

ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ РЕЗОНАНСА $\phi(1020)$ В РЕАКЦИИ $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$

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

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

² Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

Сечение процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ измерено в диапазоне значений энергии в системе центра масс от 1000 до 1100 МэВ в эксперименте с детектором СНД на коллайдере ВЭПП-2000. Из аппроксимации измеренного сечения в модели векторной доминантности определены масса, ширина $\phi(1020)$ -мезона и произведение вероятностей распада $B(\phi \rightarrow K_S K_L)B(\phi \rightarrow e^+e^-)$.

The $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ cross section is measured in the center-of-mass energy range from 1000 to 1100 MeV in the experiment with the SND detector at the VEPP-2000 collider. The $\phi(1020)$ mass, width, and the product of the branching fractions $B(\phi \rightarrow K_S K_L)B(\phi \rightarrow e^+e^-)$ are determined from the fit to the measured cross section in the vector meson dominance model.

PACS: 13.66.Bc; 14.40.Df

ВВЕДЕНИЕ

Данная работа посвящена измерению сечения процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ в области энергий в системе центра масс $E = \sqrt{s} = 1000\text{--}1100$ МэВ со сферическим нейтральным детектором (СНД) на коллайдере ВЭПП-2000. В этой области доминирующий вклад в сечение дает резонанс $\phi(1020)$, и процесс $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ можно использовать для определения его массы и ширины. В частности, полученные в этой работе значения параметров $\phi(1020)$ предполагается

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

использовать в будущих анализах СНД по процессам $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$ и $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$, в которых в области ϕ имеются относительно большие нерезонансные вклады.

Изучаемая область энергии находится вблизи порога реакции $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$. Поэтому ее сечение чувствительно к эффектам взаимодействия в конечном состоянии (FSI). В данной работе предполагается провести аппроксимацию измеренного сечения процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ с учетом FSI.

Наиболее точные измерения сечения процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ вблизи резонанса $\phi(1020)$ были сделаны в экспериментах СНД [1] и КМД-2 [2] на коллайдере ВЭПП-2М и КМД-3 [3] на коллайдере ВЭПП-2000. Систематические ошибки измерения сечения в этих экспериментах равны 3,2, 1,7 и 1,8% соответственно.

1. ДЕТЕКТОР И ЭКСПЕРИМЕНТ

Сферический нейтральный детектор — это универсальный немагнитный детектор, набирающий данные на e^+e^- -коллайдере ВЭПП-2000 [4]. Детальное описание различных подсистем детектора можно найти в работах [5]. Параметры заряженных частиц в детекторе измеряются с помощью девятислойной дрейфовой камеры и однослойной пропорциональной камеры, расположенных в едином газовом объеме. Телесный угол трековой системы составляет 94% от 4π . Параметры фотонов измеряются в трехслойном сферическом электромагнитном калориметре на основе кристаллов NaI(Tl). Телесный угол калориметра 95% от 4π . Его энергетическое разрешение для фотонов составляет $\sigma_E/E = 4,2\%/\sqrt{E(\text{ГэВ})}$, а угловое — около $1,5^\circ$. Снаружи калориметра находится мюонная система.

Процесс $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ изучается в моде распада $K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$. K_L -мезон, имеющий гораздо большее время жизни, в большинстве событий поглощается за счет ядерного взаимодействия в калориметре детектора. В этом случае он регистрируется как один или несколько фотонов. В 27% событий K_L пересекает калориметр без взаимодействия. Таким образом, события изучаемого процесса попадают в класс событий с четырьмя и более зарегистрированными фотонами.

Генераторы событий сигнала и фона методом Монте-Карло учитывают радиационные поправки [6]. Угловое распределение жесткого фотона, испускаемого из начального состояния, генерируется в соответствии с работой [7]. Взаимодействия частиц, образующихся в результате e^+e^- -аннигиляции с веществом детектора, моделируются с помощью программного пакета GEANT4 [8]. Анализ процессов с K_L -мезоном в конечном состоянии критически зависит от правильности моделирования его ядерного взаимодействия. Сечение ядерного взаимодействия в GEANT4 было модифицировано согласно работе [9], а затем уменьшено на 5%, чтобы

правильно воспроизвести долю событий в данных, в которых K_L -мезон пересек калориметр без взаимодействия.

При моделировании учитывается изменение экспериментальных условий во время сбора данных, в частности, неработающие каналы детектора и фон, вызванный пучком. Чтобы учесть эффект наложения фона от пучка на события e^+e^- -аннигиляции, в моделировании используются специальные фоновые события, записанные во время эксперимента со случайным триггером. Эти события накладываются на моделируемые события. Это позволяет корректно воспроизвести появление в экспериментальных событиях дополнительных заряженных треков и фотонов.

В анализе используются данные, записанные СНД в 2018 г. в области энергий $E = 1000\text{--}1100$ МэВ. Интегральная светимость, накопленная в 18 энергетических точках, составляет около 20 пб^{-1} . Во время набора данных энергия пучка и ее разброс измерялись специальной системой, использующей обратное комптоновское рассеяние лазерных фотонов на электронном пучке [10]. Систематическая погрешность определения энергии пучка этим способом составляет 60 кэВ для энергии в системе центра масс $E = 2E_b = 1000$ МэВ. Разброс энергии в системе центра масс в разных энергетических точках варьируется в диапазоне 350–400 кэВ.

Для измерения светимости в данном анализе используется процесс $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$. Систематическая ошибка определения светимости равна 0,6%.

2. ОТБОР СОБЫТИЙ ПРОЦЕССА $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$

Для измерения сечения вблизи порога реакции $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ условия отбора должны обеспечить сильное подавление фоновых событий. Поэтому отбираются события, в которых отсутствуют заряженные треки в дрейфовой камере ($n_{\text{ch}} = 0$) и зарегистрированы все четыре фотона от распада π^0 -мезонов. Мы требуем, чтобы число фотонов в событии n_γ было больше или равно четырем, и проводим кинематическую реконструкцию событий с условиями, что две пары фотонов собираются в π^0 -мезоны, а два пиона образуют K_S -мезон. Качество реконструкции характеризуется параметром χ_K^2 . Распределение по этому параметру для экспериментальных событий при $E = 1019$ ГэВ приведено на рис. 1, а. Оно сравнивается с моделированным распределением для процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$. Затененная гистограмма показывает расчетный по моделированию вклад фона от процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$. Все остальные источники фона при этой энергии пренебрежимо малы. Также для сравнения приведено распределение для космического фона, полученное по событиям, записанным ниже порога реакции $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$. Еще один параметр, используемый для подавления фона, — это энергия реконструированного K_S -мезона E_K . Распределение по параметру $2E_K/E$ приведено на рис. 1, б также в сравнении с распределениями для фоно-

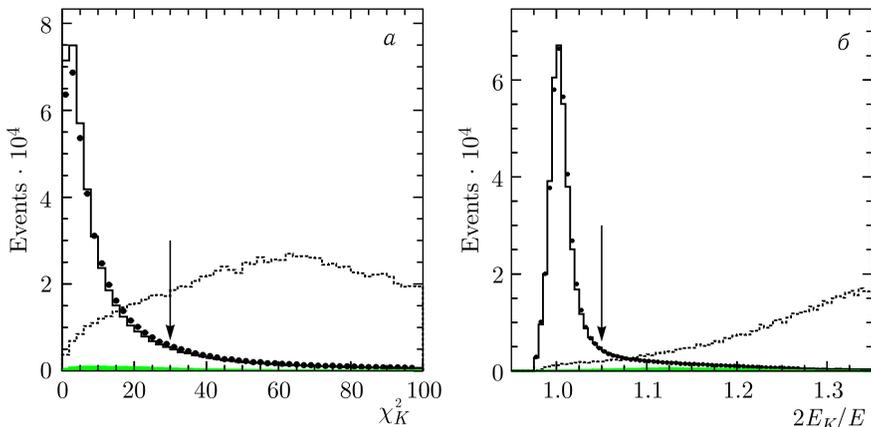


Рис. 1. Распределения по параметрам χ_K^2 (а) и $2E_K/E$ (б) для экспериментальных событий (точки с ошибками) и моделирования (сплошная гистограмма) при $E = 1019$ ГэВ. Распределения нормированы на площадь. Затененная гистограмма — расчетный по моделированию вклад фона от процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$. Пунктирная гистограмма показывает форму распределения для космического фона. Стрелки — границы условий отбора

вых событий. Для подавления фона накладываются условия: $\chi_K^2 < 30$ и $2E_K/E < 1,05$, показанные на рис. 1 стрелками.

Эффективность регистрации событий процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$, отобранных с описанными выше условиями отбора, составляет 50% при $E = 1019$ ГэВ. Эти условия являются достаточно строгими, чтобы подавить фон, но могут привести к сдвигу в определении эффективности регистрации из-за некорректного моделирования отклика детектора. Поэтому строгий отбор используется для определения формы сечения процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ и таких параметров, как масса и ширина резонанса ϕ . Затем изучается класс событий с четырьмя фотонами, не прошедших ограничения на параметры χ_K^2 и $2E_K/E$. В моделировании в этот класс попадает 27% событий $K_S K_L$. Вносится поправка к сечению на разницу между экспериментом и моделированием в этой доле. Вычисляются также поправки на потерю фотона и наличие заряженного трека в событии. В классах событий с $n_\gamma < 4$ и $n_{ch} > 0$ находится 7 и 16% событий соответственно. После введения поправок мы получаем окончательный результат по борновскому сечению процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ и параметру $B(\phi \rightarrow K_S K_L)B(\phi \rightarrow e^+e^-)$.

3. ВЫЧИТАНИЕ ФОНА И АППРОКСИМАЦИЯ ИЗМЕРЕННОГО СЕЧЕНИЯ $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$

Основными источниками фона являются процессы $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$ и $e^+e^- \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ и космические частицы. Большинство космических событий, прошедших условия отбора, вызывают срабатывание мюонной

системы ($\mu_{\text{veto}} = 1$). На рис.2,а показано распределение событий с $\mu_{\text{veto}} = 1$ по времени прихода сигнала первичного триггера детектора относительно момента столкновения пучков (τ_{FLT}). Для вычитания фона распределение аппроксимируется суммой пикованного распределения событий $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ и плоского распределения для космических частиц. В классе событий с $\mu_{\text{veto}} = 0$ космический фон рассчитывался по данным, записанным ниже порога процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$. Его доля, показанная на рис.2,б, сильно меняется в зависимости от энергии. Мы оцениваем, что точность определения доли космического фона не хуже 10%.

Фон от процессов $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$ и $e^+e^- \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ рассчитывался по моделированию с использованием экспериментальных данных по сечениям

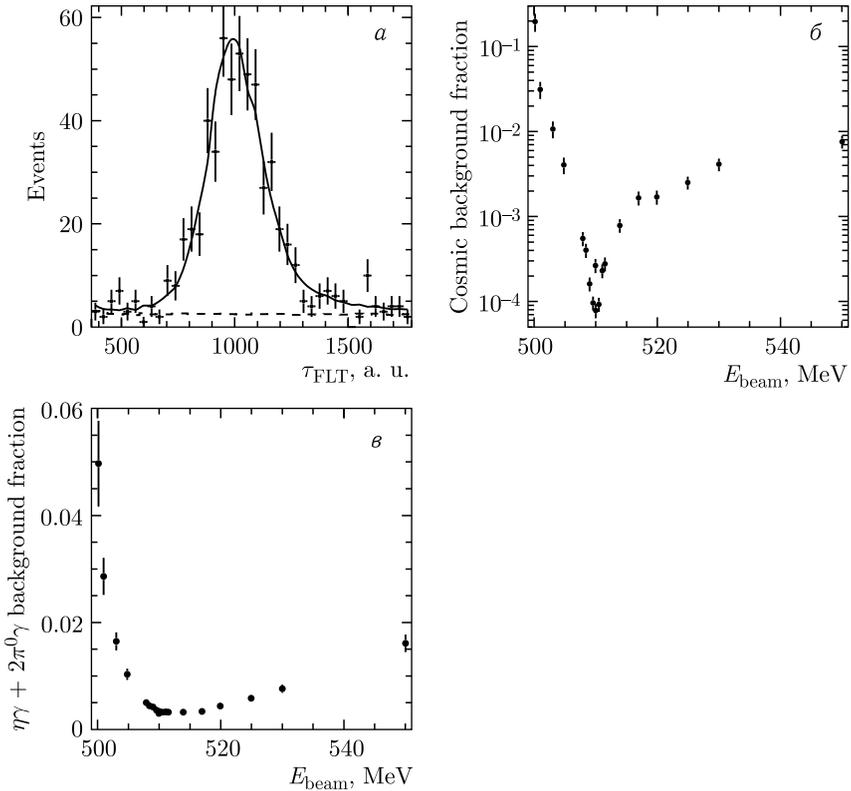


Рис. 2. а) Распределение по τ_{FLT} для экспериментальных событий с $\mu_{\text{veto}} = 1$. Сплошная кривая показывает результат аппроксимации распределения суммой сигнала и космического фона, пунктирная кривая — вклад фона. б) Доля космического фона среди отобранных событий. в) Доля фона от процессов $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$ и $e^+e^- \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ среди отобранных событий

этих процессов. Зависимость доли фоновых событий от энергии показана на рис. 2, в. Точность расчета этого фона не хуже 5%.

По отобранным событиям после вычитания фона вычисляется видимое сечение

$$\sigma_{\text{vis},i} = \frac{N_{K_S K_L, i}}{\varepsilon_i I L_i}, \quad (1)$$

где $N_{K_S K_L, i}$, ε_i и $I L_i$ — число отобранных событий $K_S K_L$, эффективность регистрации и интегральная светимость в i -й энергетической точке. Эффективность регистрации вычислялась по моделированию. Она слабо зависит от энергии и близка к 50%.

Данные по видимому сечению аппроксимируются следующей формулой:

$$\sigma_{\text{vis}}(E) = \int_0^{x_{\text{max}}} F(E, x) \sigma(E\sqrt{1-x}) dx = \sigma(E)(1 + \delta(E)), \quad (2)$$

где $x = E_\gamma/E_b$, $F(E, x)$ — функция, описывающая вероятность излучения из начального состояния фотона с энергией E_γ [6]; $\sigma(E)$ — борновское сечение процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$. Интегрирование ведется до кинематического предела $x_{\text{max}} = 1 - 4m_{K^0}^2/E^2$.

Для описания борновского сечения использовалась модель векторной доминантности, которая кроме доминирующей амплитуды ϕ -мезона включала амплитуды ρ - и ω -мезонов и вещественную амплитуду для учета вклада вышележащих векторных резонансов [1]. Результат аппроксимации видимого сечения показан на рис. 3, а.

4. ПОПРАВКИ К СЕЧЕНИЮ ПРОЦЕССА $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$

На рис. 3, б приведено двумерное распределение по параметрам E_{EMC}/E и $P_{\text{EMC}}/E_{\text{EMC}}$ для экспериментальных событий с четырьмя фотонами, не прошедших ограничения на параметры χ_K^2 и $2E_K/E$, при $E = 1019$ МэВ. Здесь E_{EMC} — это полное энерговыделение в калориметре, а P_{EMC} — полный импульс события, вычисленный по сработавшим кристаллам калориметра. Ломаная линия показывает границу условия отбора, которое существенно подавляет пучковый и космический фоны. События пучкового фона имеют, как правило, маленькое энерговыделение в калориметре, а события космического фона — большой $P_{\text{EMC}}/E_{\text{EMC}}$. Это условие отбора уменьшает число событий $K_S K_L$ в изучаемом классе на 3,6%. Пятно на рис. 3, б с E_{EMC}/E вблизи 0,9 и $P_{\text{EMC}}/E_{\text{EMC}} < 0,2$ содержит события процессов $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$ и $e^+e^- \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$, а также фон от процессов электродинамики $e^+e^- \rightarrow 3\gamma, 4\gamma$. Видимое сечение для этого класса событий после вычитания физического и космического фонов аппроксимировалось моделью, описанной в предыдущем разделе. Параметры модели фиксировались на значениях, полученных при аппроксимации видимого сечения со стан-

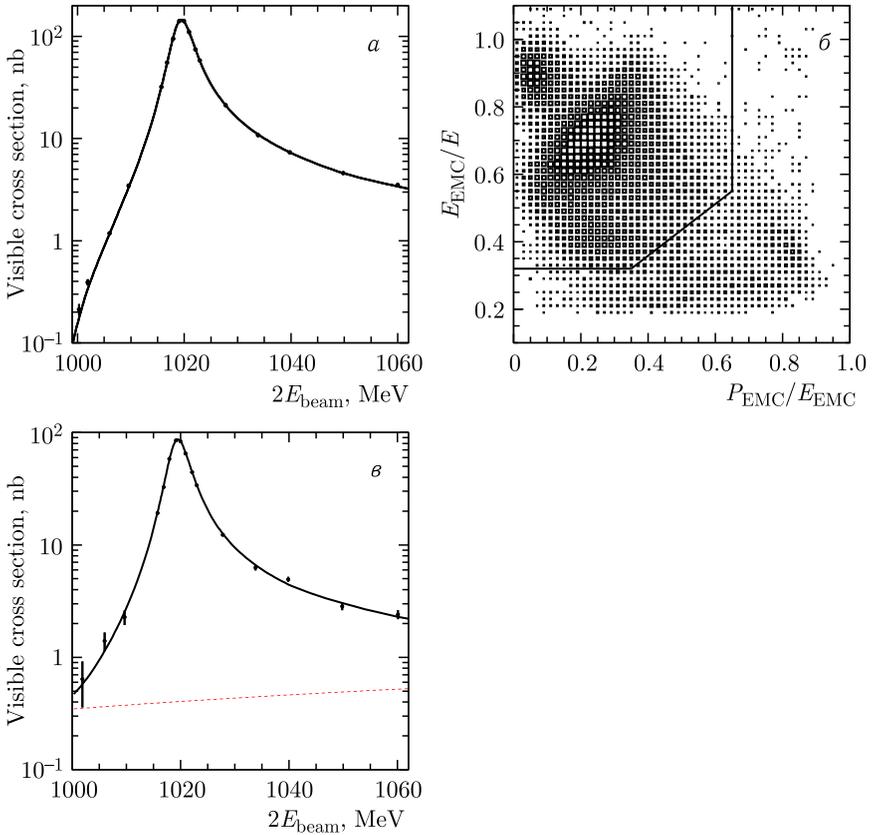


Рис. 3. а) Видимое сечение для событий процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$, отобранных со стандартными условиями. Кривая — результат аппроксимации, описанной в тексте. б) Распределение по параметрам E_{EMC}/E и $P_{\text{EMC}}/E_{\text{EMC}}$ для экспериментальных событий с четырьмя фотонами, не прошедших ограничения на параметры χ_K^2 и $2E_K/E$, при $E = 1019$ МэВ. Ломаная линия показывает границу условия отбора. в) Видимое сечение для событий с четырьмя фотонами, не прошедших ограничения на параметры χ_K^2 и $2E_K/E$. Кривая — результат аппроксимации, описанной в тексте. Пунктирная линия показывает вклад фона

дартными условиями отбора. Свободными параметрами аппроксимации были множитель к борновскому сечению и два параметра линейной функции, описывающей неучтенный фон. Результат аппроксимации показан на рис. 3, в. Видно, что уровень неучтенного фона не превышает 0,5% в максимуме резонанса. Из множителя к сечению, полученного при аппроксимации, была вычислена поправка к сечению из-за разницы в эксперименте и моделировании числа событий $K_S K_L$, отбрасываемых условиями $\chi_K^2 < 30$ и $2E_K/E < 1,05$. Она равна $1,001 \pm 0,002$.

Следующая поправка учитывает разницу между экспериментом и моделированием в вероятности попадания события $K_S K_L$ в класс с $n_\gamma < 4$. Прямо анализировать события этого класса невозможно из-за высокого уровня пучкового и космического фонов. Вместо этого мы исследуем события, содержащие хорошо идентифицированный K_L . Кандидатом в K_L -мезон является частица, реконструированная как фотон с энергией больше $0,6E_b$, имеющая поперечное распределение энерговыделений в кристаллах калориметра, маловероятное для ливня от фотона. Сравнивались результаты аппроксимации видимых сечений событий с тремя (кроме K_L -мезона) фотонами и с четырьмя. В данных доля событий с тремя фотонами оказалась больше приблизительно на 13%. Соответствующая поправка к сечению процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ равна $1,012 \pm 0,001$.

Последняя поправка связана с событиями процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$, содержащими заряженный трек. Основными причинами появления таких событий являются конверсия фотона на веществе до дрейфовой камеры (4%), распад $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$ (2,3%), распад K_L -мезона внутри дрейфовой камеры ($\approx 4\%$) и наложения на события фона от пучка ($\approx 5\%$). При анализе событий с $n_{ch} > 0$ все кластеры в калориметре рассматривались как фотоны. Требовалось наличие четырех или более фотонов и $\chi_K^2 < 20$. Основными источниками фона являются процессы $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$, $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ и $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ с распадом $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$. Для вычитания фона используется аппроксимация распределения по параметру $2E_K/E$ суммой моделированных распределений для сигнала и фона. Для вычисления поправки используется разница в отношении числа событий $K_S K_L$ с $n_{ch} > 0$ и к числу событий с $n_{ch} = 0$ в данных и моделировании. Поправка к сечению равна $1,013 \pm 0,007$. Полная поправка к сечению равна $a_{cor} = 1,026 \pm 0,007$.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис.4 приведено борновское сечение процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$, измеренное в этой работе. Его значение в энергетической точке i определялось как

$$\sigma_{vis,i} = \frac{a_{cor} N_{K_S K_L,i}}{\varepsilon_i I L_i (1 + \delta_i)}, \quad (3)$$

где радиационная поправка $(1 + \delta_i)$ вычислена по формуле (2) с использованием параметров борновского сечения, полученных при аппроксимации. Систематическая ошибка измерения сечения составляет 0,9%.

На рис.4 приведены также аппроксимирующие кривые. Сплошная кривая — это модель, описанная в разд.3. Модель неплохо описывает экспериментальные данные: $\chi^2/ndf = 18,0/14$. Лучшее описание ($\chi^2/ndf = 11,1/14$) дает модель, в которой учитывается взаимодействие в конечном состоянии [11], показанная на рис.4 пунктиром. Она поднимает сечение при 1000 МэВ приблизительно на 20%. С ростом энергии

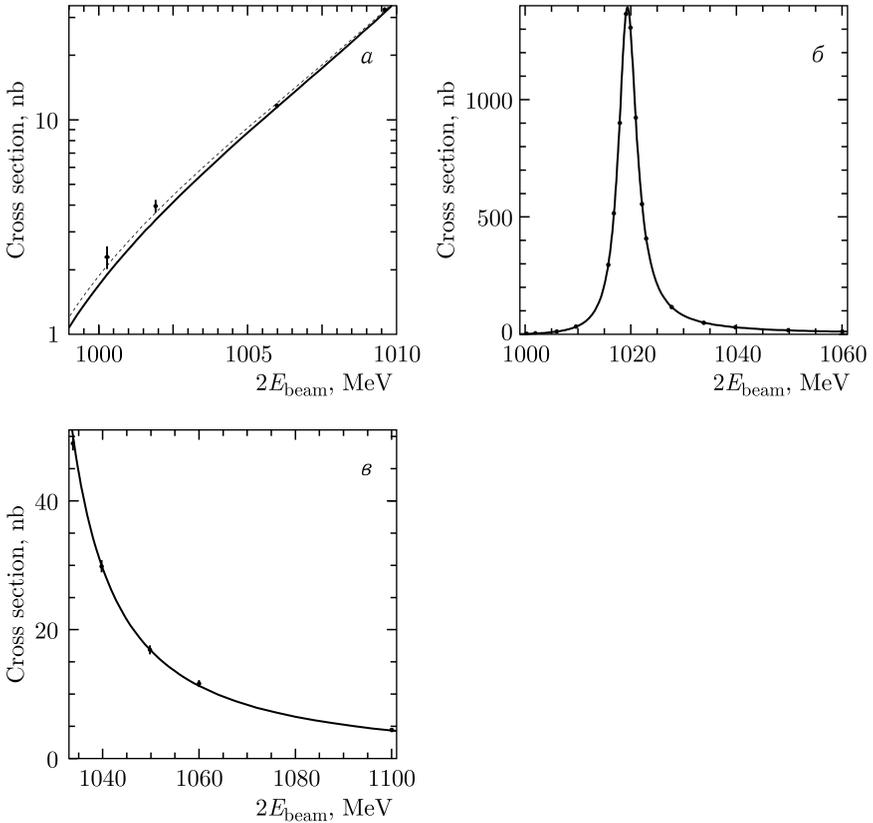


Рис. 4. Измеренное борновское сечение процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$. Сплошная кривая — аппроксимация сечения в модели векторной доминантности. Пунктирная кривая — та же модель, но с учетом взаимодействия в конечном состоянии. Рис. *a* и *в* показывают увеличенные части рис. *б*

вклад FSI уменьшается. Из разницы χ^2 для двух моделей мы заключаем, что значимость наблюдения FSI равна 2,6 стандартных отклонения.

Сравнение наших результатов с предыдущими измерениями демонстрируется на рис. 5, где показаны отношения сечений, измеренных в работах [1–3], к кривой, аппроксимирующей наши данные. Красной сплошной линией показана аппроксимация зависимости отношения от энергии константой. Отношение измерения СНД на ВЭПП-2М к новому измерению равно $1,021 \pm 0,005 \pm 0,032$. Такие же отношения для КМД-2 и КМД-3 равны $1,002 \pm 0,006 \pm 0,017$ и $1,033 \pm 0,002 \pm 0,018$ соответственно, где первая ошибка статистическая, а вторая — систематическая. Измерения СНД на ВЭПП-2М и КМД-3 согласуются с нашим измерени-

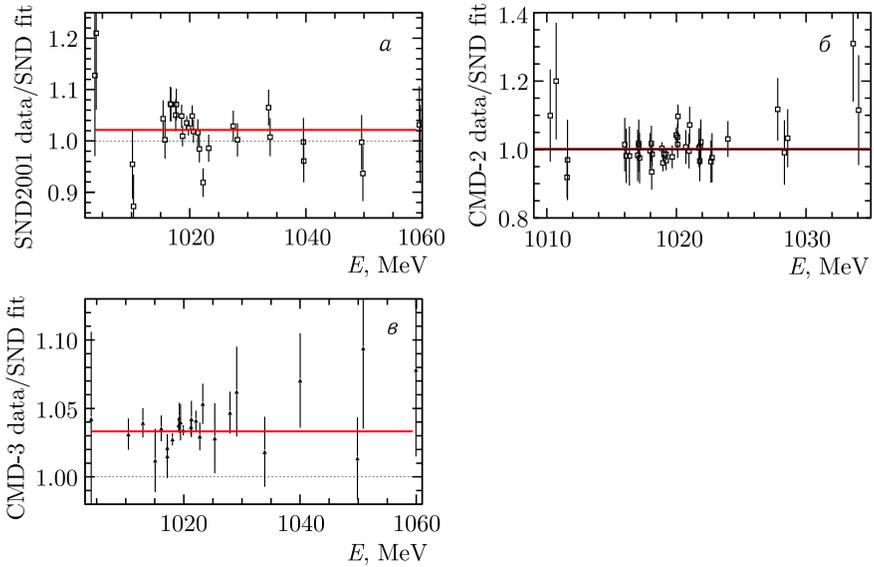


Рис. 5 (цветной в электронной версии). Отношения сечений, измеренных в экспериментах СНД на ВЭПП-2М [1] (а), КМД-2 [2] (б) и КМД-3 [3] (в) к кривой, аппроксимирующей наши данные на рис. 4. Сплошной линией показана аппроксимация отношения константой

ем в пределах систематических ошибок. Разница с измерением КМД-3 составляет около 2 стандартных отклонений.

В результате аппроксимации получены следующие значения параметров ϕ -мезона:

$$\begin{aligned}
 B(\phi \rightarrow e^+e^-)B(\phi \rightarrow K_S K_L) &= (9,83 \pm 0,04 \pm 0,10) \cdot 10^{-5}, \\
 M_\phi &= (1019,444 \pm 0,013 \pm 0,060) \text{ МэВ}, \\
 \Gamma_\phi &= (4,234 \pm 0,22 \pm 0,12) \text{ МэВ}.
 \end{aligned}
 \tag{4}$$

Первые из приведенных ошибок — статистические, вторые — систематические. В систематической погрешности $B(\phi \rightarrow e^+e^-)B(\phi \rightarrow K_S K_L)$ доминирует систематическая ошибка измерения сечения процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$. Ошибка измерения массы M_ϕ определяется систематической погрешностью измерения энергии коллайдера. Систематическая ошибка Γ_ϕ определяется систематической погрешностью измерения энергетического разброса (5%).

Значения массы и ширины ϕ -мезона согласуются с табличными значениями [12], но уступают им по точности. Табличное значение произведения $B(\phi \rightarrow e^+e^-)B(\phi \rightarrow K_S K_L) = (10,11 \pm 0,12) \cdot 10^{-5}$ находится выше нашего измерения на $1,8\sigma$.

Итак, в эксперименте СНД на коллайдере ВЭПП-2000 произведено самое точное на сегодня измерение сечения процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ в области энергий в системе центра масс от 1000 до 1100 МэВ. Систематическая погрешность измерения сечения составляет 0,9%. При аппроксимации сечения в модели векторной доминантности получено наиболее точное на сегодня значение произведения $B(\phi \rightarrow e^+e^-)B(\phi \rightarrow K_S K_L) = (9,83 \pm 0,04 \pm 0,10) \cdot 10^{-5}$. Измеренные масса и ширина ϕ -мезона согласуются с табличными значениями [12].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Achasov M. N. et al. (SND Collab.)*. Measurements of the Parameters of the $\phi(1020)$ Resonance through Studies of the Processes $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$, $K_S K_L$, and $\pi^+\pi^-\pi^0$ // *Phys. Rev. D*. 2001. V. 63. P. 072002.
2. *Akhmetshin R. R. et al. (CMD-2 Collab.)*. Measurement of $\phi(1020)$ Meson Leptonic Width with CMD-2 Detector at VEPP-2M Collider // *Phys. Lett. B*. 2011. V. 695. P. 412.
3. *Kozyrev E. A. et al. (CMD-3 Collab.)*. Study of the Process $e^+e^- \rightarrow K_S^0 K_L^0$ in the Center-of-Mass Energy Range 1004–1060 MeV with the CMD-3 Detector at the VEPP-2000 e^+e^- Collider // *Phys. Lett. B*. 2016. V. 760. P. 314.
4. *Shatunov P. Y. et al.* Status and Perspectives of the VEPP-2000 // *Phys. Part. Nucl. Lett.* 2016. V. 13. P. 995.
5. *Achasov M. N. et al.* First Experience with SND Calorimeter at VEPP-2000 Collider // *Nucl. Instr. Meth. A*. 2009. V. 598. P. 31–32;
Aulchenko V. M. et al. SND Tracking System: Tests with Cosmic Muons // *Ibid.* P. 102–104;
Barnyakov A. Yu. et al. High Density Aerogel for ASHIPH SND: Test Results // *Ibid.* P. 163–165;
Aulchenko V. M. et al. DAQ and Electronics for SND at VEPP-2000: First Test Results // *Ibid.* P. 340–341.
6. *Kuraev E. A., Fadin V. S.* On Radiative Corrections to e^+e^- Single Photon Annihilation at High-Energy // *Sov. J. Nucl. Phys.* 1985. V. 41. P. 466.
7. *Bonneau G., Martin F.* Hard Photon Emission in e^+e^- Reactions // *Nucl. Phys. B*. 1971. V. 27. P. 381.
8. *Allison J. et al. (GEANT Collab.)*. Recent Developments in Geant4 // *Nucl. Instr. Meth. A*. 2016. V. 835. P. 186.
9. *Achasov M. N. et al. (SND Collab.)*. Measurement of the $e^+e^- \rightarrow K_S K_L \pi^0$ Cross Section in the Energy Range $\sqrt{s} = 1.3\text{--}2.0$ GeV // *Phys. Rev. D*. 2018. V. 97. P. 032011.
10. *Abakumova E. V. et al.* A System of Beam Energy Measurement Based on the Compton Backscattered Laser Photons for the VEPP-2000 Electron–Positron Collider // *Nucl. Instr. Meth. A*. 2014. V. 744. P. 35.
11. *Salnikov S. G., Milstein A. I.* Private Communication.
12. *Navas S. et al. (Particle Data Group)*. The Review of Particle Physics // *Phys. Rev. D*. 2024. V. 101. P. 030001.