

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ ПРОЦЕССА $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ В ИНТЕРВАЛЕ ЭНЕРГИИ $\sqrt{s} = 1.04\text{--}1.38$ ГэВ

М. Н. Ачасов^{a,b}, *К. И. Белобородов*^{a,b*}, *А. В. Бердюгин*^a, *А. В. Боженок*^{a,b}, *Д. А. Букин*^a,
А. В. Васильев^{a,b}, *В. Б. Голубев*^{a,b}, *Т. В. Димова*^a, *В. П. Дружинин*^{a,b}, *И. А. Кооп*^{a,b},
А. А. Король^a, *С. В. Кошуба*^a, *А. П. Лысенко*^a, *А. В. Отбоев*^a,
Е. В. Пахтусова^a, *С. И. Середняков*^{a,b}, *В. А. Сидоров*^a, *З. К. Силагадзе*^{a,b},
А. Н. Скринский^a, *Ю. М. Шатунов*^{a,b}

^a *Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера Сибирского отделения Российской академии наук
630090, Новосибирск, Россия*

^b *Новосибирский государственный университет
630090, Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 14 июня 2006 г.

Измерено сечение процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ в интервале энергии $\sqrt{s} = 1.04\text{--}1.38$ ГэВ. При энергии $\sqrt{s} \geq 1.2$ ГэВ наблюдается превышение величины измеренного сечения над предсказаниями модели векторной доминантности с учетом только $\rho(770)$ -, $\omega(783)$ - и $\phi(1020)$ -мезонов. Измеренное сечение согласуется с результатами предыдущих экспериментов.

PACS: 13.66.Bc, 14.40.Aq, 13.40.Gp, 12.40.Vv

1. ВВЕДЕНИЕ

Построение спектроскопии легких векторных мезонов и их возбужденных состояний далеко от полного завершения. В основном это связано с тем, что не все процессы изучены с достаточно высокой точностью. Одним из источников новой информации по спектроскопии векторных мезонов является процесс $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$, в сечение которого дают вклады как изоскалярные $\omega(783)$ - и $\phi(1020)$ -мезоны, так и изовекторный $\rho(770)$ -мезон, а также их возбужденные состояния. Кроме того, увеличение точности измерения сечения этого процесса является важным, поскольку он дает вклад в полное сечение аннигиляции e^+e^- в адроны, которое используется для вычисления адронного вклада в аномальный магнитный момент мюона $(g - 2)_\mu$ и величины электромагнитной константы связи на массе Z -бозона $\alpha_{em}(M_Z)$.

В настоящее время сечение процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ измерено с высокой точностью, составляющей единицы процентов, только в интервале

энергии, близкой к резонансу $\phi(1020)$ [1, 2]. Первые измерения данного процесса в области энергии выше $\phi(1020)$ были выполнены на детекторах DM1 [3] и ОЛЯ [4]. Результаты детектора DM1, полученные на коллайдере DCI с полной интегральной светимостью 1.4 пб^{-1} , охватывают область энергии $\sqrt{s} = 1.40\text{--}2.18$ ГэВ. Результаты детектора ОЛЯ получены на коллайдере ВЭПП-2М в области энергии $\sqrt{s} = 1.06\text{--}1.40$ ГэВ с полной интегральной светимостью 0.7 пб^{-1} . В обоих экспериментах наблюдалось значимое превышение сечения $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ над предсказаниями модели векторной доминантности, учитывающей только $\rho(770)$ -, $\omega(783)$ - и $\phi(1020)$ -резонансы. Последнее измерение сечения процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ было сделано на детекторе КМД2 [5] в интервале энергии $\sqrt{s} = 1.05\text{--}1.4$ ГэВ.

В данной работе приводятся результаты измерения сечения процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ в интервале энергии $\sqrt{s} = 1.04\text{--}1.38$ ГэВ с помощью сферического нейтрального детектора на e^+e^- -коллайдере ВЭПП-2М. Полная интегральная светимость в экс-

*E-mail: K.I.Beloborodov@inp.nsk.su

перименте составляет 9.1 пб^{-1} .

2. ДЕТЕКТОР И ЭКСПЕРИМЕНТ

Сферический нейтральный детектор (СНД) [6] работал на e^+e^- -комплексе ВЭПП-2М с 1995 по 2000 г. Он был разработан как универсальный детектор для исследования распадов ρ -, ω - и ϕ -резонансов, а также процессов e^+e^- -аннигиляции в адроны в области энергии $\sqrt{s} = 0.4\text{--}1.4 \text{ ГэВ}$.

Основная часть СНД — это трехслойный электромагнитный калориметр, состоящий из 1632 кристаллов NaI(Tl), полная толщина которого для частиц, вылетающих из места встречи, составляет 13.4 радиационных длин. Энергетическое разрешение калориметра для фотонов составляет

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{4.2\%}{\sqrt[4]{E[\text{ГэВ}]}}$$

Угловое разрешение составляет $\sigma_\phi, \sigma_\theta \approx 1.5^\circ$. Полный телесный угол калориметра равен 90% от 4π . Для измерения треков заряженных частиц в центре детектора установлена десятислойная дрейфовая камера, позволяющая определять углы и точку вылета заряженных частиц.

В данной работе использованы данные, записанные в ходе экспериментов, проведенных в 1997 и 1999 гг. В 1997 г. было выполнено два сканирования в области энергии от 0.96 до 1.38 ГэВ с шагом 10 МэВ и полной интегральной светимостью 6 пб^{-1} . Сканирование, проведенное в 1999 г., было выполнено в области энергии от 1.02 до 1.34 ГэВ с шагом 10 МэВ и полной интегральной светимостью 3.1 пб^{-1} . В анализ были взяты точки с энергией $\sqrt{s} \geq 1.04 \text{ ГэВ}$.

3. АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Процесс

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

изучался в моде распада

$$K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0 \rightarrow 4\gamma.$$

K_L -мезон из-за большой распадной длины, значительно превышающей размеры детектора, и большой длины ядерного поглощения в NaI ($\approx 0.35 \text{ м}$) для заметной части событий не дает отклика в детекторе. Ядерное взаимодействие или

распад K_L -мезона в чувствительном объеме детектора приводит к появлению энерговыделения в счетчиках калориметра, которое интерпретируется программой реконструкции событий как один или несколько фотонов. В любом из перечисленных выше случаев появление заряженных частиц в трековой системе детектора маловероятно. Поэтому анализ процесса (1) проводился только на классе «нейтральных» событий, т.е. событий, не содержащих треков заряженных частиц в дрейфовой камере. Основными фоновыми процессами для процесса (1) являются следующие:

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

$$e^+e^- \rightarrow \phi(\gamma) \rightarrow \eta\gamma(\gamma) \rightarrow 3\pi^0\gamma(\gamma), \quad (3)$$

$$e^+e^- \rightarrow \phi\gamma \rightarrow K_S K_L \gamma. \quad (4)$$

Процесс (4) представляет собой «возврат» на ϕ -мезонный резонанс за счет испускания фотона начальными частицами. Этот фотон испускается в большинстве случаев под малым углом к оси пучков и не регистрируется. Процесс (3) — это сумма процессов $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$ и $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma\gamma$ с дополнительным фотоном, испущенным начальными частицами. Кроме того, при анализе процесса (1) учитывались вклады событий пучкового фона и событий, вызванных космическими частицами.

На предварительном этапе отбора событий были применены следующие критерии:

- 1) $N_\gamma \geq 4$, где N_γ — число зарегистрированных фотонов;
- 2) $N_c = 0$, где N_c — число зарегистрированных заряженных частиц;
- 3) отбрасывались события с найденным в калориметре треком от космических частиц. Треком в калориметре считается группа сработавших счетчиков, расположенных вдоль одной прямой.

Последнее условие более чем в два раза уменьшило число событий, участвующих в дальнейшем анализе, и практически полностью подавило фон от космических частиц.

Для событий, прошедших предварительный отбор, применялась кинематическая реконструкция в гипотезе распада

$$K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0 \rightarrow 4\gamma.$$

В программе кинематической реконструкции проводился перебор всех возможных комбинаций фотонов на предмет поиска двух фотонных пар от

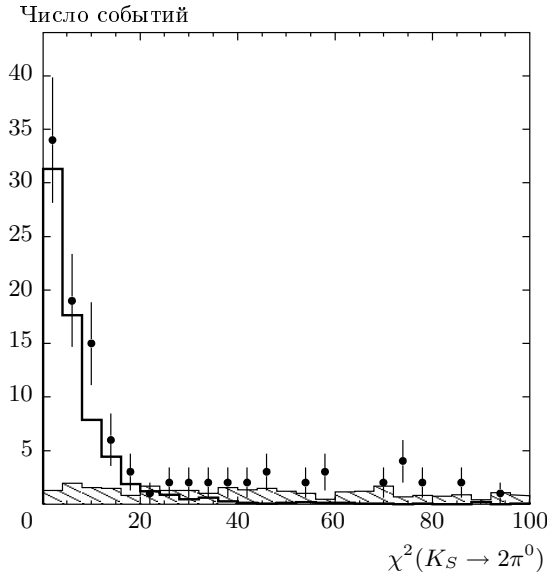


Рис. 1. Распределение по параметру $\chi^2_{K_S \rightarrow 2\pi^0}$ для событий с $\sqrt{s} > 1.2$ ГэВ, $N_\gamma < 7$ и $E_{tot} \geq 0.5\sqrt{s}$. Точки с ошибками — экспериментальные данные, линия — расчетный спектр для процесса (1), заштрихованная гистограмма — расчетный спектр для процесса (2)

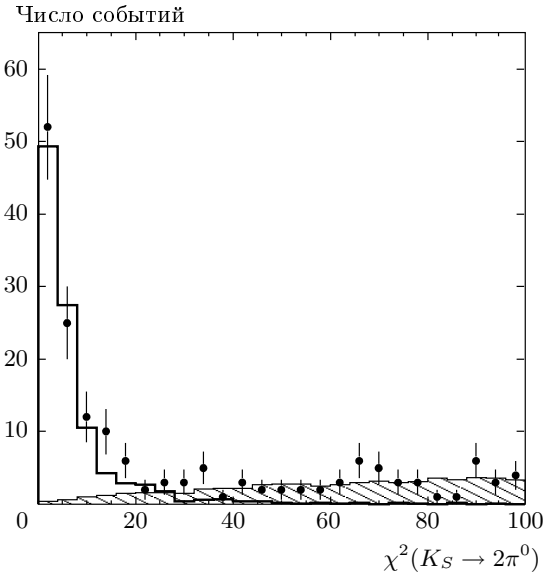


Рис. 2. Распределение по параметру $\chi^2_{K_S \rightarrow 2\pi^0}$ для событий с $\sqrt{s} > 1.12$ ГэВ, $E_{tot} < 0.5\sqrt{s}$. Точки с ошибками — экспериментальные данные, линия — расчетный спектр для процесса (1), заштрихованная гистограмма — экспериментальное распределение для пучкового фона

распада π^0 -мезонов. На инвариантную массу пары пионов накладывалось условие ее равенства массе K_S -мезона. При этом на полную энергию K_S -мезона никаких ограничений не накладывалось. При реконструкции вычислялись значения χ^2 для всех возможных четырехфотонных комбинаций и всех возможных перестановок фотонов в каждой комбинации. В качестве результата реконструкции выбиралась комбинация фотонов, соответствующая минимальному значению χ^2 ($\chi^2_{K_S \rightarrow 2\pi^0}$). Распределения по параметру $\chi^2_{K_S \rightarrow 2\pi^0}$ для различных условий отбора событий приведены на рис. 1 и 2. Для дальнейшего анализа использовались события с $\chi^2_{K_S \rightarrow 2\pi^0} < 25$. К ним применялись следующие дополнительные условия отбора.

1) $\zeta_i < 0$ ($i = 1, \dots, 4$), где ζ_i — параметр «качества» фотона, вошедшего в реконструированный K_S -мезон. Этот параметр равен $-\ln L$, где L — функция правдоподобия, соответствующая гипотезе о том, что наблюдаемое поперечное распределение энерговыделения в кластере сработавших кристаллов калориметра вызвано одиночным фотоном [7]. Данный параметр позволяет отделить события с изолированными фотонными ливнями в калориметре от событий со слившимися ливнями и с кластерами от распадов или ядерного взаимодействия

K_L -мезона.

2) $36^\circ < \theta_i < 144^\circ$, где θ_i — полярный угол вылета фотона, вошедшего в реконструированный K_S -мезон, относительно оси пучков. Данное условие позволяет подавить существенную часть пучкового фона.

3) $400 < M_{rec} < 550$ МэВ, где M_{rec} — масса отдачи реконструированного K_S -мезона:

$$M_{rec} = \sqrt{\sqrt{s}(\sqrt{s} - 2E_{K_S}) + M_{K_S}^2}, \quad (5)$$

\sqrt{s} — полная энергия в системе центра масс, E_{K_S} — энергия реконструированного K_S -мезона и M_{K_S} — масса K_S -мезона. Это условие позволяет подавить фон от процесса (4).

4) $\chi^2_{\pi^0\pi^0\gamma} > 60$, где $\chi^2_{\pi^0\pi^0\gamma}$ — значение χ^2 , соответствующее кинематической реконструкции события в гипотезе $e^+e^- \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$. Это ограничение применялось к событиям с $N_\gamma \geq 5$ для подавления фона от процесса (2).

После применения всех перечисленных выше условий было отобрано 1998 событий во всей исследуемой области энергии, из них 585 событий при энергии $\sqrt{s} \geq 1.1$ ГэВ.

Число событий фонового процесса $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$ рассчитывалось по моделированию методом Мон-

те-Карло. При расчете были использованы экспериментальные данные по сечению процесса (2) из работы [8], в которой было показано, что моделирование многофотонных процессов в СНД согласуется с экспериментом с точностью 5%. Для проверки расчетной величины вклада данного фонового процесса была сделана оценка этой величины на основе экспериментальных данных. Эта оценка была сделана из аппроксимации распределения по параметру $\chi^2_{K_S \rightarrow 2\pi^0}$ (рис. 1) для событий с $\sqrt{s} > 1.2$ ГэВ, $N_\gamma < 7$ и $E_{tot} \geq 0.5\sqrt{s}$, где E_{tot} — полное энерговыделение в калориметре. Эти условия позволяют подавить вклады всех фоновых процессов, кроме процесса (2). Распределение аппроксимировалось суммой распределений для изучаемого процесса и процесса (2), полученных в результате моделирования и показанных на рис. 1. Было получено статистическое согласие расчетной величины и экспериментальной оценки. Полное число событий этого фонового процесса во всем исследуемом диапазоне энергии, прошедших условия отбора, равно

$$N_{\omega\pi^0} = 11.3 \pm 0.3 \pm 2.3.$$

Число событий фонового процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma(\gamma)$ также рассчитывалось по моделированию. Среди событий этого процесса, прошедших условия отбора, доминируют события со «сбросом» на ϕ -резонанс:

$$e^+e^- \rightarrow \phi\gamma, \quad \phi \rightarrow \eta\gamma,$$

в которых фотон, излученный начальными частицами, не регистрируется. Точность расчета сечения этого фонового процесса составляет приблизительно 3%, что определяется точностью измерения процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$ в области ϕ -резонанса ($\approx 2\%$) и точностью вычисления радиационных поправок (1%). Полное число событий этого фонового процесса составляет $21.2 \pm 0.2 \pm 1.1$.

Для определения числа событий пучкового фона исследовалось распределение по параметру $\chi^2_{K_S \rightarrow 2\pi^0}$, показанное на рис. 2. Точками показано экспериментальное распределение $\chi^2_{K_S \rightarrow 2\pi^0}$ при энергии $\sqrt{s} > 1.12$ ГэВ для событий, отобранных с дополнительным условием $E_{tot} < 0.5\sqrt{s}$, которое позволяет подавить вклады от всех фоновых процессов, кроме пучкового фона. Заштрихованная гистограмма показывает экспериментальное распределение для пучкового фона, для получения которого применялись условия отбора, обратные условиям 1 и 2. Суммарное количество событий пучкового фона во всей исследуемой области энергии оценивается как

$$N_b = 30 \pm 3 \pm 5.$$

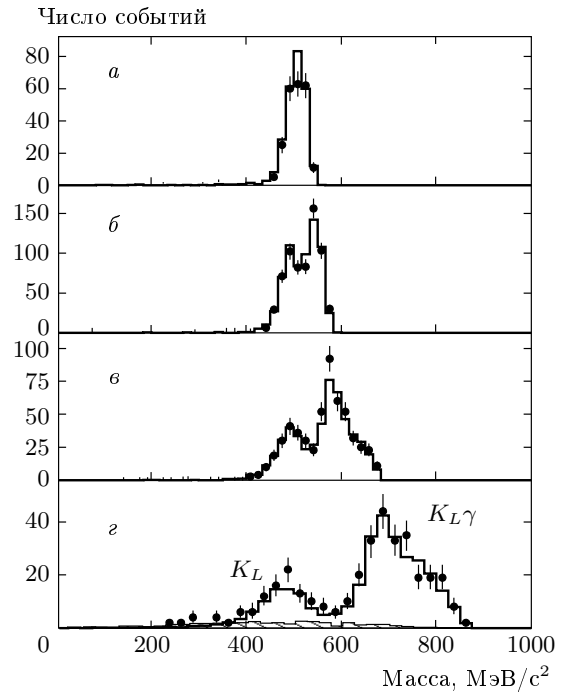


Рис. 3. Спектр массы отдачи реконструированного K_S -мезона в четырех энергетических областях: $\sqrt{s} = 1.04\text{--}1.05$ ГэВ (а), $1.06\text{--}1.09$ ГэВ (б), $1.10\text{--}1.18$ ГэВ (в), $1.20\text{--}1.38$ ГэВ (г). Спектр построен для событий, удовлетворяющих дополнительным условиям $N_\gamma < 7$ и $E_{tot} \geq 0.5\sqrt{s}$. Заштрихованной гистограммой показан спектр событий процесса $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$

Вклад событий процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L \gamma$ сильно зависит от полной энергии e^+e^- -столкновения. Так, при энергии, близкой к энергии рождения ϕ -мезона, энергия фотона E_γ составляет незначительную часть полной энергии \sqrt{s} , и поэтому процесс $e^+e^- \rightarrow K_S K_L \gamma$ практически неотличим от процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$. По мере увеличения энергии увеличивается энергия фотона, что приводит к существенному различию в кинематике процессов (1) и (4). На рис. 3 показаны спектры массы отдачи реконструированного K_S -мезона в четырех диапазонах энергии. Процессу $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ соответствует пик со средним значением вблизи массы K_L -мезона, процессу $e^+e^- \rightarrow K_S K_L \gamma$ — второй пик. Хорошее разделение процессов достигается при полной энергии события выше $1.1\text{--}1.2$ ГэВ. При меньшей энергии процессы (1) и (4) не разделяются. Для решения этой проблемы применялся способ аппроксимации полученных данных, в котором, кроме изменения эффективности регистрации в зависимости от полной энергии, также учитывается изменение эф-

эффективности в зависимости от энергии фотона, излученного начальными частицами.

Распределения по числу отобранных событий и суммарному числу событий всех фоновых процессов приведены в табл. 1.

4. ЭФФЕКТИВНОСТЬ РЕГИСТРАЦИИ

Эффективность регистрации исследуемого процесса определялась по моделированию методом Монте-Карло. В моделировании учитывалось излучение фотонов начальными частицами [9, 10], что позволило учесть зависимость эффективности $\varepsilon(\sqrt{s}, z)$ как от полной энергии \sqrt{s} в событии, так и от доли энергии $z = E_\gamma/\sqrt{s}$ излученного начальными частицами фотона E_γ . На рис. 4 показана зависимость эффективности регистрации событий процесса (1) с энергией фотона $E_\gamma < 10$ МэВ от энергии в системе центра масс. Уменьшение эффективности регистрации при увеличении энергии \sqrt{s} связано с увеличением ширины пика в распределении по массе отдачи K_S -мезона, соответствующего массе K_L при увеличении энергии пучков (рис. 3), вызванным ухудшением разрешения кинематической реконструкции по массе отдачи K_S -мезона при удалении от порога рождения $K_S K_L$ -пары. На рис. 5 показаны зависимости эффективности

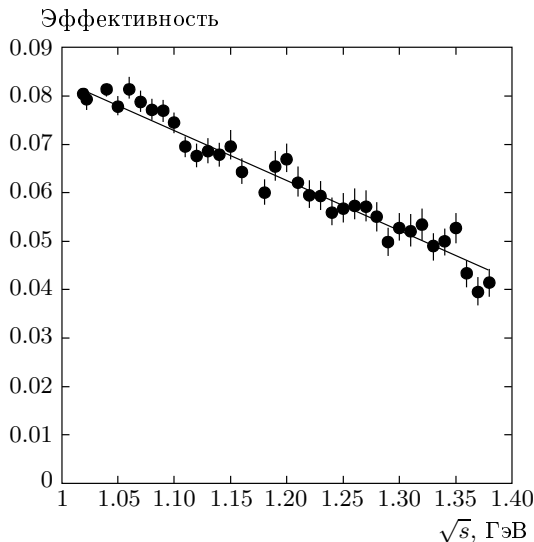


Рис. 4. Зависимость эффективности регистрации процесса (1) от энергии для событий с энергией фотона, излученного начальными частицами, $E_\gamma < 10$ МэВ

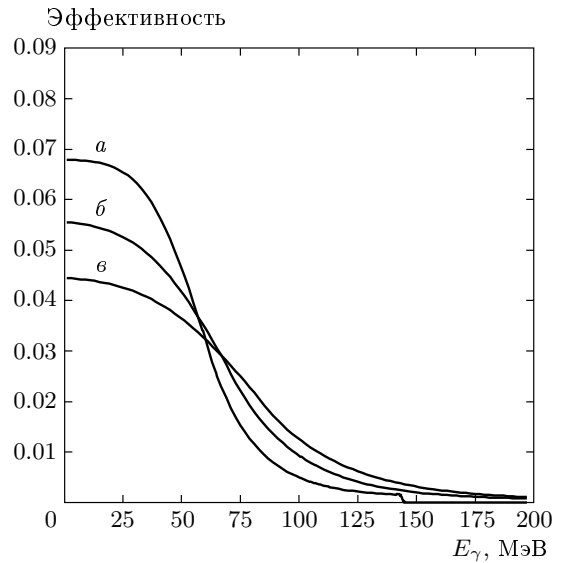


Рис. 5. Зависимость эффективности регистрации процесса (1) от энергии фотона E_γ , излученного начальными частицами в трех точках по энергии: $\sqrt{s} = 1.15$ (а), 1.27 (б), 1.38 (в) ГэВ

от энергии фотона E_γ для нескольких значений энергии.

Поправка к эффективности регистрации, учитывающая разницу в отклике детектора для экспериментальных и моделированных событий, была получена по событиям из области ϕ -мезонного резонанса, где процесс (1) может быть выделен с пренебрежимо малым уровнем фона без использования ограничений на параметры $\chi^2_{K_S \rightarrow 2\pi^0}$ и ζ_i . Использовались следующие условия: $N_\gamma = 5$, $E_{\gamma_5} > 100$ МэВ, $\angle(\mathbf{n}_{K_S}, \mathbf{n}_{\gamma_5}) > 130^\circ$, где E_{γ_5} — энергия фотона, не вошедшего в K_S -мезон, $\angle(\mathbf{n}_{K_S}, \mathbf{n}_{\gamma_5})$ — угол между направлениями реконструированного K_S -мезона и оставшегося фотона. Для выделенных таким образом моделированных и экспериментальных событий определялись доли событий, удовлетворяющих стандартным условиям отбора, r_{MC} и r_{exp} , соответственно. Поправка к эффективности регистрации, вычисленной по моделированию, определялась как

$$\kappa = \frac{r_{exp}}{r_{MC}}$$

и составила 0.956 ± 0.015 . Ошибка — статистическая.

Таблица 1. Борновское сечение процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$, измеренное на СНД. N_{exp} — число отобранных событий, $\sum N_{bkg}$ — число фоновых событий, ε_i — эффективность регистрации, $1 + \delta_i$ — радиационная поправка. Ошибки для σ_0 — статистические и систематические, соответственно

\sqrt{s} , ГэВ	IL , нб ⁻¹	N_{exp}	$\sum N_{bkg}$	ε_i	$1 + \delta_i$	σ_0 , нб
1.04	69	245	3.0 ± 1.0	0.079	1.61	$27.3 \pm 1.8 \pm 0.8$
1.05	83	183	2.0 ± 0.8	0.078	1.81	$15.5 \pm 1.2 \pm 0.5$
1.06	274	421	2.5 ± 1.1	0.077	1.92	$10.3 \pm 0.5 \pm 0.3$
1.07	97	96	1.2 ± 0.6	0.076	1.78	$7.2 \pm 0.8 \pm 0.2$
1.08	572	420	6.2 ± 1.3	0.075	1.49	$6.4 \pm 0.3 \pm 0.2$
1.09	94	48	0.9 ± 0.4	0.074	1.30	$5.2 \pm 0.8 \pm 0.2$
1.10	436	158	4.8 ± 0.9	0.073	1.20	$4.0 \pm 0.3 \pm 0.1$
1.11	88	21	1.3 ± 0.4	0.072	1.13	$2.75 \pm 0.65 \pm 0.08$
1.12–1.13	420	97	5.6 ± 1.0	0.071	1.09	$2.81 \pm 0.30 \pm 0.09$
1.14–1.15	358	61	3.6 ± 0.7	0.069	1.05	$2.22 \pm 0.30 \pm 0.07$
1.16	316	40	2.3 ± 0.5	0.067	1.02	$1.74 \pm 0.29 \pm 0.05$
1.18–1.19	587	44	4.3 ± 0.8	0.065	1.00	$1.04 \pm 0.18 \pm 0.03$
1.20–1.21	569	32	3.7 ± 0.7	0.063	0.99	$0.80 \pm 0.16 \pm 0.03$
1.22–1.23	465	25	3.8 ± 0.8	0.060	0.99	$0.77 \pm 0.18 \pm 0.02$
1.24–1.25	562	22	2.2 ± 0.5	0.058	0.98	$0.62 \pm 0.15 \pm 0.02$
1.26–1.27	397	16	1.6 ± 0.4	0.056	0.98	$0.66_{-0.18}^{+0.24} \pm 0.02$
1.28–1.29	492	20	2.4 ± 0.6	0.054	0.97	$0.68_{-0.17}^{+0.22} \pm 0.02$
1.30–1.31	459	11	1.0 ± 0.2	0.052	0.97	$0.43_{-0.14}^{+0.19} \pm 0.01$
1.32–1.33	516	3	2.1 ± 0.5	0.050	0.97	$0.04_{-0.07}^{+0.12} \pm 0.01$
1.34–1.35	676	13	2.7 ± 0.6	0.048	0.97	$0.33_{-0.11}^{+0.15} \pm 0.01$
1.36	606	11	3.1 ± 0.7	0.047	0.96	$0.29_{-0.12}^{+0.16} \pm 0.01$
1.37–1.38	722	11	2.2 ± 0.5	0.045	0.96	$0.28_{-0.11}^{+0.14} \pm 0.01$

5. ОПРЕДЕЛЕНИЕ БОРНОВСКОГО СЕЧЕНИЯ

Сечение изучаемого процесса, непосредственно наблюдаемое в эксперименте σ_{vis} , связано с борновским сечением σ_0 соотношением

$$\sigma_{vis}(\sqrt{s}) = \int_0^1 dz \sigma_0(\sqrt{s}(1-z)) F(z, s) \varepsilon(\sqrt{s}, z), \quad (6)$$

где $F(z, s)$ — плотность вероятности потери энергии $z\sqrt{s}$ на излучение фотонов начальными частицами [9], $\varepsilon(\sqrt{s}, z)$ — эффективность регистрации как функция полной энергии \sqrt{s} и доли энергии, испущенной начальными частицами. Для определения экспериментальных значений борновского сечения

используется следующая процедура. Измеренное видимое сечение

$$\sigma_{vis,i} = \frac{N_i}{IL_i},$$

где N_i — число отобранных событий с вычтенным фоном для i -той энергетической точки, IL_i — интегральная светимость в этой точке, аппроксимируется функцией, вычисленной по формуле (6) с использованием нескольких моделей борновского сечения. В результате аппроксимации определяются параметры соответствующей модели и вычисляется функция

$$R(s) = \frac{\sigma_{vis}(s)}{\sigma_0(s)}.$$

Экспериментальные значения борновского сечения определяются затем по формуле

$$\sigma_{0,i} = \frac{\sigma_{vis,i}}{R(s_i)}. \quad (7)$$

Модельная зависимость результата определяется по разнице результатов, полученных с использованием различных моделей борновского сечения.

Борновское сечение процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ рассматривалось в рамках модели векторной доминантности:

$$\sigma_0(s) = \frac{12\pi}{s^{3/2}} \times \left| \sum_{V=\rho,\omega,\phi,\dots} \frac{\sqrt{\Gamma_{V \rightarrow K_S K_L}(s) \Gamma_{V \rightarrow ee} m_V^3 e^{i\theta_V}}}{s - m_V^2 + im_V \Gamma_V(s)} \right|^2. \quad (8)$$

Отношение парциальных ширин и относительные фазы для ρ -, ω - и ϕ -мезонов были взяты из модели $SU(3)$:

$$\Gamma_{\rho \rightarrow K_S K_L}(s) = \Gamma_{\omega \rightarrow K_S K_L}(s) = 2\Gamma_{\phi \rightarrow K_S K_L}(s), \\ \theta_\rho = 0^\circ, \quad \theta_\omega = 180^\circ, \quad \theta_\phi = 180^\circ.$$

Массы m_V и полные ширины Γ_V для возбужденных состояний ρ , ω и ϕ взяты из таблиц свойств частиц [11]. Аппроксимация была выполнена с использованием пакета программ аппроксимации сечений FIT [12]. Были рассмотрены следующие модели для борновского сечения процесса:

- 1) в описание процесса включены четыре векторных мезона ρ , ω , ϕ и $\rho(1450)$. Фаза $\theta_{\rho(1450)} = 0^\circ$;
- 2) в описание процесса включены четыре векторных мезона ρ , ω , ϕ и $\phi(1680)$. Фаза $\theta_{\phi(1680)} = 0^\circ$;
- 3) в описание процесса включены четыре векторных мезона ρ , ω , ϕ и $\rho(1700)$. Фаза $\theta_{\rho(1700)} = 0^\circ$.

Для каждой из перечисленных выше моделей получены значения

$$\chi_1^2/n df = 19.1/21, \quad \chi_2^2/n df = 18.9/21, \\ \chi_3^2/n df = 18.7/21,$$

соответственно. Видно, что все варианты аппроксимации хорошо описывают экспериментальные данные и могут быть использованы для расчета функции $R(s)$. Для получения результата по измерению сечения процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ была выбрана вторая модель. Значения сечения в соответствующих точках энергии приведены в табл. 1. В таблице также приведены значения эффективности регистрации и радиационной поправки, вычисленных по формулам

$$1 + \delta(s) = \frac{\int_0^1 dz \sigma_0(\sqrt{s}(1-z)) F(z, s)}{\sigma_0(s)}, \quad (9)$$

$$\varepsilon(s) = \frac{\sigma_{vis}(s)}{\sigma_0(s)(1 + \delta(s))}. \quad (10)$$

Введенная выше функция

$$R(s) = \varepsilon(s)(1 + \delta(s)).$$

6. СИСТЕМАТИЧЕСКИЕ ОШИБКИ

Полная систематическая погрешность определения борновского сечения процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ включает несколько компонент: погрешность определения интегральной светимости, ошибку эффективности регистрации, погрешности вычитания фона и точность расчета радиационной поправки.

Погрешность определения интегральной светимости. Светимость на СНД определяется по двум КЭД-процессам $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ и $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$, сечения которых известны с точностью лучше 1%. В качестве оценки систематической неопределенности величины светимости использовалась разница в величинах светимости, полученных по этим процессам, которая практически не зависит от энергии пучков и составляет около 2%.

Ошибка определения эффективности регистрации. Анализ систематической неопределенности эффективности регистрации проводился с использованием событий из области ϕ -мезонного резонанса.

Измерение сечения процесса (1) проводилось в классе событий с четырьмя и более зарегистрированными нейтральными частицами. События этого класса содержат четыре фотона от распада $K_S \rightarrow 2\pi^0$ и дополнительные кластеры, образованные в результате ядерного взаимодействия K_L -мезона с детектором и частицами пучкового фона. Как было описано выше, отбор событий процесса (1) построен только на выделении K_S -мезона в событии и никакие ограничения на параметры дополнительных фотонов не применялись. Такой подход позволяет уменьшить вклад систематической неопределенности моделирования взаимодействия K_L -мезона с детектором. Но поскольку изначально невозможно различить фотоны от распада K_S -мезона и кластеры, порожденные K_L -мезоном, наличие дополнительных кластеров приводит к комбинаторному фону, при котором часть истинных

фотонов в K_S -мезоне подменяется кластерами от K_L -мезона. Чем больше дополнительных кластеров, тем больше доля неправильно определенных K_S -мезонов. Таким образом, наличие комбинаторного фона приводит к некоторому влиянию неточности моделирования взаимодействия K_L -мезона с детектором на эффективность регистрации отбора событий. Следует отметить, что под систематической погрешностью моделирования взаимодействия K_L -мезона с детектором понимается не только неточность сечения ядерного взаимодействия в моделировании, но и неточность в числе кластеров от K_L -мезона в калориметре и распределения энергии выделения в этих кластерах.

Таким образом, полную систематическую ошибку в определении эффективности регистрации можно представить как сумму систематических неопределенностей: определения эффективности регистрации «чистого» K_S -мезона и комбинаторной неопределенности при реконструкции K_S -мезона, усиленной погрешностью моделирования ядерного взаимодействия K_L -мезона в детекторе.

Точность моделирования «чистого» K_S -мезона изучалась по событиям, в которых K_L -мезон регистрируется как одиночный фотон. Условия отбора этих событий были описаны в разд. 4, и была найдена поправка эффективности регистрации, равная 0.956 ± 0.015 , которая определяется неточностью моделирования распределений по χ^2 кинематической реконструкции (3%) и параметру качества фотонов (2%).

Систематическая погрешность, связанная с комбинаторным фоном и неточностью моделирования ядерного взаимодействия, оценивалась как разница между эффективностями регистрации, полученными двумя способами. В первом стандартном способе эффективность ε_{MC} вычисляется как отношение числа событий, прошедших условия отбора для процесса (1), к полному числу моделированных событий. Во втором способе эффективность ε_{MC}^* вычислялась следующим образом. Сначала вычислялись эффективности регистрации по подклассам моделированных событий с различным числом реконструированных фотонов. Затем эти эффективности усреднялись с весами, соответствующими экспериментальному распределению отобранных событий по числу фотонов. Отношение полученных эффективностей составляет

$$\frac{\varepsilon_{MC}^*}{\varepsilon_{MC}} = 0.991 \pm 0.007.$$

Соответствующая систематическая погрешность

равна 1%.

Кроме перечисленных выше источников систематических ошибок вклад в систематическую ошибку определения эффективности регистрации вносит также неточность моделирования энергетического и углового разрешения зарегистрированных фотонов в калориметре. Неточность в разрешении по каждому из параметров фотонов, вошедших в реконструированный K_S -мезон, определяет неточность моделирования разрешения массы отдачи K_S -мезона M_{rec} , приведенной на рис. 3. В итоге после применения всех условий отбора разрешение по массе отдачи M_{rec} проявляется в ширине склона в зависимости эффективности регистрации процесса (1) от энергии E_γ , показанной на рис. 5. Для определения величины вклада в систематическую ошибку, связанного с разрешением калориметра, варьировалась ширина склона зависимости эффективности регистрации от E_γ в пределах, соответствующих наблюдаемой разнице разрешений по массе отдачи K_S на ϕ -мезоне, составляющей около 2%.

Общая систематическая ошибка в определении эффективности регистрации меняется от 2.1% до 2.5% при изменении энергии в диапазоне от 1.04 до 1.4 ГэВ.

Вычитание вклада фоновых процессов.

Как было отмечено выше, вклады фоновых процессов (2) и (3) хорошо согласуются с данными, полученными с помощью моделирования, поэтому при вычислении борновского сечения из экспериментальных данных вычиталось расчетное количество событий этих фоновых процессов. Вклад пучкового фона оценивался из экспериментального распределения по параметру $\chi^2_{K_S \rightarrow 2\pi^0}$. Систематическая ошибка вычитания фона меняется от 0.1% до 2.9% при изменении полной энергии в событии от 1.04 до 1.4 ГэВ. Статистическая ошибка в определении фона квадратично включена в общую статистическую ошибку измеренного сечения.

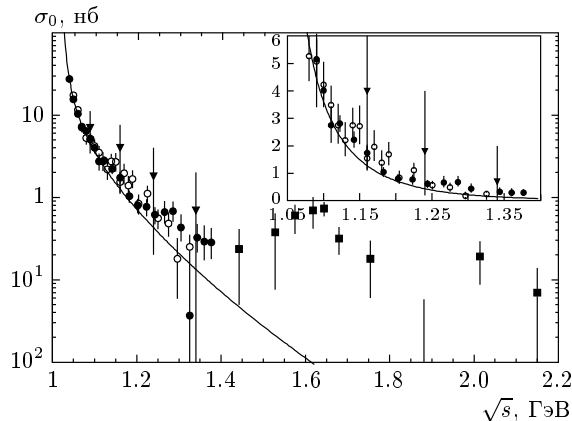
Точность учета радиационной поправки.

Эта систематическая ошибка включает в себя теоретическую неопределенность в вычислении радиационной поправки, которая не превышает 0.1% [9], и модельную ошибку, связанную с выбором модели для описания энергетической зависимости сечения. В качестве оценки последней использовалась разница между вариантами аппроксимации, приведенными в разд. 5. Ошибка учета радиационной поправки меняется от 0.5% до 3.0% при изменении энергии в диапазоне от 1.04 до 1.4 ГэВ.

Суммарная систематическая погрешность вычислялась как сумма независимых погрешностей. Все

Таблица 2. Систематические ошибки измерения борновского сечения процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$

Источник	1.02–1.40 ГэВ
Светимость	2 %
Эффективность регистрации	2.1–2.5 %
Определение фона	0.1–2.9 %
Модельная зависимость	0.5–3.0 %
Сумма	2.9–5.3 %

**Рис. 6.** Борновское сечение процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$. Точками представлены экспериментальные данные, полученные на СНД (настоящая работа, \bullet), КМД-2 [5] (\circ), ОЛЯ [4] (\blacktriangledown) и DM1 [3] (\blacksquare). Сплошной линией показано сечение, полученное в соответствии с моделью векторной доминантности ($\rho(770)$, $\omega(783)$, $\phi(1020)$)

перечисленные выше систематические ошибки и суммарная систематическая ошибка приведены в табл. 2.

7. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

На рис. 6 показаны сечение, измеренное в данной работе, и результаты предыдущих измерений на детекторах ОЛЯ, КМД-2 и DM1. Сравнение приведенных сечений показывает хорошее согласие как с данными, полученными на детекторе ОЛЯ, так и с данными с детектора КМД-2, полученными в том же диапазоне энергий.

Измеренное сечение процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ существенно превышает предсказание модели векторной доминантности, учитывающей резонансы

$\rho(770)$, $\omega(783)$ и $\phi(1020)$, рассматриваемые в рамках модели $SU(3)$. На рис. 6 сечение, соответствующее этой модели, показано сплошной линией. Из рисунка видно, что превышение сечения начинается при полной энергии выше примерно 1.2 ГэВ. Это превышение сечения может быть объяснено наличием вкладов возбужденных состояний $\rho(770)$ -, $\omega(783)$ - и $\phi(1020)$ -мезонов.

Для получения параметров резонансов, дающих вклад в сечение, необходимо использовать данные из более широкой области энергии, привлекать данные, полученные по другим модам распадов этих резонансов, и иметь большую точность этих данных.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты №№ 05-02-16250-а, 04-02-16181-а, 04-02-16184-а), а также гранта НШ-905.2006.2.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. N. Achasov et al., Phys. Rev. D **63**, 072002 (2001).
2. R. R. Akhmetshin et al., Nucl. Phys. Proc. Suppl. **131**, 3 (2004).
3. F. Mané et al., Phys. Lett. B **99**, 261 (1981).
4. П. М. Иванов и др., Письма в ЖЭТФ **36**, 91 (1982).
5. R. R. Akhmetshin et al., Phys. Lett. B **551**, 27 (2003).
6. M. N. Achasov et al., Nucl. Instr. Meth. A **449**, 125 (2000).
7. A. V. Bozhenok, V. N. Ivanchenko, and Z. K. Silagadze, Nucl. Instr. Meth. A **379**, 507 (1996).
8. M. N. Achasov, K. I. Beloborodov, A. V. Berdyugin et al., Phys. Lett. B **486**, 29 (2000).
9. E. A. Kuraev and V. S. Fadin, Sov. J. Nucl. Phys. **41**, 466 (1985).
10. G. Bonneau and F. Martin, Nucl. Phys. B **27**, 381 (1971).
11. S. Eidelman et al., Phys. Lett. B **582**, 1 (2004).
12. А. В. Боженок, Д. А. Букин, В. Н. Иванченко и др., Препринт ИЯФ 99-103, Новосибирск (1999).