

АНАЛИЗ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ДАЛИЦА ДЛЯ СОБЫТИЙ ПРОЦЕССА $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$

Т. В. Димова^{1,2,*}, *М. Н. Ачасов*^{1,2}, *А. Ю. Барняков*^{1,2},
К. И. Белобородов^{1,2}, *А. В. Бердюгин*^{1,2},
*А. Г. Богданчиков*¹, *А. А. Ботов*¹, *В. П. Дружинин*^{1,2},
*В. Н. Жабин*¹, *Л. В. Кардапольцев*^{1,2}, *Д. П. Коврижин*¹,
А. А. Король^{1,2}, *А. С. Купич*^{1,2}, *А. П. Крюков*¹,
*Н. А. Мельникова*¹, *Н. Ю. Мучной*^{1,2}, *А. Е. Образовский*¹,
*Е. В. Пахтусова*¹, *К. В. Пугачев*^{1,2}, *С. И. Середняков*^{1,2},
З. К. Силагадзе^{1,2}, *И. К. Сурин*¹, *Ю. В. Усов*¹,
А. Г. Харламов^{1,2}, *Д. А. Штоль*¹

¹ Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия

² Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

Процесс $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ был исследован в диапазоне энергий от 1,075 до 1,975 ГэВ по данным с интегральной светимостью около 70 pb^{-1} , накопленным на детекторе СНД. В рамках модели, включающей промежуточные состояния $\rho(770)\pi$, $\rho(1450)\pi$ и $\omega\pi^0$, была проведена подгонка распределений Далица в каждой точке по энергии. Были получены энергетические зависимости сечений для промежуточных состояний и относительные фазы между амплитудами.

The process $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ was studied in the energy range from 1.075 to 1.975 GeV according to data with an integral luminosity of about 70 pb^{-1} accumulated at the SND detector. Using a model including the $\rho(770)\pi$, $\rho(1450)\pi$ and $\omega\pi^0$ intermediate states, the Dalitz plot distributions were fitted at each energy point. The energy dependencies of the cross sections were obtained for intermediate states and relative phases between amplitudes.

PACS: 13.66.Bc; 14.40.Cs

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время процесс $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ детально изучен в диапазоне энергии в системе центра масс (\sqrt{s}) от порога реакции до 3 ГэВ. При вычислении эффективности регистрации событий процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ и при аппроксимации данных по сечениям в большинстве работ считалось, что в процессе $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ доминирует переход через промежуточное состояние $\rho(770)\pi$. Однако в измерениях СНД [1] и BESIII [2] было показано, что кроме вклада от промежуточного со-

* E-mail: baiert@inp.nsk.su

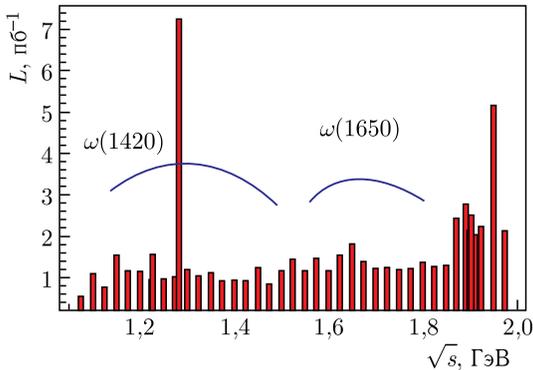


Рис. 1. Распределение данных, использованных в анализе, по энергии в системе центра масс

стояния $\rho(770)\pi$ имеется существенный вклад от состояния $\rho(1450)\pi$, который необходимо учитывать. Кроме того, возбужденные состояния ω -мезона распадаются в эти промежуточные состояния по-разному. Так, $\omega(1420)$ распадается в основном через состояние $\rho(770)\pi$, а $\omega(1650)$ — через $\rho(1450)\pi$.

В анализе используются данные, накопленные в эксперименте СНД [3] на коллайдере ВЭПП-2000 (ИЯФ СО РАН, Новосибирск) в 2019 г. Было проведено сканирование области энергии \sqrt{s} от 1,075 до 1,975 ГэВ с шагом 10–25 МэВ. Интегральная светимость, накопленная в 43 энергетических точках, составила около 70 пб^{-1} . Распределение светимости по энергетическому диапазону показано на рис. 1. Для анализа распределений Далица данные были объединены в 14 интервалов.

1. БОРНОВСКОЕ СЕЧЕНИЕ ПРОЦЕССА $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$

Для отбора событий процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ применялись следующие критерии. В событии имеются 2 центральные заряженные частицы (расстояние от оси пучков до ближайшей точки на треке $R_{1,2} < 0,5$ см, z -координата этой точки $|z_{1,2}| < 10$ см и $|z_1 - z_2| < 1,5$, ось z направлена вдоль оси пучков, а соответствующая координата измеряется относительно места взаимодействия пучков) и 2 фотона с энергией больше 50 МэВ. Полярные углы нейтральных частиц лежат в пределах от 30 до 150° . Для подавления пучкового фона и фона от процессов квантовой электродинамики накладывались ограничения на полное энерговыделение в калориметре $0,3 < E_{\text{tot}}/\sqrt{s} < 0,8$ и на энерговыделение в калориметре от заряженных частиц $E_{\text{ch}}/\sqrt{s} < 0,6$. Суммарное энерговыделение вне реконструированных частиц должно быть меньше 70 МэВ. Кроме того, для уменьшения фона от космических частиц требовалось,

чтобы среднее время срабатывания калориметра относительно момента столкновения пучков [4] было в пределах 5 нс. К отобраным таким образом событиям применялась процедура кинематической реконструкции в гипотезе $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma\gamma$, в которой требуется выполнение четырех условий сохранения энергии и импульса. В результате кинематической реконструкции определяются импульсы заряженных частиц и уточняются энергии и углы фотонов. На уточненные параметры частиц накладывались следующие условия: $|z_{\text{vtx}}| < 10$ см, где z_{vtx} — координата z вершины события, полярные углы заряженных частиц лежат в пределах от 30 до 150° . Для исключения фона от двухчастичных коллинеарных процессов накладывалось условие на азимутальные углы заряженных частиц $|180^\circ - |\varphi_1 - \varphi_2|| > 10^\circ$. Кроме того, накладывались условия на параметры, характеризующие качество кинематической реконструкции: $\chi_R^2 < 200$ для реконструкции общей вершины события и $\chi_E^2 < 30$ для выполнения законов сохранения энергии и импульса.

Основными источниками фона для процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ в изучаемой области энергии являются процессы $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$, $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ и $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$. Кроме того, имеются вклады от многопionных процессов и процессов с каонами. Фон от процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ дает вклад при энергии $\sqrt{s} < 1,14$ ГэВ, а от процессов $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\pi^0$ и $e^+e^- \rightarrow K_{S(L)}K^\pm\pi^\mp$ — при энергии $\sqrt{s} > 1,7$ ГэВ. Все адронные фоновые процессы моделировались с помощью универсального многоадронного генератора [5] пропорционально их экспериментальным сечениям. Процесс $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$ моделировался с помощью генератора *BabaYaga@NLO* [6].

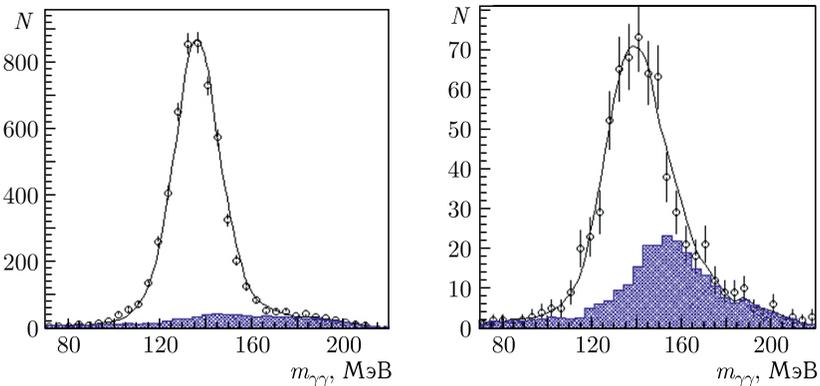


Рис. 2. Распределение по инвариантной массе двух фотонов $m_{\gamma\gamma}$ для отобранных экспериментальных событий (точки с ошибками). Сплошная гистограмма — результат аппроксимации экспериментального распределения суммой моделированных распределений для эффекта и фоновых процессов. Заштрихованная гистограмма показывает суммарный вклад фона. Слева — результат аппроксимации при энергии $\sqrt{s} = 1,282$ ГэВ, справа — при $\sqrt{s} = 1,95$ ГэВ

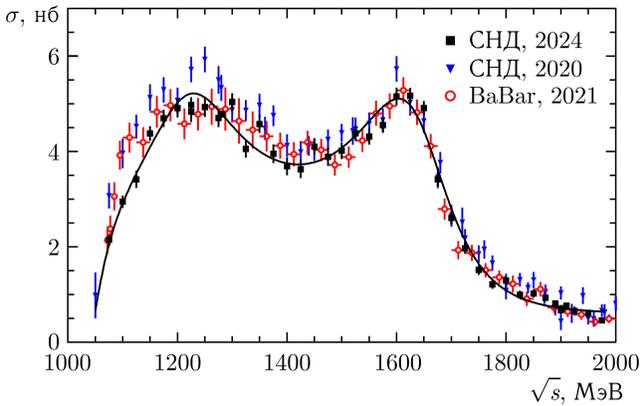


Рис. 3. Энергетическая зависимость борновского сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ (точки с ошибками) в сравнении с предыдущими результатами, полученными в экспериментах СНД [1] и ВаВар [8]. Кривая — результат аппроксимации, описанной в тексте

Для разделения событий изучаемого и фоновых процессов в каждой точке по энергии пучка строилось распределение по инвариантной массе пары фотонов ($m_{\gamma\gamma}$). Пример распределения для двух энергетических точек показан на рис. 2. Распределение аппроксимировалось суммой распределений для эффекта и фона, полученных по моделированию. Параметрами аппроксимации были число событий сигнала $N_{3\pi}$ и множитель к расчетному распределению для фона α_{bg} , который учитывал неточность моделирования эффективности регистрации для фоновых событий. С помощью полученных значений $N_{3\pi}$ в каждой точке по энергии и процедуры, подробно описанной в работе [7], были определены экспериментальные величины борновского сечения. Для аппроксимации в данном случае использовалась модель векторной доминантности с резонансами ω , ϕ , $\omega(1420)$, $\omega(1650)$ и нерезонансной комплексной амплитудой с одним промежуточным состоянием $\rho(770)\pi$. Она не является физически правильной из-за существенного вклада от состояний $\rho(1450)\pi$ и $\omega\pi$, однако может применяться для вычисления радиационной поправки. Энергетическая зависимость борновского сечения в сравнении с предыдущими наиболее точными результатами, полученными в экспериментах СНД [1] и ВаВар [8], а также результат описанной выше аппроксимации показаны на рис. 3.

2. ИЗУЧЕНИЕ ДИНАМИКИ ПРОЦЕССА $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$

В области энергий ниже 2 ГэВ в процесс $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ кроме состояний $\rho(770)\pi$ и $\omega\pi^0$ могут давать вклад и состояния $\rho(1450)\pi$, $\rho(1700)\pi$ и $\rho_3(1690)\pi$. Однако в нашем случае из-за ограниченности

статистики и относительно высокого уровня фона не удается разделить вклады состояний $\rho(1450)\pi$, $\rho(1700)\pi$ и $\rho_3(1690)\pi$. Поэтому при анализе распределений Далица дифференциальное сечение процесса представлялось как сумма вкладов трех промежуточных состояний — $\rho(770)\pi$, $\rho(1450)\pi$ и $\omega\pi^0$:

$$\frac{d\sigma}{d\Gamma} = |\alpha A_{\rho\pi} + \beta A_{\rho'\pi} + \gamma A_{\omega\pi}|^2, \quad (1)$$

где $d\Gamma$ — элемент фазового объема. Амплитуды $A_{\rho\pi}$, $A_{\rho'\pi}$ и $A_{\omega\pi}$ являются функциями от s и импульсов пионов. Подробное описание модели приведено в работе [1]. Комплексные коэффициенты α , β и γ являются функциями от s и определяются при аппроксимации распределений Далица. Распределение Далица строилось в переменных $M_{\pi^\pm\pi^0}^2$ и $M_{\pi^+\pi^-}^2$. Чтобы уменьшить вклад от фоновых процессов, условия отбора событий, описанные в разд. 1, ужесточались: требовалось $\chi_{3\pi}^2 < 20$ и $110 < m_{\gamma\gamma} < 170$ МэВ. Поскольку в детекторе СНД нет магнитного поля, то знак заряженной частицы не определяется. В комбинацию $\pi^\pm\pi^0$ заряженная частица выбиралась случайным образом. Область изменения переменных $M_{\pi^\pm\pi^0}^2$ и $M_{\pi^+\pi^-}^2$ разбивалась на 25×25 частей. Разбиение было выбрано таким образом, чтобы при максимальной энергии пик от ω -мезона имел ширину не менее 1,5 каналов ($\sim 0,18$ ГэВ²).

Для того чтобы учесть разрешение детектора и зависимость эффективности регистрации от положения события в распределении Далица, аппроксимирующая функция строилась следующим образом [1]:

$$\begin{aligned} D(M_{\pi^\pm\pi^0}^2, M_{\pi^+\pi^-}^2) = & |\alpha|^2 H_{\rho\pi} + |\beta|^2 H_{\rho'\pi} + |\gamma|^2 H_{\omega\pi} + \\ & + 2|\alpha||\beta| \cos(\phi_1) R_{\rho\pi-\rho'\pi} + 2|\alpha||\beta| \sin(\phi_1) I_{\rho\pi-\rho'\pi} + \\ & + 2|\alpha||\gamma| \cos(\phi_2) R_{\rho\pi-\omega\pi} + 2|\alpha||\gamma| \sin(\phi_2) I_{\rho\pi-\omega\pi} + \\ & + 2|\beta||\gamma| \cos(\phi_2 - \phi_1) R_{\rho'\pi-\omega\pi} + 2|\beta||\gamma| \sin(\phi_2 - \phi_1) I_{\rho'\pi-\omega\pi}, \quad (2) \end{aligned}$$

где функции H , R и I в каждой точке по энергии вычисляются по моделированию. Подробно получение распределений H , R и I описано в [1].

Распределения для фоновых событий определялись по моделированию процессов, перечисленных в разд. 1. Полученное распределение нормировалось на число фоновых событий, найденное при аппроксимации спектра $m_{\gamma\gamma}$. При аппроксимации распределения Далица число фоновых событий варьировалось в пределах ошибок. Параметр $|\gamma|$ с точностью приблизительно 5% может быть определен из борновского сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ ($\sigma_{\pi^0\pi^0\gamma}$), измеренного в работе [9], с использованием соотношения

$$\sigma_{\omega\pi}(s_i) = |\gamma(s_i)|^2 \int |A_{\omega\pi}(s_i)|^2 d\Gamma = \sigma_{\pi^0\pi^0\gamma}(s_i) \frac{B(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-)}{B(\omega \rightarrow \pi^0\gamma)}, \quad (3)$$

где $B(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-)$ и $B(\omega \rightarrow \pi^0\gamma)$ — вероятности соответствующих распад ω -мезона [10]. При аппроксимации экспериментальных распределений параметру $|\gamma|$ разревалось варьироваться вблизи вычисленного значения в пределах ошибок.

Чтобы учесть события с излучением фотонов из начального состояния, с помощью моделирования строилось распределение Далица для

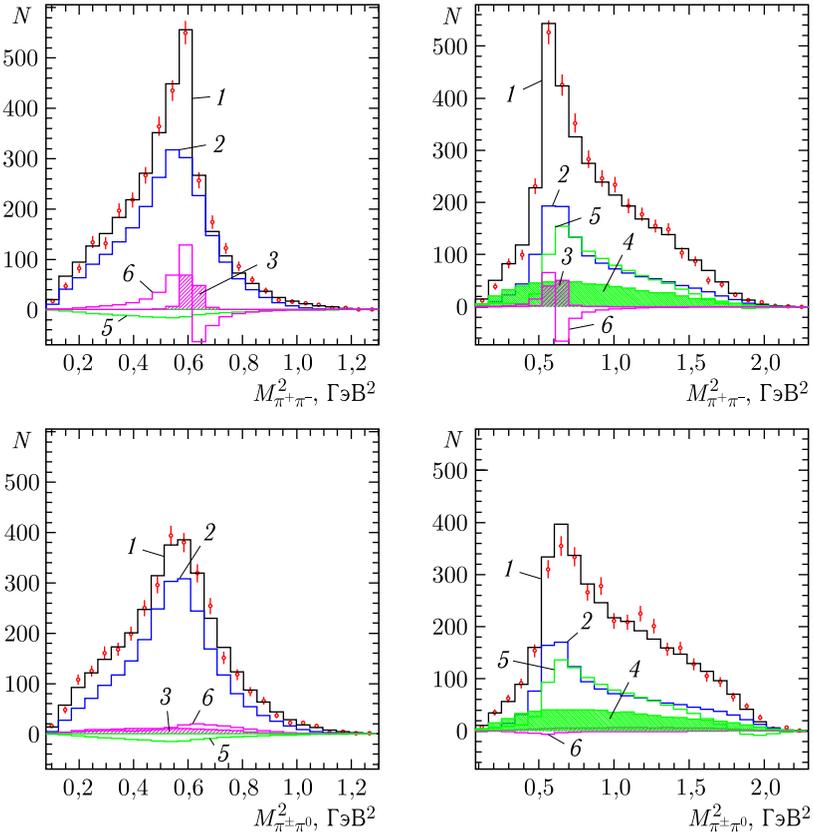


Рис. 4 (цветной в электронной версии). Проекция распределений Далица по параметрам $M_{\pi^+\pi^-}^2$ (сверху) и $M_{\pi^\pm\pi^0}^2$ (снизу) для двух энергетических диапазонов: $\sqrt{s} = 1,25-1,275$ ГэВ (слева) и $\sqrt{s} = 1,6-1,65$ ГэВ (справа). На графиках приведены экспериментальные данные (красные точки с ошибками), результат аппроксимации (черная гистограмма, 1). Кроме того, синей гистограммой (2) показан вклад от промежуточного состояния $\rho\pi$, штрихованной розовой (3) — от $\omega\pi$, штрихованной зеленой (4) — от $\rho'\pi$. Также зеленой гистограммой (5) показан вклад от интерференции состояний $\rho\pi$ и $\rho'\pi$, а розовой (6) — от интерференции состояний $\rho\pi$ и $\omega\pi$

событий, содержащих дополнительный фотон с энергией больше 20 МэВ. Это распределение вычиталось из экспериментального при аппроксимации. Поскольку при моделировании процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ использовались параметры модели, полученные в результате аппроксимации распределений Далица, то применялась итерационная процедура. На первом шаге для построения модели использовались данные, полученные без учета вклада излучения из начального состояния, а затем проводилась новая аппроксимация распределений Далица, модель подправлялась, моделирование перевзвешивалось с новым матричным элементом. Всего было проведено 4 итерации. После последней итерации изменение параметров модели оказалось незначительным. Проекция распределений Далица для энергетических интервалов $\sqrt{s} = 1,25-1,275$ ГэВ и $\sqrt{s} = 1,6-1,65$ ГэВ приведены на рис. 4 вместе с результатами аппроксимации.

В результате аппроксимации распределений Далица определялись относительные доли событий для промежуточных состояний ($f_{\rho(770)\pi}$,

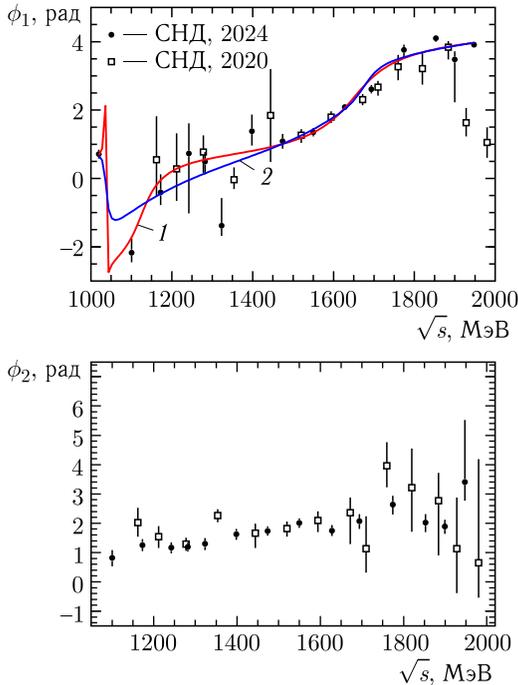


Рис. 5 (цветной в электронной версии). Полученные в результате аппроксимации распределений Далица фазы интерференции ϕ_1 (вверху) и ϕ_2 (внизу) в сравнении с предыдущим измерением СНД [1]. Кривые — результат аппроксимаций, описанных в тексте, красная (1) — модель 1, синяя (2) — модель 2

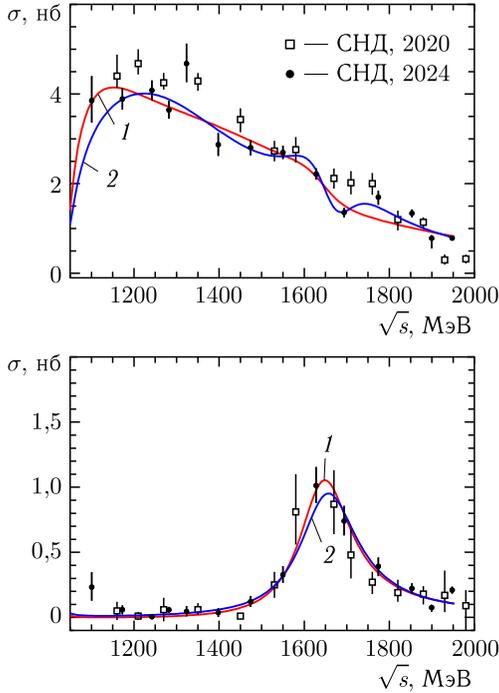


Рис. 6 (цветной в электронной версии). Измеренные борновские сечения процессов $e^+e^- \rightarrow \rho(770)\pi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ (вверху) и $e^+e^- \rightarrow \rho(1450)\pi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ (внизу). Кружки — сечение, полученное в данной работе, квадраты — сечение из работы [1], кривые — результаты аппроксимации, описанной в тексте, красные (1) — в рамках модели 1, синие (2) — в рамках модели 2

$f_{\rho(1450)\pi}$) и фазы интерференции (ϕ_1, ϕ_2). Например, параметр $f_{\rho(770)\pi}$ связан с параметрами α, β и γ следующим образом:

$$f_{\rho(770)\pi} = \frac{\int d\Gamma |\alpha A_{\rho\pi}|^2}{\int d\Gamma |\alpha A_{\rho\pi} + \beta A_{\rho'\pi} + \gamma A_{\omega\pi}|^2}. \quad (4)$$

Энергетические зависимости фаз между состояниями $\rho(1450)\pi$ и $\rho(770)\pi$, а также $\omega\pi$ и $\rho(770)\pi$, полученные в результате аппроксимации распределений Далица, приведены на рис.5. На рис.6 приведены измеренные сечения процессов $e^+e^- \rightarrow \rho(770)\pi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ и $e^+e^- \rightarrow \rho(1450)\pi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$. Они получены умножением полного сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, измеренного в разд.1, на доли $f_{\rho(770)\pi}$ и $f_{\rho(1450)\pi}$. На этих же рисунках приведены результаты нашего предыдущего измерения [1].

3. АППРОКСИМАЦИЯ СЕЧЕНИЙ ДЛЯ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ МЕХАНИЗМОВ $\rho(770)\pi$ И $\rho(1450)\pi$

В модели векторной доминантности борновское сечение процесса $e^+e^- \rightarrow S \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, где $S = \rho(770)\pi$ или $\rho(1450)\pi$, может быть представлено в следующем виде:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow S)(s) = \frac{4\pi\alpha}{s^{3/2}} |A_S(s)|^2 P_S(s), \quad (5)$$

где $P_S(s)$ — функция, описывающая энергетическую зависимость фазового объема конечного состояния S . Для вычисления $P_{\rho(770)\pi}(s)$ использовалось выражение из работы [11]. Вычисление $P_{\rho(1450)\pi}(s)$ проводилось аналогичным образом. Амплитуда A_S является суммой вкладов векторных резонансов. Для $S = \rho(770)\pi$ использовалось выражение из работы [7] с учетом резонансов $V = \omega$, ϕ , $\omega(1420)$ и $\omega(1650)$ (модель 1). Для $S = \rho(1450)\pi$ использовались аналогичные выражения с суммированием по резонансам $V = \phi$, $\omega(1420)$ и $\omega(1650)$. Для модели 2 для $S = \rho(770)\pi$ добавлялся член, связанный с резонансом $\phi(1680)$. Массы и ширины ω - и ϕ -мезонов были взяты из таблиц [10]. Для резонансов $\omega(1420)$ и $\omega(1680)$ использовалась не зависящая от энергии ширина. Значение фазы для $\phi(\phi \rightarrow \rho(770)\pi) = 163^\circ$ было взято из работы [11]. Фаза $\phi_1(s)$ между амплитудами $A_{\rho(770)\pi}$ и $A_{\rho(1450)\pi}$ вычислялась следующим образом:

$$\phi_1(s) = \arg A_{\rho(1450)\pi}(s) - \arg A_{\rho(770)\pi}(s). \quad (6)$$

Параметры резонансов $\omega(1420)$ и $\omega(1650)$, полученные в данной работе, в сравнении с предыдущим измерением СНД [7] и табличными данными [10]. $\rho(770)$ обозначен как ρ , а $\rho(1450)$ — как ρ'

Параметр	СНД,		СНД [7]	PDG [10]
	модель 1	модель 2		
$m_{\omega(1420)}$, МэВ	1350 ± 43	1374 ± 27	1470 ± 50	1410 ± 60
$\Gamma_{\omega(1420)}$, МэВ	590 ± 90	720 ± 98	880 ± 160	290 ± 190
$m_{\omega(1650)}$, МэВ	1643 ± 6	1649 ± 9	1680 ± 10	1670 ± 30
$\Gamma_{\omega(1650)}$, МэВ	148 ± 13	165 ± 14	$490 \pm^{200}_{150} \pm 130$	315 ± 35
$\sigma(\omega(1420) \rightarrow \rho\pi)$, нб	$4,17 \pm 0,73$	$1,99 \pm 0,23$		
$\sigma(\omega(1420) \rightarrow \rho'\pi)$, нб	$0,053^{+0,021}_{-0,015}$	$0,080 \pm 0,025$		
$\sigma(\omega(1650) \rightarrow \rho\pi)$, нб	$0,046^{+0,042}_{-0,028}$	$2,33^{+2,85}_{-1,40}$		
$\sigma(\omega(1650) \rightarrow \rho'\pi)$, нб	$1,65 \pm 0,16$	$1,71 \pm 0,16$		
$\varphi(\omega(1420) \rightarrow \rho\pi)$	133 ± 16	93 ± 9		
$\varphi(\omega(1650) \rightarrow \rho\pi)$	-105 ± 27	153 ± 23		
$\varphi(\phi \rightarrow \rho'\pi)$	195 ± 7	194 ± 7		
$\varphi(\omega(1420) \rightarrow \rho'\pi)$	103 ± 18	60 ± 8		
$\varphi(\omega(1650) \rightarrow \rho'\pi)$	-42 ± 25	266 ± 10		
$\sigma(\phi(1680) \rightarrow \rho\pi)$, нб		$2,76^{+4,82}_{-1,81}$		
$\varphi(\phi(1680) \rightarrow \rho\pi)$		-6 ± 26		

Результаты аппроксимации показаны на рис. 5 (вверху) для фазы и на рис. 6 для сечений. Значения параметров для двух моделей приведены в таблице. Масса и ширина резонансов $\omega(1420)$ и $\omega(1650)$ практически не зависят от используемой модели. Однако параметры, связанные с состоянием $S = \rho(770)\pi$, получают модельно-зависимыми. Модель 2 лучше описывает поведение сечения механизма $\rho(770)\pi$ выше массы $\omega(1650)$ -резонанса, однако поведение угла интерференции $\phi_1(s)$ в области резонанса $\omega(1420)$ и ниже этой моделью не описывается. В итоге, модель 1 имеет лучшее χ^2 , чем модель 2.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По данным с интегральной светимостью около 70 пб^{-1} , записанным в эксперименте с детектором на e^+e^- -коллайдере ВЭПП-2000 в 2019 г., в диапазоне энергии от 1,075 до 1,975 ГэВ было проведено исследование процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$. Для 14 энергетических интервалов были проанализированы распределения Далица и измерены сечения процессов $e^+e^- \rightarrow \rho(770)\pi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ и $e^+e^- \rightarrow \rho(1450)\pi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, а также получены относительные фазы между амплитудами $\rho(1450)\pi$ и $\rho(770)\pi$ и $\omega\pi$ и $\rho(770)\pi$. Была проведена совместная аппроксимация измеренных сечений процессов $e^+e^- \rightarrow \rho(770)\pi$ и $e^+e^- \rightarrow \rho(1450)\pi$ и относительной фазы между амплитудами $\rho(1450)\pi$ и $\rho(770)\pi$, и получены параметры резонансов $\omega(1420)$ и $\omega(1650)$. Было установлено, что распад $\omega(1420) \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ идет в основном через $\rho(770)\pi$, а в распаде $\omega(1650) \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ доминирует промежуточное состояние $\rho(1450)\pi$. Анализ уже набранной в 2020–2024 гг. статистики (около 580 пб^{-1}) позволит изучить модели с дополнительными резонансами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Achasov M. N. et al. (SND Collab.)*. Study of Dynamics of the Process $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ in the Energy Range 1.15–2.00 GeV // *Eur. Phys. J. C*. 2020. V. 80. P. 993–1001.
2. *Ablikim M. et al. (BESIII Collab.)*. Study of $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ at \sqrt{s} from 2.00 to 3.08 GeV at BESIII. arXiv:2401.14711. 2024.
3. *Achasov M. N. et al. (SND Collab.)*. First Experience with SND Calorimeter at VEPP-2000 Collider // *Nucl. Instr. Meth. A*. 2009. V. 598. P. 31–32;
Aulchenko V. M. et al. (SND Collab.). SND Tracking System: Tests with Cosmic Muons // *Ibid.* P. 102–104;
Barnyakov A. Yu. et al. (SND Collab.). High Density Aerogel for ASHIPH SND: Test Results // *Ibid.* P. 163–165;
Aulchenko V. M. et al. (SND Collab.). DAQ and Electronics for SND at VEPP-2000: First Test Results // *Ibid.* P. 340–341.
4. *Melnikova N. A. et al. (SND Collab.)*. Electromagnetic Calorimeter Time Measurement Applications in the SND Physics Analysis // *Nucl. Instr. Meth. A*. 2023. V. 1056. P. 168664–168670.

5. Korobov A. A., Eidelman S. I. Data-Driven Low-Energy Generic Generator for CMD-3 // J. Phys. Conf. Ser. 2020. V. 1525. P. 012019–012024.
6. Balossini G., Bignamini C., Calame C. M. C., Montagna G., Nicrosini O., Piccinini F. Photon Pair Production at Flavour Factories with per Mille Accuracy // Phys. Lett. B. 2008. V. 663. P. 209–213.
7. Aulchenko V. M. et al. (SND Collab.). Study of the $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ Process in the Energy Range 1.05–2.00 GeV // JETP. 2015. V. 121. P. 34–41.
8. Lees J. P. et al. (BaBar Collab.). Study of the Process $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ Using Initial State Radiation with BaBar // Phys. Rev. D. 2021. V. 104. P. 112003.
9. Achasov M. N. et al. (SND Collab.). Updated Measurement of the $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ Cross Section with the SND Detector // Phys. Rev. D. 2016. V. 94. P. 112001–112006.
10. Workman R. L. et al. (Particle Data Group). The Review of Particle Physics // Prog. Theor. Exp. Phys. 2022 and 2023 update. 083C01.
11. Achasov M. N. et al. (SND Collab.). Study of the Process $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ in the Energy Region \sqrt{s} below 0.98-GeV // Phys. Rev. D. 2003. V. 68. P. 052006–052046.