}(\Gamma^{(0)}(\rho \rightarrow \pi^+\pi^-, s) + \Gamma^{(0)}(\rho \rightarrow K^+K^-, s) + \\ + \Gamma^{(0)}(\rho \rightarrow K_S K_L, s) + \Gamma^{(0)}(\rho \rightarrow \pi^0\gamma, s) + \Gamma^{(0)}(\rho \rightarrow \eta\gamma, s)), \quad (12)$$

$$D_V^{(0)} = (m_V^{(0)})^2 - s - i\sqrt{s}(\Gamma^{(0)}(V \rightarrow 3\pi, s) + \Gamma^{(0)}(V \rightarrow K^+K^-, s) + \\ + \Gamma^{(0)}(V \rightarrow K_S K_L, s) + \Gamma^{(0)}(V \rightarrow \pi^0\gamma, s) + \Gamma^{(0)}(V \rightarrow \eta\gamma, s)), \quad (13)$$

$$V = \omega^{(0)}, \phi^{(0)}.$$

Приведем выражения для парциальных ширин распадов векторных мезонов.

Ширина распада на пару псевдоскалярных частиц

$$\Gamma^{(0)}(V \rightarrow P_1 P_2, s) = \frac{|g_{VP_1 P_2}|^2}{6\pi s} q_{P_1 P_2}^3 C_{VP_1 P_2}(s) \theta(\sqrt{s} - m_{P_1} - m_{P_2}), \quad (14)$$

где $P_1 P_2 = \pi^+\pi^-, K^+K^-, K_S K_L$, θ — ступенчатая функция.

Ширина радиационного распада

$$\Gamma^{(0)}(V \rightarrow P\gamma, s) = \frac{|g_{VP\gamma}|^2}{3} q_{P\gamma}^3 C_{VP\gamma}(s), \quad (15)$$

P — псевдоскалярный мезон. Ширина распада на $\pi^+\pi^-\pi^0$

$$\Gamma^{(0)}(V \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0, s) = \frac{|g_{V\rho\pi}|^2}{4\pi} W(s) C_{V\rho\pi}(s). \quad (16)$$

$W(s)$ имеет вид

$$W(s) = \frac{2}{\pi} \int_{2m_\pi}^{\sqrt{s}-m_\pi} dm F(m) \Gamma^{(0)}(\rho \rightarrow \pi^+\pi^-, m^2) \frac{q^3(\sqrt{s}, m, m_\pi)}{|D_\rho^{(0)}(m^2)|^2}, \quad (17)$$

где

$$F(m) = 1 + \frac{3}{2} \operatorname{Re} \left\{ \frac{D_\rho^{(0)}(m^2)}{C_{\rho\pi\pi}^{1/2}(m^2)} \int_{-1}^1 dx (1-x^2) \frac{C_{\rho\pi\pi}^{1/2}(m_+^2)}{D_\rho^{(0)}(m_+^2)} \right\}, \quad (18)$$

$$m_+^2 = \frac{1}{2}(s + 3m_\pi^2 - m^2) + xq(\sqrt{s}, m, m_\pi)(s(1-4m_\pi^2/m^2))^{1/2},$$

$$q(\sqrt{s}, m, m_\pi) = \left[\frac{1}{4s}(s - (m+m_\pi)^2)(s - (m-m_\pi)^2) \right]^{1/2}. \quad (19)$$

В (14)–(16) мы, как обычно, ввели формфакторы, ограничивающие

слишком быстрый рост с энергией парциальных ширин согласно требованию, чтобы $\sqrt{s}\Gamma(s) \rightarrow \text{const}$ при $s \rightarrow \infty$:

$$C_{VP_1P_2}(s) = \frac{1 + (R_{VP_1P_2} q_{P_1P_2}(m_V))^2}{1 + (R_{VP_1P_2} q_{P_1P_2}(s))^2}, \quad (20)$$

$$C_{V\rho\pi}(s) = \left(\frac{1 + (R_{V\rho\pi} m_V)^2}{1 + (R_{V\rho\pi} \sqrt{s})^2} \right)^2, \quad (21)$$

где $R_{VP_1P_2}$, $R_{V\rho\pi}$ — параметры обрезания. С учетом модели векторной доминантности можно положить в (15)

$$C_{V\pi\gamma}(s) = C_{V\rho\pi}(s). \quad (22)$$

Выражения для сечений в (8)–(10) выглядят несколько непривычно. Однако им можно придать почти стандартный вид, диагонализуя состояния. Сделаем это для канала $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, поскольку в него дают вклад только ω и ϕ . Учитывая в (8) первый порядок по ϕ - ω -смешиванию в константах связи и второй порядок по ϕ - ω -смешиванию в сдвиге масс резонансов, из (8) получаем

$$\sigma_{3\pi}(s) \simeq \frac{4\pi\alpha W(s)}{s^{3/2}} \left| \frac{(g_{\gamma\omega}^{(0)} - \varepsilon g_{\gamma\phi}^{(0)})(g_{\omega\rho\pi}^{(0)} - \varepsilon g_{\phi\rho\pi}^{(0)})}{(M_\omega^{(0)})^2 - s - \varepsilon^2((M_\phi^{(0)})^2 - (M_\omega^{(0)})^2)} + \frac{(g_{\gamma\phi}^{(0)} + \varepsilon g_{\gamma\omega}^{(0)})(g_{\phi\rho\pi}^{(0)} + \varepsilon g_{\omega\rho\pi}^{(0)})}{(M_\phi^{(0)})^2 - s + \varepsilon^2((M_\phi^{(0)})^2 - (M_\omega^{(0)})^2)} \right|^2. \quad (23)$$

Здесь и далее параметр ϕ - ω -смешивания ε

$$\varepsilon = -\Pi_{\omega\phi} / ((M_\phi^{(0)})^2 - (M_\omega^{(0)})^2), \quad (24)$$

$$(M_V^{(0)})^2 = (m_V^{(0)})^2 - i\sqrt{s}\Gamma_V^{(0)}(s).$$

Из (23) извлекаем константы связи физических состояний, т. е. состояний с учетом ϕ - ω -смешивания

$$g_{\gamma\omega} \simeq g_{\gamma\omega}^{(0)} - \varepsilon g_{\gamma\phi}^{(0)}, \quad g_{\omega\rho\pi} \simeq g_{\omega\rho\pi}^{(0)} - \varepsilon g_{\phi\rho\pi}^{(0)} \simeq g_{\omega\rho\pi}^{(0)} \quad (25)$$

$$g_{\gamma\phi} \simeq g_{\gamma\phi}^{(0)} + \varepsilon g_{\gamma\omega}^{(0)}, \quad g_{\phi\rho\pi} \simeq g_{\phi\rho\pi}^{(0)} + \varepsilon g_{\omega\rho\pi}^{(0)}. \quad (26)$$

Аналогичное рассмотрение $K\bar{K}$ - и $P\gamma$ -конечных состояний показывает, что

$$g_{\omega K\bar{K}} \simeq g_{\omega K\bar{K}}^{(0)} - \varepsilon g_{\phi K\bar{K}}^{(0)}, \quad g_{\omega P\gamma} \simeq g_{\omega P\gamma}^{(0)} - \varepsilon g_{\phi P\gamma}^{(0)}, \quad (27)$$

$$g_{\phi K\bar{K}} \simeq g_{\phi K\bar{K}}^{(0)} + \varepsilon g_{\omega K\bar{K}}^{(0)}, \quad g_{\phi P\gamma} \simeq g_{\phi P\gamma}^{(0)} + \varepsilon g_{\omega P\gamma}^{(0)}.$$

Выделяя действительную и мнимую части ε , обратные пропагаторы в (23) можно представить в виде

$$(M_{\phi,\omega}^{(0)})^2 - s \pm \varepsilon^2((M_\phi^{(0)})^2 - (M_\omega^{(0)})^2) \simeq (m_{\phi,\omega}^{(0)})^2 \pm \text{Re} \varepsilon^2((M_\phi^{(0)})^2 - (M_\omega^{(0)})^2) - s - i\sqrt{s}\{\Gamma(\phi, \omega \rightarrow 3\pi, s) + \Gamma(\phi, \omega \rightarrow K_S K_L, s) + \Gamma(\phi, \omega \rightarrow \pi^0 \gamma, s) + \Gamma(\phi, \omega \rightarrow \eta \gamma, s)\}. \quad (28)$$

Верхний (нижний) знак в (28) относится к ϕ (ω)-мезону. С точностью до малых поправок, квадратичных по смешиванию, парциальные ширины в (28) вычисляются по формулам (14)–(16), в которых следует произвести замену $g_{Vab}^{(0)} \rightarrow g_{Vab}$ согласно (25)–(27). Из (28) видно, что во втором порядке по смешиванию возникает поправка к массе

$$\delta m_{\phi,m}^2 \equiv m_{\phi,\omega}^2 - (m_{\phi,\omega}^{(0)})^2 = \pm \text{Re} \varepsilon^2((M_\phi^{(0)})^2 - (M_\omega^{(0)})^2), \quad (29)$$

где $m_{\phi,\omega}$ — массы физических состояний ϕ и ω .

3. Результаты и обсуждения

Анализ, представленный в этом разделе, основывается на данных по реакциям $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ [2-5], $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$ [5, 6] и $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ [7, 8] в области энергий $\sqrt{s}=700 \div 1050$ МэВ. Хотя статистика эксперимента неплохая, ее все же недостаточно, чтобы определить все параметры $f_\omega^{(0)}$, $f_\phi^{(0)}$, $f_\rho^{(0)}$, $g_{\phi\rho\pi}$, $g_{\omega\rho\pi}$, $g_{\phi K\bar{K}}$, $g_{\omega K\bar{K}}$, $g_{\phi\eta\gamma}$, $g_{\omega\eta\gamma}$, $\text{Re}\Pi_{\omega\phi}$, $m_\omega^{(0)}$ и $m_\phi^{(0)}$ с приемлемой точностью.

Для уменьшения числа свободных параметров зафиксируем константы связи $\rho^{(0)}$, $\omega^{(0)}$ и $\phi^{(0)}$ с $K\bar{K}$ -каналом, с учетом (6), через ширину распада $\phi \rightarrow K_S K_L$, определяемую по резонансной кривой $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ в районе ϕ -пика:

$$|g_{\phi K^0 \bar{K}^0}^{(0)}| = \frac{1}{q_{K_S K_L}^3(m_\phi^2)} \left(\frac{6\pi m_\phi^2 \Gamma(\phi \rightarrow K_S K_L, m_\phi^2)}{|1 - \varepsilon/\sqrt{2}|^2} \right)^{1/2}. \quad (30)$$

Аналогично для $\eta\gamma$ -канала используем (7), чтобы $g_{\phi\eta\gamma}^{(0)}$, $g_{\omega\eta\gamma}^{(0)}$ и $g_{\rho\eta\gamma}^{(0)}$ выразить через парциальную ширину физического ϕ -мезона

$$|g_{\phi\eta\gamma}^{(0)}| = \left(\frac{3\Gamma(\phi \rightarrow \eta\gamma, m_\phi^2)}{q_{\eta\gamma}^3(m_\phi^2)} \right)^{1/2} \frac{1}{|1 + \varepsilon/\sqrt{2}|}, \quad (31)$$

величины $\Gamma(\phi \rightarrow K_S K_L, m_\phi^2)$ и $\Gamma(\phi \rightarrow \eta\gamma, m_\phi^2)$ взяты из работы [11].

Действительная часть поляризационного оператора $\omega-\phi$ -перехода при подгонке считалась константой, не зависящей от энергии, $\text{Re}\Pi_{\omega\phi} = A_{\omega\phi}$. Это допущение не противоречит эксперименту: используя параметризацию вида $\text{Re}\Pi_{\omega\phi} = A_{\omega\phi} + B_{\omega\phi}s$, было получено не противоречащее нулю значение $B_{\omega\phi} = (0 \pm 11) \cdot 10^{-3}$ при $A_{\omega\phi} \simeq -0,02$ ГэВ².

Результаты анализа различных теоретических возможностей описания данных представлены в табл. 1. Константы связи, приведенные там, получены при нулевых значениях параметров R , фигурирующих в факторах C , останавливающих рост ширин с энергией (см. (14)–(16), (20), (21)). Это заведомо оправдано в резонансной области ρ -, ω - и ϕ -мезонов; отличные от нуля значения R приведут лишь к незначительным численным изменениям констант связи, без изменения качественных выводов.

Нашим естественным желанием было следовать предсказаниям наивной кварковой модели для лептонных констант связи векторных мезонов

$$\frac{1}{f_\rho^{(0)}} : \frac{1}{f_\omega^{(0)}} : \frac{1}{f_\phi^{(0)}} = \frac{1}{\sqrt{2}} : \frac{1}{3\sqrt{2}} : -\frac{1}{3}. \quad (32)$$

Варианты 1, 2 и 4 табл. 1 относятся к этому случаю. Параметр $\varepsilon_0 = -A_{\omega\phi}/(m_\phi^{(0)2} - m_\omega^{(0)2})$, равный 0,05–0,06, для вариантов 1–3 оказывается в хорошем согласии со значением, вычисленным в простейшей кварковой модели, или эквивалентно модели смешивания масс.

Точность современных данных не исключает существования заметной константы связи прямого распада $g_{\phi\rho\pi}^{(0)}$ на уровне $g_{\phi\rho\pi}^{(0)}/g_{\omega\rho\pi}^{(0)} \simeq 0,014$, что составляет $\sim 30\%$ от ε_0 (см. вариант 1). Повышение точности, по крайней мере, на порядок может решить вопрос о существовании константы связи прямого распада $g_{\phi\rho\pi}^{(0)}$ такой величины в этом варианте подгонки, т. е. при использовании соотношений наивной кварковой модели (32).

В данной работе мы считали $g_{\phi\rho\pi}^{(0)}$ чисто действительной. Отметим, что есть вклад в $\text{Im} g_{\phi\rho\pi}^{(0)}$ за счет последовательности реальных процессов $\phi \rightarrow K\bar{K}$, $K\bar{K} \rightarrow \rho\pi$ через K^* -обмен. Он составляет $\sim 10\%$ от $g_{\phi\rho\pi}^{(0)} + \varepsilon_0 g_{\omega\rho\pi}^{(0)}$.

Таблица 1

№	$f_{\omega}^{(0)}$	$\frac{f_{\omega}^{(0)}}{f_{\omega}^{(0)}/f_{\phi}^{(0)}}$	$g_{\omega\phi\pi}^{(0)}$, ГэВ ⁻¹	$g_{\phi\rho\pi}^{(0)}$, ГэВ ⁻¹	$A_{\omega\phi}$, ГэВ ²	$m_{\omega}^{(0)}$, МэВ	$m_{\phi}^{(0)}$, МэВ	$\frac{\chi^2/\text{ст. сб.}}{(\chi^2/\text{ст. сб.})_{\phi}}$
$e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$								
1	19,1±2,2	$-\frac{f_{\omega}^{(0)}/\sqrt{2}}{-\sqrt{2}}$	14,3±0,1	0,2±0,3	-0,022±0,022	782,7±0,8	1019,0±0,6	$\frac{109/145}{48/47}$
2	19,7±0,2	$-\frac{f_{\omega}^{(0)}/\sqrt{2}}{-\sqrt{2}}$	14,3±0,1	≡ 0	-0,029±0,002	783,3±0,1	1018,5±0,1	$\frac{121/145}{58/50}$
3	19,6±0,2	$-\frac{13,3\pm 1,7}{-1,5\pm 0,2}$	14,3±0,1	≡ 0	-0,027±0,005	783,2±0,4	1018,6±0,3	114/145
4	16,9±0,1	$-\frac{f_{\omega}^{(0)}/\sqrt{2}}{-\sqrt{2}}$	14,3±0,1	0,78±0,02	≡ 0	782,1±0,1	1019,6±0,1	126/145
5	16,9±0,1	$-\frac{15,3\pm 1,6}{-1,1\pm 0,1}$	14,3±0,1	1,1±0,2	≡ 0	782,0±0,1	1019,6±0,1	106/145
$e^+e^- \rightarrow K_S K_L$								
2	19,1±1,0	$-\frac{f_{\omega}^{(0)}/\sqrt{2}}{-\sqrt{2}}$	из 3π	≡ 0	0,023±0,002	-	1018,9±0,1	53/50
4	19,5±0,8	$-\frac{f_{\omega}^{(0)}/\sqrt{2}}{-\sqrt{2}}$	из 3π	0,84±0,03	≡ 0	-	1019,5±0,1	53/50

Примечание. В таблице приведены только статистические ошибки. Систематическая ошибка определения масс резонансов оценивается на уровне 0,1 МэВ. Систематическая ошибка определения констант связи $g_{\omega\phi\pi}^{(0)}$ и $g_{\phi\rho\pi}^{(0)}$ оценивается на уровне 4%. Для вариантов 1 и 2 мы приводим значения $\chi^2/\text{ст. сб.}$ отдельно для всей совокупности данных по $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ (над чертой) и данных в районе ϕ -пика (под чертой).

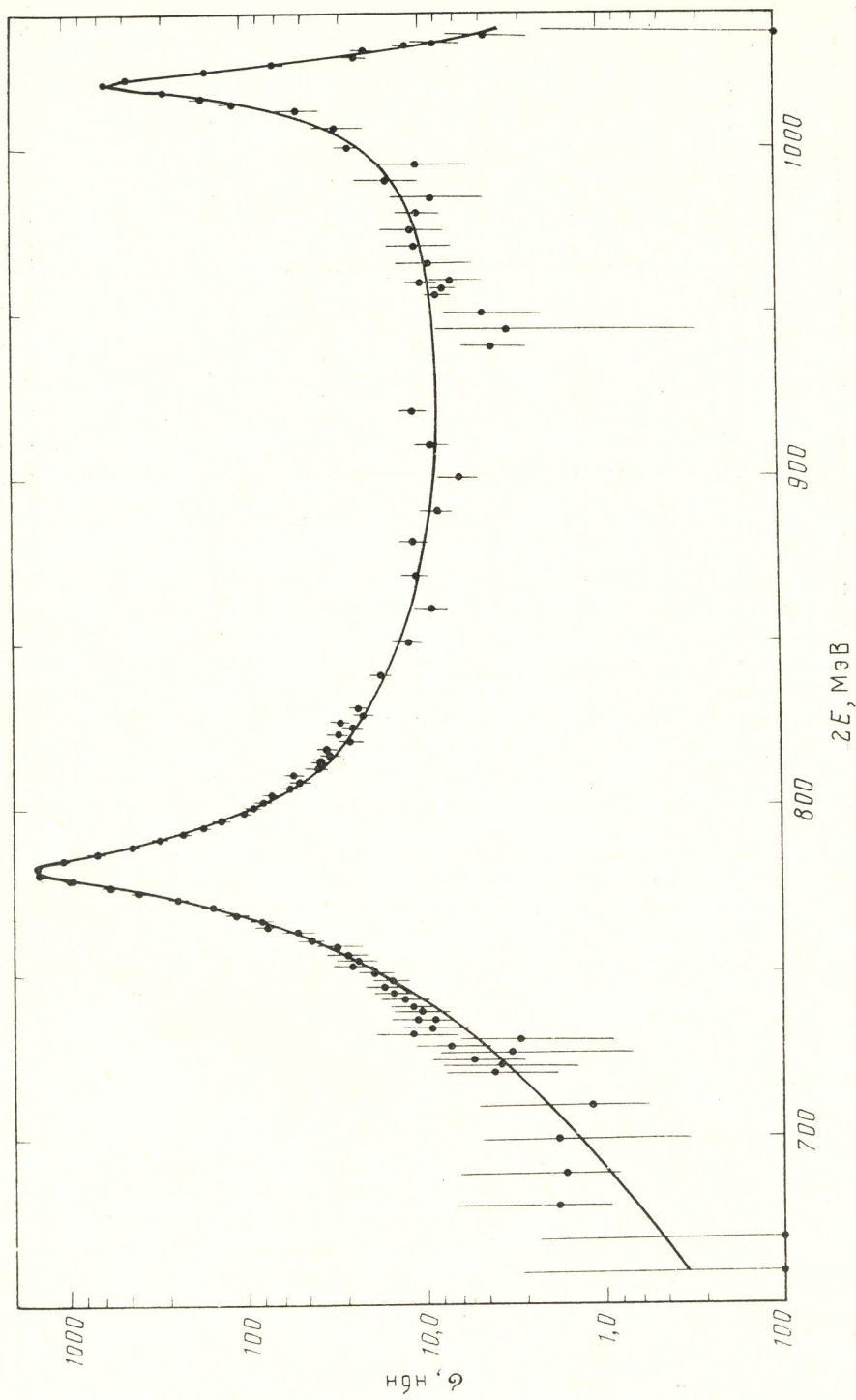


Рис. 2. Полное сечение реакции $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^- l^+l^- l^0$

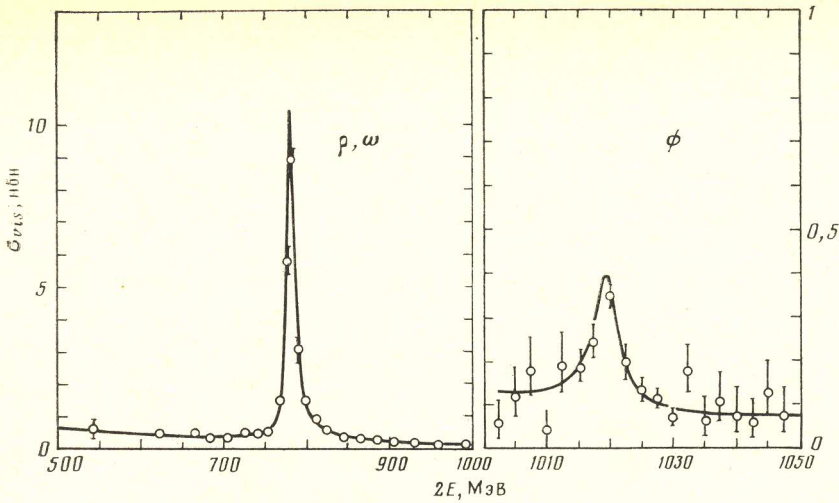


Рис. 3. Сечение регистрации реакции $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$

Поскольку $\text{Im} g_{\phi\rho\pi}^{(0)}$ входит в ширину квадратично, статистика экспериментов [2–8] не позволяет определить эту величину введением фазы

$$g_{\phi\rho\pi}^{(0)} = |g_{\phi\rho\pi}^{(0)}| \exp(i\phi).$$

Это замечание справедливо и для констант связи $g_{\omega\rho\pi}^{(0)}$, $g_{\phi K\bar{K}}^{(0)}$ и т. д., мнимая часть которых возникает за счет соответствующих реальных промежуточных процессов. Отметим, что вариант 2 с $g_{\phi\rho\pi}^{(0)} \equiv 0$ хорошо описывает современные данные.

Вариант 3 близок к варианту 2, однако в нем $f_\omega^{(0)}$ и $f_\phi^{(0)}$ определялись независимо. С хорошей точностью отношение $f_\omega^{(0)}/f_\phi^{(0)}$ оказалось близким к кварковому (см. вариант 3 табл. 1).

Из табл. 1 видно, что в вариантах 1–3 $m_\omega^{(0)}$ и $m_\phi^{(0)}$ не совпадают с табличными значениями масс m_ω и m_ϕ ω - и ϕ -мезонов. Соответствующие δm_ω^2 и δm_ϕ^2 с хорошей точностью определяются формулой (29).

Для процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ рассматривались лишь крайние варианты, соответствующие вариантам 2 и 4 обработки канала $e^+e^- \rightarrow 3\pi$; результаты приведены в двух нижних строках табл. 1. Полученные в этом случае значения параметров ϕ - ω -смешивания согласуются с соответствующими параметрами для процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$.

Для канала $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$ дополнительный свободный параметр $f_\rho^{(0)}$ фиксировался по (32), $g_{\omega\pi\gamma}^{(0)}$ и $g_{\phi\pi\gamma}^{(0)}$ выражались через $g_{\omega\rho\pi}^{(0)}$ и $g_{\phi\rho\pi}^{(0)}$ по соотношению модели векторной доминантности $g_{\omega\pi\gamma}^{(0)} = \sqrt{\alpha} g_{\omega\rho\pi}^{(0)}/f_\rho^{(0)}$, $g_{\phi\pi\gamma}^{(0)} = \sqrt{\alpha} g_{\phi\rho\pi}^{(0)}/f_\rho^{(0)}$, $g_{\rho\eta\gamma}^{(0)}$, $g_{\omega\eta\gamma}^{(0)}$ и $g_{\phi\eta\gamma}^{(0)}$ фиксировались согласно (7), (34). Результаты обработки этого канала подтверждают результаты, полученные из $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, $K_S K_L$. Однако точность определения параметров смешивания по каналу $\pi^0\gamma$ значительно хуже, чем в основных каналах, и по этой причине результаты здесь не приводятся.

На рис. 2–4 показаны сечения реакций $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, $\pi^0\gamma$ и $K_S K_L$. Теоретические кривые соответствуют параметрам варианта 2 табл. 1.

Ширины распадов ϕ , $\omega \rightarrow e^+e^-$ определяются формулами

$$\Gamma(\phi \rightarrow e^+e^-, s) = \frac{4\pi\alpha}{3s^{3/2}} |g_{\gamma\phi}^{(0)} + \varepsilon g_{\gamma\omega}^{(0)}|^2, \quad (33)$$

$$\Gamma(\omega \rightarrow e^+e^-, s) = \frac{4\pi\alpha}{3s^{3/2}} |g_{\gamma\omega}^{(0)} - \varepsilon g_{\gamma\phi}^{(0)}|^2.$$

№	$\Gamma(\omega \rightarrow e^+e^-)$, кэВ	$\Gamma(\phi \rightarrow e^+e^-)$, кэВ	$\frac{\Gamma(\phi \rightarrow e^+e^-)}{\Gamma(\omega \rightarrow e^+e^-)}$	$B(\omega \rightarrow 3\pi)$, %	$B(\phi \rightarrow 3\pi)$, %
1	$0,60 \pm 0,06$	$1,20 \pm 0,13$	$2,00 \pm 0,29$	$87,4 \pm 7,0$	16 ± 28
2	$0,61 \pm 0,04$	$1,11 \pm 0,10$	$1,82 \pm 0,15$	$87,1 \pm 7,0$	$17,8 \pm 2,4$
3	$0,62 \pm 0,04$	$1,23 \pm 0,32$	$1,98 \pm 0,52$	$87,5 \pm 7,0$	$16,0 \pm 5,5$
4	$0,61 \pm 0,04$	$1,59 \pm 0,13$	$2,6 \pm 0,2$	$87,5 \pm 7,0$	$11,4 \pm 0,6$
5	$0,61 \pm 0,04$	$0,98 \pm 0,22$	$1,61 \pm 0,34$	$87,5 \pm 7,0$	$21,0 \pm 5,9$

Примечание. Приведенные ошибки включают как статистические, так и систематические погрешности величин из табл. 1.

Вычисленные по данным табл. 1 парциальные ширины распадов ϕ , $\omega \rightarrow e^+e^-$, 3π приведены в табл. 2. В пределах ошибок они согласуются с табличными значениями [11].

Интересно отметить, что отношение лептонных ширин

$$R_{e^+e^-} = \Gamma(\phi \rightarrow e^+e^-, m_\phi^2) / \Gamma(\omega \rightarrow e^+e^-, m_\omega^2), \quad (34)$$

в принципе, чувствительно к ϕ - ω -смешиванию, так как ϵ входит с противоположным знаком в $\Gamma(\phi \rightarrow e^+e^-)$ и $\Gamma(\omega \rightarrow e^+e^-)$. Кварковая модель без ϕ - ω -смешивания (см. (32)) дает $R_{e^+e^-} = 2,6$. Если рассчитывать из массовых формул значение параметра ϵ_0 , который равен тангенсу отклонения угла смешивания в векторном нонете от идеального значения, то получим $\epsilon_0 \approx 0,05$. Подставляя это в (33), (34), имеем $R_{e^+e^-} = 1,8$ (ошибка расчета ничтожна, если постулируются кварковые соотношения (32)).

Вплоть до последнего времени экспериментальное значение $R_{e^+e^-}$ было $1,9 \pm 0,4$ (1982 г.), $2,0 \pm 0,4$ (1986–88 гг.) и психологически свидетельствовало в пользу значительного ϕ - ω -смешивания. Однако недавно ситуация изменилась: приводимые в [11] лептонные ширины дают $R_{e^+e^-} = 2,3 \pm \pm 0,1$ из-за 15%-ного уменьшения полной ширины ω -мезона. Значения $R_{e^+e^-}$ из данной работы (табл. 2) показывают, что требуется, по крайней мере, на порядок большая точность, чтобы закрыть хотя бы крайние варианты 2 и 4.

Может показаться несколько неожиданным, что данные [2–8] не противоречат $\text{Re } \Pi_{\omega\phi} = 0$ (см. варианты 4 и 5 табл. 1). Надо, конечно, помнить, что остается смешивание ω и ϕ за счет общих каналов распада, т. е. за счет $\text{Im } \Pi_{\omega\phi} \neq 0$ (см. (5)). Противоречит ли отсутствие смешивания в старом классическом смысле ($\text{Re } \Pi_{\omega\phi} = 0$) существующим воззрениям? По-видимому, нет, так как две исторически первые и наиболее популярные модели смешивания — модель смешивания масс и модель смешивания токов — дают примерно равные по величине и противоположные по знаку значения $\text{Re } \Pi_{\omega\phi}$ ³⁾ [12]. Естественно, мыслимы (и существуют) промежуточные модели, дающие ничтожные значения $\text{Re } \Pi_{\omega\phi}$.

4. Заключение

Резюмируя ситуацию с ϕ - ω -смешиванием, стоит подчеркнуть, что канал $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ наиболее предпочтителен для получения информации о ϕ - ω -смешивании, недостатком канала $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$ является меньшая величина его сечения. Изучение отношения лептонных ширин $R_{e^+e^-}$ должно использоваться для ответа на вопрос о ϕ - ω -смешивании только совместно информацией из 3π - и $\pi^0\gamma$ -каналов.

Дело в том, что выражения (32) справедливы в том случае, когда волновая функция связанного $q\bar{q}$ -состояния в начале координат зависит от массы векторного мезона m_V как $|\psi(0, m_V)|^2 \sim m_V^3$, что приводит к $f_\omega^{(0)} / f_\phi^{(0)} = -\sqrt{2}$. Однако данные по распадам $J/\psi \rightarrow e^+e^-$, $\Upsilon(1S) \rightarrow e^+e^-$ [11]

³⁾ Считалось [13], что ϕ - ω -эксперимент [14] подтверждает модель смешивания масс. Однако этот вывод основан на предположении $g_{\phi\pi\pi}^{(0)} = 0$ и поэтому не является обязательным.

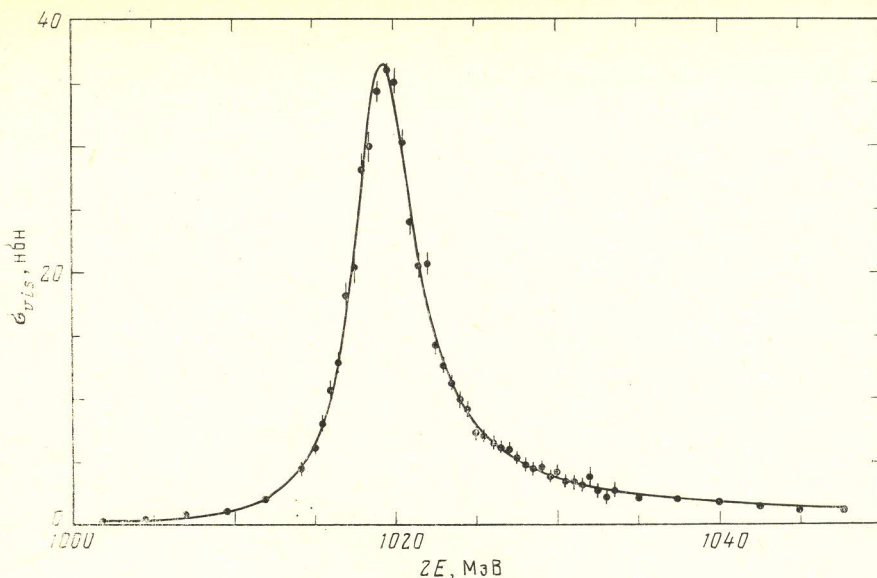


Рис. 4. Сечение регистрации реакции $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$

свидетельствуют в пользу зависимости $|\psi(0, m_V)|^2 \sim m_V^2$, для которой лептонные ширины относятся как квадраты зарядов соответствующих кварков [15, 16]⁴⁾. Если эту зависимость от J/ψ и $\Upsilon(1S)$ проэкстраполировать к ω - и ϕ -мезонам, то без ϕ - ω -смешивания мы получим отношение лептонных ширин $R_{e^+e^-} = 2$, т. е. примерно такое же значение, как и с классическим ϕ - ω -смешиванием и со стандартной зависимостью $|\psi(0, m_V)|^2 \propto m_V^3$. Следует заметить, что зависимость $|\psi(0, m_V)|^2 \propto m_V^2$ приводит к $f_\omega^{(0)}/f_\phi^{(0)} = -1,08$, т. е. совпадает с вариантом 5 табл. 1.

Отметим, что если будущее изучение распада $\phi \rightarrow 3\pi$ не даст возможности измерить по отдельности параметры $g_{\phi\rho\pi}^{(0)}$ и ϵ , тем не менее останутся интересные теоретические альтернативы, такие, как сильное ϕ - ω -смешивание и m_V^3 -поведение $q\bar{q}$ -волновой функции в нуле, либо слабое ϕ - ω -смешивание и m_V^2 -поведение $q\bar{q}$ -волновой функции в нуле. Дополнительное изучение распада $\phi \rightarrow \eta\gamma$ поможет ответить на вопрос, какой моделью описывается этот распад.

Необходимо сказать, что изучение запрещенных по OZI и G -четности распадов $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-$, $\omega\pi^0$, $\eta\pi^+\pi^-$ по интерференционной картине в реакциях $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$, $\omega\pi^0$, $\eta\pi^+\pi^-$ около ϕ -резонанса дает интересный дополнительный подход к проблеме ϕ - ω -смешивания, параметры которого существенным образом определяют амплитуды этих резонансов. Подробности см. в работах [17, 18].

Итак, мы проанализировали проблему различных теоретических описаний распадов $\phi \rightarrow \rho\pi \rightarrow 3\pi$, $\phi \rightarrow \pi^0\gamma$ с учетом как ϕ - ω -смешивания, так и прямых распадов $\phi \rightarrow \rho\pi$, $\phi \rightarrow \pi^0\gamma$ на примере данных по реакциям $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, $\pi^0\gamma$, $K_S K_L$ [2-8] при $\sqrt{s} = 700 \div 1050$ МэВ и убедились, что в настоящее время мы мало что знаем о ϕ - ω -смешивании. Распады $\phi \rightarrow 3\pi$, $\phi \rightarrow \pi^0\gamma$ могут быть объяснены как ϕ - ω -смешиванием, так и одними только прямыми распадами $\phi \rightarrow \rho\pi \rightarrow 3\pi$, $\phi \rightarrow \pi^0\gamma$. На наш взгляд, существует настоятельная необходимость проведения новых исследований с высокой статистикой и на одном накопителе всего комплекса реакций $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, $\pi^0\gamma$, $K_S K_L$, $\eta\gamma$, $\pi^+\pi^-$, $\omega\pi^0$ и $\eta\pi^+\pi^-$ в указанной области энергий.

В настоящее время заканчивается подготовка нового цикла экспериментов на модернизированном комплексе ВЭПП-2М [19]. Два новых де-

⁴⁾ С точки зрения потенциальных моделей такая зависимость отвечает $q\bar{q}$ -потенциалу вида $V(r) \sim r^{-\nu}$, $\nu = 0 \div 0,5$ [15].

тектора КМД-2 [20] и СНД [21], обладающие большой эффективностью к обсуждаемым процессам и лучшим разрешением, могут обеспечить повышение точности измерения сечений указанных реакций в несколько раз. В Новосибирске [22] и во Фраскати [23] приняты проекты ϕ -фабрик, светимость которых на 1–2 порядка выше светимости ВЭПП-2М. Это позволит надежно определить амплитуды дважды запрещенных распадов [18] и прояснит картину ϕ – ω -смешивания.

Литература

1. *Shifman M. A. et al.* // Nucl. Phys. 1978. V. B147. P. 448.
2. *Aulchenko V. M. et al.* // Phys. Lett. 1987. V. 186B. P. 432.
3. *Вассерман И. Б. и др.* // ЯФ. 1988. Т. 48. С. 753.
4. *Букин А. Д. и др.* // ЯФ. 1989. Т. 50. С. 999.
5. *Dolinsky S. I. et al.* // Phys. Rep. 1991 (in press).
6. *Dolinsky S. I. et al.* // Z. Phys. C. 1989. V. 42. P. 511.
7. *Druzhinin V. P. et al.* // Phys. Lett. 1984. V. 144B. P. 136.
8. *Druzhinin V. P. et al.* Preprint INP 85-97. Novosibirsk, 1985.
9. *Ачасов Н. Н. и др.* // УФН. 1984. Т. 142. С. 361.
10. *Renard F. M.* // Nucl. Phys. 1974. V. B82. P. 1.
11. *Aguilar-Benitez M. et al.* // Particle Data Group. Phys. Lett. 1988. V. 204B. P. 1.
12. *Kroll N. M. et al.* // Phys. Rev. 1967. V. 157. P. 1376.
13. *Ачасов Н. Н. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 1975. Т. 21. С. 497.
14. *Букин А. Д. и др.* // ЯФ. 1978. Т. 27. С. 976.
15. *Close F. E.* An Introduction to Quarks and Partons. N. Y.: Acad. Press, 1979.
16. *Коккеде.* Модель кварков. М., 1971.
17. *Achasov N. N., Kozhevnikov A. A.* // Phys. Lett. 1989. V. 233B. P. 474.
18. *Achasov N. N., Kozhevnikov A. A.* Preprint Inst. for Mathematics TF-15(177). Novosibirsk, 1990.
19. *Anashin V. V. et al.* Preprint INP 84-123. Novosibirsk, 1984.
20. *Аксенов Г. А. и др.* Препринт ИЯФ 85-118. Новосибирск, 1985. CMD-2 Collab. ICFA Information Bull., 1988. V. 5. P. 18.
21. *Serednyakov S. et al.* Proc. 5 Int. Conf. on Instr. for Colliding Beam Phys. Novosibirsk, March 15–21, 1990. *Solodov E. P.* World Scientific. Singapore, 1990. P. 360.
22. *Barkov L. M. et al.* // Particle Accelerators. 1990. V. 31. P. 177.
23. Proposal for a ϕ -factory. Preprint LNF-90/031(R). Frascati, 1990.

ACHASOV N. N., DUBROVIN M. S., IVANCHENKO V. N., KOZHEVNIKOV A. A.,
PAKHUSOVA E. V.

THE PROBLEM OF THE ϕ – ω MIXING

An unprejudiced analysis is made of the possibility of different theoretical descriptions of the decays $\phi \rightarrow \rho\pi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ and $\phi \rightarrow \pi^0\gamma$ taking into account both the ϕ – ω mixing and the direct decays $\phi \rightarrow \rho\pi$, $\phi \rightarrow \pi^0\gamma$. For this purpose, the data from the Neutral Detector on the reactions $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, $\pi^0\gamma$, and $K_S K_L$ in the interval $\sqrt{s}=700$ –1050 MeV are used. The experimental data are shown not to provide the answer to the problem on the origin of the decay $\phi \rightarrow \rho\pi(\pi\gamma)$. This decay can be completely caused either by the ϕ – ω mixing or by the direct decay $\phi \rightarrow \rho\pi(\phi \rightarrow \pi\gamma)$. Intermediate cases are certainly possible. It is shown that to elucidate the situation at least an order of magnitude improvement of accuracy is required. Possibilities of studying this problem on the collider VEPP-2M and on ϕ factories are discussed.