

ЭКСПЕРИМЕНТ

ОБЗОР ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ С ДЕТЕКТОРА СНД НА e^+e^- -КОЛЛАЙДЕРЕ ВЭПП-2М

© 1999 г. В. М. Аульченко¹⁾, М. Н. Ачасов, К. И. Белобородов, А. В. Бердюгин, А. В. Боженко¹⁾, А. Д. Букин¹⁾, Д. А. Букин¹⁾, С. В. Бурдин^{1)*}, А. В. Варганов, А. В. Васильев, Ю. С. Великжанин, И. А. Гапоненко, В. Б. Голубев¹⁾, Т. В. Димова, С. И. Долинский, В. П. Дружинин, М. С. Дубровин¹⁾, П. М. Иванов, В. Н. Иванченко¹⁾, И. А. Кооп, А. А. Король, С. В. Кошуба, Е. В. Пахтусова¹⁾, Е. А. Переведенцев, Е. Э. Пята, А. А. Сальников, С. И. Середняков¹⁾, В. А. Сидоров, З. К. Силагадзе, А. Н. Скринский, В. В. Шарый, Ю. М. Шатунов, Ю. В. Усов

Институт ядерной физики СО РАН, Новосибирск

Поступила в редакцию 22.01.99 г.

Приведены краткий обзор экспериментов с детектором СНД на e^+e^- -коллайдере ВЭПП-2М в области энергии $2E = 0.4\text{--}1.4$ ГэВ и предварительные результаты анализа данных, накопленных в течение 1996–1997 гг.

1. ВВЕДЕНИЕ

Детектор СНД [1] был предложен в 1987 г. [2] для продолжения успешной серии экспериментов [3] с детектором НД [4] на e^+e^- -коллайдере ВЭПП-2М. Целью экспериментов с детектором СНД является изучение всех процессов e^+e^- -аннигиляции, в особенности таких, где рождаются фотоны и другие нейтральные частицы (π^0 , η , ω , K_S), распадающиеся на фотоны. Главной частью детектора СНД (рис. 1) является электромагнитный калориметр на основе 1632 кристаллов NaI(Tl), выполненный в виде трех сферических слоев. Общий вес кристаллов NaI(Tl) составляет 3.6 т, телесный угол калориметра $\sim 90\%$ от 4π . Энергетическое разрешение для фотонов составляет $\sigma_E/E = 4.2\%/ \sqrt{E(\text{ГэВ})}$ [5], угловое разрешение $\sim 1.5^\circ$. Порог на энергию фотона был установлен на уровне 20 МэВ при реконструкции событий. Для измерения углов вылета заряженных частиц используется система из двух цилиндрических дрейфовых камер с телесным углом 95% от 4π . Точность измерения азимутального угла составляет 0.4° , а полярного угла — около 2° . Снаружи калориметра установлен мюонный детектор, состоящий из стримерных трубок [6].

Эксперименты с детектором СНД начались в 1996 г. Первый цикл FI-96 [7] проводился с февраля 1996 г. по январь 1997 г. в интервале энергии $2E$ от 0.98 до 1.044 ГэВ с интегральной светимостью 4.4 пбн^{-1} , что соответствует 8.3 млн рожденных ϕ -мезонов. Следующий эксперимент MHAD-97 [8] проводился с января по июнь 1997 г. в интервале энергии коллайдера $2E$

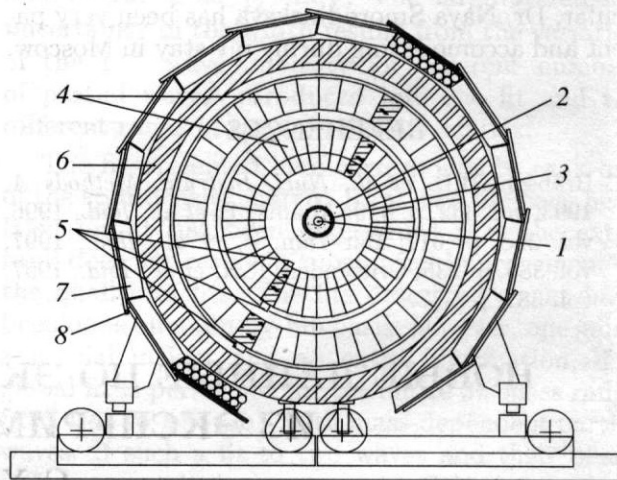


Рис. 1. Детектор СНД — вид в плоскости поперек направления пучков: 1 — вакуумная камера, 2 — дрейфовые камеры, 3 — сцинтилляционные счетчики, 4 — NaI(Tl)-счетчики, 5 — фототриоды, 6 — железный поглотитель, 7 — стримерные трубки, 8 — сцинтилляционные счетчики.

¹⁾Новосибирский государственный университет, Россия.
*E-mail:burdin@inp.nsk.su

от 0.96 до 1.4 ГэВ с шагом 10 МэВ при полной интегральной светимости 6.3 пбн⁻¹, что примерно соответствует рождению $5 \times 10^5 \mu^+ \mu^-$ -пар. Набор статистики в сезоне 1997–1998 гг. начался с октября 1997 г. Была значительно увеличена статистика в области ϕ -резонанса (эксперимент FI-97). Интегральная светимость составила 10.3 пбн⁻¹, что соответствует рождению 15 млн ϕ -мезонов. Начиная с марта по июль 1998 г. сканировался энергетический интервал $2E = 0.97\text{--}0.36$ ГэВ вниз по энергии (эксперимент OMEGA-98 [9]). Целью этого эксперимента является уточнение сечений процессов $e^+e^- \rightarrow$ адроны и поиск редких распадов ρ - и ω -мезонов. Интегральная светимость составила ~ 3.5 пбн⁻¹, что соответствует рождению $\sim 4 \times 10^5 \mu^+ \mu^-$ -пар, $\sim 2 \times 10^6 \rho$ -мезонов и $\sim 1 \times 10^6 \omega$ -мезонов.

Коллайдер ВЭПП-2М во время всех экспериментов работал в режиме с включенным сверхпроводящим вигглером [10], что дало заметное увеличение светимости. На рис. 2 показана зависимость от энергии величины мгновенной светимости ВЭПП-2М, усредненной по времени эксперимента. Кривая на рис. 2 соответствует зависимости $L \sim E^4$, нормированной на экспериментальное значение при энергии $E = 500$ МэВ.

Предварительные результаты обработки экспериментов опубликованы в виде препринтов ИЯФ СО РАН [7–9, 11], докладов на конференции HADRON-97 [12, 13]. Часть результатов уже опубликована в журналах [14–18]. В настоящей работе приводится краткий обзор основных результатов.

2. РАДИАЦИОННЫЕ РАСПАДЫ ϕ -МЕЗОНА (ПО ДАННЫМ ЭКСПЕРИМЕНТА FI-96)

Радиационные распады векторных мезонов типа $V \rightarrow M\gamma$, где M — скалярное или псевдоскалярное состояние, являются важным источником информации о структуре этих состояний [19]. Для $\phi(1020)$ с относительно высокой точностью ($\leq 10\%$) измерены только основные радиационные распады $\phi \rightarrow \eta\gamma, \pi^0\gamma$ [20]. Что же касается более редких распадов $\phi \rightarrow \eta'(958)\gamma, f_0(980)\gamma, a_0(980)\gamma$, экспериментальные данные имели до недавнего времени невысокую точность [12, 13, 21].

Распад $\phi \rightarrow \eta\gamma$ [14]. Этот распад является классическим магнитно-дипольным распадом, изучаемым во многих экспериментах [20].

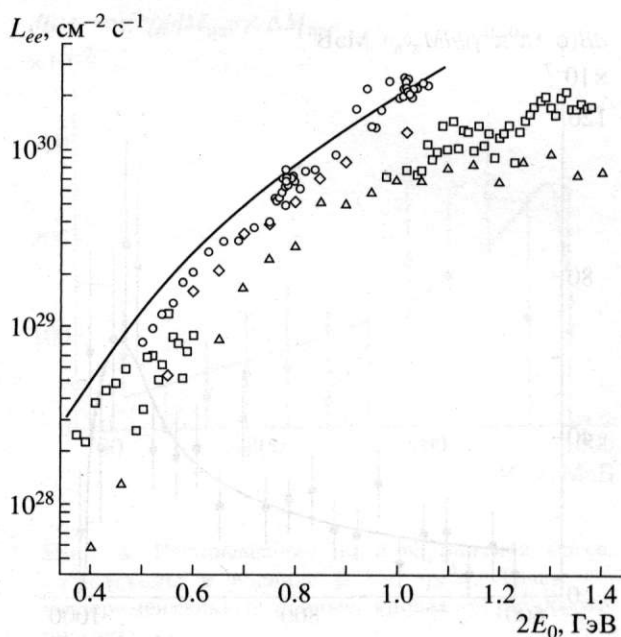


Рис. 2. Усредненная светимость ВЭПП-2М в экспериментах с детектором НД в 1983–1987 гг. и в экспериментах с СНД в 1995–1998 гг.: Δ — ОЛЯ, 1976–1979, без вигглера; \diamond — НД, 1985–1986, с вигглером; \square — СНД, 1996–1997, без вигглера; \circ — СНД, 1997–1998, с вигглером. Кривая — зависимость $L \sim E^4$, нормированная на значение $L_0 = 2 \times 10^{30} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ при энергии $E = 500$ МэВ.

В данной работе распад $\phi \rightarrow \eta\gamma$ изучался в многофотонном канале распада η -мезона:

$$e^+e^- \rightarrow \phi \rightarrow \eta\gamma \rightarrow 3\pi^0\gamma \rightarrow 7\gamma,$$

для чего отбирались события с шестью или семью фотонами. Эти события довольно легко выделяются по массе отдачи самого энергичного фотона, соответствующей массе η -мезона. Эффективность регистрации процесса составила 10%, сечение в максимуме ϕ -мезонного резонанса, полученное по аппроксимации данных кривой Брейта-Вигнера, составило $\sigma_0 = 16.95 \pm 0.34 \pm 0.59$ нбн. Систематическая ошибка $\sim 3\%$ определяется в основном неточностью в нормировке светимости. Соответствующая вероятность распада составляет $B(\phi \rightarrow \eta\gamma) = (1.246 \pm 0.025 \pm 0.057)\%$. Систематическая ошибка в вероятности распада становится больше из-за ошибок $\sim 2\%$ в величинах $B(\phi \rightarrow e^+e^-)$ и $B(\eta \rightarrow 3\pi^0)$. Измеренная вероятность распада согласуется со среднемировым значением $B(\phi \rightarrow \eta\gamma) = (1.26 \pm 0.06)\%$. Наш эксперимент [14] является самым точным измерением этой величины.

Изучение распада $\phi \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ [15]. Поиск процесса

$$e^+e^- \rightarrow \phi \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma \rightarrow 5\gamma \quad (1)$$

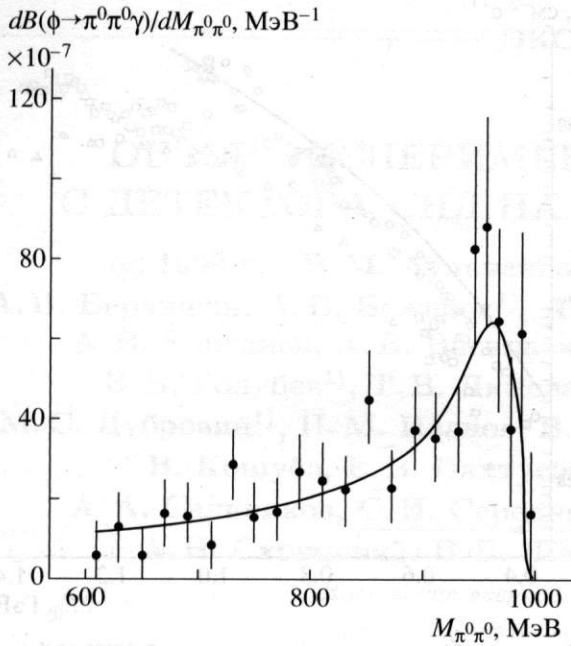


Рис. 3. Измеренный спектр масс $\pi^0\pi^0$ -системы в распаде $\phi \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$. Точки — экспериментальные данные, кривая — результат подгонки. $\chi^2/n_D = 14/19$.

был впервые осуществлен в эксперименте с детектором НД в Новосибирске в 1987 г., когда был установлен верхний предел относительной вероятности на уровне 10^{-3} [22]. Позже Ачасовым [23] было показано, что изучение этого распада позволит прояснить природу самого легкого скалярного мезона $f_0(980)$. Последующие теоретические исследования подтвердили данную идею. В этих работах рассматривались различные модели строения f_0 , наиболее популярными из которых являются 2-кварковая [24], 4-кварковая [25] и молекулярная [26] модели. В 1997 г. при обработке данных эксперимента FI-96 мы получили первые свидетельства существования распада (1) [8]. Одновременно на ВЭПП-2М в другом эксперименте КМД-2 [21] при поиске распада $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ был установлен верхний предел вероятности этого распада $\sim 10^{-4}$. В настоящее время обработка данных СНД по эксперименту FI-96 завершена, и опубликованы окончательные данные по распадам $\phi \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ и $\phi \rightarrow \eta\pi^0\gamma$ [15, 18]. Совсем недавно группа КМД-2 сообщила о том, что они также наблюдают электрические дипольные распады [27]. В настоящей работе мы приводим результаты изучения распада $\phi \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ с детектором СНД [15] в эксперименте FI-96.

Для поиска распада (1) отбирались события с пятью фотонами, удовлетворяющие зако-

нам сохранения энергии и импульса и содержащие два π^0 -мезона. События со значением массы $\pi^0\pi^0$ -системы, близким к массе ω -мезона, исключались, что подавляло фоновый процесс $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$. Эффективность регистрации искомого процесса зависела от энергии и составляла $\sim 20\%$. Было найдено 164 события. Анализ угловых распределений конечных частиц показал их согласие с ожидаемыми распределениями от процесса (1) в предположении, что π^0 -мезоны рождаются в S -волне. Энергетическое поведение сечения полностью описывается вкладом ϕ -мезона. В спектре масс $\pi^0\pi^0$ -системы (рис. 3) виден пик от f_0 -мезона при массе ~ 960 МэВ с шириной ~ 100 МэВ. Более точно параметры f_0 -мезона определяются при подгонке спектра масс формулами из работ [23, 28]:

$$\begin{aligned} m_f &= 971 \pm 6 \pm 5 \text{ МэВ}, \\ g_{fKK}^2/4\pi &= 2.10_{-0.56}^{+0.88} \text{ ГэВ}^2, \\ g_{f\pi\pi}^2/4\pi &= 0.51_{-0.09}^{+0.13} \text{ ГэВ}^2, \\ g_{fKK}^2/g_{f\pi\pi}^2 &= 4.1 \pm 0.9. \end{aligned}$$

Полученная в рамках этого подхода величина константы связи $g_{fKK}^2/4\pi$ лучше всего соответствует предсказаниям 4-кварковой модели 2.3 ГэВ^2 [23], противоречит предсказаниям 2-кварковой модели 0.3 ГэВ^2 [23] и почти на три стандартных отклонения выше предсказаний молекулярной модели 0.6 ГэВ^2 [28]. Вероятность распада (1) определялась при подгонке энергетической зависимости сечения регистрации кривой Брейта-Вигнера и составила

$$\begin{aligned} B(\phi \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma) &= \\ &= (1.14 \pm 0.10 \pm 0.12) \times 10^{-4}. \end{aligned} \quad (2)$$

Если предположить, что процесс (1) полностью определяется механизмом $f_0\gamma$, использовать соотношение $B(f_0 \rightarrow \pi^+\pi^-) = 2B(f_0 \rightarrow \pi^0\pi^0)$ и пренебречь вероятностью распада $\phi \rightarrow KK\gamma$ [23], то из (2) можно найти

$$\begin{aligned} B(\phi \rightarrow f_0(980)\gamma) &= \\ &= (3.42 \pm 0.30 \pm 0.36) \times 10^{-4}. \end{aligned} \quad (3)$$

Таким образом, в эксперименте СНД [15] впервые измерена вероятность радиационного распада $\phi \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$. Показано, что механизм перехода через f_0 доминирует, получено значение массы f_0 -мезона и констант перехода f_0 -мезона в конечные состояния $\pi\pi$ и KK . Получена полная вероятность распада $B(\phi \rightarrow f_0\gamma \rightarrow \pi\pi\gamma)$. Большая

величина вероятности распада свидетельствует в пользу 4-кварковой структуры f_0 -мезона.

Распад $\phi \rightarrow \eta\pi^0\gamma$ [18]. Поиск другого электрического дипольного распада $\phi \rightarrow \eta\pi^0\gamma$ проводился аналогично процессу (1) в 5-фотонном конечном состоянии:

$$e^+e^- \rightarrow \phi \rightarrow \eta\pi^0\gamma \rightarrow 5\gamma. \quad (4)$$

При эффективности регистрации $\sim 5\%$ и числе найденных событий 25 вероятность распада составляет

$$B(\phi \rightarrow \eta\pi^0\gamma) = (0.83 \pm 0.23) \times 10^{-4}. \quad (5)$$

Полученное значение вероятности распада лучше всего соответствует предсказаниям 4-кварковой модели [23, 28], так как другие известные модели (2-кварковая и молекулярная) дают значение вероятности распада $\sim 10^{-5}$ [23, 28]. Спектр масс $\eta\pi^0$ -системы и оптимальная кривая на основе работ [23] и [28] приведены на рис. 4. Получены следующие параметры a_0 -мезона [18]:

$$m_{a_0} = 986_{-10}^{+23} \text{ МэВ},$$

$$g_{a_0 K \bar{K}}^2/4\pi = 1.5 \pm 0.5 \text{ ГэВ}^2.$$

Распад $\phi \rightarrow \eta'(958)\gamma$. Этот распад впервые наблюдался в 1997 г. на ВЭПП-2М в эксперименте КМД-2 [21]. В экспериментах с СНД [8] были установлены лишь верхние пределы вероятности этого распада на уровне 10^{-4} . Ожидаемая в кварковой модели [19] вероятность составляет $(0.7-1.0) \times 10^{-4}$. В настоящей работе поиск процесса $\phi \rightarrow \eta'(958)\gamma$ проводился в каналах распада $\eta' \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$, $\eta \rightarrow 2\gamma$. Эффективность регистрации такого конечного состояния составила $\sim 5.5\%$. Спектр масс отдачи самого мягкого фотона на рис. 5 содержит пик в области η' . В результате аппроксимации была получена вероятность распада

$$B(\phi \rightarrow \eta'\gamma) = (0.67_{-0.29}^{+0.34}) \times 10^{-4}, \quad (6)$$

которая в 2 раза ниже результата КМД-2, но не противоречит ему и ожидаемому значению вследствие большой статистической ошибки.

Распад $\phi \rightarrow \eta\pi^0\pi^0\gamma$ [16]. Этот распад в нашем эксперименте может проявляться как один из каналов распада η' -мезона в процессе $\phi \rightarrow \eta'\gamma$. Кроме η' -мезона возможен также вклад широких вышележащих резонансов типа $\eta(1295)$, $\eta(1440)$. В первом случае расчетная вероятность составляет $(1.5-2.0) \times 10^{-5}$. Основным фоновым процессом является распад $\phi \rightarrow \eta\gamma$, $\eta \rightarrow 3\pi^0$, имеющий,

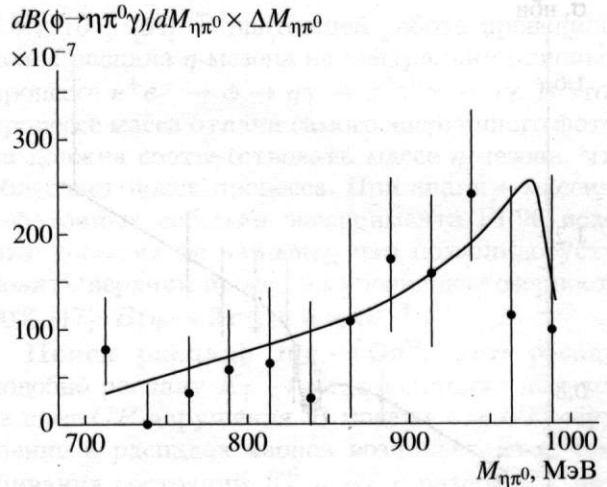


Рис. 4. Распределение по инвариантной массе $\eta\pi^0$ -системы в распаде $\phi \rightarrow \eta\pi^0\gamma$. Точки — экспериментальные данные, кривая — результат подгонки.

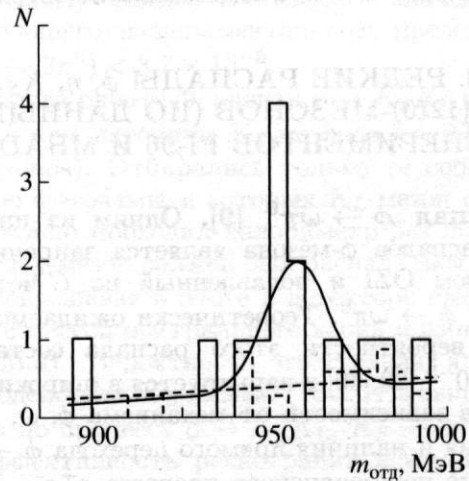


Рис. 5. Распределение по массе отдачи фотона с минимальной энергией при поиске распада $\phi \rightarrow \eta'\gamma$. Штриховые гистограмма и линия соответствуют расчетному вкладу фона от процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$, $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ и аппроксимации фона линейной зависимостью. Сплошными гистограммой и кривой показаны экспериментальный спектр и его аппроксимация.

как и искомый процесс, 7-фотонное конечное состояние. Вклад этого источника фона значительно подавляется при ограничении энергии самого энергичного фотона в событии. В результате остается лишь несколько событий, что позволяет установить верхние пределы на 90%-ном уровне достоверности: $B(\phi \rightarrow \eta'\gamma) < 1.1 \times 10^{-4}$, $B(\phi \rightarrow \eta\pi^0\pi^0\gamma) < 2 \times 10^{-5}$ (включая $\eta'\gamma$).

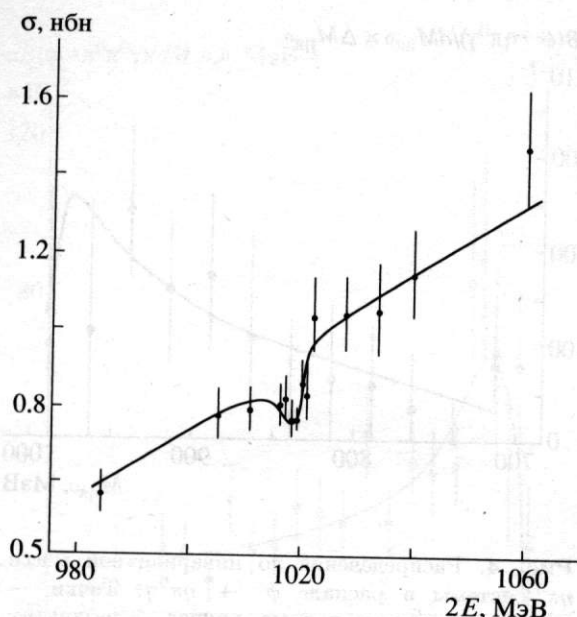


Рис. 6. Сечение регистрации процесса $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ и аппроксимирующая кривая.

3. РЕДКИЕ РАСПАДЫ ϕ , η , K_S , $f_2(1270)$ -МЕЗОНОВ (ПО ДАННЫМ ЭКСПЕРИМЕНТОВ FI-96 И MHAD-97)

Распад $\phi \rightarrow \omega\pi^0$ [9]. Одним из интересных распадов ϕ -мезона является запрещенный правилом OZI и подавленный по G -четности распад $\phi \rightarrow \omega\pi^0$. Теоретически ожидаемое значение вероятности этого распада составляет $\sim 5 \times 10^{-5}$ [29, 30] и варьируется в широких пределах в зависимости от механизма ϕ , ω , ρ -смешивания и наличия прямого перехода $\phi \rightarrow \omega\pi^0$. Наличие нерезонансного процесса $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$ приводит к тому, что распад проявляется в виде интерференционной волны в энергетическом поведении сечения. Это позволяет извлечь из эксперимента отдельно реальную и мнимую части амплитуды распада.

До сих пор распад $\phi \rightarrow \omega\pi^0$ не наблюдался. Верхний предел был недавно установлен [8, 13] на уровне теоретического предсказания 5×10^{-5} . В настоящей работе удалось обнаружить этот распад благодаря применению условий отбора, учитывающих все его особенности [9]. Наблюдаемое сечение регистрации (рис. 6) аппроксимировалось формулой

$$\sigma_{\omega\pi} = \varepsilon B(\omega \rightarrow 3\pi)(\sigma_0 + A(E - m_\phi)) \times \left| 1 - Z \frac{m_\phi \Gamma_\phi}{D_\phi} \right|^2 (1 + \delta), \quad (7)$$

где σ_0 — величина нерезонансной части сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$, A — его наклон относительно энергии, ε — эффективность регистрации, Z — комплексная амплитуда интерференции, δ — радиационная поправка [31].

При аппроксимации получены следующие значения основных параметров:

$$\begin{aligned} \sigma_0 &= 8.2 \pm 0.8 \text{ нбн}, \\ A &= 0.088 \pm 0.015 \text{ нбн/МэВ}, \\ \text{Re } Z &= 0.104 \pm 0.028, \\ \text{Im } Z &= -0.118 \pm 0.030. \end{aligned}$$

Из рис. 6 ясно, что, несмотря на наличие 4%-ного резонансного фона, в энергетическом поведении сечения четко видна интерференционная волна. Представление амплитуды интерференции в виде $Z = |Z|e^{i\psi}$ дает

$$|Z| = 0.158 \pm 0.030, \quad \psi = (-49 \pm 10)^\circ. \quad (8)$$

Значение вероятности распада $\phi \rightarrow \omega\pi^0$ вычисляется через измеренные параметры следующим образом:

$$\begin{aligned} B(\phi \rightarrow \omega\pi^0) &= \frac{\sigma_0 |Z|^2}{\sigma_\phi} = \\ &= (4.8_{-1.7}^{+1.9}) \times 10^{-5}, \end{aligned} \quad (9)$$

где σ_ϕ — сечение в максимуме резонанса.

Измеренное значение амплитуды интерференции Z находится на нижней границе предсказаний, сделанных в работе [30]. В этой работе, однако, не учитывался вклад радиальных возбуждений ρ -мезона в нерезонансную часть амплитуды, в то время как измеренная величина нерезонансного сечения σ_0 в 2 раза превышает рассчитанную с учетом только перехода $\rho(770) \rightarrow \omega\pi^0$. Учет радиальных возбуждений ρ -мезона может изменить значения теоретических предсказаний и улучшить согласие расчета с экспериментом. Следует отметить малую величину реальной части измеренной амплитуды интерференции $\text{Re } Z$, которую трудно объяснить в рамках общепринятого механизма ϕ - ω -смешивания [30]. Так, значение относительной вероятности распада $\phi \rightarrow \omega\pi^0$, вычисленное в работе [29], 8.2×10^{-5} , в 1.5 раза превышает измеренное нами значение.

Полученный результат соответствует ширине $\Gamma(\phi \rightarrow \omega\pi^0) \sim 0.25$ кэВ. Если сравнить его с типичной адронной шириной ~ 250 МэВ, то подавление распада $\phi \rightarrow \omega\pi^0$ вследствие правила OZI и сохранения изоспина составляет фактор

$\sim 10^{-6}$. Так как ширина распада $\phi \rightarrow 3\pi$ составляет ~ 1 МэВ, то можно сделать вывод, что в этом огромном подавлении значительную часть составляет условие сохранения изоспина. Для сравнения стоит отметить, что другой редкий распад $\phi \rightarrow 2\pi$, подавленный теми же самыми законами сохранения, имеет ту же вероятность распада, что и распад $\phi \rightarrow \omega\pi^0$.

В заключение отметим, что измеренное значение амплитуды интерференции на пять стандартных отклонений отлично от нуля. Таким образом, можно считать достоверно установленным наличие распада $\phi \rightarrow \omega\pi^0$.

Распад $\phi \rightarrow \mu^+\mu^-$. Ожидаемая на основе μe -универсальности вероятность этого распада составляет 3×10^{-4} , табличное значение $B_{\mu\mu} = (2.48 \pm 0.36) \times 10^{-4}$. На e^+e^- -пучках этот распад проявляется подобно распаду $\phi \rightarrow \omega\pi^0$ как интерференционная волна в сечении процесса $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$. В результате аппроксимации полученных на СНД экспериментальных данных фаза интерференции совместима с нулем, величина сечения и наклон сечения относительно энергии согласуются с КЭД-расчетом, а вероятность распада составляет $B_{\mu\mu} = (2.4 \pm 1.0) \times 10^{-4}$ [8].

Распады $\phi \rightarrow \eta e^+e^-$ и $\phi \rightarrow \eta\gamma$, $\eta \rightarrow e^+e^-\gamma$. Такие процессы называют конверсионными или далитц-распадами. В них один из фотонов рождается виртуальным и распадается на e^+e^- -пару. Вероятности распадов рассчитываются в КЭД с привлечением так называемых переходных формфакторов [32], влияющих на спектр масс e^+e^- -пары. Изучаемые распады уже наблюдались [20], в том числе на ВЭПП-2М [27, 33, 34]. В настоящей работе получены новые результаты [9] для вероятностей далитц-распадов, не противоречащие табличным данным и ожидаемым значениям:

$$B(\phi \rightarrow \eta e^+e^-) = (1.42 \pm 0.39 \pm 0.23) \times 10^{-4}, \quad (10)$$

$$B(\eta \rightarrow e^+e^-\gamma) = (6.8 \pm 1.1 \pm 0.7) \times 10^{-3}. \quad (11)$$

Поиск распада $\eta \rightarrow 2\pi^0$ [17]. Распад $\phi \rightarrow \eta\gamma$ является источником значительного количества η -мезонов, $\sim 10^5$ в эксперименте FI-96. Поэтому помимо рассмотренного выше распада $\eta \rightarrow e^+e^-\gamma$ мы предприняли также поиск CP -запрещенного распада $\eta \rightarrow 2\pi^0$. Ожидаемая в рамках стандартной модели вероятность этого распада очень мала $\sim 10^{-27}$ [35], однако есть другие модели [36], в которых вероятность увеличивается до 10^{-15} . Экспериментальный предел существует лишь для распада $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-$ на уровне

1.5×10^{-3} [34]. В настоящей работе проводился поиск распада η -мезона на нейтральные пионы в процессе $e^+e^- \rightarrow \phi \rightarrow \eta\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma \rightarrow 5\gamma$. В этом процессе масса отдачи самого энергичного фотона должна соответствовать массе η -мезона, что облегчает поиск процесса. При анализе массива 5-фотонных событий эксперимента FI-96 искомые события не найдены, что позволило установить верхний предел на уровне достоверности 90% [17]: $B(\eta \rightarrow 2\pi^0) < 6 \times 10^{-4}$.

Поиск распада $K_S \rightarrow 3\pi^0$. Этот распад, подобно распаду $K_L \rightarrow \pi\pi$, происходит целиком за счет CP -нарушения. В модели, где CP -нарушение в распадах каонов возникает из-за смешивания состояний K_1^0 и K_2^0 с разной CP -четностью, состав K_S -мезона описывается в виде $K_S \simeq K_1^0 + \epsilon K_2^0$. Вероятность распада зависит от ϵ : $B(K_S \rightarrow 3\pi^0) \simeq |\epsilon|^2 \times \frac{\tau_S}{\tau_L} B(K_L \rightarrow 3\pi^0) \simeq 10^{-9}$. Малая величина этой вероятности и фон от распада $K_S \rightarrow 2\pi^0$, который на девять порядков больше, определяют высокое значение существующего экспериментального предела [20]: $B(K_S \rightarrow 3\pi^0) < 3.7 \times 10^{-5}$.

В нашей работе [9] распад $\phi \rightarrow K_S K_L$ использовался как источник K_S -мезонов ($\sim 2.5 \times 10^6$ K_S -мезонов). Отбирались только те события с шестью фотонами, в которых K_L -мезон предположительно проходил калориметр без поглощения, а K_S -мезон должен был распадаться на три π^0 -мезона, давая в итоге в детекторе шесть фотонов с массой нейтрального каона и импульсом ~ 120 МэВ. Вероятность отсутствия ядерного взаимодействия K_L -мезона (18 ± 1 %) была определена по процессу $\phi \rightarrow K_S K_L$, $K_S \rightarrow 2\pi^0$. Полная эффективность регистрации искомого процесса составляет 2.5%. Было найдено лишь одно событие — кандидат на распад $K_S \rightarrow 3\pi^0$. Соответствующий верхний предел составляет [9]

$$B(K_S \rightarrow 3\pi^0) < 6.9 \times 10^{-5} \quad (90\% \text{ C.L.}) \quad (12)$$

Этот предел примерно в 2 раза больше табличного значения.

Поиск распада $f_2(1270) \rightarrow e^+e^-$ [9]. Как известно, во втором порядке теории возмущений, на встречных e^+e^- -пучках могут рождаться C -четные резонансы (рис. 7). Полное сечение рождения будет пропорционально электронной ширине Γ_{ee} C -четного мезона, которая для тензорного мезона, например $f_2(1270)$, подавлена фактором $\sim \alpha^2$ по сравнению с его двухфотонной шириной [37]. На основе измеренной двухфотонной ширины в унитарном пределе (с единичными значениями формфактора) электронная ширина $f_2(1270)$ оценивается

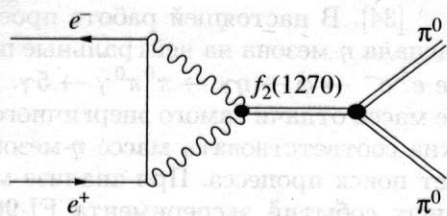


Рис. 7. Диаграмма рождения $f_2(1270)$ -мезона в e^+e^- -столкновениях.

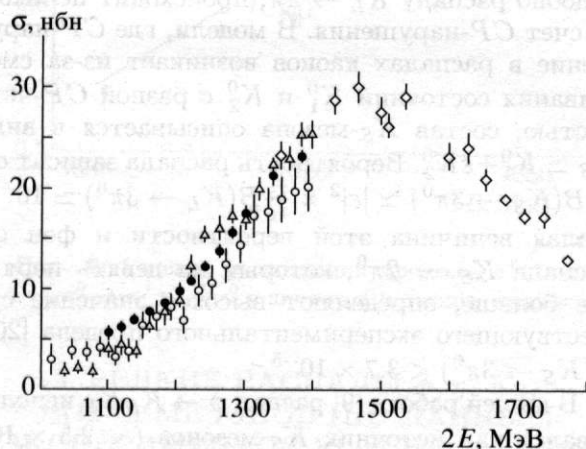


Рис. 8. Результаты измерений сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$. Экспериментальные данные: ● — СНД, ○ — ОЛЯ, ◇ — DM2N, △ — НД. Приведены только статистические ошибки.

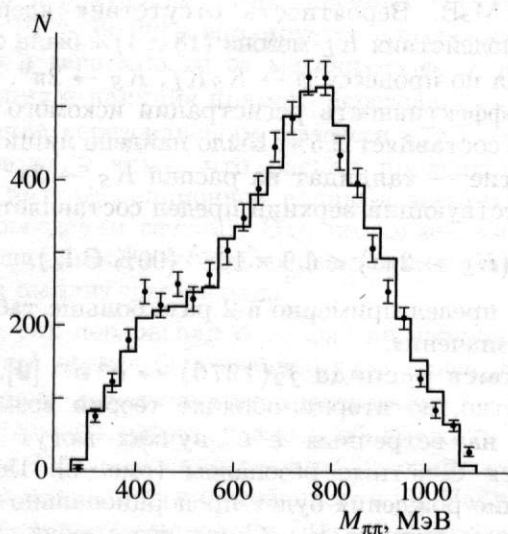


Рис. 9. Спектр инвариантных масс двух наиболее энергичных π -мезонов в процессе $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ при энергии пучков $2E = 1380$ МэВ. Точки — наш эксперимент, гистограмма — сумма моделирования промежуточных 4π -состояний в $\rho\pi\pi$ и LIPS с весом $\rho\pi\pi$ -состояния 43%.

на уровне $\Gamma_{ee} \sim 0.03$ эВ, а сечение рождения $\sigma \sim V_{ee}/M_{f_2}^2 \sim 10^{-36}$ см². Единственная попытка измерить электронную ширину $f_2(1270)$ была сделана в эксперименте НД на ВЭПП-2М [3, 38], где изучалась реакция $e^+e^- \rightarrow f_2(1270) \rightarrow \pi^0\pi^0$ и был установлен верхний предел электронной ширины на уровне 1.7 эВ. В настоящей работе поиск этого процесса был продолжен. Благодаря большей интегральной светимости и лучшей регистрации фотонов в детекторе СНД удалось получить более низкий предел:

$$\Gamma(f_2(1270) \rightarrow e^+e^-) < 0.4 \text{ эВ,}$$

$$B(f_2(1270) \rightarrow e^+e^-) < 2 \times 10^{-9} \text{ (90\% C.L.).}$$

Приведенные выше пределы были установлены по одному найденному событию, которое формально соответствует $\Gamma_{ee} \sim 0.1$ эВ. Если учитывать, что переходные формфакторы в распаде $f_2(1270) \rightarrow e^+e^-$ могут увеличить электронную ширину в несколько раз по сравнению с расчетным унитарным пределом, то можно считать, что полученный результат близок к ожидаемому.

4. НЕРЕЗОНАНСНЫЕ ПРОЦЕССЫ e^+e^- -АННИГИЛЯЦИИ (ПО ДАННЫМ ЭКСПЕРИМЕНТОВ MHD И FI-96 [9])

Процессы аннигиляции в четыре пиона $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$, $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$. Изучение этих процессов важно по нескольким причинам. Во-первых, в области энергии $2E = 1-2$ ГэВ эти процессы доминируют и определяют главный вклад в аномальный магнитный момент мюона, постоянную тонкой структуры $\alpha_{em}(q^2 = M_Z)$ и правила сумм КХД. Во-вторых, эти процессы важны для решения проблемы радиальных возбуждений ρ -мезона и определяют вероятности и спектры масс при распаде τ -лептона. И, наконец, в существующих экспериментальных данных с ВЭПП-2М [3, 39–41], DCI [42], ADONE [43] имеется значительный разброс, поэтому нужны новые измерения. Предварительные результаты нашего эксперимента приведены на рис. 8–10. На рисунках показана только статистическая ошибка, систематическая ошибка оценивается на уровне 10%. Приведем основные выводы:

1) оба процесса имеют растущее с энергией сечение, обусловленное табличными резонансами $\rho(1450)$ и $\rho(1700)$ [20];

2) по процессу $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ новые данные лучше всего согласуются с данными НД,

а по процессу $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ наоборот — данные НД противоречат всем существующим экспериментам и настоящей работе;

3) в процессе $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ четко проявляется промежуточное состояние $\rho\pi\pi$ (рис. 9), составляющее $\sim 50\%$ при энергии $2E = 1380$ МэВ.

Наблюдаемый спектр (рис. 9) хорошо описывается суммой спектров от процессов с промежуточными состояниями $\rho\pi\pi$ и LIPS (лоренц-инвариантный фазовый объем). Каждая из моделей в отдельности плохо согласуется с экспериментом. В процессе $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ значительный вклад дает промежуточное $\omega\pi^0$ -состояние. В обоих процессах среди пар пионов другие промежуточные состояния, кроме $\rho\pi\pi$, не проявляются. В ближайшее время точность измерений адронных сечений в области энергии ВЭПП-2М, а также структуры конечного 4π -состояния будет значительно улучшена, что даст возможность уточнить многие теоретические модели, описывающие резонансы $\rho(1450)$ и $\rho(1700)$.

Процесс $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$. Этот процесс интересен с точки зрения измерения изоскалярного вклада в полное адронное сечение, а также поиска радиальных возбуждений $\omega(782)$ -мезона. В таблицах сейчас приводятся два таких состояния $\omega(1420)$ и $\omega(1600)$, распадающиеся на $\rho\pi$ и $\omega\pi$. Их массы близки к массам соответствующих радиальных возбуждений ρ -мезона. Однако, так как ситуация с радиальными возбуждениями не является окончательно решенной, новые более точные измерения сечения процесса рождения трех пионов являются актуальными. Процесс

$$e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0 \quad (13)$$

ранее уже изучался в области энергии $2E < 1.4$ ГэВ на ВЭПП-2М с НД детектором [3] (рис. 11). Измеренное НД сечение значительно превышает предсказания модели векторной доминантности, что может быть проявлением вышележащих резонансов $\omega(1420)$ и $\omega(1600)$. Имеются также измерения сечения процесса (13) при более высокой энергии [44, 45], на основании которых, в частности, и был сделан вывод о радиальных возбуждениях ω -мезона.

В настоящей работе было измерено сечение процесса (13) с использованием половины данных эксперимента MHAD-97. Измеренное сечение приведено на рис. 11. Статистические ошибки приблизительно в 2 раза меньше, чем в нашем первом измерении [3]. Величина сечения примерно постоянна в изучаемом интервале энергии и

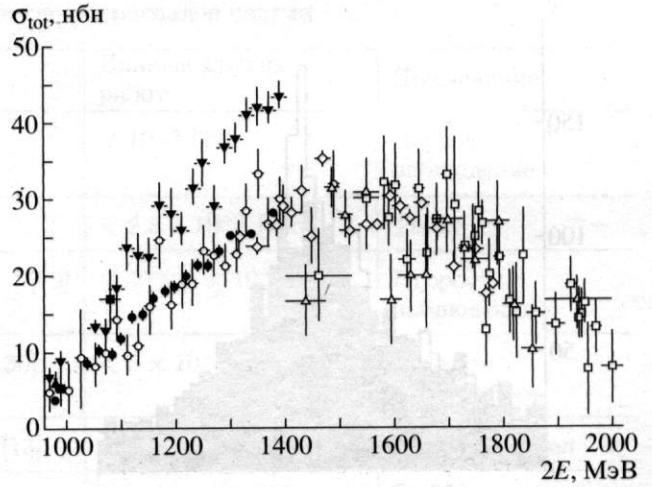


Рис. 10. Измеренное сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$. Экспериментальные данные: ● — СНД, ○ — ОЛЯ, ▼ — НД, □ — М3N, △ — GG2, ◇ — DM2.

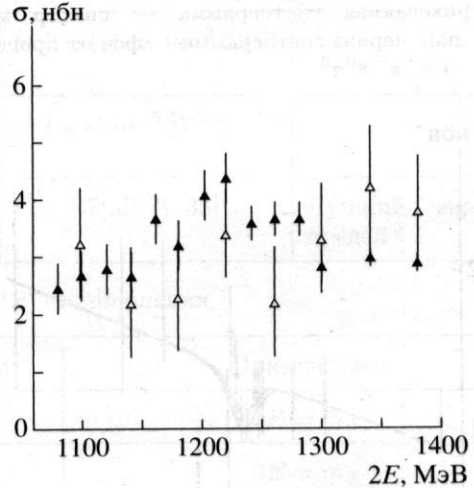


Рис. 11. Измеренные сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ с детектором НД (Δ) и детектором СНД (\blacktriangle).

не противоречит данным НД. Был проанализирован спектр масс $\pi^+\pi^-$ -системы в конечном 3π -состоянии (рис. 12). Наблюдается интересный эффект ρ - ω -интерференции в виде узкого ω -пика в спектре масс. Пик происходит от процесса $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, в котором ω -мезон распадается с вероятностью 2% по каналу $\pi^+\pi^-$, что и является источником ρ - ω -интерференции в процессе (13). Относительное число событий в области пика составляет

$$N(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-)/N(\rho \rightarrow \pi^+\pi^-) = 0.047 \pm 0.011. \quad (14)$$

Этот результат согласуется с расчетом [46]. Следует также отметить, что эксперименталь-

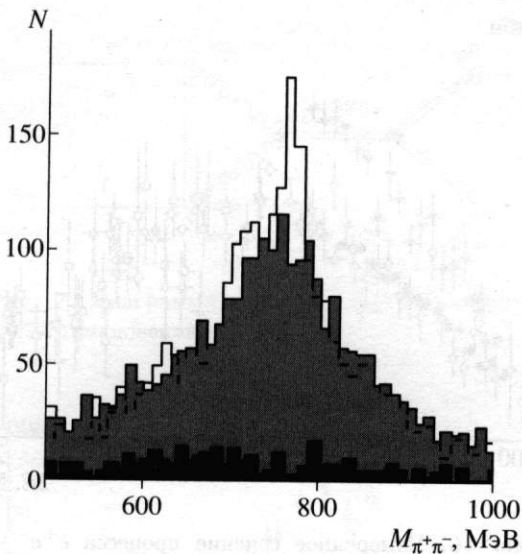


Рис. 12. Наблюдение ρ - ω -интерференции в процессе $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ в спектре масс $\pi^+\pi^-$ -пар. Светлая гистограмма — спектр масс $\pi^+\pi^-$ -пар, заштрихованная гистограмма — спектр масс $\pi^0\pi^0$ -пар, черная гистограмма — фон от процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$.

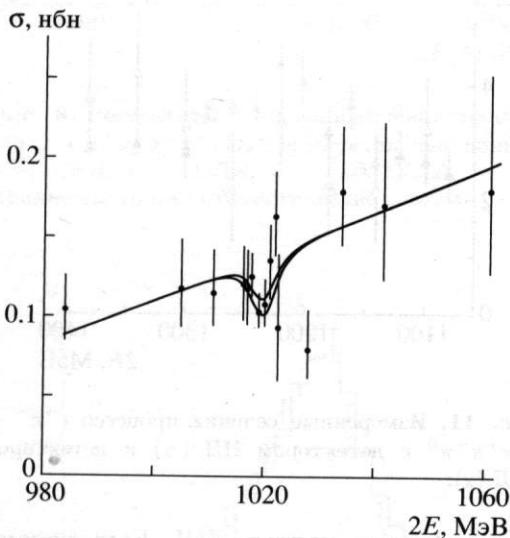


Рис. 13. Сечение регистрации процесса $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$. Показаны также оптимальный фит и вклад резонансного фона.

ные данные подтверждают нулевое значение фазы ρ - ω -интерференции, которое предсказывается в модели векторной доминантности.

Процесс $e^+e^- \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$. Выше отмечено, что в эксперименте FI-96 был обнаружен распад $\phi \rightarrow \omega\pi^0$. Ввиду наличия распада $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$ распад $\phi \rightarrow \omega\pi^0$ должен также проявляться и в процессе $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ в виде

интерференционной волны. Поиск такого распада осложняется низким значением сечения и наличием интерферирующих процессов типа $\phi \rightarrow f_0\gamma, \rho\pi^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$, имеющих то же самое 5-фотонное конечное состояние. В данной работе процесс

$$e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma \rightarrow 5\gamma \quad (15)$$

изучался вблизи ϕ -резонанса. Измеренное сечение регистрации показано на рис. 13. В результате аппроксимации сечения получены следующие параметры процесса (15):

$$\sigma_0 = 0.65 \pm 0.04 \pm 0.04 \text{ нбн},$$

$$A = 0.0065 \pm 0.0018 \text{ нбн/МэВ},$$

$$\text{Re } Z = 0.036 \pm 0.052,$$

$$\text{Im } Z = -0.186 \pm 0.063,$$

где используются обозначения параметров из формулы (7). Полученное значение нерезонансного сечения процесса (15) согласуется с сечением из работы [3] и с сечением в заряженном канале распада ω -мезона. Измеренное значение амплитуды интерференции Z на три стандартных отклонения отлично от нуля. Однако ввиду отсутствия теоретического расчета вклада в интерференцию других распадов типа $\phi \rightarrow f_0\gamma, \rho\pi^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ мы не приводим в качестве результата вероятность распада $\phi \rightarrow \omega\pi^0$.

Другие процессы [9]. В экспериментах с детектором СНД были получены новые данные и по другим процессам, которые мы перечислим:

рождение пар нейтральных каонов $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$. Этот процесс изучался при энергии $2E = 1.0\text{--}1.4$ ГэВ в нейтральном конечном состоянии с распадом $K_S \rightarrow 2\pi^0$. Измеренное сечение при $2E > M_\phi$ падает с энергией до уровня ~ 1 нбн и в пределах ошибок измерений согласуется с имеющимися данными;

процесс $e^+e^- \rightarrow K_S K_L \pi^0$. Этот процесс перспективен для поиска реакции $e^+e^- \rightarrow K K^*$. Он изучался в нейтральной моде $K_S \rightarrow 2\pi^0$. Был установлен верхний предел сечения на уровне 1.6 нбн;

КЭД-процессы высших порядков $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma, e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma, e^+e^- \rightarrow 3\gamma$. Проверка КЭД является традиционной темой для электрон-позитронных коллайдеров. В нашем случае были измерены сечения процессов, а также дифференциальные характеристики — угловые распределения, спектры эффективных масс и другие параметры. Никаких отклонений от КЭД-расчетов обнаружено не было.

Таблица 1. Измеренные в эксперименте с СНД вероятности распадов частиц

Распад	Вероятность распада в СНД	Расчетная вероятность	Данные других работ	Примечание
$\phi \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma$ [15]	$(1.14 \pm 0.10 \pm 0.12) \times 10^{-4}$	$10^{-4} - 10^{-5}$	$< 10^{-3}$ [22]	Первое наблюдение
$\phi \rightarrow \eta \pi^0 \gamma$ [18]	$(8.3 \pm 2.3) \times 10^{-5}$	$10^{-6} - 10^{-4}$	$< 2.5 \times 10^{-3}$ [206]	То же
$\phi \rightarrow \eta' \gamma$	$(6.7_{-2.9}^{+3.4}) \times 10^{-5};$ $< 1.1 \times 10^{-4}$	$0.6 \times 10^{-4} - 10^{-4}$ [19]	$(1.2_{-0.5}^{+0.7}) \times 10^{-4}$ [21]	Второе наблюдение
$\phi \rightarrow \omega \pi^0$	$(4.8_{-1.7}^{+1.9}) \times 10^{-5}$	5×10^{-5} [29, 30]	$< 5 \times 10^{-5}$ [8, 13]	Первое наблюдение
$\phi \rightarrow \eta \pi^0 \pi^0 \gamma$ [14]	$< 2 \times 10^{-5}$	$1.5 - 2 \times 10^{-5}$ [13]	$< 2 \times 10^{-4}$ [206]	Первый предел
$\phi \rightarrow \eta \gamma$	$(1.246 \pm 0.025 \pm \pm 0.057)\%$	—	$(1.26 \pm 0.06)\%$ [20a]	Наиболее точное измерение
$\phi \rightarrow \eta e^+ e^-$	$(1.42 \pm 0.39 \pm 0.23) \times 10^{-4}$	1.1×10^{-4} (единичный формфактор) [32]	$(1.3_{-0.6}^{+0.8}) \times 10^{-4}$ [33] $(1.1 \pm 0.5 \pm 0.2) \times 10^{-4}$ [34]	—
$\eta \rightarrow e^+ e^- \gamma$	$(6.8 \pm 1.1 \pm 0.7) \times 10^{-3}$	6.3×10^{-3}	$(4.9 \pm 1.1) \times 10^{-3}$ [206]	—
$K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$	$< 6.9 \times 10^{-5}$	1.9×10^{-9} [47]	$< 1.9 \times 10^{-5}$ [206]	—
$f_2(1270) \rightarrow e^+ e^-$	$\Gamma < 0.4$ эВ (BR $< 2.2 \times 10^{-9}$)	$\Gamma = 0.03$ эВ (унитарный предел)	$\Gamma < 1.7$ эВ [3, 38]	Лучший верхний предел

Таблица 2. Изучаемые в эксперименте с СНД процессы $e^+ e^-$ -аннигиляции

Реакция	Среднее сечение, нбн	Примечание
$e^+ e^- \rightarrow \omega \pi^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 \pi^0$	7.6 ± 0.8	$2E = m_\phi$
$e^+ e^- \rightarrow \omega \pi^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma$	$0.65 \pm 0.04 \pm 0.04$	$2E = m_\phi$
$e^+ e^- \rightarrow e^+ e^- \gamma$	23.6 ± 0.3	$2E = 985 - 1040$ МэВ; $\theta_{\min} > 36^\circ; \Delta\psi > 5^\circ$
$e^+ e^- \rightarrow e^+ e^- \gamma \gamma$	0.43 ± 0.09	$2E = 985 - 1040$ МэВ; $\theta_{\min} > 36^\circ; \Delta\psi > 5^\circ$
$e^+ e^- \rightarrow \gamma \gamma \gamma$	$1.82 \pm 0.21 \pm 0.25$	$2E = m_\phi;$ $\theta_{\min} > 27^\circ; \Delta\psi > 6^\circ$
$e^+ e^- \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$	3-24	$2E = 1000 - 1380$ МэВ
$e^+ e^- \rightarrow \omega \pi^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 \pi^0$	3-15	$2E = 985 - 1380$ МэВ
$e^+ e^- \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 \pi^0$ искл. $\omega \pi^0$	0-15	$2E = 985 - 1380$ МэВ
$e^+ e^- \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$	2.4-4.4	$2E = 1100 - 1380$ МэВ
$e^+ e^- \rightarrow K_S K_L$	13-0.5	$2E = 1040 - 1380$ МэВ
$e^+ e^- \rightarrow \phi \pi^0$	< 0.2	$2E = 1040 - 1380$ МэВ
$e^+ e^- \rightarrow K K^*$	< 1.6	$2E = 1040 - 1380$ МэВ

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Все полученные в последних экспериментах с детектором СНД данные, приведены в табл. 1 и 2. Еще раз подчеркнем наиболее значительные из них.

1. Подтверждено существование электрических дипольных распадов ϕ -мезона $\phi \rightarrow f_0\gamma, a_0\gamma$, о которых впервые было объявлено в нашей предыдущей работе [8]. Измеренные параметры распадов свидетельствуют в пользу 4-кварковой структуры f_0 - и a_0 -мезонов.

2. Подтверждено существование распада $\phi \rightarrow \eta'\gamma$, наблюдаемого впервые в 1997 г. в эксперименте КМД-2. Измеренная нами вероятность этого распада примерно в 2 раза меньше результата КМД-2, однако статистически оба результата совместимы.

3. Впервые наблюдался дважды запрещенный распад $\phi \rightarrow \omega\pi^0$.

4. Измеренные вероятности далитц-распадов $\eta \rightarrow e^+e^-\gamma$ и $\phi \rightarrow \eta e^+e^-$ согласуются с табличными данными.

5. Измерены сечения процессов $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0, \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0, \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ в области энергии $1.04 < 2E < 1.4$ ГэВ.

6. При анализе процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ обнаружен эффект ρ - ω -интерференции в спектре масс $\pi^+\pi^-$ -системы.

7. Было продолжено изучение КЭД-процессов высших порядков: $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma, e^+e^-\gamma\gamma, \gamma\gamma\gamma$.

Настоящая работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 96-02-19192, 96-15-96327, 97-02-18561, 97-02-18563), а также фондов STP "Integration" (grant no. 274), INTAS Foundation (grant no. 94-763).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Aulchenko V.M. et al. // Proc. of Workshop on Physics and Detectors for DAΦNE. Frascati, Italy, Apr. 9-12, 1991. P. 605.
2. Aulchenko V.M. et al. Preprint INP 87-36. Novosibirsk, 1987.
3. Dolinsky S.I. et al. // Phys. Rep. 1991. V. 202. P. 99.
4. Golubev V.B. et al. // Nucl. Instrum. Methods. 1984. V. 227. P. 467.
5. Achasov M.N. et al. // Nucl. Instrum. Methods. 1998. V. A411. P. 337; 1997. V. A401. P. 179.
6. Aulchenko V.M. et al. Preprint INP 85-122. Novosibirsk, 1985.
7. Achasov M.N. et al. Preprint INP 96-47. Novosibirsk, 1996.
8. Achasov M.N. et al. Preprint INP 97-78. Novosibirsk, 1997; hep-ex/9710017.
9. Achasov M.N. et al. Preprint INP 98-65. Novosibirsk, 1998.
10. Anashin V.V. et al. Preprint INP 84-123. Novosibirsk, 1984.
11. Aulchenko V.M. et al. Preprint INP 95-56. Novosibirsk, 1995.
12. Ivanchenko V.N. // Proc. HADRON-97 Conf. Brookhaven, Aug. 25-30, 1997. P. 783. Achasov M.N. et al. hep-ex/9711023.
13. Serednyakov S.I. // Proc. HADRON-97 Conf. Brookhaven, Aug. 25-30, 1997. P. 26.
14. Ачасов М.Н. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1998. Т. 68. С. 573.
15. Achasov M.N. et al. // Phys. Lett. 1998. V. B440. P. 442.
16. Aulchenko V.M. et al. // Phys. Lett. 1998. V. B436. P. 199.
17. Achasov M.N. et al. // Phys. Lett. 1998. V. B425. P. 388.
18. Achasov M.N. et al. // Phys. Lett. 1998. V. B438. P. 441.
19. O'Donnell P.J. // Rev. Mod. Phys. 1981. V. 53. P. 673.
20. a) Particle Data Group (Review of Particle Physics) // Phys. Rev. 1996. V. D54. Pt. I, II; б) Eur. Phys. J. 1998. V. C3.
21. Akhmetshin R.R. et al. // Phys. Lett. 1997. V. B415. P. 445; 452.
22. Druzhinin V.P. et al. // Z. Phys. 1987. V. C37. P. 1.
23. Achasov N.N., Ivanchenko V.N. // Nucl. Phys. 1989. V. B315. P. 465.
24. Tornquist N.A. // Phys. Rev. Lett. 1982. V. 49. P. 624.
25. Jaffe R.L. // Phys. Rev. 1977. V. D15. P. 267; 281.
26. Close F.E. et al. // Nucl. Phys. 1993. V. B389. P. 513.
27. Solodov E.P. Talk presented for 29 Int. Conf. on High Energy Physics, Vancouver, Canada, 1998.
28. Achasov N.N., Gubin V.V. // Phys. Rev. 1997. V. D56. P. 4084.
29. Карнаков В.А. // ЯФ. 1985. Т. 42. С. 1001.
30. Achasov N.N., Kozhevnikov A.A. // Int. J. Mod. Phys. 1992. V. A7. P. 4825.
31. Кураев Э.А., Фадун В.С. // ЯФ. 1985. Т. 41. С. 733.

32. Landsberg L.G. // Phys. Rep. 1985. V. 128. P. 301.
 33. Голубев В.Б. и др. // ЯФ. 1985. Т. 41. С. 1183.
 34. Akhmetshin R.R. et al. // Proc. of 28 Int. Conf. on High Energy Physics. Warsaw, Poland, 25–31 Jul. 1996. P. 522; 1207.
 35. Jarlskog C. et al. // Phys. Rev. 1995. V. D52. P. 248.
 36. Shifman M.A. et al. // Nucl. Phys. 1980. V. B166. P. 494.
 37. Vainshtein A.I., Khriplovich I.B. // Sov. J. Nucl. Phys. 1971. V. 13. P. 352.
 38. Vorob'ev P.V. et al. // Sov. J. Nucl. Phys. 1988. V. 48. P. 273.
 39. Курдадзе Л.М. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 47. С. 432.
 40. Курдадзе Л.М. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 43. С. 497.
 41. Барков Л.М. и др. // ЯФ. 1988. Т. 47. С. 393.
 42. Bisello D. et al. Preprint LAL 90-35, 1990.
 43. Bacci C. et al. // Nucl. Phys. 1981. V. B184. P. 31.
 44. Cordier A. et al. // Phys. Lett. 1981. V. B106. P. 155.
 45. Baldini R. et al. // Z. Phys. 1992. V. C56. P. 15.
 46. Ачасов Н.Н. и др. // ЯФ. 1976. Т. 23. С. 610.
 47. Broun N., Close F.E. // The second DAΦNE Physics Handbook. V. 2. Frascati: INFN Frascati, 1995. P. 649.

SUMMARY OF EXPERIMENTS WITH SND DETECTOR AT e^+e^- COLLIDER VEPP-2M

V. M. Aulchenko, M. N. Achasov, K. I. Beloborodov, A. V. Berdyugin, A. V. Bozhenok, A. D. Bukin, D. A. Bukin, S. V. Burdin, A. V. Varganov, A. V. Vasiljev, Yu. S. Velikzhanin, I. A. Gaponenko, V. B. Golubev, T. V. Dimova, S. I. Dolinsky, V. P. Druzhinin, M. S. Dubrovin, P. M. Ivanov, V. N. Ivanchenko, I. A. Koop, A. A. Korol, S. V. Koshuba, E. V. Pakhtusova, E. A. Perevedentsev, E. E. Pyata, A. A. Salnikov, S. I. Serednyakov, V. A. Sidorov, Z. K. Silagadze, A. N. Skrinsky, V. V. Shary, Yu. M. Shatunov, Yu. V. Usov

A short overview of experiments with SND detector at e^+e^- collider VEPP-2M in the energy range $2E = 0.4\text{--}1.4$ GeV and preliminary results of analysis of data, accumulated in 1996–1997, are presented.