

## ИЗУЧЕНИЕ ПРОЦЕССА $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИИ 1.05–2.00 ГэВ

*В. М. Аульченко<sup>a,b</sup>, М. Н. Ачасов<sup>a,b</sup>, А. Ю. Барняков<sup>a,b</sup>, К. И. Белобородов<sup>a,b</sup>,  
А. В. Бердюгин<sup>a,b</sup>, А. Г. Богданчиков<sup>a</sup>, А. А. Ботов<sup>a</sup>, А. В. Васильев<sup>a,b</sup>,  
В. Б. Голубев<sup>a,b</sup>, Т. В. Димова<sup>a,b\*</sup>, В. П. Дружинин<sup>a,b</sup>, Л. В. Кардапольцев<sup>a,b</sup>,  
А. С. Касаев<sup>a</sup>, А. Н. Кирпотин<sup>a</sup>, Д. П. Коврижин<sup>a,b</sup>, И. А. Кооп<sup>a,b,c</sup>,  
А. А. Король<sup>a,b</sup>, С. В. Кошуба<sup>a,b</sup>, А. С. Купич<sup>a,b</sup>, А. П. Лысенко<sup>a</sup>, К. А. Мартин<sup>a,b</sup>,  
А. Е. Образовский<sup>a</sup>, Е. В. Пахтусова<sup>a</sup>, Е. А. Переведенцев<sup>a,b</sup>, А. Л. Романов<sup>a,b</sup>,  
Ю. А. Роговский<sup>a,b</sup>, С. И. Середняков<sup>a,b</sup>, З. К. Силагадзе<sup>a,b</sup>, А. Н. Скринский<sup>a</sup>,  
И. К. Сурин<sup>a</sup>, Ю. А. Тихонов<sup>a,b</sup>, А. Г. Харламов<sup>a,b</sup>, Д. А. Штоль<sup>a</sup>*

<sup>a</sup> *Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера Сибирского отделения Российской академии наук  
630090, Новосибирск, Россия*

<sup>b</sup> *Новосибирский государственный университет  
630090, Новосибирск, Россия*

<sup>c</sup> *Новосибирский государственный технический университет  
630092, Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 20 октября 2014 г.

Измерено сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  в интервале энергии от 1.05 ГэВ до 2.00 ГэВ. Измерение проводилось по данным, накопленным в эксперименте со сферическим нейтральным детектором (СНД) на  $e^+e^-$ -коллайдере ВЭПП-2000. Полученные данные по сечению хорошо согласуются с предыдущими измерениями в экспериментах с СНД на ВЭПП-2М и BABAR, но имеют лучшую точность.

DOI: 10.7868/S0044451015070032

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  при энергии в системе центра масс ( $\sqrt{s}$ ) ниже 1.05 ГэВ описывается суммой вкладов векторных резонансов  $\omega(782)$  и  $\phi(1020)$ . Само сечение и параметры этих резонансов измерены во многих экспериментах с высокой точностью (1–2 %). Выше резонанса  $\phi(1020)$  сечение определяется в основном вкладами возбужденных векторных состояний  $\omega(1420)$  ( $\omega'$ ) и  $\omega(1650)$  ( $\omega''$ ). Параметры этих резонансов измерены с большой ошибкой и требуют уточнения. При энергии выше 1.05 ГэВ процесс  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  впервые изучался в эксперименте с детектором DM2 [1]. Последующие более точные измерения были сделаны в экспе-

рименте с СНД на  $e^+e^-$ -коллайдере ВЭПП-2М при  $\sqrt{s} < 1.4$  ГэВ [2] и в эксперименте BABAR при  $\sqrt{s} < 3$  ГэВ [3]. Следует отметить, что результаты измерений DM2 и BABAR противоречат друг другу. Основной целью данной работы является новое измерение сечения процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  в области энергии от 1.05 ГэВ до 2.00 ГэВ.

### 2. ДЕТЕКТОР И ЭКСПЕРИМЕНТ

Сферический нейтральный детектор (СНД) — это универсальный немагнитный детектор, установленный на  $e^+e^-$ -коллайдере ВЭПП-2000 [4]. Детальное описание различных систем детектора можно найти в работах [5]. Вакуумная камера коллайдера окружена трековой системой, которая состоит из девятислойной дрейфовой камеры и однослойной пропорциональной камеры, расположенных в едином га-

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

зовом объеме. Телесный угол трековой системы составляет 94% от  $4\pi$ , разрешение по азимутальному и полярному углам — соответственно  $0.45^\circ$  и  $0.8^\circ$ . Для идентификации каонов имеется система из девяти пороговых черенковских счетчиков. Самой важной частью детектора является трехслойный сферический электромагнитный калориметр из 1630 кристаллов NaI(Tl). Телесный угол калориметра составляет 90% от  $4\pi$ , энергетическое разрешение для фотонов —  $\sigma_E/E = 4.2\%/ \sqrt{E [\text{ГэВ}]}$ , а угловое разрешение — около  $1.5^\circ$ . Снаружи калориметра расположена мюонная система, состоящая из пропорциональных трубок и плоских сцинтилляционных счетчиков.

Эксперименты с детектором СНД на ВЭПП-2000 начались в 2010 г. В данном анализе используются данные 2011 г., полученные при сканировании области энергии от 1.05 до 2.00 ГэВ с шагом 20–25 МэВ (всего 40 точек). Интегральная светимость, накопленная в этом эксперименте, составляет около  $22 \text{ пб}^{-1}$ .

### 3. ИЗМЕРЕНИЕ СВИТИМОСТИ

Для измерения светимости в данном анализе использовался процесс упругого  $e^+e^-$ -рассеяния:

$$e^+e^- \rightarrow e^+e^- \quad (1)$$

Отбирались события с двумя или более заряженными частицами, из которых две наиболее энергичных вылетают из области взаимодействия пучков в коллайдере (расстояние от оси пучков до ближайшей точки на треке  $R_{1,2} < 0.5 \text{ см}$ ,  $z$ -координата этой точки  $|z_{1,2}| < 10 \text{ см}$  и  $|z_1 - z_2| < 1.5 \text{ см}$ ) и имеют полярный угол  $\theta$  в пределах от  $40^\circ$  до  $140^\circ$ . Азимутальные и полярные углы этих частиц должны подчиняться условиям коллинеарности:  $|180^\circ - |\phi_1 - \phi_2|| < 7^\circ$  и  $|180^\circ - (\theta_1 + \theta_2)| < 15^\circ$ , а их энергии должны находиться в пределах от  $0.75E_b$  до  $1.3E_b$ , где  $E_b$  — энергия пучка.

Видимое сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  ( $\sigma_{ee}$ ) для описанных выше условий отбора вычислялось с использованием моделирования методом Монте-Карло. Параметры первичных частиц и полное сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  вычислялись с помощью генератора событий BHWIDE [6]; отклик детектора моделировался программой, созданной на основе пакета GEANT4 [7]. При моделировании учитывались изменения в состоянии детектора и в фоновых условиях во время набора статистики.

Интегральная светимость  $L$  в каждой точке по энергии определялась по формуле  $L = N_{ee}/\sigma_{ee}$ , где

$N_{ee}$  — число отобранных экспериментальных событий процесса  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ . Статистическая ошибка измерения светимости в каждой энергетической точке не превышала 0.3%. Систематическая ошибка определяется статистикой моделированных событий (1%) и неопределенностью, связанной с условиями отбора (1.7%). Теоретическая неопределенность генератора BHWIDE не превышает 0.2% [8]. Таким образом, суммарная погрешность измерения светимости составляет 2%.

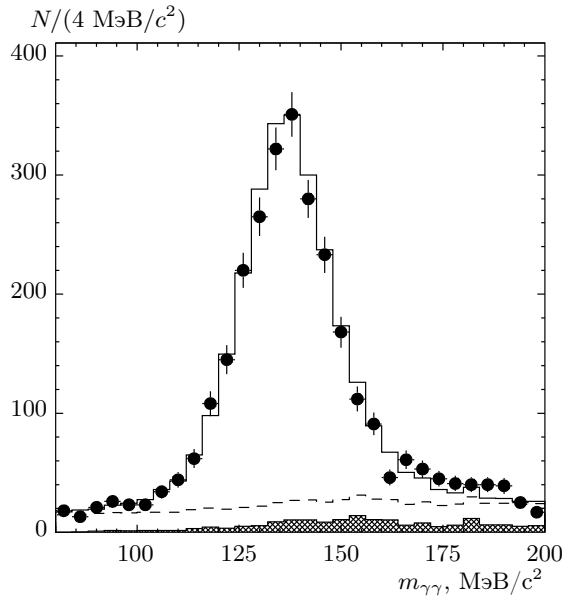
### 4. ОТБОР СОБЫТИЙ

Для измерения сечения процесса

$$e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0 \quad (2)$$

отбирались события, удовлетворяющие следующим критериям: в событии имеются две заряженные частицы, вылетающие из области взаимодействия пучков (расстояние от оси пучков до ближайшей точки на треке  $R_{1,2} < 0.5 \text{ см}$ ,  $z$ -координата этой точки  $|z_{1,2}| < 10 \text{ см}$  и  $|z_1 - z_2| < 1.5 \text{ см}$ ), и два фотона с энергией больше 30 МэВ. Для подавления пучкового фона и фона от электродинамических процессов ( $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$ ,  $e^+e^-\gamma\gamma$ ) использовалось условие для полного энергосодержания ( $E_{tot}$ ) в калориметре:  $0.3 < E_{tot}/\sqrt{s} < 0.8$ . К отобранным событиям применялась процедура кинематической реконструкции в гипотезе, что источником событий является процесс  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma\gamma$ , следовательно, для четырех конечных частиц выполняются законы сохранения энергии и импульса. В результате кинематической реконструкции определялись импульсы заряженных частиц и уточнялись энергии и углы фотонов. Качество кинематической реконструкции характеризовалось двумя параметрами:  $\chi^2$  для реконструкции общей вершины ( $\chi_R^2$ ) и  $\chi^2$  для выполнения законов сохранения энергии и импульса ( $\chi_E^2$ ). На уточненные параметры частиц накладывались следующие условия:  $|z_{vtx}| < 10 \text{ см}$ , где  $z_{vtx}$  — координата  $z$  вершины события, полярные углы заряженных частиц лежат в пределах от  $30^\circ$  до  $150^\circ$ , отклонение от коллинеарности заряженных частиц по азимутальному углу больше  $10^\circ$ , суммарная энергия заряженных частиц меньше  $0.6\sqrt{s}$ , энергосодержание в калориметре вне реконструированных частиц меньше 70 МэВ. Кроме того, были использованы ограничения для  $\chi^2$  кинематической реконструкции:  $\chi_R^2 < 40$  и  $\chi_E^2 < 30$ .

Для отделения событий изучаемого процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  от фона анализировалось распределение по инвариантной массе пары фотонов ( $m_{\gamma\gamma}$ ).



**Рис. 1.** Распределение по инвариантной массе двух фотонов  $m_{\gamma\gamma}$  для отобранных экспериментальных событий (точки с ошибками), построенное с использованием данных по пяти энергетическим точкам из диапазона 1.3–1.4 ГэВ. Сплошная гистограмма — результат аппроксимации экспериментального распределения суммой моделированных распределений для эффекта и фона от процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$  и линейной функции. Заштрихованная гистограмма показывает вклад от процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ . Пунктирная гистограмма показывает суммарный вклад фона

Пример такого распределения для экспериментальных событий из области энергий 1.3–1.4 ГэВ приведен на рис. 1. Основными источниками фона в изучаемой области энергии являются процессы  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$  и  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ . События первого фонового процесса удовлетворяют условиям отбора в случае потери двух из четырех фотонов от распадов  $\pi^0$ -мезонов. После кинематической реконструкции спектр двухфотонных масс для таких событий не имеет узкого пика при массе  $\pi^0$ -мезона. Спектр представляет собой распределение с широким максимумом, расположенным правее пика от  $\pi^0$  (см. заштрихованную гистограмму на рис. 1). Во втором процессе доминирует вклад радиационного возврата в область  $\rho$ -мезонного резонанса, когда фотон излучается из начального состояния, а инвариантная масса пары  $\pi^+\pi^-$  близка к массе  $\rho$ -мезона. Второй фотон, необходимый, чтобы событие прошло описанные выше условия отбора, возникает либо в результате ядерного взаимодействия пиона в калориметре,

либо из-за наложения на событие пучкового фона. Спектр  $m_{\gamma\gamma}$  для событий этого процесса, полученный в результате моделирования, имеет вид близкий к линейному в интервале 80–200 МэВ. Другие фоновые процессы, дающие меньший вклад, такие как  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$ ,  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$ ,  $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\pi^0$  и др., также имеют распределение близкое к линейному.

Экспериментальный спектр  $m_{\gamma\gamma}$  в каждой точке по энергии пучка аппроксимировался суммой распределений эффекта и фона. Распределение для эффекта было взято из результатов моделирования. Фон описывался суммой моделированного распределения для процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$  и линейной функции. Параметрами аппроксимации являлись число событий эффекта  $N_{3\pi}$ , количество событий фонового процесса  $N_{4\pi}$  и параметры линейной функции. Пример аппроксимации показан на рис. 1. Из рисунка видно, что форма фона плохо описывается справа от пика  $\pi^0$ . Существенно лучшее согласие можно получить, если убрать из аппроксимации два крайних канала распределения. Однако для точек с малой статистикой уменьшение области аппроксимации приводит к увеличению статистической ошибки в определении фона. Поэтому для вычитания фона мы использовали более широкий интервал, а различие чисел событий эффекта для широкого и узкого интервалов, составляющее в среднем 2%, рассматривали как систематическую ошибку в  $N_{3\pi}$ .

Полученные в результате аппроксимации числа фоновых событий  $N_{4\pi}$  согласуются в пределах ошибок с расчетом, использующим экспериментальные данные по сечению процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ . Количества событий изучаемого процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  для всех точек по энергии приведены в табл. 1.

### 5. ЭФФЕКТИВНОСТЬ РЕГИСТРАЦИИ И РАДИАЦИОННЫЕ ПОПРАВКИ

Эффективность регистрации событий изучаемого процесса определялась с помощью моделирования. При моделировании учитывались радиационные поправки к борновскому сечению [9], в частности, моделировалось излучение дополнительного фотона из начального состояния. Эффективность определялась как функция двух переменных — энергии в системе центра масс и энергии фотона, излученного из начального состояния ( $E_\gamma$ ):

$$\epsilon(\sqrt{s}, E_\gamma) = \epsilon_0(\sqrt{s}) \epsilon_\gamma(\sqrt{s}, E_\gamma), \quad (3)$$

**Таблица 1.** Энергия ( $\sqrt{s}$ ), интегральная светимость ( $L$ ), число отобранных событий ( $N_{3\pi}$ ), эффективность регистрации ( $\epsilon_0$ ), радиационная поправка ( $1 + \delta$ ) и борновское сечение ( $\sigma$ ) в 40 точках сканирования 2011 г. Для пяти точек с  $\sqrt{s} \leq 1.15$  ГэВ для радиационной поправки приведен интервал ее изменения, для остальных точек модельная неопределенность не превышает 1%

$\sqrt{s}$ , ГэВ	$L$ , нб $^{-1}$	$N_{3\pi}$	$\epsilon_0$ , %	$1 + \delta$	$\sigma$ , нб
1.05	385.1	506.0 ± 32.5	17.5	6.73–9.82	0.98 ± 0.48 ± 0.34
1.075	548.1	618.2 ± 28.4	19.1	1.90–2.37	3.07 ± 0.27 ± 0.67
1.1	552.9	534.9 ± 31.3	18.1	1.34–1.51	3.96 ± 0.31 ± 0.58
1.125	530.5	491.9 ± 24.9	18.8	1.09–1.15	4.52 ± 0.25 ± 0.28
1.15	477.0	440.5 ± 24.4	18.0	1.00–1.03	5.13 ± 0.28 ± 0.26
1.175	532.4	520.4 ± 26.2	19.2	0.9625	5.29 ± 0.27 ± 0.23
1.2	559.9	478.0 ± 25.7	18.1	0.9330	5.07 ± 0.27 ± 0.22
1.225	562.8	574.7 ± 27.0	19.3	0.9257	5.72 ± 0.27 ± 0.25
1.25	467.0	490.7 ± 22.5	19.2	0.9229	5.93 ± 0.27 ± 0.25
1.275	501.2	489.3 ± 25.4	19.3	0.9209	5.50 ± 0.29 ± 0.24
1.3	486.2	428.7 ± 23.0	19.6	0.9233	4.87 ± 0.26 ± 0.21
1.325	553.8	486.8 ± 22.1	19.5	0.9270	4.86 ± 0.22 ± 0.21
1.35	585.9	527.1 ± 25.1	19.5	0.9290	4.97 ± 0.24 ± 0.21
1.375	617.2	538.9 ± 24.4	19.7	0.9324	4.75 ± 0.22 ± 0.20
1.4	610.3	461.6 ± 26.6	19.6	0.9356	4.12 ± 0.24 ± 0.18
1.425	585.2	437.0 ± 24.8	20.1	0.9305	3.99 ± 0.23 ± 0.17
1.45	464.6	338.5 ± 20.2	19.5	0.9248	4.04 ± 0.24 ± 0.17
1.475	612.6	483.2 ± 23.9	20.2	0.9177	4.25 ± 0.21 ± 0.18
1.5	746.4	584.0 ± 25.3	19.6	0.9093	4.39 ± 0.19 ± 0.19
1.525	491.5	395.2 ± 21.0	19.9	0.9033	4.47 ± 0.24 ± 0.19
1.55	575.0	465.1 ± 24.4	19.6	0.9013	4.58 ± 0.24 ± 0.20
1.575	524.3	441.2 ± 22.7	20.0	0.9026	4.66 ± 0.24 ± 0.20
1.6	455.6	464.2 ± 21.6	19.6	0.9072	5.73 ± 0.27 ± 0.25
1.625	528.1	472.5 ± 25.9	19.4	0.9167	5.03 ± 0.28 ± 0.22
1.65	492.5	403.2 ± 22.1	18.9	0.9350	4.64 ± 0.25 ± 0.20
1.675	469.6	297.9 ± 18.8	19.3	0.9508	3.45 ± 0.22 ± 0.15
1.7	482.2	237.6 ± 20.2	19.1	0.9735	2.65 ± 0.23 ± 0.11
1.725	519.4	208.5 ± 17.7	18.5	0.9928	2.18 ± 0.19 ± 0.09
1.75	522.9	176.0 ± 17.1	18.1	1.0080	1.85 ± 0.18 ± 0.08
1.775	486.9	150.9 ± 14.2	18.3	1.0150	1.66 ± 0.16 ± 0.07
1.8	418.8	81.3 ± 13.1	17.5	1.0170	1.08 ± 0.18 ± 0.05
1.825	516.1	119.6 ± 12.3	17.4	1.0120	1.31 ± 0.14 ± 0.06
1.85	431.2	95.4 ± 12.1	16.9	1.0030	1.30 ± 0.17 ± 0.06
1.87	655.8	103.3 ± 14.7	17.0	0.9901	0.93 ± 0.13 ± 0.04
1.89	616.0	71.1 ± 12.2	17.0	0.9893	0.68 ± 0.12 ± 0.03
1.9	493.9	83.3 ± 11.7	16.6	0.9837	1.03 ± 0.14 ± 0.04
1.925	619.5	63.3 ± 10.1	16.1	0.9721	0.65 ± 0.10 ± 0.03
1.95	425.3	31.7 ± 7.9	15.6	0.9614	0.49 ± 0.12 ± 0.02
1.975	502.8	51.7 ± 10.2	16.2	0.9477	0.66 ± 0.13 ± 0.03
2.0	577.1	72.1 ± 13.5	16.3	0.9405	0.81 ± 0.15 ± 0.03

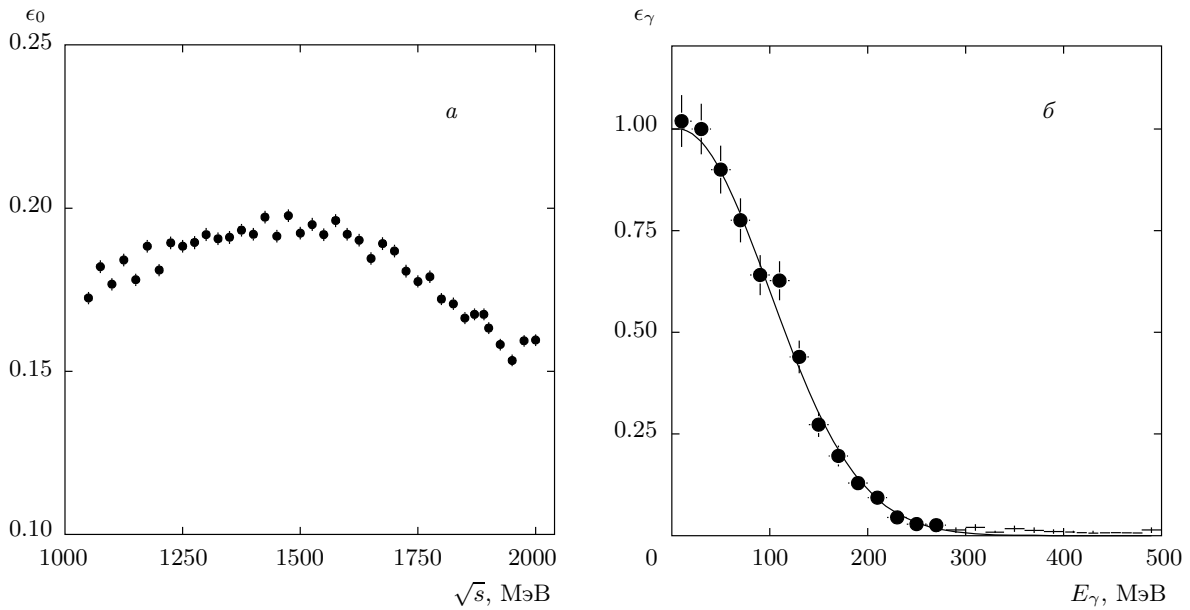


Рис. 2. а) Эффективность регистрации процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  при  $E_\gamma = 0$ , полученная в результате моделирования. б) Зависимость  $\epsilon_\gamma(E_\gamma)$  для энергии  $\sqrt{s}/2 = 700$  МэВ, аппроксимированная гладкой кривой

где  $\epsilon_0(\sqrt{s})$  — эффективность регистрации при  $E_\gamma = 0$ , а функция  $\epsilon_\gamma(\sqrt{s}, E_\gamma)$  нормирована таким образом, что  $\epsilon_\gamma(E, 0) = 1$ . На рис. 2а приведены значения  $\epsilon_0$  для всех 40 точек по энергии. На рис. 2б показана зависимость  $\epsilon_\gamma(E_\gamma)$  для энергии  $\sqrt{s}/2 = 700$  МэВ, аппроксимированная гладкой кривой. Немонотонное поведение  $\epsilon_0$  объясняется изменениями состояния детектора и фоновых условий во время набора данных, которые учитывались при моделировании. В частности, учитывалось изменение количества неработающих каналов в калориметре. Изучаемый интервал энергии сканировался два раза, сначала снизу вверх по энергии, а затем сверху вниз. Нижний ряд точек на рис. 2а соответствует сканированию вниз.

Около 10–15 % экспериментальных событий искомого процесса содержат ложные треки и/или фотоны, возникающие из-за пучкового фона. Чтобы учесть этот эффект при моделировании, во время эксперимента со специальным случайным триггером записывались события, содержащие фоновые срабатывания элементов детектора. Эти фоновые срабатывания накладывались при моделировании на события изучаемого процесса. К сожалению, во время эксперимента 2011 г. такие фоновые события записывались нерегулярно. Мы оцениваем связанную с этим систематическую погрешность в эффективности регистрации в 2 %.

Непосредственно по экспериментальным данным определяется видимое сечение  $\sigma_{vis,i} = N_{3\pi,i}/L_i$ , где  $N_{3\pi,i}$  — число событий изучаемого процесса, отобранных в  $i$ -й точке по энергии, а  $L_i$  — интегральная светимость, измеренная в этой точке. Видимое сечение связано с борновским сечением изучаемого процесса ( $\sigma$ ) следующим интегральным соотношением:

$$\sigma_{vis}(s) = \int_0^{x_{max}} \epsilon(\sqrt{s}, xE_b) F(s, x) \sigma(s(1-x)) dx, \quad (4)$$

где  $x = E_\gamma/E_b$ ,  $F(s, x)$  — функция, описывающая вероятность излучения фотона с энергией  $E_\gamma$  [9]. Интегрирование ведется до кинематического предела

$$x_{max} = 1 - (m_{\pi^0} + 2m_{\pi^+})^2/s.$$

Формула (4) может быть переписана в традиционном виде:

$$\sigma_{vis}(s) = \epsilon_0(s)\sigma(s) (1 + \delta(s)), \quad (5)$$

где  $\delta(s)$  — радиационная поправка.

Для получения экспериментальных значений борновского сечения используется следующая процедура. Экспериментальные значения видимого сечения аппроксимируются формулой (4). При этом борновское сечение описывается суммой вкладов

векторных резонансов в рамках модели векторной доминантности. В процессе аппроксимации параметров модели вычисляются радиационные поправки. А затем по формуле (5) получаются экспериментальные значения борновского сечения.

В предположении, что процесс  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  идет через промежуточное состояние  $\rho\pi$ , борновское сечение может быть представлено в следующем виде:

$$\sigma(s) = \frac{4\pi\alpha}{s^{3/2}} |A_{\rho\pi}|^2 P_{\rho\pi}(s), \quad (6)$$

где  $P_{\rho\pi}(s)$  — функция, описывающая энергетическую зависимость фазового объема конечного состояния  $\rho\pi$  [10]. Амплитуда  $A_{\rho\pi}$  записывается как сумма вкладов четырех резонансов и нерезонансного члена:

$$A_{\rho\pi}(s) = \frac{1}{\sqrt{4\pi\alpha}} \left( \sum_{V=\omega, \phi, \omega', \omega''} \frac{\Gamma_V m_V^2 \sqrt{m_V \sigma_V}}{D_V(s) \sqrt{P_{\rho\pi}(m_V^2)}} \times \right. \\ \left. \times \exp(i\phi_V) + K \exp(i\phi_K) \right), \quad (7)$$

где

$$D_V(s) = m_V^2 - s - i\sqrt{s}\Gamma_V(s), \quad (8)$$

$$\sigma_V = \frac{12\pi B(V \rightarrow e^+e^-)B(V \rightarrow 3\pi)}{m_V^2}, \quad (9)$$

$m_V$  — масса резонанса  $V$ ,  $\Gamma_V(s)$  — его полная ширина, зависящая от энергии,  $B(V \rightarrow e^+e^-)$  и  $B(V \rightarrow 3\pi)$  — вероятности его распадов в конечные состояния  $e^+e^-$  и  $\pi^+\pi^-\pi^0$ ,  $\phi_V$  — относительная фаза интерференции между резонансом  $V$  и  $\omega(782)$ . При вычислении энергетической зависимости полной ширины от энергии для резонансов  $\omega$  и  $\phi$  учитывались все их моды распадов, превышающие 1%. Для  $\omega'$ - и  $\omega''$ -мезонов предполагалось, что зависимость ширины от энергии целиком определяется их распадами в конечное состояние  $\rho\pi$ . Параметры  $\omega$ - и  $\phi$ -мезонов были взяты из таблиц [11]. Величина фазы между  $\phi$ - и  $\omega$ -мезонами полагалась равной  $\phi_\phi = 163^\circ$  [10], а фазы возбужденных состояний  $\omega'$  и  $\omega''$  были фиксированы на значениях соответственно  $180^\circ$  и  $0$  [12]. Из результатов, полученных на детекторе BABAR [3], известно, что для описания сечения выше 1.8 ГэВ следует добавить в амплитуду либо еще один резонанс, либо нерезонансный член. В данном случае была добавлена нерезонансная комплексная амплитуда  $K \exp(i\phi_K)$ .

## 6. ПОПРАВКИ К ЭФФЕКТИВНОСТИ РЕГИСТРАЦИИ

Систематические погрешности, возникающие из-за неточности моделирования отклика детектора на события изучаемого процесса, изучались по экспериментальным данным, записанным в 2011 г. в области  $\phi$ -мезонного резонанса. В этой энергетической области изучаемый процесс имеет большое сечение, и события  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  могут быть выделены с ослабленными условиями отбора и малым уровнем фона. Основной фоновый процесс  $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$  с распадом  $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$  подавлялся условием для пространственного угла между заряженными частицами:  $\psi < 140^\circ$ .

Поправка к эффективности регистрации вычислялась из отношения количества событий в данных и при моделировании, отобранных использованием стандартных ( $N_{3\pi}$ ) и ослабленных ( $N_{3\pi}^*$ ) ограничений на  $i$ -й параметр:

$$\delta_i = \frac{(N_{3\pi}/N_{3\pi}^*)_{data}}{(N_{3\pi}/N_{3\pi}^*)_{MC}}. \quad (10)$$

Наиболее критичными для данного анализа оказались условия для числа фотонов в событии и для  $\chi^2$  кинематической реконструкции. При снятии ограничений на  $\chi^2$  была получена поправка  $\delta_{\chi^2} = 0.958 \pm 0.005$ . Для получения поправки к условию  $N_\gamma = 2$  изучались события с числом фотонов больше двух. В этих событиях кинематическая реконструкция проводилась для всех возможных двухфотонных комбинаций. Выбиралась комбинация с минимальным  $\chi_E^2$ . Найденная в результате поправка к эффективности составила

$$\delta_{N_\gamma} = 1.064 \pm 0.007 \pm 0.028.$$

Первая из приведенных ошибок — статистическая, вторая — систематическая, которая включает в себя погрешность учета при моделировании наложенный пучкового фона (2%), а также возможное изменение поправки при изменении энергии  $\sqrt{s}$  от 1.02 до 2.00 ГэВ (2%). В качестве оценки для второго вклада было взято изменение доли событий в моделировании, которые содержат дополнительные фотоны, возникающие в результате ядерного взаимодействия пионов с веществом детектора. Итоговая эффективность регистрации ( $\epsilon_0$ ), равная произведению эффективности, полученной с помощью моделирования ( $\epsilon_0^{MC}$ ), и поправок  $\delta_{\chi^2}$  и  $\delta_{N_\gamma}$ , приведена в табл. 1. Полная ошибка эффективности регистрации, включающая в себя приведенные выше ошибки поправок и статистическую ошибку моделирования (1%), составляет 3.1%.

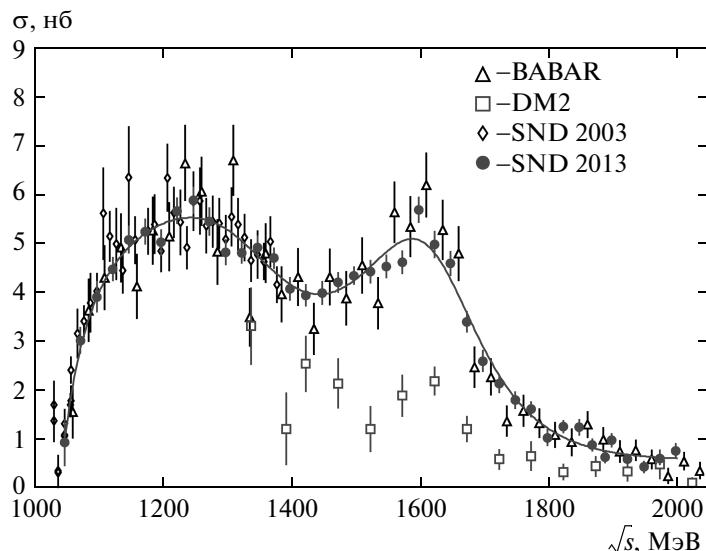


Рис. 3. Борновское сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ , измеренное в данной работе (SND 2013) в сравнении с результатами предыдущих измерений в экспериментах DM2 [1], СНД на ВЭПП-2М [2] (SND 2003) и BABAR [3]. Кривая — результат аппроксимации сечения формулой (7) с ненулевым нерезонансным членом

## 7. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Для вычисления радиационных поправок использовалась формула (7). Полученные в результате аппроксимации значения борновского сечения и радиационной поправки приведены в табл. 1. Первая ошибка в измеренном сечении — статистическая, вторая — систематическая. Статистическая ошибка определяется ошибкой в числе отобранных событий. В систематическую ошибку дают вклад неопределенность в определении светимости (2%), погрешность в эффективности регистрации (3.1%), погрешность, связанная с вычитанием фона (2%), и модельная неопределенность при вычислении радиационной поправки. Последняя оценивалась при варьировании параметров резонансов и нерезонансного члена, полученных при аппроксимации, в пределах их ошибок. Она не превышает 1% при энергии выше 1.15 ГэВ. Суммарная систематическая неопределенность в этом интервале энергии равна 4.3%. При  $\sqrt{s} \leq 1.15$  ГэВ значительный вклад в видимое сечение дает радиационный возврат на  $\phi$ -мезонный резонанс. Радиационная поправка становится большой. Возрастает и ее модельная неопределенность. Для пяти точек с  $\sqrt{s} \leq 1.15$  ГэВ в табл. 1 приведен интервал изменения радиационной поправки.

Полученное борновское сечение в сравнении с предыдущими измерениями, а также результат аппроксимации показаны на рис. 3. Видно, что по-

лученные нами данные представляют самое точное на сегодняшний день измерение сечения процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  в диапазоне энергии 1.05–2.00 ГэВ. Они хорошо согласуются с измерениями с СНД на ВЭПП-2М [2] и BABAR [3] и расходятся с измерениями с детектором DM2 [1].

Для получения параметров возбужденных резонансов аппроксимация проводилась в ограниченной области энергии, ниже 1.8 ГэВ, где сечение хорошо ( $\chi^2/n df = 37.5/32$ ) описывается суммой вкладов четырех резонансов  $\omega$ ,  $\phi$ ,  $\omega'$  и  $\omega''$  без учета нерезонансного члена. Параметры резонансов  $\omega'$ ,  $\omega''$ , полученные в результате аппроксимации сечения, приведены в табл. 2 в сравнении с данными предыдущих экспериментов.

Во всех трех работах использовалась одна и та же модель для описания сечения. Поскольку резонансы  $\omega'$  и  $\omega''$  сильно перекрываются и интерферируют между собой и с хвостами от лежащих ниже резонансов  $\omega$  и  $\phi$ , даже небольшое изменение формы измеренного сечения может приводить к значительным изменениям параметров аппроксимации. Это видно из сравнения результатов данной работы и измерения BABAR [3]. Для более точного определения параметров резонансов требуется совместная аппроксимация всех данных по сечению  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ , а также использование данных по другим изоскалярным сечениям, например  $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$ .

**Таблица 2.** Параметры резонансов  $\omega'$  и  $\omega''$ , полученные в данной работе, в эксперименте с детектором СНД на ВЭПП-2М (SND 2003) [10] и в эксперименте BABAR [3]

	SND 2003	BABAR	Данная работа
$m_{\omega'}$ , МэВ	$1400 \pm 50 \pm 130$	$1350 \pm 20 \pm 20$	$1470 \pm 50$
$\Gamma_{\omega'}$ , МэВ	$870 \pm_{300}^{500} \pm 450$	$450 \pm 70 \pm 70$	$880 \pm 170$
$B(\omega' \rightarrow e^+e^-)B(\omega' \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) \cdot 10^6$	$0.65 \pm 0.13 \pm 0.21$	$0.82 \pm 0.05 \pm 0.06$	$0.73 \pm 0.08$
$m_{\omega''}$ , МэВ	$1770 \pm 50 \pm 60$	$1660 \pm 10 \pm 2$	$1680 \pm 10$
$\Gamma_{\omega''}$ , МэВ	$490 \pm_{150}^{200} \pm 130$	$230 \pm 30 \pm 20$	$310 \pm 30$
$B(\omega'' \rightarrow e^+e^-)B(\omega'' \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) \cdot 10^6$	$1.15 \pm_{0.09}^{0.44} \pm 0.83$	$1.3 \pm 0.1 \pm 0.1$	$1.56 \pm 0.23$

## 8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В эксперименте с детектором СНД на коллайдере ВЭПП-2000 измерено сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  в диапазоне энергии в системе центра масс от 1.05 до 2.00 ГэВ. Полученные данные согласуются с результатами предыдущих измерений этого сечения в экспериментах СНД на ВЭПП-2М [2] и BABAR [3] и имеют лучшую точность. В области энергии ниже 1.8 ГэВ сечение хорошо описывается моделью векторной доминантности с вкладом резонансов  $\omega$ ,  $\phi$ ,  $\omega'$  и  $\omega''$ . Для описания данных выше энергии 1.8 ГэВ необходимо вводить либо еще одно возбужденное состояние, либо нерезонансный вклад.

Работа частично поддержана в рамках государственного задания Министерства науки и образования России, РФФИ (гранты №№ 12-02-01250-а, 13-02-00418-а, 13-02-00375, 14-02-31375-мо1-а, 14-02-00129-а) и научной школой НШ-2479.2014.2.

## ЛИТЕРАТУРА

1. A. Antonelli, R. Baldini, M. E. Biagini et al., *Z. Phys. C* **56**, 15 (1992).
2. M. N. Achasov, V. M. Aulchenko, K. I. Beloborodov et al., *Phys. Rev. D* **66**, 032001 (2002).
3. B. Aubert, R. Barate, D. Boutigny et al., *Phys. Rev. D* **70**, 072004 (2004).
4. Yu. M. Shatunov, A. V. Evstigneev, D. I. Ganyushin et al., in *Proc. 7th European Particle Accelerator Conf., Vienna (2000)*, p. 439.
5. M. N. Achasov, D. E. Berkaev, A. G. Bogdanchikov et al., *Nucl. Instr. Meth. A* **598**, 31 (2009); V. M. Aulchenko, A. G. Bogdanchikov, A. A. Botov et al., *Nucl. Instr. Meth. A* **598**, 102 (2009); A. Yu. Barnyakov, M. Yu. Barnyakov, K. I. Beloborodov et al., *Nucl. Instr. Meth. A* **598**, 163 (2009); V. M. Aulchenko, A. G. Bogdanchikov, A. A. Botov et al., *Nucl. Instr. Meth. A* **598**, 340 (2009).
6. S. Jadach, W. Placzek, and B. F. L. Ward, *Phys. Lett. B* **390**, 298 (1997).
7. S. Agostinelli, J. Allison, K. Amako et al., *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* **506**, 250 (2003).
8. S. Actis, A. Arbuzov, G. Balossini et al., [Working Group on Radiative Corrections and Monte Carlo Generators for Low Energies Collaboration], *Europ. Phys. J. C* **66**, 585 (2010).
9. E. A. Kuraev and V. S. Fadin, *Yad. Fiz.* **41**, 733 (1985) [*Sov. J. Nucl. Phys.* **41**, 466 (1985)].
10. M. N. Achasov, K. I. Beloborodov, A. V. Berdyugin et al., *Phys. Rev. D* **68**, 052006 (2003).
11. J. Beringer, J. F. Arguin, R. M. Barnett et al., (Particle Data Group), *Phys. Rev. D* **86**, 010001 (2012).
12. A. B. Clegg and A. Donnachie, *Z. Phys. C* **62**, 455 (1994).