

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ
И ПОЛЯ

УДК 539.126.3

ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЯ ПРОЦЕССА $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$
ВБЛИЗИ РЕЗОНАНСА $\phi(1020)$ НА ДЕТЕКТОРЕ СНД

© 2025 г. М. Н. Ачасов^{1,2)}, А. Ю. Барняков^{1,2)}, К. И. Белобородов^{1,2)}, А. В. Бердюгин^{1,2)},
Д. Е. Беркаев^{1,2)}, А. Г. Богданчиков¹⁾, А. А. Ботов¹⁾, В. С. Денисов^{1,2)}, Т. В. Димова^{1,2)},
В. П. Дружинин^{1,2)}, В. Н. Жабин^{1,2)}, В. В. Жуланов^{1,2)}, И. М. Землянский^{1,2)},
Л. В. Кардапольцев^{1,2)}, А. А. Катцин¹⁾, А. Н. Кирпотин¹⁾, Д. П. Коврижин¹⁾, И. А. Кооп^{1,2)},
А. А. Король^{1,2)}, А. П. Крюков¹⁾, А. С. Купич^{1,2)}, Н. А. Мельникова¹⁾, Н. Ю. Мучной^{1,2)},
А. Е. Образовский¹⁾, И. В. Овтин^{1,2)}, А. А. Ооржак^{1,2),*}, Е. В. Пахтусова¹⁾, Е. А. Переведенцев¹⁾,
К. В. Пугачев^{1,2)}, Ю. А. Роговский^{1,2)}, С. И. Середняков¹⁾, З. К. Силагадзе^{1,2)}, И. К. Сурин¹⁾,
М. В. Тимошенко¹⁾, Ю. В. Усов¹⁾, Л. Б. Фомин¹⁾, А. Г. Харламов^{1,2)}, Ю. М. Шатунов¹⁾,
Д. А. Штоль¹⁾, Э. А. Эминов¹⁾

Поступила в редакцию 05.03.2025 г.; после доработки 05.03.2025 г.; принята к публикации 09.03.2025 г.

В эксперименте с детектором СНД на e^+e^- -коллайдере ВЭПП-2000 измерено сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$ в области энергий в системе центра масс от 1000 до 1060 МэВ. В максимуме резонанса $\phi(1020)$ систематическая ошибка измерения сечения составляет 1.3%, а статистическая — 2.2%. На сегодняшний день это самое точное измерение сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$. В результате аппроксимации данных моделью векторной доминантности измерена вероятность распада $B(\phi \rightarrow \pi^0\gamma) = (1.452 \pm 0.024 \pm 0.067) \times 10^{-3}$.

Ключевые слова: e^+e^- -коллайдер, распады фи-мезона, векторная доминантность

DOI: 10.31857/S0044002725030048, **EDN:** QGEZAX

1. ВВЕДЕНИЕ

Работа посвящена измерению сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$ в области энергий в системе центра масс ($E \equiv \sqrt{s}$) от 1000 до 1060 МэВ по данным, записанным в эксперименте СНД на коллайдере ВЭПП-2000 [1]. В этой области энергии в сечении изучаемого процесса доминирует вклад от распада резонанса $\phi(1020) \rightarrow \pi^0\gamma$, который интерферирует с относительно большими нерезонансными вкладами от хвостов резонансов $\omega(782)$ и $\rho(770)$. Вероятность распада $\phi \rightarrow \pi^0\gamma$ может быть получена из аппроксимации измеренной энергетической зависимости сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$ в модели векторной доминантности. В настоящее время наиболее точные измерения процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$ вблизи резонанса были проведены на e^+e^- -коллайдере ВЭПП-2М в экспериментах СНД [2, 3]

и КМД-2 [4]. Из-за относительно малой вероятности распада $B(\phi \rightarrow \pi^0\gamma) \sim 10^{-3}$ сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$ в максимуме резонанса невелико, около 6 нбн. В измерениях сечения $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$ [2–4] доминирует статистическая ошибка. Статистика, используемая в настоящей работе, примерно в 2 раза превышает статистику предыдущих экспериментов.

2. ДЕТЕКТОР И ЭКСПЕРИМЕНТ

Детектор СНД детально описан в работах [5–8]. Он состоит из трековой системы, черенковского счетчика, электромагнитного калориметра и мюонной системы. Трековая система — это девятислойная дрейфовая камера и однослойная пропорциональная камера, расположенные в едином газовом объеме. Она предназначена для измерения углов вылета заряженных частиц. Телесный угол трековой системы составляет 94% от 4π. В данном анализе она используется для подавления фона от процессов с заряженными частицами в конечном состоянии. Вокруг трековой системы расположены пороговые черенковские счетчики на ос-

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

²⁾ Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия.

* E-mail: A.A.Oorzhak@inp.nsk.su

нове аэрогеля. Главной частью детектора является трехслойный сферический электромагнитный калориметр, состоящий из 1640 кристаллов $\text{NaI}(\text{Tl})$. Телесный угол калориметра составляет 95% от 4π , энергетическое разрешение для фотонов — $\sigma_E / E = 4.2\% / \sqrt[4]{E(\text{ГэВ})}$, а угловое — около 1.5° . Сферическая форма калориметра обеспечивает его равномерную чувствительность по телесному углу. Энергии и углы фотонов измеряются с помощью калориметра. За калориметром находится мюонная система, состоящая из пропорциональных трубок и плоских сцинтилляционных счетчиков.

В работе анализируются экспериментальные данные с интегральной светимостью 19 пбн^{-1} , записанные в эксперименте с детектором СНД на коллайдере ВЭПП-2000 в 2018 г. в 17 точках по энергии.

Во время набора данных средняя энергия пучка и ее разброс измерялись методом обратного комптоновского рассеяния лазерных фотонов на пучке электронов [9]. Систематическая неопределенность определения энергии этим методом составляет около 60 кэВ для энергии в системе центра масс $E = 1000 \text{ МэВ}$. Эта неопределенность характеризует возможный сдвиг энергетической шкалы. Относительный сдвиг между точками сканирования энергии меньше. Он для разных точек варьируется от 15 до 40 кэВ. Разброс энергии в системе центра масс составляет около 400 кэВ.

Для моделирования событий изучаемого и адронных фоновых процессов используются генераторы событий методом Монте-Карло, учитывающие радиационные поправки [10]. Угловое распределение жесткого фотона, испускаемого из начального состояния, генерируется согласно работе [11]. Для моделирования электродинамического фона от процессов $e^+e^- \rightarrow 2\gamma, 3\gamma$ используется генератор BabaYaga-NLO [12]. Взаимодействие частиц, образующихся при e^+e^- -аннигиляции, с материалом детектора моделируется с помощью программного пакета GEANT4 [13].

Моделирование учитывает изменения экспериментальных условий во время набора данных, в частности неработающие каналы детектора и фоновые срабатывания элементов детектора, вызываемые частицами, вылетающими из пучков. Пучковый фон приводит к появлению в зарегистрированных событиях ложных фотонов и заряженных частиц. Для учета этого эффекта моделирование использует специальные фоновые события, записанные во время набора данных со случайным триггером, которые накладываются на моделируемые события.

Для измерения светимости используются события процесса $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ [14]. Систематическая

ошибка интегральной светимости составляет примерно 0.6%.

3. ОТБОР СОБЫТИЙ ПРОЦЕССА

$$e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma \rightarrow 3\gamma$$

На первом этапе отбираются события с тремя или более реконструированными фотонами с энергией больше 50 МэВ, не содержащие заряженных частиц ($N_{\text{ch}} = 0$). Полное энергосодержание (E_{EMC}) в калориметре для этих событий должно быть больше $0.65\sqrt{s}$, а импульс события, вычисленный по энергосодержаниям в кристаллах калориметра (P_{EMC}), должен быть меньше чем $0.3\sqrt{s}$.

Для отобранных на первом этапе событий проводится кинематическая реконструкция в гипотезе $e^+e^- \rightarrow 3\gamma$ с требованиями выполнения законов сохранения энергии и импульса. В результате кинематической реконструкции уточняются энергии и углы фотонов. По уточненным параметрам фотонов вычисляются двухфотонные инвариантные массы. Отбираются события, в которых одна из масс находится в диапазоне $70 < M_{\gamma\gamma} < 200 \text{ МэВ}/c^2$. Если число фотонов в событии больше трех, то анализируются все трехфотонные комбинации и выбирается одна, имеющая минимальное значение χ^2 кинематической реконструкции. На полярные углы фотонов накладываются условия: $36^\circ < \theta_\gamma < 144^\circ$.

Распределение χ^2 кинематической реконструкции ($\chi^2_{3\gamma}$) для экспериментальных и моделированных событий при $\sqrt{s} = 1.019 \text{ ГэВ}$ показано на рис. 1. Моделированная гистограмма представляет сумму распределений изучаемого и фоновых процессов. Она нормирована на число экспериментальных событий. Ожидаемые доли разных процессов, дающих вклад в моделированное распределение, следующие: $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$ — 46%, $e^+e^- \rightarrow 3\gamma$ (квантовая электродинамика) — 28%, $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma, \eta \rightarrow \gamma\gamma$ — 18%, $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma, \eta \rightarrow 3\pi^0$ — 4%, $e^+e^- \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ — 3% и $e^+e^- \rightarrow K_S K_L, K_S \rightarrow 2\pi^0$ — 1%. Первые три процесса имеют трехфотонное конечное состояние и близкие распределения по $\chi^2_{3\gamma}$ с пиком вблизи нуля. Суммарное распределение для трех последних процессов, имеющих многофотонное конечное состояние, показано тонированной гистограммой. Еще одним источником фона являются события, вызванные космическими частицами. Большинство космических событий, удовлетворяющих условиям отбора для $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$, вызывают срабатывание мюонной системы. Их количество может быть определено из анализа распределения по времени прихода сигнала первичного триггера калориметра относительно момента столкновения

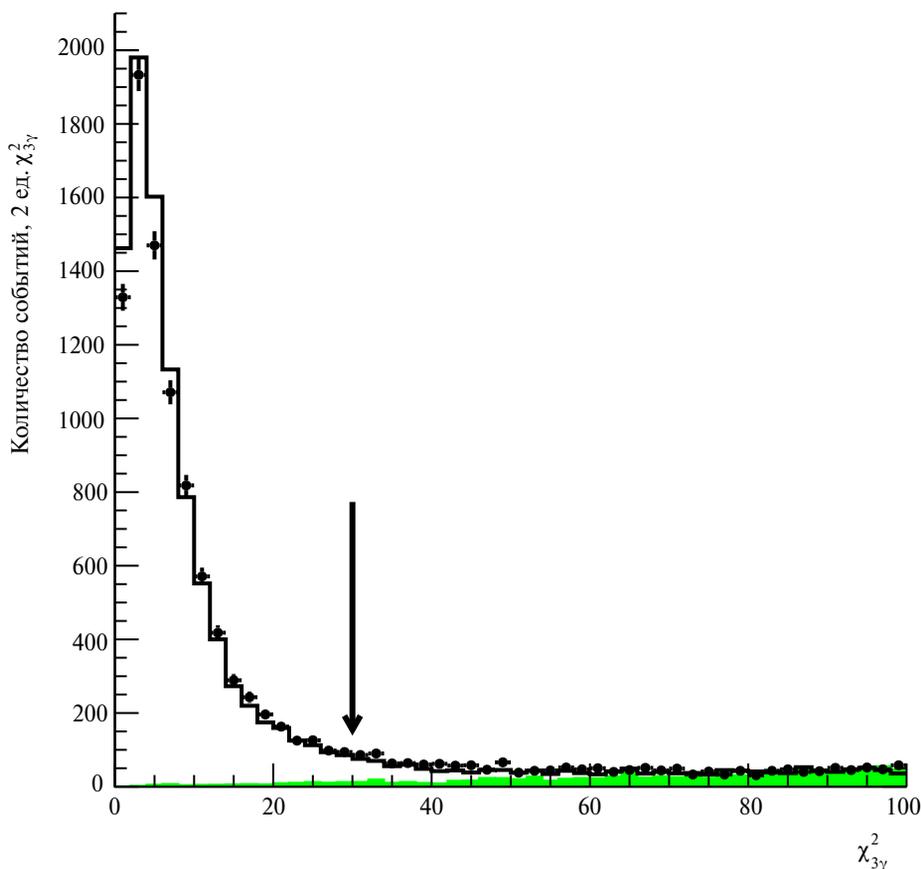


Рис. 1. Распределение по параметру $\chi^2_{3\gamma}$ при энергии $\sqrt{s} = 1.019$ ГэВ. Точки с ошибками — экспериментальные данные. Гистограмма — моделированная сумма распределений для процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$ и фона. Распределения нормированы на одинаковое число событий. Тонированная гистограмма показывает вклад многофотонного фона. Стрелка указывает условие отбора.

пучков. Доля космических событий с $\chi^2_{3\gamma} < 100$ составляет около 0.5%. Их распределение по параметру $\chi^2_{3\gamma}$ похоже на распределение для многофотонных событий. Для подавления фона от многофотонных и космических событий используется условие $\chi^2_{3\gamma} < 30$. С этим условием фон от многофотонных событий составляет около 1% от общего числа отобранных событий, а космический фон — менее 0.1%.

Вблизи границ исследуемой области энергии доминирующим источником фона является процесс $e^+e^- \rightarrow N\gamma$. Для этого процесса распределение по энергии наименее энергичного фотона имеет пик вблизи границы 50 МэВ, тогда как для изучаемого процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$ это распределение равномерное в диапазоне от 50 МэВ до $0.25\sqrt{s}$. Поэтому отношение эффект/фон может быть увеличено при увеличении порога на минимальную энергию фотона. При $\sqrt{s} > 1.023$ ГэВ, где сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$ мало, было использовано

дополнительное условие $E_{\min}^\gamma > 0.125\sqrt{s}$, позволяющее улучшить чувствительность поиска событий $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$. При более низких энергиях значимость сигнала при увеличении порога меняется незначительно.

4. АППРОКСИМАЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИНВАРИАНТНОЙ МАССЫ $M_{\gamma\gamma}$

Чтобы определить число событий ($N_{\pi^0\gamma}$) изучаемого процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$, в каждой точке по энергии проводилась аппроксимация спектра двухфотонных инвариантных масс $M_{\gamma\gamma}$ для двух наименее энергичных фотонов в событии. Пример такого спектра для энергии $\sqrt{s} = 1019$ МэВ приведен на рис. 2. Экспериментальное распределение описывалось суммой распределений для эффекта F_{signal} и фона F_{bkg} .

Для того чтобы получить F_{signal} , моделированное распределение событий процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$

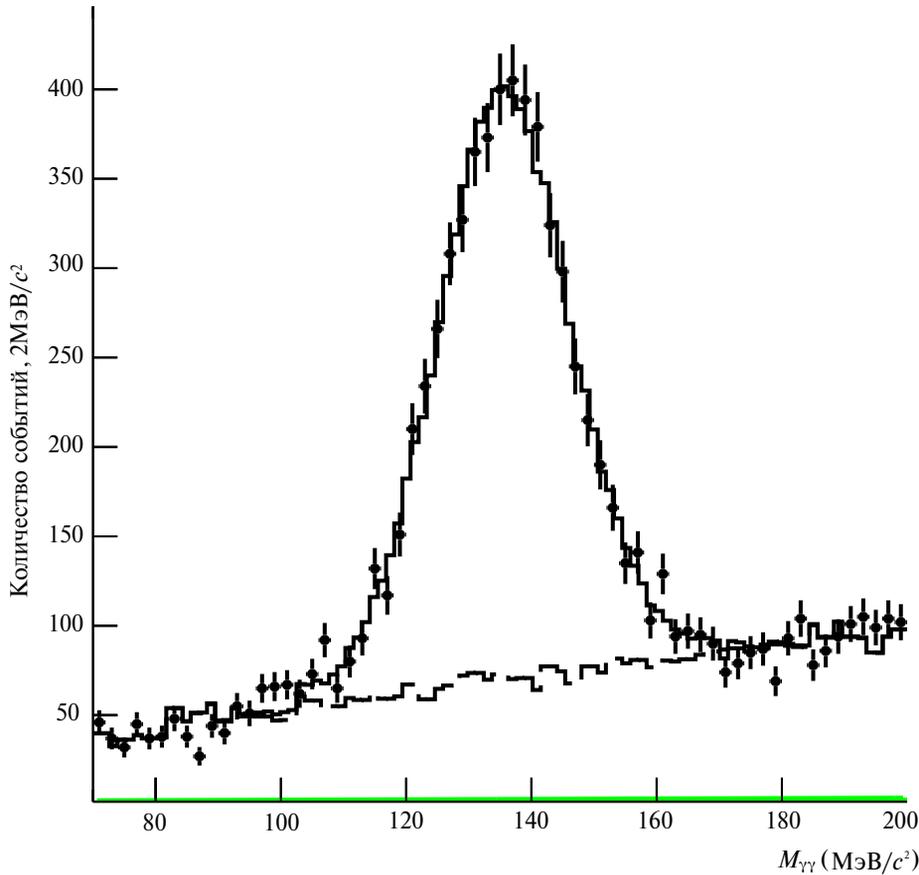


Рис. 2. Распределение $M_{\gamma\gamma}$ для экспериментальных событий в точке $\sqrt{s} = 1.019$ ГэВ (точки с ошибками). Сплошная гистограмма показывает результат аппроксимации, описанной в тексте. Пунктирная гистограмма — вклад фоновых событий. Тонированная гистограмма показывает вклад линейного фона.

аппроксимировалось суммой трех гауссовых функций. Для учета возможного различия экспериментального и моделированного распределений в калибровке шкалы масс и разрешении при аппроксимации экспериментальных данных функция F_{signal} , полученная по моделированию, модифицировались добавлением ко всем трем гауссовым массам сдвига Δm , а ко всем трем дисперсиям уширения $\Delta\sigma^2$. Эти параметры были свободными при аппроксимации спектров для двух точек с максимальной интегральной светимостью (1019 и 1020 МэВ), находящихся вблизи максимума резонанса $\phi(1020)$. Их средневзвешенные значения оказались равными $\Delta m = -0.22 \pm 0.17$ МэВ/ c^2 и $\Delta\sigma^2 = 14.8 \pm 3.6$ МэВ²/ c^4 . Для остальных точек параметры Δm и $\Delta\sigma^2$ фиксировались на вышеприведенных значениях.

Функция F_{bkg} является суммой расчетных распределений для фоновых процессов $e^+e^- \rightarrow N\gamma$, $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$, $e^+e^- \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ и $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$. Она представлялась гистограммой. Следует отметить, что форма распределения для фона близка к ли-

нейной. Для того чтобы учесть разницу в описании фона между экспериментом и моделированием, к гистограмме добавлялась линейная функция, параметры которой определялись при аппроксимации.

На рис. 2 показан результат аппроксимации экспериментальных данных при $\sqrt{s} = 1.019$ ГэВ. В этой точке свободными параметрами аппроксимации были число событий сигнала $N_{\pi^0\gamma}$, Δm , $\Delta\sigma^2$ и два параметра линейного фона. Число событий линейного фона составило $(4.6 \pm 2.1)\%$ от полного числа фоновых событий. Такая аппроксимация была сделана для всех точек по энергии. Полученные числа событий изучаемого процесса приведены в табл. 1. Первая ошибка в $N_{\pi^0\gamma}$ статистическая, а вторая — систематическая.

Источником систематической ошибки является разница между моделированием и экспериментом в форме распределений для фона и сигнала. Поэтому для оценки систематической ошибки параметры Δm , $\Delta\sigma^2$ варьировались в пределах своих ошибок, а для фона использовалась альтернативная

Таблица 1. Энергия в системе центра масс (\sqrt{s}), интегральная светимость (IL), эффективность регистрации ($\epsilon_{0, \text{corr}}$), число отобранных событий процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma(N_{\pi^0\gamma})$, радиационная поправка ($1 + \delta$), поправка на энергетический разброс пучка ($1 + \delta_E$), измеренное борновское сечение (σ_{Born}); для интегральной светимости, числа событий и сечения первая ошибка статистическая, вторая — систематическая; для радиационной поправки приведена систематическая ошибка, а для эффективности — статистическая

\sqrt{s} , МэВ	IL, нбн ⁻¹	$\epsilon_{0, \text{corr}}$, %	$N_{\pi^0\gamma}$	$1 + \delta$	$1 + \delta_E$	σ , нбн
1000.28	$601.2 \pm 2.3 \pm 11.0$	41.3 ± 0.5	$121_{-21}^{+22} \pm 2$	0.929 ± 0.001	1.000	$0.53 \pm 0.09 \pm 0.01$
1001.91	$634.2 \pm 2.5 \pm 2.7$	41.2 ± 0.8	$122_{-21}^{+22} \pm 3$	0.919 ± 0.001	1.000	$0.51 \pm 0.09 \pm 0.01$
1005.99	$1680.2 \pm 4.1 \pm 7.3$	41.1 ± 0.5	$359_{-35}^{+36} \pm 8$	0.887 ± 0.001	1.001	$0.59 \pm 0.06 \pm 0.01$
1009.60	$725.7 \pm 2.7 \pm 4.3$	41.2 ± 0.7	$218 \pm 25 \pm 5$	0.851 ± 0.002	1.001	$0.86 \pm 0.10 \pm 0.02$
1015.74	$627.9 \pm 2.5 \pm 4.2$	40.9 ± 0.5	$555_{-30}^{+31} \pm 4$	0.767 ± 0.002	1.009	$2.79 \pm 0.16 \pm 0.04$
1016.80	$1650.1 \pm 4.4 \pm 8.4$	41.0 ± 0.4	$1950 \pm 57 \pm 14$	0.751 ± 0.002	1.008	$3.80 \pm 0.12 \pm 0.05$
1017.91	$1257.5 \pm 3.7 \pm 7.4$	41.1 ± 0.4	$1918_{-55}^{+56} \pm 14$	0.742 ± 0.002	0.998	$5.01 \pm 0.15 \pm 0.07$
1019.08	$2454.7 \pm 5.7 \pm 14.5$	41.0 ± 0.3	$4491_{-93}^{+94} \pm 15$	0.760 ± 0.002	0.972	$6.04 \pm 0.13 \pm 0.08$
1019.94	$2637.2 \pm 6.0 \pm 13.4$	40.7 ± 0.3	$4212_{-93}^{+94} \pm 13$	0.811 ± 0.003	0.987	$4.91 \pm 0.12 \pm 0.06$
1020.91	$1426.6 \pm 4.1 \pm 6.2$	41.1 ± 0.4	$1529 \pm 53 \pm 12$	0.916 ± 0.007	1.016	$2.81 \pm 0.10 \pm 0.04$
1022.09	$1232.5 \pm 3.7 \pm 7.3$	41.5 ± 0.4	$836 \pm 41 \pm 7$	1.120 ± 0.018	1.018	$1.43 \pm 0.08 \pm 0.03$
1022.93	$820.0 \pm 2.9 \pm 4.2$	40.9 ± 0.6	$379_{-29}^{+30} \pm 5$	1.330 ± 0.034	1.016	$0.84 \pm 0.09 \pm 0.03$
1027.74	$659.2 \pm 2.6 \pm 5.0$	26.7 ± 1.8	$46 \pm 13 \pm 2$	6.032 ± 1.089	1.004	$0.04 \pm 0.07 \pm 0.01$
1033.82	$537.4 \pm 2.3 \pm 4.1$	27.4 ± 2.7	$4 \pm 10 \pm 3$	$500_{-2800}^{+130000}$	1.001	$0.00 \pm 0.07 \pm 0.00$
1039.79	$585.8 \pm 2.5 \pm 9.0$	27.4 ± 2.7	$26_{-11}^{+12} \pm 3$	11.38 ± 6.341	1.000	$0.01 \pm 0.07 \pm 0.01$
1049.80	$634.2 \pm 2.6 \pm 5.4$	27.0 ± 1.7	$14_{-9}^{+10} \pm 4$	3.613 ± 0.887	1.000	$0.02 \pm 0.06 \pm 0.01$
1060.02	$607.1 \pm 2.5 \pm 3.6$	28.4 ± 1.6	$21 \pm 12 \pm 2$	2.394 ± 0.410	1.000	$0.05 \pm 0.07 \pm 0.01$

аппроксимация, в которой линейная функция отсутствовала, а расчетный фон умножался на масштабный множитель, величина которого была свободным параметром аппроксимации.

5. ЭФФЕКТИВНОСТЬ РЕГИСТРАЦИИ

Эффективность регистрации ϵ событий изучаемого процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$ определяется по моделированию как функция от энергии в системе центра масс \sqrt{s} и от энергии фотонов, излученных из начального состояния, нормированной на энергию пучка $x = 2E_{\text{ISR}} / \sqrt{s}$:

$$\epsilon(\sqrt{s}, x) = \epsilon_0(\sqrt{s})g(\sqrt{s}, x), \quad (1)$$

где $\epsilon_0(\sqrt{s}) = \epsilon(\sqrt{s}, 0)$, а $g(\sqrt{s}, 0) = 1$. Поскольку изучаемая область энергий является узкой, то зависимость функции g от \sqrt{s} можно пренебречь. В этом случае изменение экспериментальных условий (неработающие каналы калориметра, пучковый фон и т. д.) учитывается в $\epsilon_0(\sqrt{s})$. Зависимость $g(x)$, полученная по моделированию, представлена на рис. 3. Она аппроксимирована гладкой функцией.

К эффективности регистрации, определенной с помощью моделирования, делаются поправки

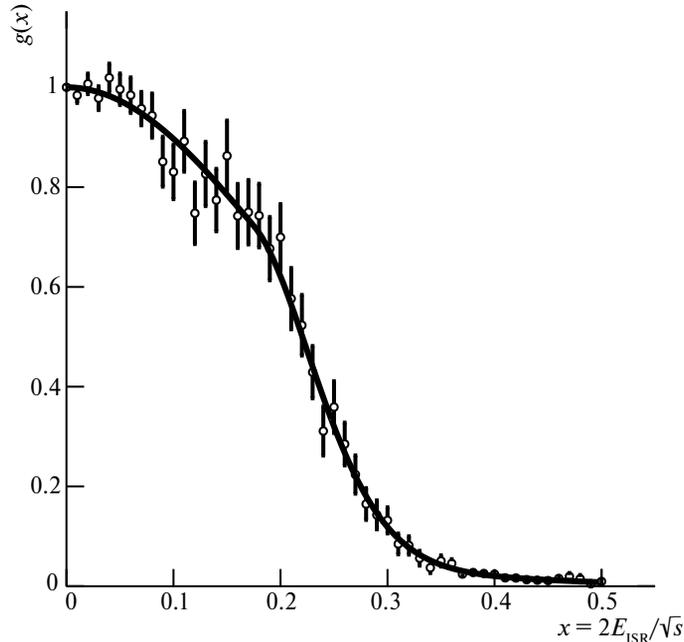


Рис. 3. Функция $g(x)$, описывающая зависимость эффективности регистрации от доли энергии, излученной из начального состояния.

на разницу в отклике детектора в моделировании и в эксперименте:

$$\epsilon_{0, \text{corr}} = \epsilon_0 \prod_i (1 - \delta_i), \quad (2)$$

где δ_i — поправки, возникающие из-за применения разных условий отбора.

Около 10% событий процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$ имеют заряженный трек в дрейфовой камере и отбрасываются условием $N_{\text{ch}} = 0$. Заряженные треки появляются из-за конверсии фотонов на веществе перед дрейфовой камерой (3.5%), распада $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$ (1.2%) и наложения на события заряженных треков от пучкового фона (5%). Поправки к эффективности из-за неточности моделирования конверсии фотона и наложений пучкового фона изучались в работе [14] при измерении интегральной светимости. Поправка на конверсию для процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$ с описанными выше ограничениями на полярные углы фотонов составляет $\delta_{\text{conv}} = 0.8 \pm 0.1\%$, а поправка из-за наложений пучкового фона — $\delta_{\text{ch}} = 0.4 \pm 0.2\%$.

Условия $E_{\text{EMC}} > 0.65\sqrt{s}$ и $P_{\text{EMC}} < 0.3\sqrt{s}$ отбрасывают около 1.5% моделированных событий изучаемого процесса, в которых фотоны удовлетворяют условиям $36^\circ < \theta_\gamma < 144^\circ$ и $E_\gamma > 50$ МэВ. Как правило, в этих событиях один из фотонов попадает в калориметр вблизи неработающего счетчика. Для оценки точности моделирования условий на параметры E_{EMC} и P_{EMC} были использованы события процесса $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$. Они выделялись тре-

бованиями $N_{\text{ch}} = 0$, наличия ровно двух коллинеарных фотонов, один из которых имеет энергию больше чем $0.7\sqrt{s}$. Доля событий, отбрасываемых условиями на параметры E_{EMC} и P_{EMC} в моделировании $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$, составляет около 2%. Поправка к эффективности вычислялась как

$$\delta = 1 - \left(\frac{M^*}{M} \right) / \left(\frac{N^*}{N} \right),$$

где $N^*(M^*)$ — число событий в данных (моделировании) до применения исследуемых условий, а $N(M)$ — после. Полученная поправка для событий $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ умножалась на 0.75, чтобы учесть разницу в доле отбрасываемых событий между процессами $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ и $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$. Величина поправки (δ_{EMC}) в разных энергетических точках меняется от -0.1% до 0.5% . Систематическая ошибка поправки берется равной 100%.

Условие $\chi_{3\gamma}^2 < 30$ отбрасывает около 9% моделированных событий изучаемого процесса, удовлетворяющих условиям на $E_{\text{EMC}}, P_{\text{EMC}}$ и на углы и энергии фотонов. В точках $\sqrt{s} = 1019$ и 1020 МэВ это условие было ослаблено до $\chi_{3\gamma}^2 < 200$. Возникающий при этом фон от многофотонных событий подавлялся приблизительно в 10 раз требованием, что число фотонов в событии равно трем ($N_{\text{ph}} = 3$). В хвост распределения по параметру $\chi_{3\gamma}^2$ дают вклад также события от процесса $e^+e^- \rightarrow \omega\gamma \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$, в которых фотон испускается

из начального состояния преимущественно под малым углом к оси пучков. Для подавления вклада этого процесса было использовано дополнительное условие на вычисленный по энерговыделению в кристаллах калориметра продольный импульс события $P_{\parallel\text{EMC}} < 0.1\sqrt{s}$. Получившаяся с этими дополнительными условиями поправка на неточность моделирования распределения по параметру $\chi_{3\gamma}^2$ составила $(-0.6 \pm 0.6)\%$. Для изучения возможного сдвига в величине поправки из-за применения условий $N_{\text{ph}} = 3$ и $P_{\parallel\text{EMC}} < 0.1\sqrt{s}$ изучались данные, записанные в 2018 г. в максимуме резонанса $\omega(782)$, где события процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$ выделяются с малым уровнем фона. Сдвиг в поправке из-за применения дополнительных условий составил -0.1% . Для событий в резонансе $\omega(782)$ ограничение на $\chi_{3\gamma}^2$ можно ослабить с 200 до 500. Это приводит к сдвигу в поправке на -0.2% . Таким образом, с учетом сдвигов, взятых со 100%-ной систематической ошибкой, поправка составляет $\delta_{\chi_{3\gamma}^2} = -0.9 \pm 0.7\%$.

На рис. 4 приведены распределения по косинусу полярного угла фотона отдачи в процессе $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$ и по энергии наименее энергичного фотона от распада π^0 -мезона при $\sqrt{s} = 1019$ и 1020 МэВ. Для построения этих распределений

ослаблялись условия на полярные углы и энергии фотонов: $27^\circ < \theta_\gamma < 153^\circ$ и $E_\gamma > 30$ МэВ. Число экспериментальных событий $\pi^0\gamma$ в каждом канале гистограммы определялось аппроксимацией спектра $M_{\gamma\gamma}$, как описано в разд. 4. Видно, что оба распределения неплохо согласуются с моделированием. Поэтому поправок на применение условий $36^\circ < \theta_\gamma < 144^\circ$ и $E_\gamma > 50$ МэВ не вводится. Влияние этих условий было также изучено на большой статистике по событиям процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$ вблизи максимума резонанса $\omega(782)$. Условие на минимальный угол θ_γ изменялось от 27° до 45° , что соответствует удвоенному угловому размеру кристалла в калориметре, а порог на энергию фотона увеличивался до 75 и 100 МэВ. Изменение отношения чисел событий в эксперименте и моделировании при этом не превышало 0.6% при варьировании угловых ограничений и 0.4% при варьировании порога на энергию фотона. Эти числа были взяты в качестве оценок систематической ошибки на применение условий $36^\circ < \theta_\gamma < 144^\circ$ и $E_\gamma > 50$ МэВ.

В точках с максимальной статистикой $\sqrt{s} = 1019$ и 1020 МэВ полные поправки к эффективности регистрации событий процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$ равны $(0.4 \pm 1.0)\%$ и $(0.2 \pm 1.0)\%$ соответственно, где приведенная ошибка является квадратичной суммой систематических ошибок, перечисленных выше.

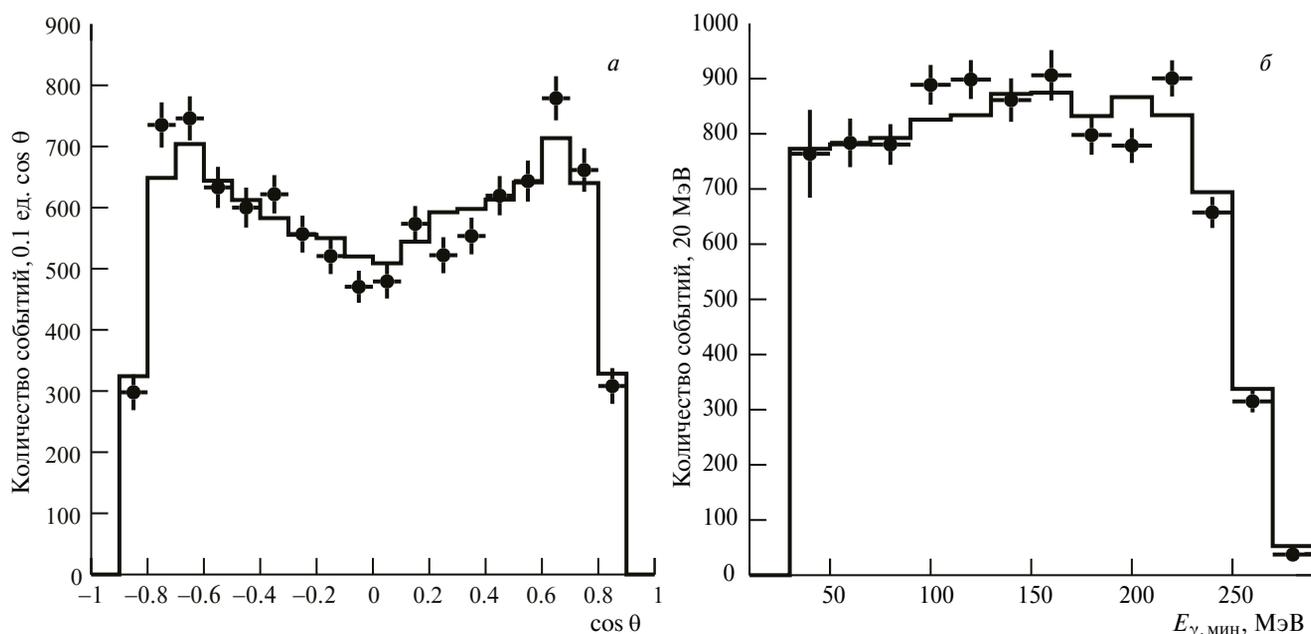


Рис. 4. Распределения экспериментальных (точки с ошибками) и моделированных (гистограмма) событий процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$ по косинусу полярного угла фотона отдачи (а) и энергии наименее энергичного фотона от распада π^0 -мезона (б). Моделированное распределение нормировано на число событий в экспериментальном распределении.

Эффективности регистрации $\varepsilon_{0,\text{corr}}$ в разных точках по энергии приведены в табл. 1. Эффективность практически не зависит от энергии. При $\sqrt{s} < 1027$ МэВ ее среднее значение составляет $(41.0 \pm 0.1)\%$. При $\sqrt{s} \geq 1027$ МэВ, где используется более высокий порог на энергию фотона, среднее значение эффективности составляет $(27.4 \pm 0.9)\%$.

6. ОПРЕДЕЛЕНИЕ БОРНОВСКОГО СЕЧЕНИЯ ПРОЦЕССА $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$

Связь экспериментально наблюдаемого сечения с борновским сечением задается интегральным уравнением

$$\sigma_{\text{vis}}(s) = \int_0^{x_{\text{max}}} \varepsilon(s, x) F(x, s) \sigma_{\text{Born}}(s(1-x)) dx, \quad (3)$$

где $x = 2E_{\text{rad}} / \sqrt{s}$, E_{rad} — энергия фотонов, излученных из начального состояния, $F(x, s)$ — функция, описывающая вероятность излучения фотонов с энергией $x\sqrt{s}/2$ [10], $x_{\text{max}} = 1 - m_{\pi^0}^2/s$ — кинематический предел. Формулу (3) можно переписать в следующем виде:

$$\sigma_{\text{vis}}(s) = \sigma_{\text{Born}}(s) \varepsilon_0(s) (1 + \delta(s)), \quad (4)$$

где $\delta(s)$ — радиационная поправка. Кроме радиационной поправки следует учесть зависимость экспериментально наблюдаемого сечения от разброса энергии в пучках. Энергия в системе центра масс имеет гауссово распределение со среднеквадратичным отклонением σ_E . Поскольку разброс энергии много меньше ширины резонанса ϕ , вместо свертки сечения (3) с гауссовой функцией мы используем приближенную формулу

$$\sigma_{\text{exp}}(s) = \sigma_{\text{vis}}(s) + \frac{1}{2} \frac{d^2 \sigma_{\text{vis}}(s)}{d\sqrt{s}^2} \sigma_E^2 = \sigma_{\text{vis}}(1 + \delta_E). \quad (5)$$

С другой стороны, экспериментальное сечение для изучаемого процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$ определяется как $\sigma_{\text{exp}} = N_{\pi^0\gamma} / \text{IL}$, где IL — интегральная светимость.

Чтобы получить борновское сечение, измеренная зависимость экспериментального сечения от энергии в системе центра масс аппроксимируется формулой (5). Для борновского сечения в формуле (3) используется некоторая теоретическая модель, хорошо описывающая экспериментальные данные. По результатам аппроксимации для каждой точки по энергии по формулам (4) и (5) вычисляются радиационная поправка и поправка на энергетический разброс. Окончательно борновское сечение в точке s_i вычисляется по следующей формуле:

$$\sigma_{\text{Born}}(s_i) = \frac{\sigma_{\text{exp}}(s_i)}{\varepsilon_0(s_i)(1 + \delta(s_i))(1 + \delta_E(s_i))}. \quad (6)$$

Для описания борновского сечения используется модель векторной доминантности (МВД):

$$\sigma_{\pi^0\gamma}(s) = \frac{q^3(s)}{s^2} \left| \sum_V A_V(s) \right|^2, \quad (7)$$

$$A_V(s) = \frac{m_V \Gamma_V e^{i\varphi_V}}{m_V^2 - s - i\sqrt{s} \Gamma_V(s)} \sqrt{\frac{m_V^3}{q(m_V^2)^3}} \sigma_V,$$

$$q(s) = \frac{\sqrt{s}}{2} \left(1 - \frac{m_{\pi^0}^2}{s} \right),$$

$$\sigma_V = \frac{12\pi}{m_V^2} B(V \rightarrow e^+e^-) B(V \rightarrow \pi^0\gamma),$$

где m_V — масса векторного резонанса V , $\Gamma_V(s)$ — его ширина, зависящая от энергии, φ_V — фаза интерференции, σ_V — сечение в пике резонанса, $B(V \rightarrow e^+e^-)$ и $B(V \rightarrow \pi^0\gamma)$ — относительные вероятности распада резонанса V в e^+e^- и $\pi^0\gamma$. Суммирование в формуле (7) идет по резонансам $\rho(770)$, $\omega(782)$, $\phi(1020)$ и возбужденным состояниям семейств ρ и ω .

Аппроксимация экспериментальных данных осуществлялась с помощью программы FIT [15]. Массы, ширины и вероятности распадов для резонансов ρ и ω фиксировались на табличных значениях [16]. Для ϕ использовались значения массы и ширины, полученные при анализе процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ по данным СНД 2018 г. [14]. Для $B(\phi \rightarrow e^+e^-)$ было взято табличное значение [16]. Фаза ω -мезона тождественно равнялась нулю $\varphi_\omega = 0$, а фазы φ_ρ , φ_ϕ фиксировались на значениях из работ [3, 17] соответственно:

$$\varphi_\rho = (-12.7 \pm 4.5)^\circ, \quad (8)$$

$$\varphi_\phi = (163 \pm 7)^\circ.$$

При расчете зависимостей ширин резонансов ρ , ω и ϕ от энергии использовались все моды распадов с вероятностью больше 1%. Согласно работе СНД [18], в которой сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$ было измерено в диапазоне от 1.075 до 2 ГэВ, вклады вышележащих резонансов можно описать одним эффективным резонансом V' с массой 1450 МэВ, шириной ~ 400 МэВ и $\varphi_\rho = 180^\circ$. Зависимость ширины V' от энергии вычислялась в предположении, что его доминирующим распадом является

$V' \rightarrow \omega\pi^0$. Свободными параметрами аппроксимации являются вероятность распада $B(\phi \rightarrow \pi^0\gamma)$ и $\sigma_{\gamma'}$. Приведенная модель неплохо описывает экспериментальные данные: $\chi^2/\text{ndf} = 17.5/15$, где ndf — число степеней свободы. В результате аппроксимации были получены следующие значения параметров модели:

$$B(\phi \rightarrow \pi^0\gamma) = (1.452 \pm 0.024) \times 10^{-3}, \quad (9)$$

$$\sigma_{\gamma'} = 7_{-5}^{+8} \text{ пбн.}$$

Радиационные поправки и поправки на энергетический разброс, вычисленные по результатам аппроксимации, приведены в табл. 1 и показаны на рис. 5. Абсолютная величина поправки на энергетический разброс не превышает 3%.

На рис. 6 показана энергетическая зависимость борновского сечения, вычисленного по формуле (6). Видно, что форма сечения асимметрична и отличается от кривой Брейта–Вигнера. Это отличие связано с интерференцией между амплитудами резонансов $\omega(782)$ и $\phi(1020)$.

В табл. 1 для сечения приведены статистическая и систематическая ошибки. Систематическая ошибка складывается из неопределенности измерения интегральной светимости (0.6%) и систематических погрешностей в эффективности регистрации (1.0%), числе событий $\pi^0\gamma$ и радиационной поправки. Последняя определялась при варьировании параметров аппроксимации в пределах

их ошибок. Она приведена в табл. 1. В максимуме резонанса $\sqrt{s} = 1019$ МэВ систематическая ошибка борновского сечения составляет 1.3%.

Для вероятности распада $\phi \rightarrow \pi^0\gamma$, определяемой при аппроксимации сечения, имеется несколько дополнительных источников систематической погрешности. Это неопределенности фаз Φ_ϕ и Φ_ρ , вероятностей распадов $B(\rho \rightarrow \pi^0\gamma)$ и $B(\omega \rightarrow \pi^0\gamma)$ и ширины Γ_ϕ . Систематическая ошибка определялась путем варьирования этих параметров в пределах их ошибок при аппроксимации. Максимальный вклад в систематическую ошибку $B(\phi \rightarrow \pi^0\gamma)$ (4%) дает неопределенность в фазе Φ_ϕ . С учетом всех перечисленных выше ошибок окончательное значение вероятности распада равно

$$B(\phi \rightarrow \pi^0\gamma) = (1.452 \pm 0.024 \pm 0.067) \times 10^{-3}. \quad (10)$$

7. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

На рис. 6 приведено сравнение борновского сечения, полученного в данной работе, с измерениями в экспериментах [2–4]. Видно, что наше измерение имеет лучшую точность и лежит выше данных остальных экспериментов. На рис. 7 приведены относительные разности между сечениями, измеренными в работах [2–4], и результатом аппроксимации сечения, полученного в данной работе. Сплошная черная линия на всех трех графиках показывает среднее значение разности. Эти сред-

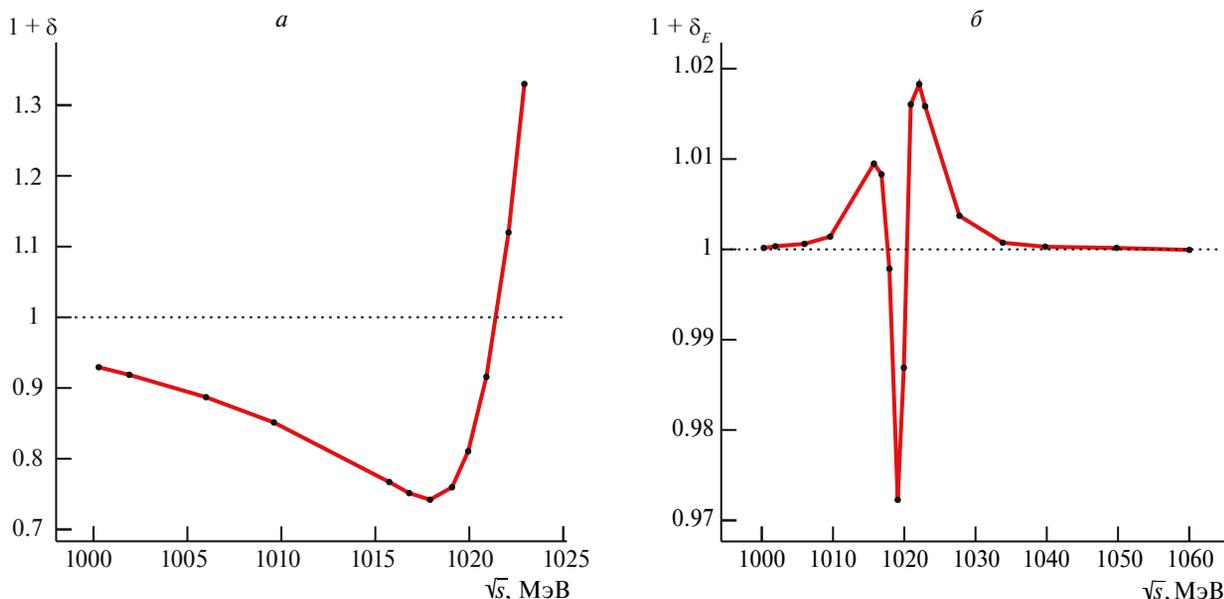


Рис. 5. Энергетические зависимости радиационной поправки $1 + \delta$ (а) и поправки на энергетический разброс пучков $1 + \delta_E$ (б).

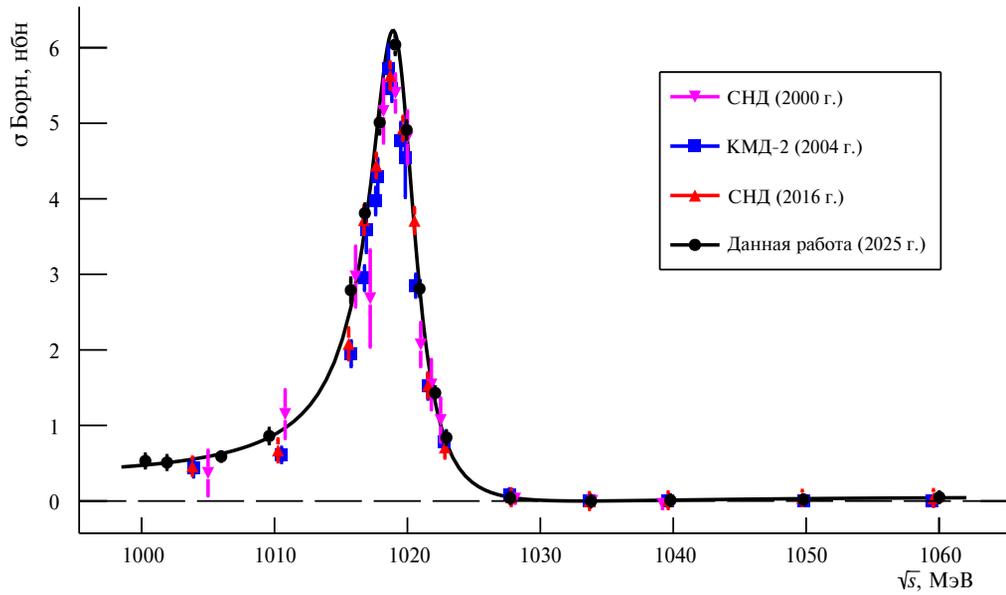


Рис. 6. Сравнение борновского сечения, измеренного в данной работе, с результатами измерений на коллайдере ВЭПП-2М: СНД 2016 г. [3], КМД-2 2004 г. [4] и СНД 2000 г. [2]. Сплошная кривая — результат аппроксимация борновского сечения моделью векторной доминантности.

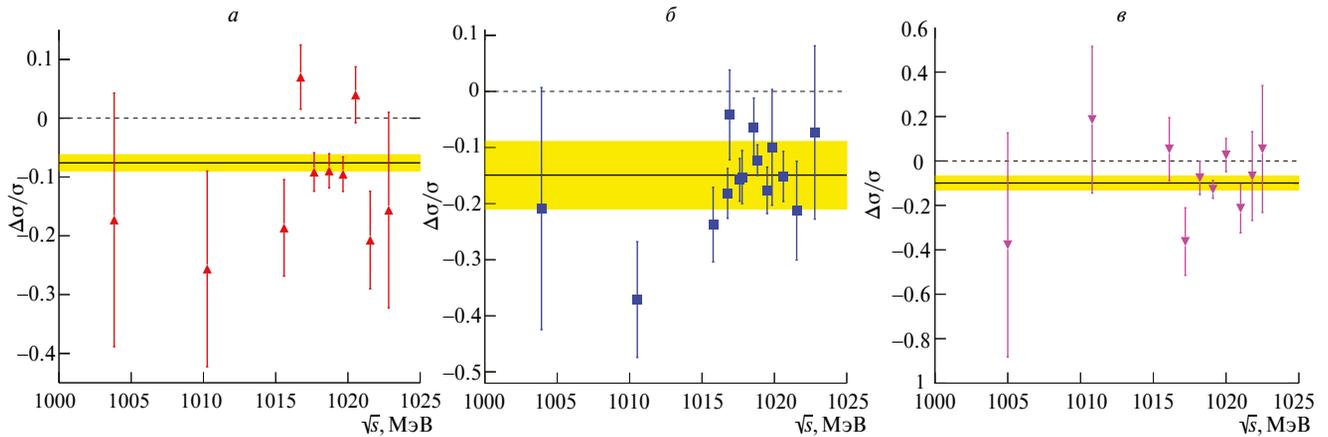


Рис. 7. Относительные разности борновских сечений процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$, измеренных в работах СНД 2016 г. [3] (а), КМД-2 2004 г. [4] (б) и СНД 2000 г. [2] (в), и сечения, полученного в результате аппроксимации данных из этой работы. Сплошная линия — среднее значение относительной разности. Желтой полосой указана систематическая ошибка сечений из соответствующих работ.

ние значения равны $(-7.6 \pm 1.5 \pm 1.4)\%$ для СНД 2016 г. [3], $(-9.9 \pm 2.8 \pm 3.2)\%$ для СНД 2000 г. [2] и $(-14.9 \pm 1.4 \pm 6.0)\%$ для КМД-2 2004 г. [4]. Первая приведенная ошибка статистическая, а вторая — систематическая. Систематическая ошибка нашего измерения — 1.3%. Приведенные средние значения относительных разностей соответствуют 3.1, 2.3 и 2.4 стандартных отклонений.

На рис. 8 приведены значения вероятности распада $\phi \rightarrow \pi^0\gamma$, полученные в данной работе и в других экспериментах. Измеренная в данной рабо-

те вероятность распада превышает как значение PDG, так и результаты других работ. Величины превышения соответствуют результатам по сечениям, которые обсуждались выше. Следует отметить, что во всех экспериментальных значениях $B(\phi \rightarrow \pi^0\gamma)$ доминирует систематическая ошибка, связанная, главным образом, с неопределенностью в относительной фазе интерференции между амплитудами резонансов ω и ϕ . В нашем измерении систематическая погрешность в 2.5 раза превышает статистическую. Для уменьшения систе-

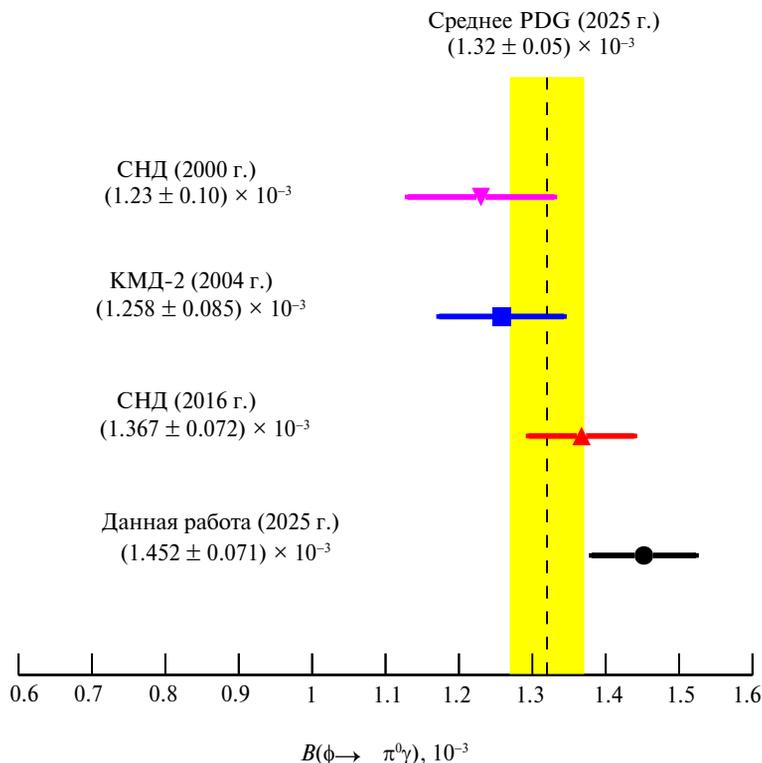


Рис. 8. Сравнение вероятности распада $B(\phi \rightarrow \pi^0 \gamma)$, полученной в данной работе, с предыдущими измерениями: СНД (2016 г.) [3], КМД-2 [4], СНД (2000 г.) [2] и PDG [16].

матической погрешности в $B(\phi \rightarrow \pi^0 \gamma)$ требуется прецизионное измерение сечений $e^+e^- \rightarrow \pi^0 \gamma$ и $e^+e^- \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ во всей области энергий ВЭПП-2000.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе по экспериментальным данным с интегральной светимостью 19 пбн^{-1} , записанным с детектором СНД на коллайдере ВЭПП-2000 в 2018 г. в диапазоне энергий 1000–1060 МэВ, было проведено изучение процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0 \gamma$. В 17 точках по энергии измерено сечение этого процесса. Систематическая ошибка измерения сечения в максимуме резонанса $\phi(1020)$ составляет 1.3%, а статистическая – 2.2%. На сегодняшний день это самое точное измерение сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0 \gamma$. Полученные данные по сечению неплохо описываются моделью векторной доминантности. В результате аппроксимации данных измерена вероятность распада $B(\phi \rightarrow \pi^0 \gamma) = (1.452 \pm 0.024 \pm 0.067) \times 10^{-3}$. В систематической погрешности вероятности распада доминирует вклад, связанный с неопределенностью в фазе интерференции между амплитудами резонансов ω и ϕ .

Полученное в этой работе сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0 \gamma$ на 7–15% превышает результаты предыдущих измерений, выполненных в экспериментах СНД и КМД-2 на коллайдере ВЭПП-2М. Эта разница существенно превышает систематические ошибки измерений.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Данная работа выполнялась по гранту РФФ № 24-22-00203.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. P. Yu. Shatunov, D. E. Berkaev, Yu. M. Zharinov, I. M. Zemlyansky, A. S. Kasaev, A. N. Kyrpotin, I. A. Koop, A. P. Lysenko, A. V. Otboev, E. A. Perevedentsev, V. P. Prosvetov, Yu. A. Rogovsky, A. L. Romanov, A. I. Senchenko, A. N. Skrinsky, Yu. M. Shatunov, *et al.*, Phys. Part. Nucl. Lett. **13**, 995 (2016).
2. M. N. Achasov *et al.* (SND Collab.), Eur. Phys. J. C **12**, 25 (2000).
3. M. N. Achasov *et al.* (SND Collab.), Phys. Rev. D **93**, 092001 (2016).
4. R. R. Akhmetshin *et al.* (CMD-2 Collab.), Phys. Lett. B **605**, 26 (2005).

5. M. N. Achasov, V. M. Aulchenko, S. E. Baru, K. I. Beloborodov, A. V. Berdyugin, A. G. Bogdanchikov, A. V. Bozhenok, A. D. Bukin, D. A. Bukin, S. V. Burdin, T. V. Dimova, S. I. Dolinsky, A. A. Drozdetsky, V. P. Druzhinin, M. S. Dubrovin, I. A. Gaponenko, *et al.*, Nucl. Instrum. Methods A **449**, 125 (2000).
6. V. M. Aulchenko, A. G. Bogdanchikov, A. A. Botov, A. D. Bukin, D. A. Bukin, T. V. Dimova, V. P. Druzhinin, P. V. Filatov, V. B. Golubev, A. G. Kharlamov, A. A. Korol, S. V. Koshuba, A. E. Obrazovsky, E. V. Pakhtusova, V. M. Popov, S. I. Serednyakov, *et al.*, Nucl. Instrum. Methods A **598**, 102 (2009).
7. A. Yu. Barnyakov, M. Yu. Barnyakov, K. I. Beloborodov, V. S. Bobrovnikov, A. R. Buzykaev, A. F. Danilyuk, V. B. Golubev, V. L. Kirillov, S. A. Kononov, E. A. Kravchenko, A. P. Onuchin, K. A. Martin, S. I. Serednyakov, and V. M. Vesenev, Nucl. Instrum. Methods A **598**, 163 (2009).
8. V. M. Aulchenko, A. G. Bogdanchikov, A. A. Botov, D. A. Bukin, M. A. Bukin, E. A. Chekushkin, T. V. Dimova, V. P. Druzhinin, A. A. Korol, S. V. Koshuba, A. I. Tekutiev, and Yu. V. Usov, Nucl. Instrum. Methods A **598**, 340 (2009).
9. E. V. Abakumova, M. N. Achasov, D. E. Berkaev, V. V. Kaminsky, I. A. Koop, A. A. Korol, S. V. Koshuba, A. A. Krasnov, N. Yu. Muchnoi, E. A. Perevedentsev, E. E. Pyata, P. Yu. Shatunov, Yu. M. Shatunov, and D. B. Shwartz, Nucl. Instrum. Methods A **744**, 35 (2014).
10. E. A. Kuraev and V. S. Fadin, Sov. J. Nucl. Phys. **41**, 466 (1985).
11. G. Bonneau and F. Martin, Nucl. Phys. B **27**, 381 (1971).
12. G. Balossini, C. Bignamini, C. M. Carloni Calame, G. Montagna, O. Nicrosini, and F. Piccinini, Phys. Lett. B **663**, 209 (2008).
13. J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, P. Arce, M. Asai, T. Aso, E. Bagli, A. Bagulya, S. Banerjee, G. Barrand, B. R. Beck, A. G. Bogdanov, D. Brandt, J. M. C. Brown, H. Burkhardt, Ph. Canal, *et al.*, Nucl. Instrum. Methods A **835**, 186 (2016).
14. M. N. Achasov *et al.* (SND Collab.), Phys. Rev. D **110**, 072001 (2024).
15. А. В. Боженок *и др.*, Препринт ИЯФ 99-103 (Новосибирск, 1999).
16. S. Navas *et al.* (Particle Data Group), Phys. Rev. D **110**, 030001 (2024).
17. M. N. Achasov *et al.* (SND Collab.), Phys. Rev. D **68**, 052006 (2003).
18. M. N. Achasov *et al.* (SND Collab.), Phys. Rev. D **98**, 112001 (2018).

MEASUREMENT OF THE $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$ CROSS SECTION NEAR THE $\phi(1020)$ RESONANCE WITH THE SND DETECTOR

© 2025 M. N. Achasov^{1,2}, A. Yu. Barnyakov^{1,2}, K. I. Beloborodov^{1,2}, A. V. Berdyugin^{1,2},
D. E. Berkaev^{1,2}, A. G. Bogdanchikov¹, A. A. Botov¹, V. S. Denisov^{1,2}, T. V. Dimova^{1,2},
V. P. Druzhinin^{1,2}, V. N. Zhabin^{1,2}, V. V. Zhulanov^{1,2}, I. M. Zemlyansky^{1,2}, L. V. Kardapoltsev^{1,2},
A. A. Kattsin¹, A. N. Kirpotin¹, D. P. Kovrizhin¹, I. A. Koop^{1,2}, A. A. Korol^{1,2}, A. P. Kryukov¹,
A. S. Kupich^{1,2}, N. A. Melnikova¹, N. Yu. Muchnoi^{1,2}, A. E. Obrazovsky¹, I. V. Ovtin^{1,2},
A. A. Oorzhak^{1,2}, E. V. Pakhtusova¹, E. A. Perevedentsev¹, K. V. Pugachev^{1,2}, Yu. A. Rogovsky^{1,2},
S. I. Serednyakov¹, Z. K. Silagadze^{1,2}, I. K. Surin¹, M. V. Timoshenko¹, Yu. V. Usov¹, L. B. Fomin¹,
A. G. Kharlamov^{1,2}, Yu. M. Shatunov¹, D. A. Shtol¹, E. A. Eminov¹

¹*Budker Institute of Nuclear Physics, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, Novosibirsk, Russia*

²*Novosibirsk State University, Novosibirsk, Russia*

The $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$ cross section has been measured in the center-of-mass energy range from 1000 to 1060 MeV with the SND detector at the VEPP-2000 e^+e^- collider. At the maximum of the $\phi(1020)$ resonance the systematic uncertainty of the cross section measurement is 1.3%, and the statistical uncertainty is 2.2%. To date this is the most accurate measurement of the $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$ cross section. As a result of data approximation with the vector dominance model the decay probability $B(\phi \rightarrow \pi^0\gamma) = (1.452 \pm 0.024 \pm 0.067) \times 10^{-3}$ has been measured.