

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

А. А. Ботов^{1,*}, М. Н. Ачасов^{1,2}, А. Ю. Барняков^{1,2},
К. И. Белобородов^{1,2}, А. В. Бердюгин^{1,2},
А. Г. Богданчиков¹, Т. В. Димова^{1,2}, В. П. Дружинин^{1,2},
В. Н. Жабин¹, Л. В. Кардапольцев^{1,2}, Д. П. Коврижин¹,
А. А. Король^{1,2}, А. С. Купич^{1,2}, А. П. Крюков¹,
Н. А. Мельникова¹, Н. Ю. Мучной^{1,2}, А. Е. Образовский¹,
Е. В. Пахтусова¹, К. В. Пугачев^{1,2}, С. И. Середняков^{1,2},
З. К. Силагадзе^{1,2}, И. К. Сурин¹, А. Г. Харламов^{1,2},
Д. А. Штоль¹

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

² 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 η -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 η -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 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 энерговоделение в калориметре превышает 300 МэВ.

Для отобранных событий по двум трекам находится вершина события, и вычисляется параметр χ_r^2 , показывающий ее качество. В случае трех треков в событии выбирается пара треков с наименьшим χ_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 π^0 -мезон — среднемировому значению его массы [6]. По подправленным в результате реконструкции параметрам фотонов вычисляется инвариантная масса третьей пары фотонов — кандидата в η -мезон, обозначаемая далее как M_η . 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.

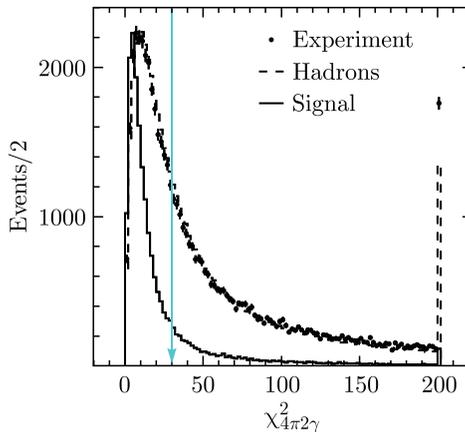


Рис. 1. Распределение по параметру $\chi_{4\pi 2\gamma}^2$ для экспериментальных (точки с ошибками) и моделированных $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-2\pi^0\eta$ и $e^+e^- \rightarrow$ адроны (сплошная и штриховая гистограммы) событий. Стрелкой показано используемое ограничение

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 χ^2 и удовлетворяющие условию $\chi^2_{2\pi 6\gamma} < 200$.

3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЧИСЛА СОБЫТИЙ СИГНАЛА

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

Для определения числа событий с η -мезоном полученные в каждом интервале/точке энергии коллайдера распределения по массе M_η 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_η 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 ΔM_η и уширение $\Delta\sigma_{M_\eta}$, которое квадратично добавля-

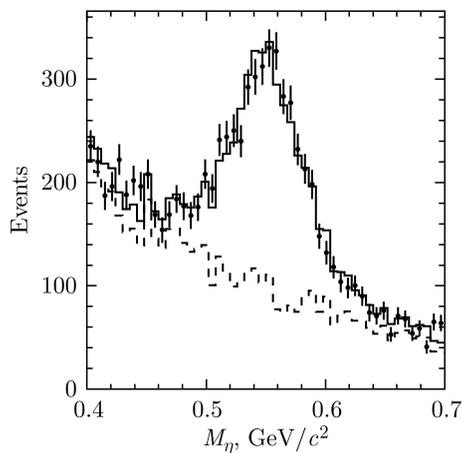


Рис. 2. Распределение экспериментальных событий по инвариантной массе двух-фотонной пары — кандидата в η -мезон (точки с ошибками) — для сканирования 2021 г. Сплошная гистограмма — результат аппроксимации спектра суммой сигнального и фонового распределений, штриховая — вклад фона

лось к сигмам гауссовых функций. Они определялись при аппроксимации суммарного распределения по M_η 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.

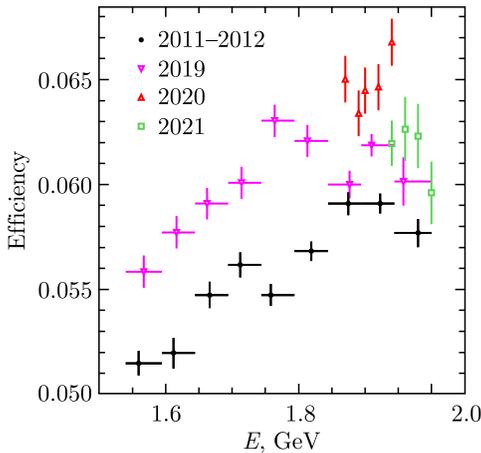


Рис. 3. Энергетическая зависимость эффективности регистрации для разных сканирований

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 ε_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:

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

где m_V и Γ_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 φ . Массы и ширины мезонов ρ'' и ρ''' 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).

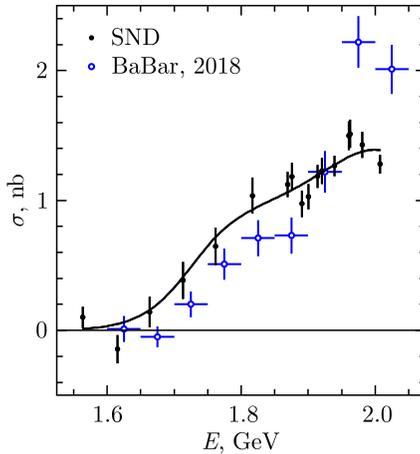


Рис. 4. Сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-2\pi^0\eta$, измеренное в данной работе (темные кружки со статистическими ошибками) и эксперименте BaBar [3] (светлые кружки). Линия — результат аппроксимации формулой (3)

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.