

## ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЯ ПРОЦЕССА $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-2\pi^0\eta$ НА ДЕТЕКТОРЕ СНД

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

<sup>1</sup> Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

Процесс  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-2\pi^0\eta$  изучался по данным, набранным детектором СНД на  $e^+e^-$ -коллайдере ВЭПП-2000 в 2011, 2012, 2019–2021 гг. Сечение этого процесса измерено в области энергии от 1,55 до 2 ГэВ. Полученное сечение хорошо описывается моделью векторной доминантности с резонансами  $\rho(1700)$  и  $\rho(2150)$ . Проведено сравнение с единственным предыдущим измерением на детекторе BaBar.

The process  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-2\pi^0\eta$  is studied on data collected by the SND detector at the VEPP-2000  $e^+e^-$  collider in 2011, 2012, 2019–2021. The cross section for this process is measured in the center-of-mass energy region 1.55–2 GeV. The obtained cross section is well fitted with the VMD model with the  $\rho(1700)$  and  $\rho(2150)$  resonances. The obtained cross section is compared with the only previous measurement at the BaBar detector.

PACS: 14.40.Be; 13.60.Le

### ВВЕДЕНИЕ

Одной из важных целей экспериментов на  $e^+e^-$ -коллайдере ВЭПП-2000 [1] является измерение полного сечения  $e^+e^-$ -аннигиляции в адроны. Величина этого сечения используется, в частности, для определения вклада адронной поляризации вакуума в аномальный магнитный момент мюона и вычисления величины бегущей константы электромагнитного взаимодействия. Ниже энергии 2 ГэВ полное адронное сечение определяется как сумма эксклюзивных сечений для всех возможных адронных конечных состояний. В настоящее время большинство таких

---

\* E-mail: A.A.Botov@inp.nsk.su

сечений измерено. В то же время еще остаются процессы, сечения которых либо не измерялись, либо измерены недостаточно точно. К их числу относятся и ряд процессов с рождением  $\eta$ -мезона, например,  $\pi^+\pi^-2\pi^0\eta$ ,  $K^+K^-\pi^0\eta$  и ряд других.

В настоящей работе в эксперименте с детектором СНД [2] в области энергии  $E < 2$  ГэВ, доступной для коллайдера ВЭПП-2000, изучается процесс  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-2\pi^0\eta$  с последующим распадом  $\eta$ -мезона на два фотона. Единственное предыдущее измерение сечения этого процесса было сделано на детекторе ВаВаг [3] методом радиационного возврата.

## 1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ И МОДЕЛИРОВАНИЕ

В данной работе использовались экспериментальные данные с интегральной светимостью  $146 \text{ пб}^{-1}$ , записанные детектором СНД [2] на  $e^+e^-$ -коллайдере ВЭПП-2000 [1] в 2011, 2012, 2019–2021 гг. в 31 точке диапазона энергии 1,55–2,00 ГэВ выше порога изучаемой реакции. В связи с отсутствием узких структур в сечении и малой статистикой 2011, 2012 и 2019 гг. данные для них были сгруппированы в 9 интервалов по энергии с шагом 50 МэВ, и данные первых двух лет были объединены. Средняя энергия  $\bar{E}$  в каждом интервале усреднялась с учетом светимости и сечения изучаемого процесса в точках по энергии.

Моделирование сигнального и фоновых процессов делалось с помощью генераторов Монте-Карло. В соответствии с указанной работой ВаВаг [3] моделирование проводилось в модели  $e^+e^- \rightarrow \rho(1450) \rightarrow \omega a_0$ , с распадом  $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ , а  $a_0 \rightarrow \pi^0\eta$ . Также в работе показано, что для энергии  $E \geq 1,944$  ГэВ есть вклад других промежуточных состояний. Для оценки разницы в эффективности для этих энергий было также сделано моделирование изучаемого процесса по фазовому объему. Для моделирования фоновых процессов использовался генератор, включающий в себя все известные процессы  $e^+e^- \rightarrow$  адроны [4] в изучаемой области энергии. Моделирование учитывает радиационные поправки к начальным частицам, вычисленные согласно работе [5]. Необходимая для вычисления энергетическая зависимость борновского сечения получается из экспериментальных данных. Моделирование искомого процесса делается с помощью итераций по используемому сечению, первоначально взятому из работы [3]. При моделировании фоновых процессов радиационные поправки заложены в самом генераторе.

Светимость определялась с помощью процесса рассеяния  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  с точностью 2%.

## 2. УСЛОВИЯ ОТБОРА СОБЫТИЙ

Использовался следующий предварительный отбор. В событии требуются две или три заряженные частицы, летящие из области столкновения пучков, и не менее шести фотонов с энергией более 20 МэВ. На такие

события накладывається условие, что полное энерговоыделение в калориметре превышает 300 МэВ.

Для отобранных событий по двум трекам находится вершина события, и вычисляется параметр  $\chi_r^2$ , показывающий ее качество. В случае трех треков в событии выбирается пара треков с наименьшим  $\chi_r^2$ . С учетом найденной вершины уточняются углы вылета заряженных частиц и фотонов. Затем для каждой комбинации из шести фотонов в событии проводится кинематическая реконструкция в гипотезе конечного состояния  $\pi^+\pi^-6\gamma$  (параметр  $\chi_{2\pi 6\gamma}^2$ ) и выбираются комбинации с  $\chi_{2\pi 6\gamma}^2 < 200$ . В реконструкции используются измеренные полярный и азимутальный углы заряженных частиц и фотонов и измеренные энергии последних, а также требуется выполнение закона сохранения энергии-импульса. Для выбранных комбинаций делается кинематическая реконструкция в гипотезе  $\pi^+\pi^-2\pi^0\gamma\gamma$  (параметр  $\chi_{4\pi 2\gamma}^2$ ), где требуется равенство инвариантных масс пар фотонов — кандидатов в  $\pi^0$ -мезон — среднемировому значению его массы [6]. По подправленным в результате реконструкции параметрам фотонов вычисляется инвариантная масса третьей пары фотонов — кандидата в  $\eta$ -мезон, обозначаемая далее как  $M_\eta$ . Выбирается комбинация с  $400 \leq M_\eta \leq 700$  МэВ, дающая наименьший  $\chi_{4\pi 2\gamma}^2$ .

Для выделения событий искомого процесса накладывається условие  $\chi_{4\pi 2\gamma}^2 < 30$ . Для подавления основного фона от процессов  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-3\pi^0$  и  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-4\pi^0$  делается кинематическая реконструкция в гипотезе  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-3\pi^0$  и отбрасываются события с  $\chi_{5\pi}^2 > 100$ . Для дальнейшего подавления фона накладывається требование наличия в событии ровно шести фотонов.

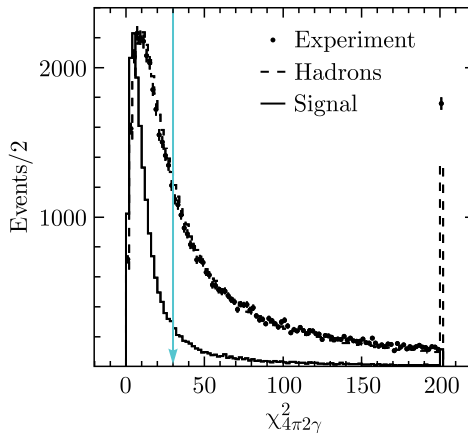


Рис. 1. Распределение по параметру  $\chi_{4\pi 2\gamma}^2$  для экспериментальных (точки с ошибками) и моделированных  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-2\pi^0\eta$  и  $e^+e^- \rightarrow$  адроны (сплошная и штриховая гистограммы) событий. Стрелкой показано используемое ограничение

Распределение по параметру  $\chi^2_{4\pi 2\gamma}$  для экспериментальных и моделированных событий показано на рис. 1. В последнем бине (при  $\chi^2 = 200$ ) содержатся также все события, имеющие большие значения параметра  $\chi^2$  и удовлетворяющие условию  $\chi^2_{2\pi 6\gamma} < 200$ .

### 3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЧИСЛА СОБЫТИЙ СИГНАЛА

Распределение отобранных экспериментальных событий по инвариантной массе  $\eta$ -мезона ( $M_\eta$ ) для сканирования 2021 г. приведено на рис. 2. Видно, что распределение состоит из примерно 35 % событий в области пика  $\eta$ -мезона и нерезонансного фона.

Для определения числа событий с  $\eta$ -мезоном полученные в каждом интервале/точке энергии коллайдера распределения по массе  $M_\eta$  аппроксимируются суммой сигнального и фонового распределений. Фоновое распределение — это сумма гистограммы, полученной по моделированию фоновых процессов, и линейной функции. Вклад гистограммы фиксирован с учетом светимости, а параметры линейной функции являются свободными.

Сигнальное распределение получалось в результате аппроксимации моделированного спектра по  $M_\eta$  суммой двух распределений Гаусса и линейной функции. Последняя нужна для описания распределения на краях от неправильно реконструированных событий. Для учета возможной неточности моделирования сигнала были введены два параметра: сдвиг положения пика  $\Delta M_\eta$  и уширение  $\Delta\sigma_{M_\eta}$ , которое квадратично добавля-

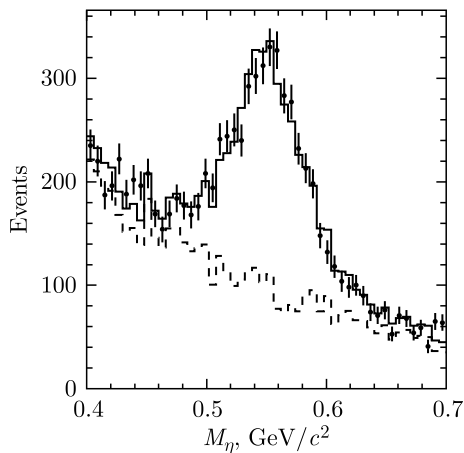


Рис. 2. Распределение экспериментальных событий по инвариантной массе двухфотонной пары — кандидата в  $\eta$ -мезон (точки с ошибками) — для сканирования 2021 г. Сплошная гистограмма — результат аппроксимации спектра суммой сигнального и фонового распределений, штриховая — вклад фона

лось к сигмам гауссовых функций. Они определялись при аппроксимации суммарного распределения по  $M_\eta$  для каждого сканирования. Полное полученное число сигнальных событий в эксперименте составляет 24 634.

#### 4. ЭФФЕКТИВНОСТЬ РЕГИСТРАЦИИ

Эффективность регистрации для событий изучаемого процесса определялась по моделированию как отношение числа отобранных событий к их полному числу и показана на рис. 3. В связи со сказанным в разд. 1 для энергии  $E \geq 1,944$  ГэВ значения эффективности усреднялись между основным моделированием изучаемого процесса и моделированием по фазовому объему, а их ошибки квадратично складывались. Разница в эффективности между сканированиями 2011–2012 и 2019 гг. объясняется разным количеством не работавших в них кристаллов калориметра, учитываемых при моделировании.

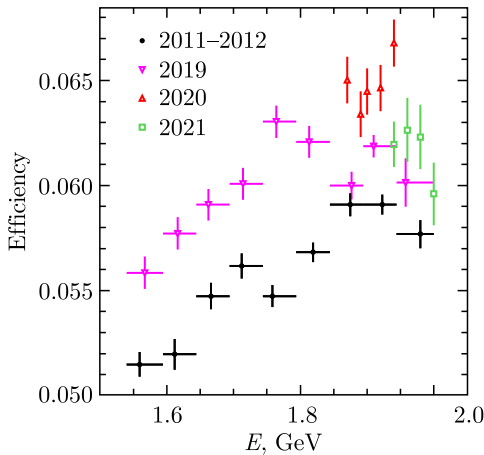


Рис. 3. Энергетическая зависимость эффективности регистрации для разных сканирований

#### 5. БОРНОВСКОЕ СЕЧЕНИЕ

Экспериментальные значения видимого сечения вычисляются следующим образом:

$$\sigma_{\text{vis},i} = \frac{N_i}{L_i \varepsilon_i}, \quad (1)$$

где  $N_i$ ,  $L_i$  и  $\varepsilon_i$  — число экспериментальных событий, интегральная светимость и эффективность регистрации для  $i$ -го энергетического диапазона или точки.

Экспериментальные значения борновского сечения определяются следующим образом [5]:

$$\sigma_i = \frac{\sigma_{\text{vis},i}}{1 + \delta(\bar{E}_i)}, \quad (2)$$

где  $\delta(\bar{E}_i)$  — радиационная поправка, вычисленная в результате аппроксимации  $\sigma_{\text{vis},i}$  модельной зависимостью борновского сечения от энергии. Видимое сечение для одинаковых диапазонов энергии сканирований 2011–2012 и 2019 гг. и точки 1,94 ГэВ сканирований 2020 и 2021 гг. усреднялось с учетом ошибок.

Борновское сечение в используемой нами модели расширенной векторной доминантности состоит из суммы двух вкладов:

$$\sigma(E) = \frac{12\pi}{E^3} \left| \sqrt{\frac{B_{\rho''}}{P_f(m_{\rho''}^2)} \frac{m_{\rho''}^{3/2} \Gamma_{\rho''}}{D_{\rho''}}} + \sqrt{\frac{B_{\rho'''}}{P_f(m_{\rho'''}^2)} \frac{m_{\rho'''}^{3/2} \Gamma_{\rho'''} e^{i\varphi}}{D_{\rho'''}}} \right|^2 P_f(E), \quad (3)$$

где  $m_V$  и  $\Gamma_V$  — масса и ширина векторного мезона  $V = \rho'', \rho'''$ ,  $\rho'' \equiv \rho(1700)$ ,  $\rho''' \equiv \rho(2150)$ ;  $f = 4\pi\eta$  — конечное состояние распада;  $B_V = B(V \rightarrow e^+e^-)B(V \rightarrow f)$  — произведение относительных вероятностей распада резонанса  $V$  в  $e^+e^-$  и конечное состояние  $f$ ;  $D_V = E^2 - m_V^2 + iE\Gamma_V$ ;  $P_f(E)$  — фактор фазового объема конечного состояния. Свободными параметрами аппроксимации являются  $B_{\rho''}$ ,  $m_{\rho''}$ ,  $\Gamma_{\rho''}$ ,  $B_{\rho'''}$ ,  $m_{\rho'''}$ ,  $\Gamma_{\rho'''}$  и  $\varphi$ . Массы и ширины мезонов  $\rho''$  и  $\rho'''$  притягиваются к их значениям из PDG [6] в пределах их ошибок (для последнего используются значения  $M_{\rho'''} = (2045 \pm 10)$  МэВ,  $\Gamma_{\rho'''} = (270 \pm 60)$  МэВ).

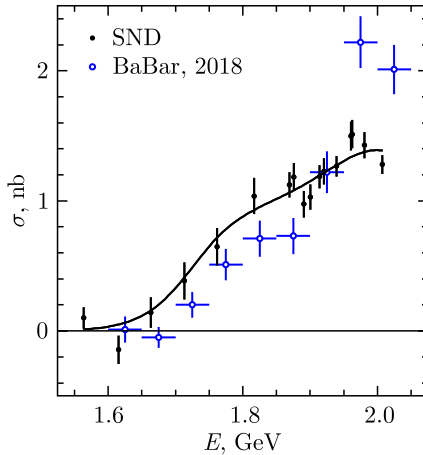


Рис. 4. Сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-2\pi^0\eta$ , измеренное в данной работе (темные кружки со статистическими ошибками) и эксперименте BaBar [3] (светлые кружки). Линия — результат аппроксимации формулой (3)

Полученные значения борновского сечения вместе с аппроксимирующей кривой показаны на рис. 4. Здесь же показаны результаты измерений ВаВаг [3]. Видно, что ниже 1,9 ГэВ наши данные лежат систематически выше данных ВаВаг. При энергии же 1,975 ГэВ результат измерения ВаВаг в 1,6 раза больше нашего. При энергии  $E > 1,87$  ГэВ наши данные имеют лучшую точность.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В статье представлен анализ процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-2\pi^0\eta$  по данным 2011, 2012, 2019–2021 гг., набранным в эксперименте с детектором СНД на  $e^+e^-$ -коллайдере ВЭПП-2000. Сечение этого процесса измерено в области энергии 1,55–2,00 ГэВ, где растет от 0 до 1,4 нб. При энергии 2 ГэВ оно составляет приблизительно 3% от полного адронного сечения. Сечение хорошо описывается моделью векторной доминантности с резонансами  $\rho(1700)$  и  $\rho(2150)$ . При энергии ниже 1,9 ГэВ наши данные лежат систематически выше данных ВаВаг. При энергии же 1,975 ГэВ результат измерения ВаВаг в 1,6 раза больше нашего. При энергии  $E > 1,87$  ГэВ наши данные имеют лучшую точность.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Romanov A. *et al.* // Proc. of PAC 2013. Pasadena, CA, USA, 2014. P. 14.
2. Achasov M. N. *et al.* (SND Collab.) // Nucl. Instr. Meth. A. 2009. V. 598. P. 31; Aulchenko V. M. *et al.* // Ibid. P. 102; Barnyakov A. Yu. *et al.* // Ibid. P. 163; Aulchenko V. M. *et al.* // Ibid. P. 340.
3. Lees J. P. *et al.* (BaBar Collab.) // Phys. Rev. D. 2018. V. 98. P. 112015.
4. Korobov A. A., Eidelman S. I. // J. Phys. Conf. Ser. 2020. V. 1525. P. 012019.
5. Кураев Э. А., Фадин В. С. // ЯФ. 1985. Т. 41. С. 733; Kuraev E. A., Fadin V. S. // Sov. J. Nucl. Phys. 1985. V. 41. P. 466.
6. Workman R. L. *et al.* (Particle Data Group) // Prog. Theor. Exp. Phys. 2022. V. 2022. P. 083C01; 2023 update.