

УЧРЕЖДЕНИЕ
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
им. Г. И. Будкера СО РАН
СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ РАН
(ИЯФ СО РАН)

Е. М. Балдин, В. В. Анашин, В. М. Аульченко, А. К. Барладян,
А. Ю. Барняков, М. Ю. Барняков, С. Е. Бару, И. В. Бедный,
О. Л. Белобородова, А. Е. Блинов, В. Е. Блинов, А. В. Бобров,
В. С. Бобровников, А. В. Богомягков, А. Е. Бондарь, Д. В. Бондарев,
А. Р. Бузыкаев, А. И. Воробьёв, В. В. Гулевич, Ю. М. Глуховченко,
В. Н. Жилич, В. В. Жуланов, А. Н. Журавлёв, С. Е. Карнаев, Г. В. Карпов,
С. В. Карпов, В. А. Киселёв, Т. А. Козлова, С. А. Кононов, К. Ю. Котов,
Е. А. Кравченко, В. Ф. Куликов, Г. Я. Куркин, Э. А. Купер, Е. Б. Левичев,
Д. А. Максимов, В. М. Малышев, А. Л. Масленников, А. С. Медведко,
О. И. Мешков, С. И. Мишнев, И. И. Морозов, Н. Ю. Мучной, В. В. Нейфельд,
С. А. Никитин, И. Б. Николаев, И. Н. Окунев, А. П. Онучин, С. Б. Орешкин,
И. О. Орлов, А. А. Осипов, С. В. Пелеганчук, В. В. Петров, С. Г. Пивоваров,
П. А. Пиминов, А. О. Полуэктов, И. Н. Попков, Г. Е. Поспелов, В. Г. Присекин,
А. А. Рубан, Г. А. Савинов, В. К. Сандырев, Е. А. Симонов, С. В. Синяткин,
Ю. И. Сковпень, А. Н. Скринский, В. В. Смалюк, Е. В. Старостина,
А. М. Сухарев, А. А. Тальшев, В. А. Таюрский, В. И. Тельнов, Ю. А. Тихонов,
К. Ю. Тодышев, Г. М. Тумайкин, Ю. В. Усов, А. Г. Шамо́в, Д. Н. Шатилов,
Б. А. Шварц, С. И. Эйдельман, А. Н. Юшков

ИЗУЧЕНИЕ ПРОЦЕССОВ
 $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ И $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$
НА ДЕТЕКТОРЕ КЕДР.

ИЯФ 2009-9

НОВОСИБИРСК
2009

**Изучение процессов $J/\psi \rightarrow e^+e^-$
и $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ на детекторе КЕДР.**

*Е. М. Балдин, В. В. Анашин, В. М. Аульченко, А. К. Барладян,
А. Ю. Барняков, М. Ю. Барняков, С. Е. Бару, И. В. Бедный,
О. Л. Белобородова, А. Е. Блинов, В. Е. Блинов, А. В. Бобров,
В. С. Бобровников, А. В. Богомяков, А. Е. Бондарь, Д. В. Бондарев,
А. Р. Бузыкаев, А. И. Воробьёв, В. В. Гулевич, Ю. М. Глуховченко,
В. Н. Жиллич, В. В. Жуланов, А. Н. Журавлёв, С. Е. Карнаев,
Г. В. Карпов, С. В. Карпов, В. А. Киселёв, Т. А. Козлова, С. А. Кононов,
К. Ю. Котов, Е. А. Кравченко, В. Ф. Куликов, Г. Я. Куркин,
Э. А. Купер, Е. Б. Левичев, Д. А. Максимов, В. М. Мальшиев,
А. Л. Масленников, А. С. Медведко, О. И. Мешков, С. И. Мишнев,
И. И. Морозов, Н. Ю. Мучной, В. В. Нейфельд, С. А. Никитин,
И. Б. Николаев, И. Н. Окунев, А. П. Онучин, С. Б. Орешкин,
И. О. Орлов, А. А. Осипов, С. В. Пелеганчук, В. В. Петров,
С. Г. Пивоваров, П. А. Пиминов, А. О. Полуэктов, И. Н. Попков,
Г. Е. Поспелов, В. Г. Присекин, А. А. Рубан, Г. А. Савинов,
В. К. Сандырев, Е. А. Симонов, С. В. Синяткин, Ю. И. Сковпень,
А. Н. Скринский, В. В. Смалюк, Е. В. Старостина, А. М. Сухарев,
А. А. Тальшиев, В. А. Таюрский, В. И. Тельнов, Ю. А. Тихонов,
К. Ю. Тодышев, Г. М. Тумайкин, Ю. В. Усов, А. Г. Шамов,
Д. Н. Шатилов, Б. А. Шварц, С. И. Эйдельман, А. Н. Юшков*

Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера
630090, Новосибирск, Россия

Аннотация

В эксперименте КЕДР на e^+e^- коллайдере ВЭПП-4М измерены произведения электронной ширины J/ψ -мезона и вероятностей его распадов на e^+e^- и $\mu^+\mu^-$ пары.

$$\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee} / \Gamma = 0.3365 \pm 0.0064 (\text{стат}) \pm 0.0049 (\text{сист}) \text{ кэВ}$$

$$\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu} / \Gamma = 0.3360 \pm 0.0052 (\text{стат}) \pm 0.0061 (\text{сист}) \text{ кэВ}$$

**Investigation of the Processes $J/\psi \rightarrow e^+e^-$
and $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ with the KEDR Detector**

*E. M. Baldin, V. V. Anashin, V. M. Aulchenko, A. K. Barladyan,
A. Yu. Barnyakov, M. Yu. Barnyakov, S. E. Baru, I. V. Bedny,
O. L. Beloborodova, A. E. Blinov, V. E. Blinov, A. V. Bobrov,
V. S. Bobrovnikov, A. V. Bogomyagkov, A. E. Bondar, D. V. Bondarev,
A. R. Buzykaev, S. I. Eidelman, Yu. M. Glukhovchenko, V. V. Gulevich,
S. E. Karnaev, G. V. Karpov, S. V. Karpov, V. A. Kiselev, S. A. Kononov,
T. A. Kozlova, K. Yu. Kotov, E. A. Kravchenko, V. F. Kulikov,
G. Ya. Kurkin, E. A. Kuper, E. B. Levichev, D. A. Maksimov,
V. M. Malyshev, A. L. Maslennikov, A. S. Medvedko, O. I. Meshkov,
S. I. Mishnev, I. I. Morozov, N. Yu. Muchnoi, V. V. Neufeld, S. A. Nikitin,
I. B. Nikolaev, I. N. Okunev, A. P. Onuchin, S. B. Oreshkin, I. O. Orlov,
A. A. Osipov, S. V. Peleganchuk, S. G. Pivovarov, P. A. Piminov,
V. V. Petrov, A. O. Poluektov, I. N. Popkov, G. E. Pospelov, V. G. Prisekin,
A. A. Ruban, V. K. Sandryev, G. A. Savinov, A. G. Shamov, D. N. Shatilov,
B. A. Shwartz, E. A. Simonov, S. V. Sinyatkin, Yu. I. Skovpen,
A. N. Skrinsky, V. V. Smaluk, A. M. Sukharev, E. V. Starostina,
A. A. Talyshev, V. A. Tayursky, V. I. Telnov, Yu. A. Tikhonov,
K. Yu. Todyshev, G. M. Tumaikin, Yu. V. Usov, A. I. Vorobiov,
A. N. Yushkov, V. N. Zhilich, V. V. Zhulanov, A. N. Zhuravlev*

Budker Institute of Nuclear Physics
630090, Novosibirsk, Russia

Abstract

The products of the electron width of the J/ψ meson and the probability for its decay to an e^+e^- and $\mu^+\mu^-$ pairs were measured by using data from the KEDR experiment at the VEPP-4M electron-positron collider. The results were

$$\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee} / \Gamma = 0.3365 \pm 0.0064 \text{ (stat)} \pm 0.0049 \text{ (syst) keV}$$

$$\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu} / \Gamma = 0.3360 \pm 0.0052 \text{ (stat)} \pm 0.0061 \text{ (syst) keV}$$

Содержание

| | |
|--|-----------|
| 1. Введение | 5 |
| 2. Сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \ell^+\ell^-$ в области J/ψ-мезона | 6 |
| 3. Идея анализа | 10 |
| 4. Комплекс ВЭПП-4М/КЕДР | 12 |
| 4.1. Коллайдер ВЭПП-4М | 12 |
| 4.2. Прецизионное измерение энергии пучков ВЭПП-4М | 14 |
| 4.3. Детектор КЕДР | 15 |
| 4.4. Моделирование процессов в детекторе КЕДР | 19 |
| 4.5. Триггер детектора КЕДР | 22 |
| 5. Описание эксперимента | 22 |
| 6. Отбор событий | 24 |
| 6.1. Отбор событий e^+e^- | 25 |
| 6.2. Отбор событий $\mu^+\mu^-$ | 27 |
| 6.3. Дополнительные условия отбора | 29 |
| 7. Извлечение параметров резонанса | 29 |
| 8. Анализ систематических ошибок | 33 |
| 8.1. Измерение энергии и энергетического разброса | 33 |
| 8.2. Эффективность регистрации | 35 |
| 8.3. Абсолютная калибровка светимости | 39 |
| 8.4. Измерение светимости | 39 |
| 8.5. Эффективность триггера | 39 |
| 8.6. Определение угла θ | 40 |
| 8.7. Неопределённость расчёта сечения | 41 |
| 8.8. Резонансный фон от J/ψ | 43 |
| 8.9. Процедура подгонки | 45 |
| 8.10. Космический фон | 45 |
| 8.11. Полная ошибка | 46 |
| 9. Результат измерений | 46 |
| 10. Сравнение с результатами других измерений | 47 |

1. Введение

С 2002 года в ИЯФ СО РАН им. Г. И. Будкера на электрон-позитронном коллайдере ВЭПП-4М с детектором КЕДР ведутся эксперименты в области рождения ψ -резонансов (J/ψ , $\psi(2S)$, $\psi(3770)$) и τ -лептона. Измерение фундаментальных параметров J/ψ -мезона является одной из основных задач этих экспериментов.

J/ψ -мезон является низшим и наиболее узким связанным состоянием $c\bar{c}$ кварков (чармония) с квантовыми числами $J^{PC} = 1^{--}$, который часто называют «атомом водорода» для квантовой хромодинамики. Исследование его параметров представляет особый интерес. Лептонная ширина резонанса $\Gamma_{\ell\ell}$ даёт важную информацию о свойствах сильного взаимодействия [1].

Теоретическое значение лептонной ширины J/ψ -мезона может быть вычислено из первых принципов в рамках решёточной КХД [2], предсказывается с помощью правил сумм КХД [3] и может быть получено в рамках потенциальных моделей [4,5]. Повышение точности экспериментальных измерений лептонной ширины и других параметров J/ψ стимулирует прогресс в развитии теории.

Настоящая работа посвящена измерению произведений электронной ширины J/ψ -мезона и вероятностей его распада на e^+e^- ($\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee}/\Gamma$) и $\mu^+\mu^-$ пары ($\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu}/\Gamma$). В отличие от непосредственного измерения самой лептонной ширины, в случае измерения произведения $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\ell\ell}/\Gamma$ отсутствуют неточности, связанные с неопределённостью моделирования адронных распадов резонанса, поскольку задача сводится к измерению площади под резонансной кривой процесса $e^+e^- \rightarrow J/\psi \rightarrow \ell^+\ell^-$ от порога рождения до определённого максимального значения энергии e^+e^- пары. При наличии независимых данных о вероятности распада $\mathcal{B}_{ee} = \Gamma_{ee}/\Gamma$ этот результат позволяет получить значение лептонных ширин Γ_{ee} и $\Gamma_{\mu\mu}$. Следует также отметить, что для измерения $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee}/\Gamma$ требуется сканирование по энергии, т.е. измерение сечения рождения e^+e^- пары и точное определение энергии в нескольких точках резонансной кривой. В данном эксперименте энергия измерялась с высокой точностью с помощью метода резонансной деполяризации [6, 7].

2. Сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \ell^+\ell^-$ в области J/ψ -мезона

На величину сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \ell^+\ell^-$ в зависимости от энергии и его форму в области узкого J/ψ -резонанса в значительной степени влияют радиационные поправки. Форма сечения в зависимости от энергии в центре масс W вблизи узкого резонанса массы M с учётом интерференции резонансного процесса с нерезонансным фоном получена в работе [8]. Полученная в этой работе формула, учитывающая взаимодействие начальных электронов с виртуальными фотонами и излучение ими произвольного числа мягких фотонов с суммарной энергией $\omega < \omega_0 \ll W$, имеет вид:

$$\sigma(W) = \int_0^{\omega_0} d\omega \sigma_0(W - \omega) \frac{d}{d\omega} \left(\frac{2\omega}{W} \right)^\beta \left(1 + \frac{3}{4}\beta \right), \quad (1)$$

где $\beta = \frac{4\alpha}{\pi} \left(\ln \frac{W}{m_e} - \frac{1}{2} \right)$, $\sigma_0(W)$ – сечение процесса без излучения фотонов, а m_e – масса электрона. Для рассматриваемого диапазона энергий $\beta \simeq 0.076$. При выводе формулы (1) не учитывались члены порядка $\alpha \simeq 1/137$, $\beta^2 \simeq 0.0058$. Точность формулы (1) в работе [8] декларируется на уровне одного процента.

В предположении, что амплитуда процесса без радиационных поправок представляет собой резонансный вклад брейт-вигнеровского типа и однофотонного нерезонансного фона, для описания сечения процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ из формулы (1) получается следующее выражение ($\hbar = 1$, $c = 1$) [8]:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)^{ee \rightarrow ee} = \frac{1}{M^2} \left\{ \frac{9}{4} \frac{\Gamma_{ee}^2}{\Gamma M} (1 + \cos^2 \theta) \left(1 + \frac{3}{4}\beta \right) \text{Im } \mathcal{F} - \frac{3\alpha}{2} \frac{\Gamma_{ee}}{M} \left[(1 + \cos^2 \theta) - \frac{(1 + \cos^2 \theta)^2}{(1 - \cos \theta)} \right] \text{Re } \mathcal{F} + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{КЭД}}^{ee \rightarrow ee} \right\}. \quad (2)$$

где

$$\mathcal{F} = \left(\frac{\frac{M}{2}}{-W + M - \frac{i\Gamma}{2}} \right)^{1-\beta}.$$

Формула (2) включает резонансный вклад распада $J/\psi \rightarrow e^+e^-$, пропорциональный измеряемой величине $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee}/\Gamma$, интерференционный

член, пропорциональный Γ_{ee} и нерезонансный вклад $\sigma_{\text{КЭД}}$, полностью определяемый квантовой электродинамикой (Баба-рассеяние) [9,10]. В интерференционном члене формулы (2) не учтены степенные поправки по β .

Для того, чтобы сравнить теорию с экспериментом, теоретическую зависимость (2) необходимо свернуть с гауссовым распределением по суммарной энергии пучков с энергетическим разбросом σ_W :

$$\rho(W) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_W} e^{-\frac{(W-W_0)^2}{2\sigma_W^2}},$$

где W_0 — средняя энергия пучков. Для вычисления сечения по формуле (2) необходимо использовать значение полной ширины J/ψ -мезона Γ , зависимость от которого существенно подавляется при свёртке с распределением по суммарной энергии пучков с энергетическим разбросом $\sigma_W \approx 0.7$ МэВ (подробнее об измерении энергетического разброса написано в разделе 5 на стр. 23). Зависимости теоретического сечения $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ от энергии для различных угловых диапазонов по углу рассеяния электрона с учётом энергетического разброса представлены на рис. 1 и рис. 2. Для относительно малых углов рассеяния доминирует нерезонансный вклад $\sigma_{\text{КЭД}}$, полностью определяемый квантовой электродинамикой.

Аналогично формуле (2) получается и теоретическая зависимость сечения $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$ [8]:

$$\begin{aligned} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{ee \rightarrow \mu\mu} &= \frac{3}{4M^2} (1 + \cos^2 \theta) \left\{ \frac{3\Gamma_{ee}\Gamma_{\mu\mu}}{\Gamma M} \left(1 + \frac{3}{4}\beta\right) \text{Im} \mathcal{F} - \right. \\ &\quad \left. - \frac{2\alpha\sqrt{\Gamma_{ee}\Gamma_{\mu\mu}}}{M} \left(1 + \frac{11}{12}\beta\right) \text{Re} \mathcal{F} \right\} + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{КЭД}}^{ee \rightarrow \mu\mu} \end{aligned} \quad (3)$$

Формула (3) состоит из резонансного вклада распада $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$, пропорционального измеряемой величине $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu}/\Gamma$, интерференционного слагаемого, пропорционального корню из произведения лептонных ширин $\sqrt{\Gamma_{ee}\Gamma_{\mu\mu}}$ и нерезонансного сечения $\sigma_{\text{КЭД}}$, полностью определяемого квантовой электродинамикой.

На рис. 3 представлена теоретическая зависимость сечения $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$ от энергии с учётом энергетического разброса. По сравнению сечением процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ нерезонансный вклад $\sigma_{\text{КЭД}}$, определяемый квантовой электродинамикой, относительно мал.

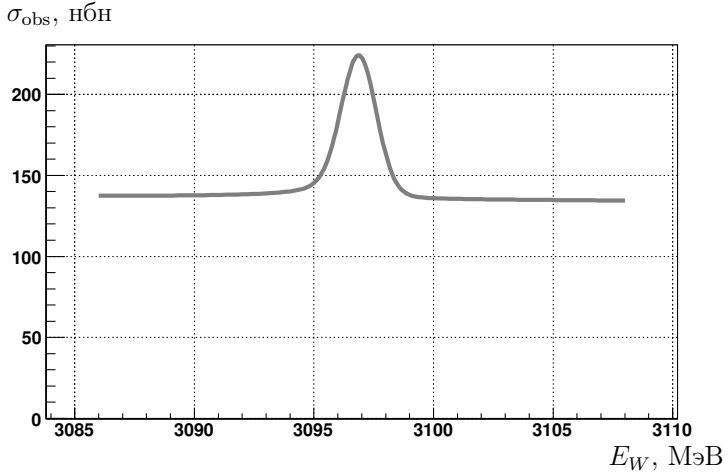


Рис. 1. Зависимость сечения процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ от энергии в окрестности J/ψ -резонанса для углового диапазона $\theta \in 40^\circ \div 90^\circ$ с учётом энергетического разброса.

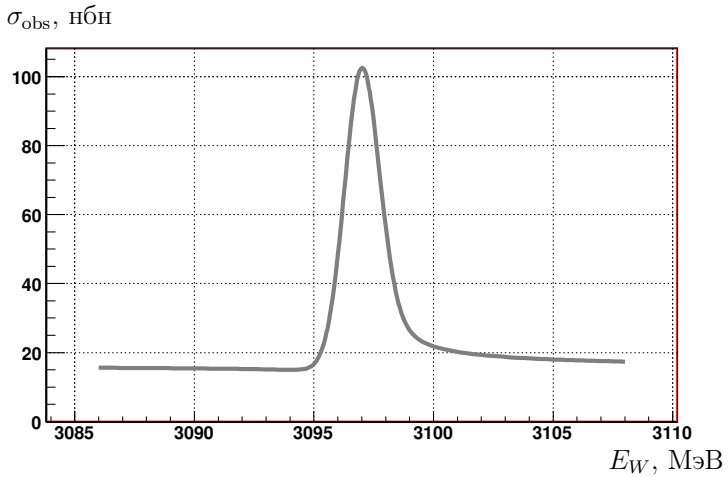


Рис. 2. Зависимость сечения процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ от энергии в окрестности J/ψ -резонанса для углового диапазона $\theta \in 90^\circ \div 140^\circ$ с учётом энергетического разброса.

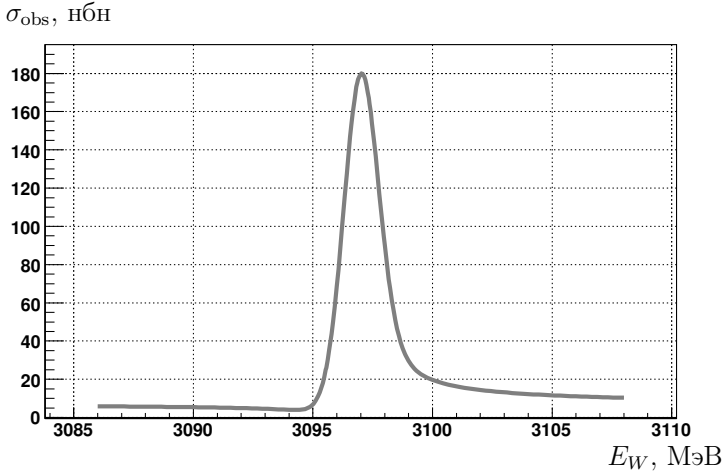


Рис. 3. Зависимость сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ от энергии в окрестности J/ψ -резонанса для углового диапазона $\theta \in 40^\circ \div 140^\circ$ с учётом энергетического разброса.

Точность вычисления резонансного вклада можно улучшить за счёт использования поправок, полученных в работе [11]. Коэффициент при первом слагаемом $\left(1 + \frac{3}{4}\beta\right)$ в формулах (2) и (3) следует заменить на

$$1 + \frac{3}{4}\beta + \frac{\alpha}{\pi} \left(\frac{\pi^2}{3} - \frac{1}{2} \right) + \beta^2 \left(\frac{37}{96} - \frac{\pi^2}{12} - \frac{L}{72} \right), \quad (4)$$

где $L = \ln(W^2/m_e^2)$. Для рассматриваемого диапазона энергий замена коэффициента эквивалентна увеличению прежнего коэффициента на 0.24%.

В отличие от статьи [8], в работе [11] не рассматривалась интерференция между резонансным вкладом и однофотонным нерезонансным фоном, зато радиационные поправки для резонансного вклада посчитаны до более высокой точности в 0.1% (формула (4)). Учёт интерференционного вклада в обсуждаемом анализе необходим, но точность его вычисления, обеспечиваемая формулами из относительно более старой работы [8], вполне достаточна. Учёт радиационных поправок для резонансного вклада делается на основе более современной работы [11].

Влияние теоретических неопределённостей на результат анализа обсуждается в разделе 8.7 на стр. 41.

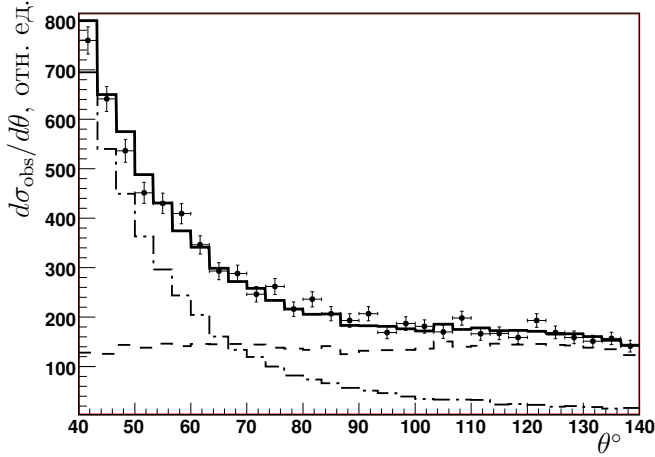


Рис. 4. Наблюдаемое сечение $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ как функция угла рассеяния электрона в пике J/ψ . Точки — эксперимент, гистограммы — моделирование (штрихпунктирная — Баба-рассеяние, штриховая — вклад резонанса, а сплошная — их сумма).

3. Идея анализа

Если при анализе данных эксперимента по сканированию J/ψ -резонанса отобрать $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ события, то вклад в них дают три эффекта (выражение (2) на странице 6):

- 1) нерезонансный фон от Баба-рассеяния,
- 2) резонансный вклад от распада J/ψ на пару e^+e^- ,
- 3) интерференция между 1 и 2.

Поведение сечения этих процессов в зависимости от энергии и от угла рассеяния электрона существенно различается. Процесс Баба-рассеяния хорошо изучен, что позволяет не только выделить резонансный и интерференционный вклады с извлечением величины $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee}/\Gamma$, но и одновременно провести абсолютную калибровку светимости.

На рис. 4 приведено распределение отобранных событий по углу рассеяния электрона. Экспериментальное сечение $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ изобра-

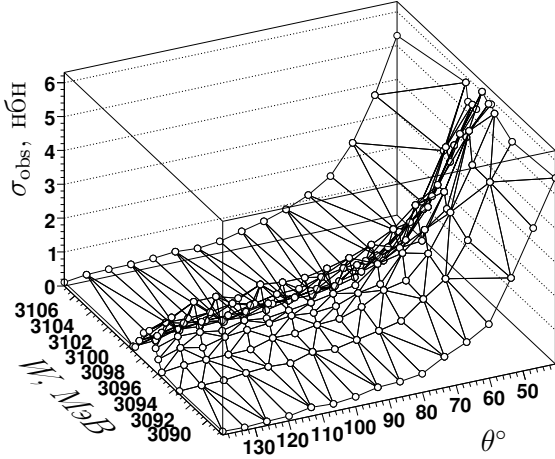


Рис. 5. Дифференциальное сечение процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ в области J/ψ -резонанса от энергии W и от угла рассеяния электрона θ .

жено точками с усами. Вертикальными усами показана статистическая ошибка измерения. Гистограммами представлены результаты моделирования. На малых углах доминирует Баба-рассеяние, а на больших — события распада резонанса. Эффект интерференции не показан, так как приведённые на рис. 4 данные соответствуют пику J/ψ , где она близка к нулю. Для изучения систематических ошибок аналогичный анализ проводился и по углу рассеяния позитрона.

Теоретическая зависимость сечения процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ от энергии в области J/ψ -мезона была представлена на рис. 1 и рис. 2 (стр. 8).

Для измерения величины $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee}/\Gamma$ с точностью в $2 \div 3\%$ данные были представлены в виде двумерных гистограмм от угла отклонения заряженной частицы θ и от энергии в центре масс W . Ранее для извлечения $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee}/\Gamma$ и совместной абсолютной калибровки светимости в подобных экспериментах [12, 13, 14, 15, 16, 17, 18] использовалась одномерная гистограмма по энергии в центре масс W . Представление данных в виде двумерной гистограммы для определения $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee}/\Gamma$ позволяет уменьшить статистическую ошибку результата примерно на $40 \div 50\%$. На рис. 5 изображена такая экспериментальная гистограмма дифферен-

циального сечения процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ в области J/ψ -резонанса. Каждый узел двумерной поверхности соответствует экспериментальной точке. Точки приведены без ошибок, чтобы не загромождать двумерный график.

После проведения абсолютной калибровки светимости её результаты можно использовать для извлечения величины $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu} / \Gamma$, подогнав экспериментальную гистограмму числа событий $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$ от энергии теоретической зависимостью. Пример такой зависимости представлен на рис. 3 стр. 9.

Основным фоном для событий $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$ являются космические события. В отличие от эффекта, пропорционального интегральной светимости, число космических событий пропорционально времени набора с учётом КПД детектора.

Во время эксперимента проводилось сканирование J/ψ -мезона с набором статистики в 11 различных по энергии точках (рис. 9 стр. 23). При этом энергия в точках набора статистики определялась с высокой точностью методом резонансной деполяризации. Систематическая неопределённость ширины энергетического разброса составляет около 2%. Учёт зависимости сечений процессов $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ и $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$ от энергии позволил уменьшить вклад в систематическую ошибку, связанную с фиксацией энергетического разброса определённого в многоадронном канале.

4. Комплекс ВЭПП-4М/КЕДР

4.1. Коллайдер ВЭПП-4М

Коллайдер ВЭПП-4М [19] является модернизированным вариантом накопительного кольца ВЭПП-4. В 1980–1985 годах на комплексе ВЭПП-4 проводились эксперименты по изучению семейства Υ -мезонов [20, 21, 22, 23, 24, 25], поиску узких резонансов и измерению отношения R в области энергий $W = 7.2 \div 10.3$ ГэВ [26] и двухфотонной физике [27, 28, 29, 30]. Ускорительный комплекс ВЭПП-4М предназначен для проведения широкого спектра экспериментов по физике элементарных частиц в диапазоне энергий $W = 2 \div 12$ ГэВ, фотоядерных исследований и экспериментов с синхротронным излучением. В последние годы было решено сконцентрировать усилия в области энергий $W = 3 \div 3.6$ ГэВ.

На рис. 6 представлена схема установки ВЭПП-4М со встречными e^+e^- пучками. Инжекция пучков в ВЭПП-4М происходит из промежуточно-

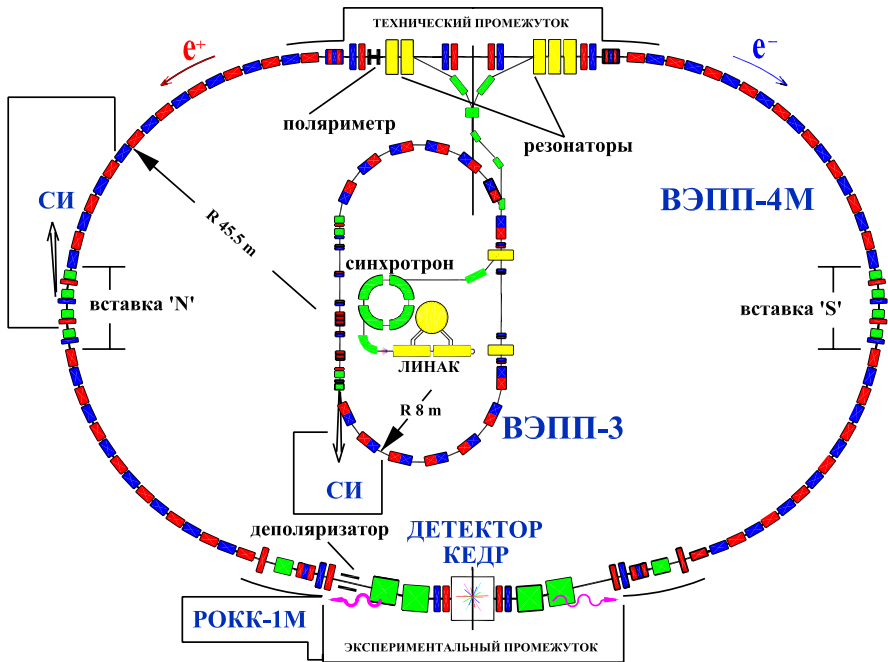


Рис. 6. Ускорительный комплекс ВЭПП-4М.

го ускорителя ВЭПП-3 в области энергий $1000 \div 1900$ МэВ. Накопитель ВЭПП-3 — это ускоритель электронов (позитронов) длиной 74.4 м, работающий в области энергий 350 (инжекция)–2000 МэВ, что позволяет набирать статистику в области J/ψ -резонанса без дополнительного ускорения пучков в самом ВЭПП-4М. Частицы разных знаков (электроны и позитроны) двигаются в одном и том же направлении и могут накапливаться поочерёдно со сменой полярности магнитных элементов. Инжектором в ВЭПП-3 служит установка «Позитрон», включающая в себя линейный ускоритель «линак» на энергию 50 МэВ, конверсионную систему для получения позитронов, синхротрон «Б-4» на энергию до 350 МэВ и два канала для транспортировки частиц.

ВЭПП-4М состоит из двух полуколец, экспериментального промежутка, где находится детектор КЕДР, и прямолинейного (технического) промежутка, содержащего ускоряющую и инжекционную системы. Магнитная структура ВЭПП-4М обладает зеркальной симметрией относительно

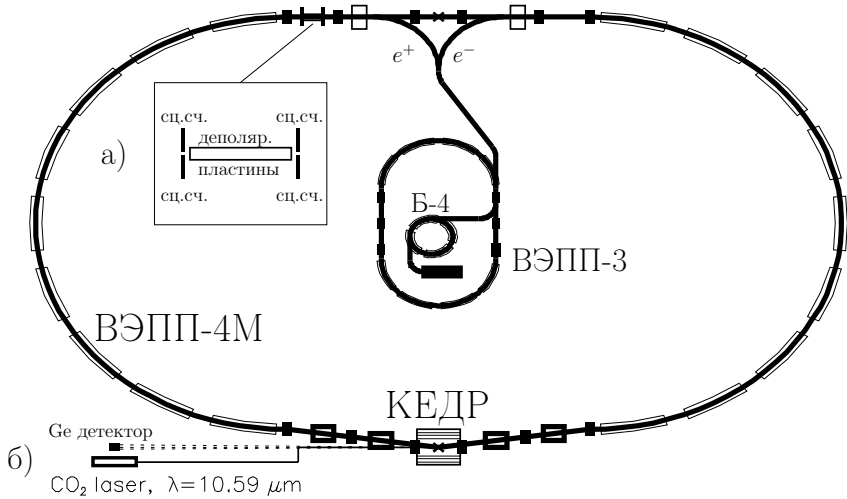


Рис. 7. Системы прецизионной калибровки энергии: а) тушековский поляриметр (метод резонансной деполяризации) и б) монитор для регистрации обратного комптоновского рассеяния инфракрасного лазерного излучения.

но оси, проведённой через середины экспериментального и технического промежутков. Периметр кольца ВЭПП-4М равен 366 м. Энергия пучка может изменяться в диапазоне от 1 до 6 ГэВ. Светимость в районе J/ψ -резонанса достигает $\mathcal{L} = 10^{30} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$.

4.2. Прецизионное измерение энергии пучков ВЭПП-4М

Время поляризации пучка в ВЭПП-3 при энергии 1.5 ГэВ составляет 3 часа (эффект Соколова-Тернова [31]). Уже поляризованный пучок может быть инжектирован в кольцо ВЭПП-4М без существенной потери степени поляризации. Это позволяет использовать метод резонансной деполяризации для прецизионной калибровки энергии пучка [7]. Этот метод был разработан в ИЯФ им. Будкера и впервые был применён на практике для измерения массы ϕ -мезона на установке ВЭПП-2 [6]. Метод резонансной деполяризации использовался на ускорителе ВЭПП-4 с на-

чала экспериментов на нём для измерения масс J/ψ и $\psi(2S)$ мезонов с детектором ОЛЯ [32] и Υ мезонов с детектором МД-1 [32].

С помощью метода резонансной деполяризации на экспериментах с детектором КЕДР была достигнута точность калибровки энергии 10^{-6} . В связи с использованием на ВЭПП-4М для измерения степени поляризации тушековского поляриметра (рис. 7) невозможно одновременно совмещать процедуры измерения энергии с помощью метода резонансной деполяризации и набора статистики. Энергия пучка во время набора статистики эксперимента определяется путём интерполяции, что увеличивает неопределённость определения энергии. При интерполяции энергии на время набора светимости точность определения энергии в районе J/ψ -резонанса снижается приблизительно до $6 \cdot 10^{-6}$ ($\simeq 10$ кэВ) [33].

В 2005 году на комплексе ВЭПП-4М был освоен ещё один метод прецизионной калибровки энергии, который изначально был разработан и опробован на синхротронных источниках BESSY-I и BESSY-II [34, 35]. Этот метод основан на регистрации обратного комптоновского рассеяния инфракрасного света. Точность восстановления энергии с помощью этого метода в районе J/ψ -резонанса была достигнута на уровне $50 \div 70$ кэВ, что хуже чем в случае метода резонансной деполяризации, но в отличие от метода резонансной деполяризации, данный метод может быть использован во время набора статистики.

Расположение упомянутых выше систем прецизионной калибровки энергии указано на рис. 7.

4.3. Детектор КЕДР

В состав детектора КЕДР (рис. 8) входят вакуумная камера, вершинный детектор, дрейфовая камера, аэрогелевые черенковские счётчики, сцинтилляционные счётчики, цилиндрический калориметр на основе жидкого криптона, торцевой CsI-калориметр и мюонная система. Детектор также включает систему регистрации рассеянных электронов для исследования двухфотонных процессов. Для оперативного измерения светимости используются два сэндвич-калориметра, состоящих из чередующихся пластин сцинтилляционной пластмассы и свинца, регистрирующих γ -кванты однократного тормозного излучения и находящихся по обе стороны от места встречи.

Информационные платы системы сбора данных на детекторе КЕДР основаны на стандарте КЛЮКВА [36]. Полное число каналов электроники составляет около 15 тысяч без учёта систем медленного контроля. События записываются с частотой 50–100 Гц. Средняя длина события

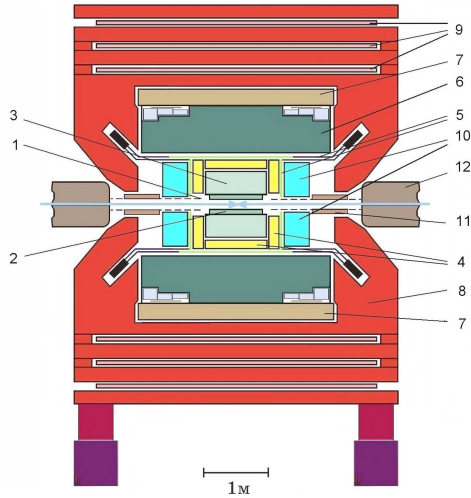


Рис. 8. Детектор КЕДР, разрез вдоль пучка. В состав детектора входят вакуумная камера (1), вершинный детектор (2), дрейфовая камера (3), аэрогелевые черенковские счётчики (4), сцинтилляционные счётчики (5), калориметр на основе жидкого криптона (6), торцевой CsI-калориметр (10) и мюонная система (9), встроенная в ярмо (8) сверхпроводящей магнитной катушки с полем 0.65 Тл (7). На рисунке также представлены элементы ускорителя в виде компенсирующего соленоида (11) и линзы финального фокуса (12).

составляет 2–4 килобайта. Поток данных делится на отдельные файлы примерно по 300 тысяч событий. После записи файлы заходов архивируются с помощью стандартного архиватора `bzip2` [37], что позволяет уменьшить их размер примерно в два раза. Первичные данные в обязательном порядке дублируются на лентах.

Далее более подробно рассмотрены те системы детектора, которые использовались во время анализа данных эксперимента по измерению $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\ell\ell} / \Gamma$.

Вершинный детектор. Вершинная камера детектора КЕДР [38, 39, 40, 41] (ВД) расположена между дрейфовой камерой и вакуумной трубой накопителя и увеличивает перекрываемый координатной системой телесный угол до 98%. ВД состоит из 312 цилиндрических дрейфовых тру-

бок длиной 670 мм и диаметром 10 мм, формирующих шесть концентрических слоев, охватывающих вакуумную камеру. Количество вещества детектора на пути частицы не превышает 0.2% X_0 . Дрейфовая трубка состоит из цилиндрического катода, изготовленного из однослойного алюминизированного лавсана толщиной 20 мкм, и центральной анодной проволоочки диаметром 28 мкм из позолоченного вольфрамового сплава. Трубки работают в пропорциональном режиме усиления с коэффициентом газового усиления 10^5 на смеси Ag/CO₂ (70/30). В вершинном детекторе производятся только измерения расстояния от трека заряженной частицы до центра трубки по времени дрейфа ионизации к аноду. Пространственное разрешение ВД составляет около 250 мкм и в настоящее время ограничивается наводками между каналами электроники.

При работе в составе детектора информация с ВД обрабатывается совместно с данными дрейфовой камеры для восстановления треков заряженных частиц. Кроме того, срабатывание трубочек ВД используется для формирования решения вторичного триггера, что позволяет уменьшить долю фоновых событий в потоке данных с детектора.

Дрейфовая камера. Дрейфовая камера [42] (ДК) детектора КЕДР имеет цилиндрическую форму, её длина равна 1100 мм, внутренний радиус — 125 мм, внешний радиус — 535 мм. В дрейфовой камере детектора используется ячейка джетового типа с шестью анодными проволочками. Расстояние дрейфа электронов около 30 мм. В качестве рабочего газа используется чистый диметиловый эфир (ДМЭ). Использование ДМЭ в ячейке с большой длиной дрейфа, в которой координатное разрешение ограничено диффузией, позволило получить среднее по ячейке пространственное разрешение около 100 мкм.

Камера содержит около 16 тыс. проволочек, из них 1512 анодных. Длина проволочек 970 мм. Проволочки образуют семь суперслоёв ячеек — четыре аксиальных слоя с проволочками, параллельными оси пучков, и три стереослоя с углом наклона проволочек с осью камеры ± 100 мрад для измерения координаты трека вдоль проволочки. Всего производится 42 измерения координаты и ионизационных потерь для частицы, пересекающей всю камеру. Телесный угол для частиц, проходящих через три суперслоя, составляет 87% и уменьшается до 70% при пересечении всех семи суперслоёв.

Времяпрелётные сцинтилляционные счётчики. Времяпрелётная система детектора КЕДР состоит из 32 продольных и 64 торцевых счёт-

чиков, покрывая 95 % полного телесного угла. Каждый из продольных счётчиков просматривается двумя фотоумножителями (ФЭУ), что обеспечивает высокую эффективность (более 99 %) регистрации заряженных частиц. Время пролёта частиц измеряется с точностью близкой к проектной, равной 300 пкс. Так, для продольных счётчиков среднее разрешение по времени пролёта составляет 350 пкс, для торцевых — 320 пкс. Такое временное разрешение соответствует разделению π/K на уровне двух стандартных отклонений до импульса 650 МэВ/с.

Цилиндрический электромагнитный калориметр на основе жидкого криптона. В качестве цилиндрической части электромагнитного калориметра детектора КЕДР используется ионизационный калориметр на основе жидкого криптона [43, 44, 45]. Внутренний радиус калориметра 75 см, толщина 68 см или 14.8 радиационных длин. Полное количество LKr — 27 тонн. Высоковольтные электроды ионизационных камер калориметра разбиты на прямоугольники, соединённые между собой по радиусу так, что образуют ячейки («башни») калориметра, ориентированные на место встречи. По радиусу калориметр имеет три слоя таких ячеек, которые объединяются в «супербашни». Заземлённые электроды первого слоя разбиты на полоски для измерения координат. Общее число каналов регистрирующей электроники калориметра равно 7240, из них 2304 канала предназначены для измерения энергии и 4936 — для измерения координат.

Энергетическое разрешение калориметра в области больших энергий было измерено на событиях упругого e^+e^- рассеяния и составляет 3.0 ± 0.1 % на энергии 1.8 ГэВ. Пространственное разрешение LKr калориметра, измеренное для минимально ионизирующих частиц на событиях с космическими мюонами [46], составило 0.62 ± 0.1 мм (для перпендикулярного падения мюона). Пространственное разрешение для фотонов различной энергии было измерено с использованием прототипа калориметра [47]. Полученное в этом эксперименте значение для разрешения, практически во всем энергетическом диапазоне энергии, лучше 1 мм.

Торцевой электромагнитный калориметр на основе кристаллов CsI. Торцевой калориметр детектора КЕДР [48, 49] состоит из 1536 сцинтилляционных кристаллов CsI(Na) с регистрацией света вакуумными фототриодами. Толщина калориметра составляет 300 мм или 16.2 радиационные длины. Торцевой калориметр охватывает область полярного угла от 6° до 38° , что соответствует 0.21 % полного телесного угла.

Сцинтилляционный свет регистрируется при помощи вакуумных фототриодов, снабжённых зарядо-чувствительными предусилителями. Полные шумы электронного тракта калориметра соответствуют уровню около 400 кэВ.

Энергетическое разрешение калориметра, полученное по событиям Баббарассеяния, составляет 3.5 %, а его пространственное разрешение — около 8 мм.

Мюонная система. Мюонная система детектора КЕДР [50] состоит из 88 блоков стриммерных трубок, объединённых в три слоя и расположенных внутри магнитного ярма детектора. Полное число каналов 544. Среднее разрешение по продольной координате составляет 3.5 см, что не превышает погрешности, вносимой многократным рассеянием в веществе ярма детектора для мюона, выходящего из места встречи с энергией 1.5 ГэВ. Эффективность регистрации слоя системы в среднем по системе составляет около 95 %, что позволяет надёжно регистрировать и идентифицировать частицы, выходящие из места встречи, по пробегу.

Монитор светимости. Оперативное измерение светимости на детекторе КЕДР производится с помощью монитора светимости по частоте однократного тормозного излучения [51, 52] (ОТИ) ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$). Фотоны ОТИ от электронного и позитронного пучков с энергией больше 300 МэВ регистрируются при помощи двух сэндвич-калориметров (свинец-сцинтиллятор, $18X_0$). Каждый сэндвич состоит из 4 блоков, которые просматриваются 16 ФЭУ. Всего система имеет 40 амплитудных каналов. Для измерения положения пучка в месте встречи используются две двухкоординатные индукционные камеры, расположенные перед сэндвичами. Фотоны ОТИ конвертируются в свинце толщиной 2 мм, а электроны и позитроны регистрируются камерой.

Проектное разрешение сэндвичей около 4 % на энергии 1 ГэВ, что отличается от достигнутого разрешения в $6 \div 7$ %. Однако при работе в области ψ резонансов данный факт слабо влияет на физические результаты. Абсолютная точность измерения светимости составляет $3 \div 5$ %.

4.4. Моделирование процессов в детекторе КЕДР

Программа моделирования детектора КЕДР реализована в рамках программного пакета GEANT 3.21 [53]. В программе моделируются все системы детектора КЕДР.

Для изучения физических процессов в рамках программы моделирования реализовано около 50 генераторов событий. Часть генераторов, используемых в данном анализе, перечислено ниже.

Процесс $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ в области J/ψ -резонанса (раздел 2 формула (2) на стр. 6) состоит из:

- 1) Резонансного вклада с угловым распределением $\sim (1 + \cos^2 \theta)$;
- 2) Нерезонансного вклада $\sigma_{\text{КЭД}}$, полностью определяемого квантовой электродинамикой (Баба-рассеяние) [9, 10];
- 3) Двух интерференционных слагаемых, имеющих соответствующие угловые распределения $(1 + \cos^2 \theta)$ и $(1 + \cos^2 \theta)^2/(1 - \cos \theta)$.

В отличие от $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ события $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ имеют более простую структуру (раздел 2 формула (3) на стр. 7). Основной вклад в области J/ψ даёт резонансный член, который как и интерференционное слагаемое имеет угловое распределение $\sim (1 + \cos^2 \theta)$.

Число событий моделирования, задействованных в анализе для процессов $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ и $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, превышает число событий, полученных из эксперимента, примерно в 25 раз.

Для учёта влияния радиационных поправок в конечном состоянии на величину наблюдаемого сечения при моделировании резонансного вклада $J/\psi \rightarrow e^+e^-(\mu^+\mu^-)$ использовался пакет PHOTOS [54]. Радиационные поправки в начальном состоянии уже учтены в формуле (2).

Для моделирования Баба-рассеяния ($\sigma_{\text{КЭД}}$) использовались два независимых генератора BHWIDE [55] и MCGPJ [56]. Эти генераторы учитывают радиационные поправки как в начальном, так и в конечном состоянии.

При моделировании эффекта интерференции разыгрывались события с соответствующими угловыми распределениями (для $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ по формуле (2), а для $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$ по формуле (3)). Число моделируемых событий интерференции бралось пропорционально модулю сечения. В зависимости от знака интерференции при данной энергии пучка эти события вычитались или прибавлялись к событиям резонансного и нерезонансного рассеяния.

Кроме основных процессов $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ и $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$ необходимо было учитывать и другие процессы, которые могут стать фоном для изучаемого процесса. Для оценки вклада фоновых процессов моделировались процессы $e^+e^- \rightarrow$ адроны и $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$.

Полное сечение рождения адронов вблизи узких резонансов [8] имеет вид:

$$\sigma^h = \frac{4\pi}{M^2} \left\{ \frac{3\Gamma_{ee}}{\Gamma} \left(\frac{\Gamma_h}{\Gamma} \right) \left(1 + \frac{3}{4}\beta \right) \text{Im}f - \frac{2\alpha\sqrt{R\Gamma_{ee}\Gamma_h}}{M} \lambda \left(1 + \frac{11}{12}\beta \right) \text{Re}f + \frac{\alpha^2 R}{3} \left(1 + \frac{13}{12}\beta \right) \right\}, \quad (5)$$

где Γ_h — адронная ширина резонанса, $R = \sigma^h/\sigma^{\mu^+\mu^-}$ вне резонанса, а параметр λ ($|\lambda| \leq 1$) характеризует, насколько близки по своим свойствам конечные состояния в распаде резонанса и в однофотонном канале. Для J/ψ -резонанса $\lambda \simeq 0.15$ ($\Gamma_h/\Gamma = 87.7 \pm 0.5\%$, а $\Gamma_{virtual \gamma \rightarrow hadrons}/\Gamma = 13.5 \pm 0.3\%$ [57]).

Для оценки вклада этого процесса использовались генераторы событий JETSET 7.4 [58], основанные на лундской струнной модели фрагментации. Для большего соответствия реальности использовались экспериментально измеренные значения вероятностей распада $J/\psi \rightarrow$ адроны [57]. Каждому событию моделирования приписывался вес для того, чтобы с его учётом вероятности распадов, произведённых с помощью генераторов событий JETSET и полученные на эксперименте, совпали. Для расчёта весов событий использовалась библиотека с открытым исходным кодом, содержащая решатели основных задач линейной алгебры LAPACK [59].

Отдельно для дополнительной проверки моделировались адронные распады $J/\psi \rightarrow \pi\pi$ и $J/\psi \rightarrow p\bar{p}$:

$J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-$ Процесс $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-$, подавленный по G-чётности. Вероятность распада J/ψ на $\pi^+\pi^-$ равна $(1.47 \pm 0.23) \times 10^{-4}$ [57];

$J/\psi \rightarrow p\bar{p}$ Вероятность распада J/ψ на $p\bar{p}$ равна $(2.17 \pm 0.08) \times 10^{-3}$ [57].

Угловое распределение процесса $\frac{d\sigma}{d\omega} \sim 1 + \alpha \cos^2\theta$, где $\alpha = 0.676 \pm 0.036 \pm 0.042$ [60].

Сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ в первом приближении имеет вид:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{W^2} \frac{1 + \cos^2\theta}{\sin^2\theta} \quad (6)$$

По сравнению с дифференциальным сечением процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ нигде не превышает 5%. Для оценки вклада этого процесса использовался генератор $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(\gamma)$ Ф. А. Берендса [61].

4.5. Триггер детектора КЕДР

Триггер детектора — это система быстрого отбора событий, полная информация о которых затем считывается в ЭВМ. Триггер детектора КЕДР состоит из двух уровней, называемых первичным триггером (ПТ) и вторичным триггером (ВТ). При срабатывании ПТ запускается ВТ. Событие считывается только при положительном решении ВТ. Характерная частота запусков первичного триггера составляет около $5 \div 10$ Гц, вторичного — $50 \div 150$ Гц.

В первичном триггере используются сигналы со следующих систем: сцинтилляционных счётчиков, цилиндрического и торцевого калориметров и системы регистрации рассеянных электронов. Во вторичном триггере в дополнение к перечисленным системам используется информация с дрейфовой камеры, вершинного детектора и мюонной системы.

Решения ПТ и ВТ обеспечиваются аппаратным образом, и поэтому имеют неопределённости, связанные с шумами, наводками и невысоким энергетическим разрешением сигнала, доступного на момент принятия решения. Все эти эффекты сложно учесть на этапе моделирования отклика детектора. Чтобы уменьшить эти неопределённости была создана программа расчёта решения триггера. Эта программа позволяет вычислить решение триггера следуя той же логике, что и аппаратный триггер, используя данные, имеющиеся после полной оцифровки события. Программа расчёта решения триггера применяется для обработки и событий моделирования, и данных эксперимента. Пороги в программе расчёта решения триггера устанавливаются существенно выше аппаратных, что уменьшает неопределённости связанные с измерением значений аппаратных порогов.

5. Описание эксперимента

Данный анализ базируется на статистике, набранной в период с 10 по 23 апреля 2005 года на комплексе ВЭПП-4М/КЕДР в процессе сканирования резонансной кривой J/ψ -мезона.

Набор статистики производился в одиннадцати точках по энергии. Расположение этих точек показано на рис. 9. За время сканирования было проведено 26 калибровок энергии пучка методом резонансной деполяризации [7]. Набор статистики в каждой точке, кроме находящихся вне резонансной области, обязательно начинался и заканчивался калибров-

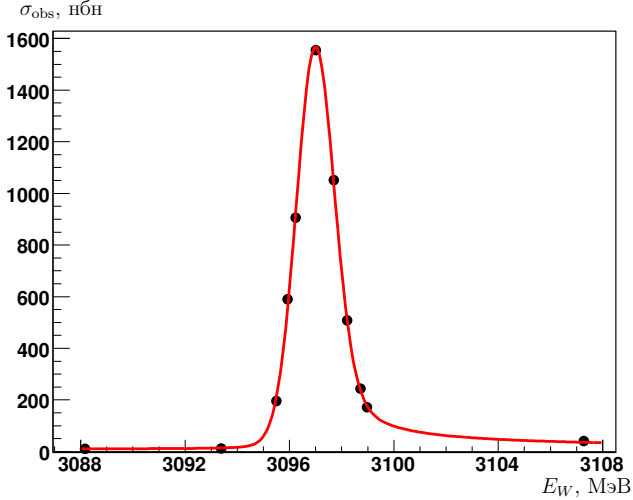


Рис. 9. Наблюдаемое сечение $J/\psi \rightarrow$ адроны по результатам сканирования 2005 года.

кой энергии. Точность определения энергии во время набора статистики была не хуже 25 кэВ.

Набранная за время сканирования интегральная светимость составляет около 230 нб^{-1} , что с учётом энергий и светимости в точках набора соответствует примерно 15 тысячам распадов $J/\psi \rightarrow e^+e^-$.

На рис. 9 представлено сечение рождения J/ψ -мезона в адронном канале без поправки на эффективность регистрации. Эти данные использовались для фиксации положения пика резонанса и определения энергетического разброса полной энергии столкновения частиц в системе центра масс. Значение массы J/ψ , полученное в этом измерении, хорошо согласуется со среднемировым значением массы [57], определяемым результатами более ранних экспериментов ВЭПП-4М/КЕДР [33]:

$$M_{\text{КЕДР}}^{2005} - M_{\text{PDG}}^{2006} = 11 \pm 11 \text{ (стат) кэВ.}$$

Точность определения энергетического разброса $\sigma_W = 0.697 \text{ МэВ}$ составляет примерно 2%, включая вариации, связанные с изменением тока пучков.

Оценка систематической неопределённости в измерении величины энергетического разброса получена на основании двух близких по времени сканирований $\psi(2S)$, проведённых в марте/апреле 2004 года. Энергетический разброс, измеренный в этих сканированиях, был равен $(1.078 \pm \pm 0.019)$ МэВ и (1.066 ± 0.018) МэВ соответственно. Разница полученных величин находится в пределах статистических ошибок, которые не превышают 2%.

Следует отметить, что вклад от неопределённости измерения энергетического разброс в величину $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\ell\ell} / \Gamma$ подавляется почти на порядок из-за наличия точек не только в пике, но и на склонах резонанса. Подробнее об этом рассказано в разделе 8.1.

Относительное измерение светимости в точках сканирования проводилось по однократному тормозному излучению, а также по событиям $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, регистрируемым торцевым калориметром в угловом диапазоне от 18° до 31° от оси пучка. В абсолютной калибровке системы измерения светимости для получения величины $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee} / \Gamma$ не было необходимости, так как анализируемые события $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ кроме самого эффекта, пропорционального измеряемой величине, содержат и нерезонансный фон, который позволяет провести абсолютную калибровку светимости совместно с получением $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee} / \Gamma$. Более подробно об этом рассказано в разделе 3.

6. Отбор событий

Для минимизации систематических неопределённостей, связанных с фоновыми срабатываниями детектора, а также для максимального приведения в соответствие эксперимента и моделирования, при анализе на экспериментальные события необходимо накладывать условия отбора. При этом условия отбора являются одним из основных источников систематических неопределённостей.

Фоновые события можно разбить на четыре класса:

- 1) «машинный» или «ускорительный» фон — события взаимодействия пучков с остаточным газом в окрестности места встречи, а также осколки ливней, вызываемых частицами выбывшими из накопителя в районе прямолинейного промежутка;
- 2) «космический» фон — события регистрации космических частиц;

- 3) нерезонансный физический фон — события континуума, отличные от процессов упругого рассеяния $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ и аннигиляции в e^+e^- пару, или процесса аннигиляции в $\mu^+\mu^-$ пару соответственно;
- 4) резонансный физический фон — распады J/ψ отличные от событий e^+e^- или $\mu^+\mu^-$ соответственно.

Кроме перечисленных классов событий на эксперименте присутствуют всевозможные их комбинации, а также события, в которых фоновые события наложились на события эффекта.

Физический фон можно частично учесть. В частности, при анализе событий $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ дополнительно рассматривались процессы $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$, $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$, $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-$ и $J/\psi \rightarrow p\bar{p}$. Однако, многоадронные распады J/ψ , а также события машинного и космического фона, необходимо максимально подавлять, так как моделирование этих процессов является достаточно сложной задачей.

В процессе анализа использовались наиболее простые условия отбора, которые в то же время обеспечивали достаточное подавление многоадронных событий и событий космического фона.

6.1. Отбор событий e^+e^-

Для отбора $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ событий требовалось:

- 1) Ровно два заряженных трека разных знаков, исходящих из одной точки в области встречи пучков. При этом каждый из треков должен продолжаться в калориметре и иметь угол между рассеянной частицей и направлением пучка от 30° до 150° ;
- 2) Энергия, выделившаяся в калориметре, для каждой из реконструированных частиц больше 0.7 ГэВ (гистограмма по энергии электрона представлена на рис. 10), а сумма энергий обеих частиц больше 2 ГэВ.
- 3) Выделившаяся в калориметре энергия, не приписанная двум рассматриваемым частицам, не превышает 5% от полного энерговыделения;
- 4) Расколлинearность по θ и по φ для частиц не превышает 40° .

В приведённых выше условиях отсутствуют ограничения на импульсы частиц, так как калориметр обеспечивает достаточную точность для выделения событий $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$.

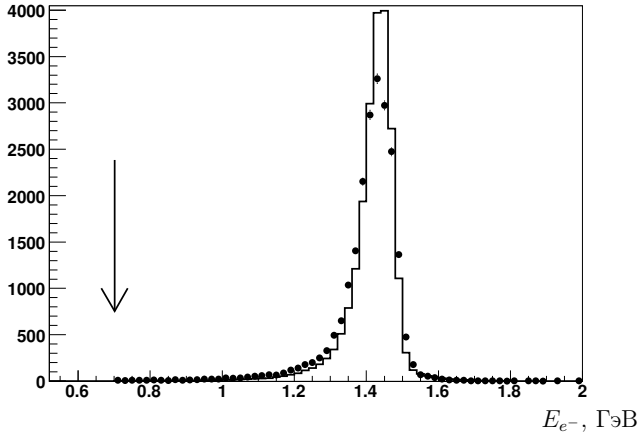


Рис. 10. Энергия электрона, выделившаяся в калориметре. Точки — эксперимент, сплошная линия — моделирование. Стрелочкой отмечено ограничение на минимальную энергию. К e^+e^- паре были применены все указанные в разделе 6.1 условия отбора.

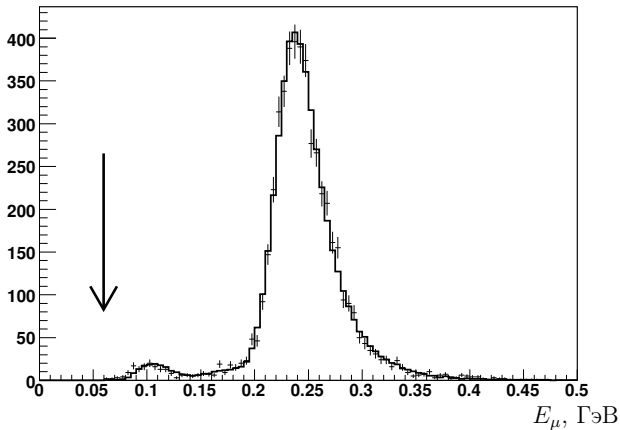


Рис. 11. Энергия мюона, выделившаяся в калориметре. Точки — эксперимент, сплошная линия — моделирование. Стрелочкой отмечено ограничение на минимальную энергию. К $\mu^+\mu^-$ паре были применены все указанные в разделе 6.2 условия отбора.

6.2. Отбор событий $\mu^+\mu^-$

Для отбора $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$ событий требовалось:

- 1) Ровно два заряженных трека разных знаков, исходящих из одной точки в области встречи пучков. При этом каждый из треков должен продолжаться в калориметре и иметь угол между рассеянной частицей и направлением пучка от 30° до 150° ;
- 2) Энергия, выделившаяся в калориметре, для каждой из реконструированных частиц меньше 500 МэВ и больше 60 МэВ (гистограмма по энергии мюона представлена на рис. 11), а сумма энерговыделений не должна превышать 750 МэВ;
- 3) Выделившаяся в калориметре энергия, не приписанная двум рассматриваемым частицам, не превышает 30 % от полного энерговыделения;
- 4) Расколлинearность по θ не превышает 10° , а расколлинearность по φ не более 15° .
- 5) Импульс каждой частицы больше 0.5 ГэВ, а сумма импульсов больше 2 ГэВ;
- 6) Срабатывание хотя бы одного канала времяпролётной системы, при этом измеренное время должно лежать в диапазоне $(-3.75, 10.)$ нс относительно времени встречи e^+e^- пучков.

Первое условие отбора полностью дублирует первое условие для отбора событий $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$.

Так как мюон является минимально ионизирующей частицей, то условия на энерговыделение в электромагнитном калориметре (рис. 11) кардинально отличается от аналогичного условия для отбора событий $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ (рис. 10). Как видно из рис. 10 энерговыделение от прохождения мюона составляет, как правило, около 250 МэВ, но в районе 100 МэВ на гистограмме есть ещё один небольшой пик. Этот пик связан с поломанными каналами в электромагнитном калориметре, которые приводят к частичной потере энерговыделения. По этой причине ограничение на минимальное энерговыделение для мюонов равно 60 МэВ.

Ограничение на расколлинearность между частицами (условие отбора 4) более жёсткое, чем аналогичное ограничение для событий $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$. Это связано с тем, что фон от многоадронных событий в случае мюонов значительно больше, чем для электронов.

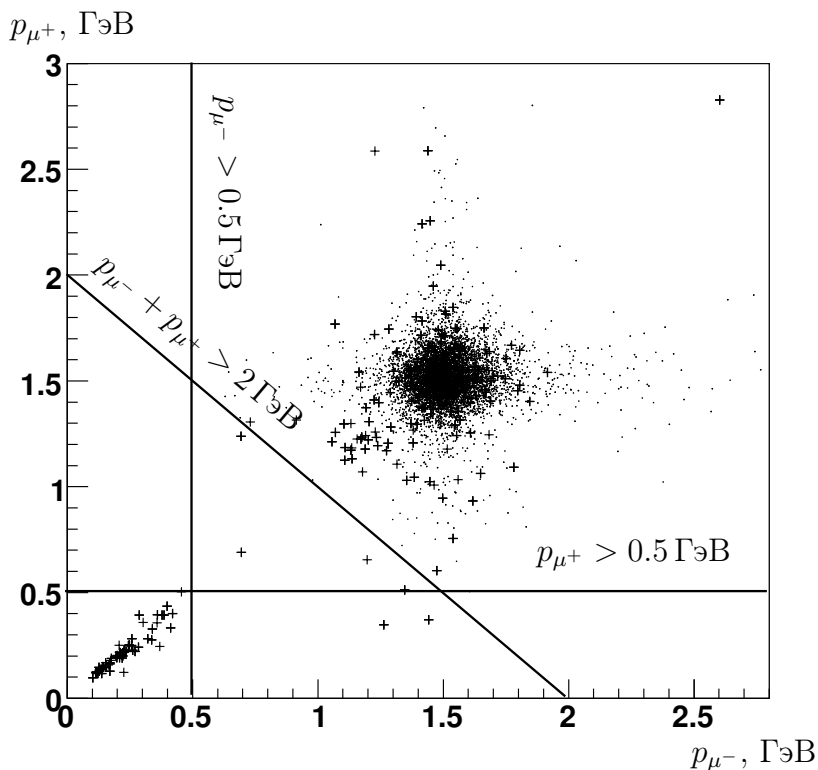


Рис. 12. Гистограмма распределения импульса μ^+ в зависимости от импульса μ^- (эксперимент). Крестиками отмечены предположительно многоадронные события для которых не было отклика в мюонной системе детектора. Точками отмечены события, оба трека в которых имеют продолжение в мюонной системе. Сплошными линиями на рисунке показаны ограничения, накладываемые на импульс частиц при отборе событий $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$.

В приведённых выше условиях не использовалась информация от мюонной системы. С одной стороны, привлечение мюонной системы позволило бы избавиться от значительной части многоадронного фона, но зато уменьшает диапазон углов регистрации $\mu^+\mu^-$ пар и вносит дополнительные систематические неопределённости в анализ. Информация от мюонной системы использовалась для определения ограничений на импульс частицы (условие отбора 5). На рис. 12 приведена гистограмма распределения импульса μ^+ от импульса μ^- . Все события в гистограмме удовлетворяют всем условиям отбора, кроме ограничений по импульсу. Дополнительно было добавлено условие, чтобы угол между каждой из частиц в событии и направлением электронного пучка лежал в диапазоне от 50° до 130° — угловой диапазон гарантировано покрываемый мюонной системой. Крестиками отмечены предположительно многоадронные события для которых не было отклика в мюонной системе. Точками отмечены события, оба трека в которых имеют продолжение в мюонной системе. Сплошными линиями на рисунке показаны ограничения накладываемые на импульс частиц при отборе событий $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$. Мюонная система также используется в анализе для оценки вклада многоадронных событий.

Ограничение на времяпролётные счётчики (условие отбора 6) накладывается для уменьшения фона от космических частиц. Эффективность времяпролётной системы определяется с помощью выборки экспериментальных событий $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$.

6.3. Дополнительные условия отбора

Кроме перечисленных условий при обработке всех событий и экспериментальных, и моделированных требовалось положительное решение от программы расчёта решения триггера (раздел 4.5). Заданные значения энергетических порогов калориметра в программе были ужесточены примерно в полтора раза по сравнению с аппаратными, что подавляет неопределённость в значениях последних и их возможную нестабильность.

7. Извлечение параметров резонанса

Для определения параметров резонанса события $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ распределялись по нескольким угловым интервалам. В каждой i -ой точке по энергии и j -ом угловом интервале ожидаемое число событий парамет-

ризовалось формулой:

$$N_{\text{экс}}(E_i, \theta_j) = \mathcal{R}_{\mathcal{L}} \times \mathcal{L}(E_i) \times \left(\sigma_{\text{резон}}^{\text{теор}}(E_i, \theta_j) \cdot \varepsilon_{\text{резон}}^{\text{мод}}(E_i, \theta_j) + \right. \\ \left. + \sigma_{\text{интер}}^{\text{теор}}(E_i, \theta_j) \cdot \varepsilon_{\text{интер}}^{\text{мод}}(E_i, \theta_j) + \sigma_{\text{Баба}}^{\text{мод}}(E_i, \theta_j) \cdot \varepsilon_{\text{Баба}}^{\text{мод}}(E_i, \theta_j) \right). \quad (7)$$

В формуле (7) интеграл светимости $\mathcal{L}(E_i)$, набранный в i -ой точке, умножается на сумму произведений теоретических сечений $\sigma^{\text{теор}}$ и эффективностей регистрации $\varepsilon^{\text{мод}}$, полученных по данным моделирования.

В качестве угла θ можно взять угол вылета как электрона, так и позитрона. Подгонка проводилась для обоих случаев, а результат усреднялся, при этом разница для электронов и позитронов составляла 0.3%.

Свободными параметрами подгонки здесь являются произведение лептонной ширины и вероятности распада $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee}/\Gamma$, определяющее амплитуду резонансного сигнала ($\sigma_{\text{резон}}^{\text{теор}} \propto \Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee}/\Gamma$ из формулы (2)), электронная ширина Γ_{ee} , задающая величину интерференционной волны ($\sigma_{\text{интер}}^{\text{теор}} \propto \Gamma_{ee}$ из формулы (2)), и коэффициент $\mathcal{R}_{\mathcal{L}}$, отвечающий за абсолютную калибровку используемого монитора светимости по процессу Баба-рассеяния.

Следует отметить, что коэффициент $\mathcal{R}_{\mathcal{L}}$ учитывает возможное отличие реальной эффективности регистрации от эффективности, полученной из моделирования, в случае, если они не зависят от угла рассеяния и энергии пучка. Значение Γ_{ee} , получаемое при подгонке данных, имеет большую статистическую и систематическую неопределённости, связанные с малой величиной интерференционного члена и недостаточной точностью расчёта (для интерференционного члена отсутствуют радиационные поправки по степени β).

На рис. 13 для примера представлены результаты подгонки экспериментальных данных $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ теоретической зависимостью для четырёх угловых интервалов. Под малыми углами, как и на рис. 4, преобладают события Баба-рассеяния, под большими — события от распада J/ψ -мезона. Эффект интерференции при этом меняет знак.

При подгонке экспериментальных данных формулой (7) с помощью метода максимального правдоподобия в 10 угловых (θ) интервалах получен один из основных результатов анализа:

$$\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee}/\Gamma = 0.3365 \pm 0.0064 \text{ (стат) кэВ}. \quad (8)$$

Величина статистической ошибки составляет 1.9%. В приведённом значении $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee}/\Gamma$ вычтен вклад от распада $J/\psi \rightarrow p\bar{p}$, уменьшающий итоговый результат на 0.1%.

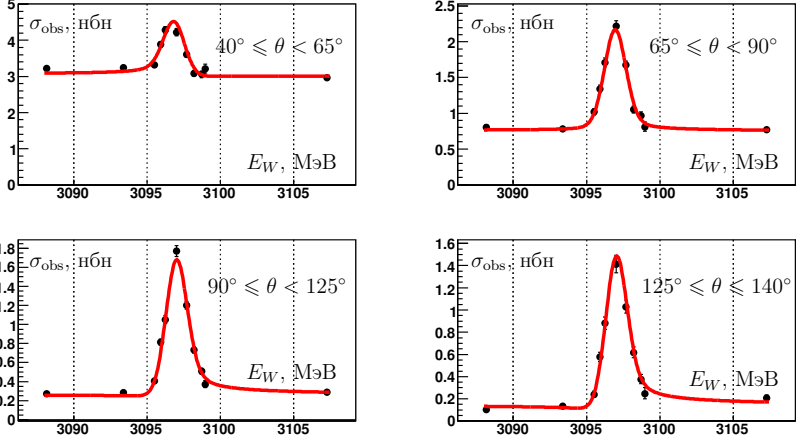


Рис. 13. Подгонка наблюдаемого в эксперименте сечения $e^+e^- \rightarrow e^+e^- (\gamma)$ в зависимости от энергии для четырёх интервалов угла рассеяния θ .

Кроме значения Γ_{ee} из подгонки получены значения нормировочного коэффициента:

$$\mathcal{R}_{\mathcal{L}} = 94.5 \pm 0.7 (\text{стат}) \% \quad (9)$$

и электронной ширины:

$$\Gamma_{ee} = 6.0 \pm 0.6 (\text{стат}) \pm 0.8 (\text{сист}) \text{ кэВ} \quad (10)$$

Этот параметр подгонки согласуется с табличным значением в пределах ошибок. Табличное значение этой величины с существенно лучшей точностью получается из $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee} / \Gamma$ с использованием независимого измерения вероятности распада $J/\psi \rightarrow e^+e^-$. При определении Γ_{ee} (10) кроме статистической неопределённости приведена и оценка систематической неопределённости.

Аналогично формуле (7) в каждой i -ой точке по энергии ожидаемое число событий $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^- (\gamma)$ параметризовалось формулой:

$$N_{\text{экс.}}(E_i) = \mathcal{R}_{\mathcal{L}} \times \mathcal{L}(E_i) \times \varepsilon^{\text{мод.}}(E_i) \times \left(\sigma_{\text{пик}}^{\text{теор.}}(E_i) + \sigma_{\text{интер.}}^{\text{теор.}}(E_i) + \sigma_{\text{подл.}}(E_i) \right) + A_{\text{кос.}} \times T, \quad (11)$$

где как и в (7) \mathcal{L} — относительная светимость, получаемая по однократно-му тормозному излучению, $\mathcal{R}_{\mathcal{L}}$ — нормировочный коэффициент, который

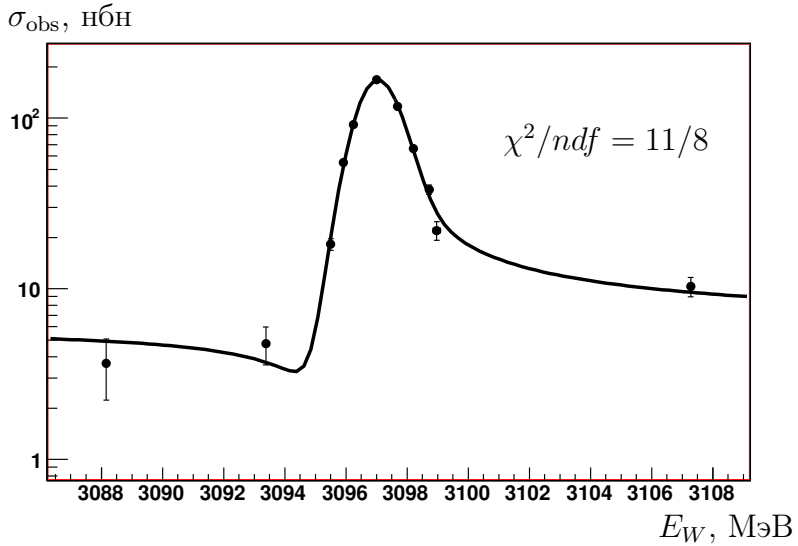


Рис. 14. Подгонка наблюдаемого на эксперименте сечения $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ как функции от энергии после вычитания космического фона.

берётся из подгонки процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ (9), $A_{\text{кос.}}$ — число космических событий, прошедших отбор (раздел 6.2), в единицу времени, а T — время набора статистики с учётом КПД набора.

В отличие от анализа событий $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$, события $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$ не разбивались дополнительно по углу θ . Анализировались события, для которых угол θ заряженной частицы лежал в диапазоне от 40° до 140° . Процедура проводилась как для μ^- , так и для μ^+ , а результат усреднялся, при этом разница для μ^- и μ^+ составляла 0.2%.

Свободными параметрами подгонки (11) являются: произведение лептонной ширины и вероятности распада в $\mu^+\mu^-$ пару, определяющее амплитуду резонансного сигнала ($\sigma_{\text{шик}}^{\text{теор.}}(E_i) \propto \Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu} / \Gamma$, из формулы (3)), корень квадратный из произведения электронной и мюонной ширины, задающий величину интерференционной волны ($\sigma_{\text{интер.}}^{\text{теор.}}(E_i) \propto \sqrt{\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu}}$) из формулы (3), и коэффициент $A_{\text{кос.}}$, характеризующий фон космических частиц.

Нерезонансный вклад $\sigma_{\text{подл.}}(E_i)$ предполагался равным нерезонансному члену из теоретической формулы (3). В разделе 8.7.4 на стр. 42 оценивается связанная с этим фактом систематическая неопределённость.

На рис. 14 в качестве примера представлен результат подгонки экспериментальных данных $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^- (\gamma)$ теоретической зависимостью после вычитания космического фона.

При подгонке экспериментальных данных формулой (11) получен второй основной результат анализа:

$$\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu} / \Gamma = 0.3360 \pm 0.0052 \text{ (стат) кЭВ.} \quad (12)$$

Величина статистическая ошибки составляет около 1.5%. В приведённом значении $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu} / \Gamma$ уже вычтен вклад от распадов $J/\psi \rightarrow$ адроны, уменьшающий итоговый результат на 1.5%.

Кроме значения $\Gamma_{\mu\mu}$ из подгонки получен ещё один побочный результат аналогичный (10):

$$\sqrt{\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu}} = 5.9 \pm 0.7 \text{ (стат)} \pm 0.7 \text{ (сист) кЭВ.} \quad (13)$$

Здесь, как и в случае (10), кроме статистической ошибки приведена оценка систематической неопределённости.

8. Анализ систематических ошибок

В этом разделе обсуждаются источники систематических неопределённостей полученных результатов и приведены способы их оценки.

Основные источники систематической ошибки определения $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee} / \Gamma$ и $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu} / \Gamma$ и соответствующие им вклады перечислены в таблицах 1 и 2 соответственно. В первом столбце таблиц перечислены источники систематических неопределённостей, во втором столбце — номер страницы, на которой эти источники обсуждаются, а в последнем столбце приведено значение систематической неопределённости.

8.1. Измерение энергии и энергетического разброса

Следует отметить, что все ошибки, связанные с измерением энергии (положение пика, энергетический разброс и энергия в точке), малы из-за высокой точности определения энергии с помощью метода резонансной деполяризации по методике, описанной в работе [62, 63].

Кроме самих значений положения пика, энергетического разброса и энергии в точке сканирования, также известны их ошибки измерения.

Таблица 1. Источники систематической неопределённости $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee} / \Gamma$.

| Источник систематической ошибки | Стр. | Ошибка |
|--|------|--------------|
| Энергетический разброс | 33 | 0.2 % |
| Измерение энергии в точке (10–30 кэВ) | 33 | 0.3 % |
| Эффективность трековой системы | 35 | 0.6 % |
| Эффективность ЛКг калориметра | 37 | 0.2 % |
| Измерение светимости (относительное) | 39 | 0.8 % |
| Энергетические пороги | 40 | 0.4 % |
| Отбракованные при записи события | 40 | 0.5 % |
| Эффективность сцинтилляционных счётчиков | 40 | 0.3 % |
| Определение угла θ | 40 | 0.2 % |
| Расчёт интерференции (теория) | 41 | 0.2 % |
| Сечение Баба-рассеяния (моделирование) | 42 | 0.4 % |
| Учёт радиоправок с помощью PHOTOS | 42 | 0.4 % |
| Фон от распадов J/ψ | 43 | 0.2 % |
| Процедура подгонки | 45 | 0.2 % |
| <i>Квадратичная сумма</i> | | <i>1.5 %</i> |

Таблица 2. Источники систематической неопределённости $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu} / \Gamma$.

| Источник систематической ошибки | Стр. | Ошибка |
|---|------|--------------|
| Энергетический разброс | 33 | 0.4 % |
| Измерение энергии в точке (10–30 кэВ) | 33 | 0.5 % |
| Разность эффективностей для e^+e^- и $\mu^+\mu^-$ | 38 | 0.2 % |
| Абсолютная калибровка светимости | 39 | 0.7 % |
| Измерение светимости (относительное) | 39 | 0.8 % |
| Энергетические пороги | 40 | 0.4 % |
| Отбракованные при записи события | 40 | 0.6 % |
| Эффективность сцинтилляционных счётчиков | 40 | 0.3 % |
| Определение угла θ | 40 | 0.2 % |
| Сечение Баба-рассеяния (моделирование) | 42 | 0.6 % |
| Учёт радиоправок с помощью PHOTOS | 42 | 0.5 % |
| Нерезонансный фон | 42 | 0.1 % |
| Фон от $J/\psi \rightarrow$ адроны | 43 | 0.6 % |
| <i>Квадратичная сумма</i> | | <i>1.8 %</i> |

Систематические неопределённости, связанные с этими величинами, получались их вариацией в пределах этих ошибок с последующей подгонкой и извлечением параметров $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\ell\ell} / \Gamma$.

Из-за сканирования по энергии неопределённость, связанная с измерением энергетического разброса, на порядок меньше, чем ошибка в определении самого разброса.

В таблицах 1 и 2 отсутствует систематическая неопределённость, связанная с положением пика, так как эта неопределённость, для величин $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee} / \Gamma$ и $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu} / \Gamma$ меньше 0.1%. Причиной этого является малая статистическая ошибка в определении положения пика в адронном канале.

8.2. Эффективность регистрации

В процессе анализа процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ были оценены следующие систематические неопределённости, связанные с эффективностью детектора и отбора:

- эффективность трековой системы,
- эффективность ЛКг калориметра.

Так как при извлечении $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu} / \Gamma$ используется эффективность, полученная при подгонке экспериментальных данных в процессе измерения $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee} / \Gamma$, то для анализа процесса $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$ наиболее важными является неопределённости связанные с:

- разностью эффективностей для e^+e^- и $\mu^+\mu^-$,
- эффективностью времяпролётной системы.

8.2.1. Эффективность трековой системы

Для проверки трековой системы были отобраны события $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ только по ЛКг калориметру с более жёсткими, чем в разделе 6 ограничениями. Эффективность трековой системы получалась на этих событиях и для эксперимента, и для моделирования. Как видно из данных, приведённых в таблице 3, эффективность трековой системы, получаемой на моделировании, несколько отличается от эффективности, получаемой на эксперименте. Отличие может приводить к систематическому сдвигу в случае, если разница между экспериментом и моделированием зависит от угла.

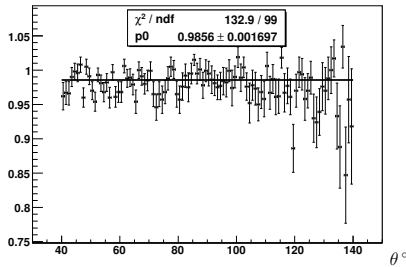


Рис. 15. Отношение эффективностей трековой реконструкции в зависимости от угла рассеяния электрона, полученных на эксперименте и на моделировании.

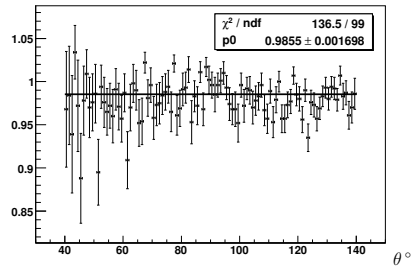


Рис. 16. Отношение эффективностей трековой реконструкции в зависимости от угла рассеяния позитрона, полученных на эксперименте и на моделировании.

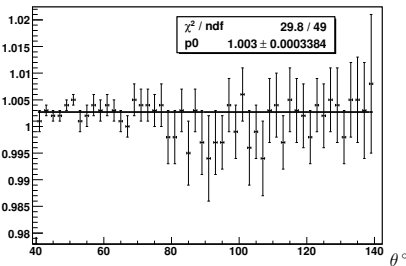


Рис. 17. Отношение эффективностей реконструкции LKr калориметра в зависимости от угла рассеяния электрона, полученных на эксперименте и на моделировании.

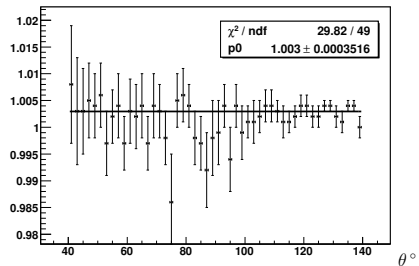


Рис. 18. Отношение эффективностей реконструкции LKr калориметра в зависимости от угла рассеяния позитрона, полученных на эксперименте и на моделировании.

Для учёта этого эффекта в качестве эффективности регистрации e^+e^- пары от угла использовалась эффективность полученная на эксперименте. На рис. 15 и рис. 16 представлено отношение эффективностей трековой реконструкции, полученных на эксперименте и на моделировании, в зависимости от угла рассеяния электрона и позитрона соответственно.

Сдвиг значения $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee} / \Gamma$ при использовании эффективности трековой системы, полученной на экспериментальных данных, составляет +0.65%. Этот сдвиг учтён при получении результата (8) на стр. 30. При этом нормировочный коэффициент (9) увеличивается на 1.9% и становится равным $\mathcal{R}_{\mathcal{L}} = 96.4\%$.

Полученная на эксперименте эффективность трековой системы имеет статистическую ошибку соответствующую биномиальному распределению $\Delta N = \sqrt{\varepsilon(1-\varepsilon)/N}$, где ε — значение эффективности, а N — число событий, участвующих в определении эффективности. Систематическая неопределённость, связанная с этой процедурой, была получена с помощью вариации значений эффективности в пределах статистической ошибки, и она составляет 0.6%.

8.2.2. Эффективность LКг калориметра

Аналогично эффективности трековой системы (раздел 8.2.1) можно получить и эффективность LКг калориметра. Отбор e^+e^- событий по трековой системе ужесточался дополнительными ограничениями на импульс треков, требованием отсутствия срабатываний мюонной системы и использованием времяпролётной системы. На моделировании было проверено, что $\mu^+\mu^-$ пары не проходят через этот ужесточённый отбор. На рис. 17 и рис. 18 представлена эффективность трековой реконструкции в зависимости от угла рассеяния электрона и позитрона соответственно.

Сдвиг значения $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee} / \Gamma$ при использовании эффективности LКг калориметра, полученной на экспериментальных данных, составляет +0.1%. Этот сдвиг учтён при получении результата (8) на стр. 30. При этом нормировочный коэффициент (9) уменьшается на 0.2% и с учётом эффективности трековой системы становится равным $\mathcal{R}_{\mathcal{L}} = 96.2\%$, что согласуется с абсолютной калибровкой монитора светимости, точность которой составляет $3 \div 5\%$.

Систематическая неопределённость, связанная с этой процедурой, составляет 0.2%. Её оценка проводилась аналогично оценке неопределённости, связанной с эффективностью трековой системы.

Таблица 3. Эффективность реконструкции.

| Условие отбора | Потеря эффективности | | |
|------------------------------|----------------------|--------|---------|
| | эксп. | мод. | разница |
| Больше одного трека | 0.22 % | 0.20 % | 0.02 % |
| Ровно два трека | 3.36 % | 1.54 % | 1.82 % |
| Общая точка в плоскости $xу$ | 1.99 % | 1.51 % | 0.48 % |
| Общая точка по z | 0.59 % | 0.24 % | 0.36 % |
| Два продолжения ДК→ЕМС | 0.39 % | 0.19 % | 0.20 % |

8.2.3. Разность эффективностей для e^+e^- и $\mu^+\mu^-$

Нормировочный коэффициент для светимости $\mathcal{R}_{\mathcal{L}}$ (формула (11)) при получении $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu} / \Gamma$ берётся из анализа $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$. Если разница эффективностей реконструкции между моделированием и экспериментом для процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ отличается от разницы для процесса $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$, то это может привести к систематическому сдвигу результата. Основное различие между моделированием и экспериментом для e^+e^- пар связано с трековой реконструкцией. В таблице 3 приведены проценты потерь эффективности трековой системы в зависимости от накладываемых ограничений.

Основное отличие между экспериментом и моделированием связано с требованием чтобы в отобранных событиях было ровно два трека. Если провести процедуру подгонки без этого условия, то значение $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu} / \Gamma$ сдвигается на +0.6 %, но при этом резонансный фон от $J/\psi \rightarrow$ адроны (раздел 8.8.2) также увеличивается на 0.55 %. Это даёт вклад в систематическую ошибку меньше 0.1 %.

Требования «Общая точка в плоскости $xу$ » и «Общая точка по z » соответствуют требованию привязки трека к месту встречи. Отсутствие этого требования приводит к систематическому сдвигу $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu} / \Gamma$ менее 0.1 %.

Отличие эксперимента от моделирования для требования продолжения треков в калориметре составляет 0.2 %. Эта величина и бралась для оценки вклада этого эффекта в систематическую неопределённость $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu} / \Gamma$.

8.2.4. Эффективность времяпролётной системы

Для уменьшения фона от космического излучения в процессе измерения $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu} / \Gamma$ использовалась информация с времяпролётной системы. Эффективность времяпролётной системы определялась по событиям

$e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$. В среднем эффективность условий отбора, накладываемых на времяпролётную систему (раздел 6.2) на $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ событиях, составляла 99.5%. Дополнительный вклад от этой процедуры, вносимый в систематическую неопределённость величины $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu}/\Gamma$, много меньше 0.1%.

Ужесточение условий отбора путём требования дополнительно к имеющейся временной информации наличия амплитудной информации, характерной для заряженных частиц, проходящих через сцинтилляционный счётчик, уменьшило эффективность времяпролётной системы примерно на 6%, но не привело к сколько-нибудь значительному систематическому сдвигу в определении $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu}/\Gamma$.

8.3. Абсолютная калибровка светимости

Совместно с извлечением параметра $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee}/\Gamma$ производится абсолютная калибровка светимости (раздел 7). Нормировочный коэффициент $\mathcal{R}_{\mathcal{L}}$, извлекаемый из подгонки экспериментальных данных $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ имеет статистическую ошибку 0.7% (формула (9) стр. 31). Фиксация нормировочного коэффициента $\mathcal{R}_{\mathcal{L}}$ при извлечении $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu}/\Gamma$ приводит к систематической неопределённости той же величины.

8.4. Измерение светимости

Ошибка относительного измерения светимости получена сравнением двух независимых способов её измерения: по однократному тормозному излучению и по e^+e^- рассеянию в угловом диапазоне от 18° до 31° . При этом для определения светимости по e^+e^- учитывались резонансный $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ и интерференционный вклады, которые составляли около 5% от резонансного $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ сечения.

8.5. Эффективность триггера

В процессе анализа были оценены следующие систематические неопределённости, связанные со знанием эффективности и стабильности триггера:

- неопределённость триггерных порогов калориметра,
- отбраковка длинных событий при записи для её ускорения,
- эффективность сцинтилляционных счётчиков (SC2).

8.5.1. Неопределённость триггерных порогов калориметра

Влияние порогов на калориметр было оценено с помощью программы расчёта решения триггера с разными, но всегда завышенными значениями порогов калориметра, применяемого и к реальным событиям, и к моделированию. Вариация порогов в разумных пределах даёт оценку систематической неопределённости от этого вклада в 0.4 % и для $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee} / \Gamma$ и для $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu} / \Gamma$.

8.5.2. Отбракованные при записи события

Для увеличения пропускной способности системы сбора данных во время проведения эксперимента отбраковывались события, в которых число сработавших трубочек в вершинном детекторе превышало 61. Появление наводки на вершинном детекторе во время эксперимента привело к тому, что часть событий эффекта выкидывались по этому критерию.

Часть отбракованных при записи на диск событий (4 %) записывалось с соответствующим весом. Учёт этих событий позволил оценить систематическую ошибку, связанную с этим эффектом, примерно в 0.5 % для $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee} / \Gamma$ и 0.6 % для $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu} / \Gamma$.

8.5.3. Эффективность сцинтилляционных счётчиков

Триггер детектора КЕДР выдаёт положительное решение для аргумента SC2, если сработало более двух «несмежных» сцинтилляционных счётчика. «Несмежность» требуется только для торцевых сцинтилляционных счётчиков, так как велика вероятность их срабатывания от одной частицы.

Эффективность срабатывания аргумента SC2 на эксперименте была оценена с помощью специально отобранных трёхтрековых космических событий, и она равна $(99.7 \pm 0.3) \%$.

8.6. Определение угла θ

При неточном определении угла вылета частицы относительно направления движения пучка из-за налагаемых условий отбора возникает неопределённость в определении сечения изучаемого процесса. Детектор КЕДР имеет две системы, которые позволяют со сравнимой точностью определить угол вылета частицы: трековую система и электромагнитный калориметр. Сравнение разности определения угла вылета частиц, полученной по этим двум системам на эксперименте и на моделировании (0.02°),

позволяет дать консервативную оценку для этой систематической ошибки в 0.2%.

Процедура подгонки и в случае $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$, и в случае $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$ проводилась как для отрицательно заряженных, так и для положительно заряженных частиц, а результат усреднялся. Это особенно важно для $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$, так как анализировалось двумерное распределение по энергии и по углу вылета частицы относительно электронного пучка. Отличие $(\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee}/\Gamma)^-$, определённого при подгонке по углу рассеяния электрона, от $(\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee}/\Gamma)^+$, определённого при подгонке по углу рассеяния позитрона составляет всего 0.3%, что указывает на отсутствие значительных систематических ошибок из-за несимметричности детектора относительно XU плоскости. Аналогично разница в определении $(\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu}/\Gamma)^-$ и $(\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu}/\Gamma)^+$ составляет 0.2%.

8.7. Неопределённость расчёта сечения

В процессе анализа были оценены систематические неопределённости, связанные с расчётом сечения процессов $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ и $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$. К значимым систематическим отклонениям при определении произведений электронной ширины J/ψ мезона на вероятность распада в лептонную пару $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\ell\ell}/\Gamma$ могут приводить следующие процедуры:

- расчёт интерференции для процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$,
- моделирование событий Баба-рассеяния,
- учёт радиационных поправок с помощью пакета PHOTOS,
- расчёт нерезонансного фона для $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$,
- учёт неопределённости знания полной ширины J/ψ -мезона (Γ).

8.7.1. Расчёт интерференции для процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$

Интерференционный вклад был рассмотрен в работе [8] (формула (2) на стр. 6). В ней не были учтены степенные радиационные поправки для обоих интерференционных членов с угловыми распределениями $(1 + \cos^2 \theta)$ и $\frac{(1 + \cos^2 \theta)^2}{1 - \cos \theta}$ соответственно. Во время подгонки экспериментальных

данных при извлечении $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee}/\Gamma$ (подробнее в разделе 7) можно зафиксировать коэффициент перед интерференционным членом, пренебрегая степенными радиационными поправками, либо использовать его как один из подгоночных параметров, либо ввести два независимых подгоночных параметров для каждого из угловых распределений интерференционного вклада. В зависимости от способа учёта интерференционного члена величина $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee}/\Gamma$ изменяется не более чем на 0.2 %.

8.7.2. Моделирование событий Баба-рассеяния

При извлечении $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee}/\Gamma$ для моделирования Баба-рассеяния использовались два независимых генератора BHWIDE [55] (декларируется точность около 0.3 % для энергии пика Z-бозона) и MCGPJ [56] (декларируется точность около 0.2 % для энергии $W = 0.4 \div 1.4$ ГэВ). Сравнение полученных результатов при использовании этих генераторов позволило оценить неопределённость значения $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee}/\Gamma$, связанную со знанием сечения Баба-рассеяния, в 0.4 %, а значения $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee}/\Gamma$ — в 0.6 %.

8.7.3. Учёт радпоправок с помощью пакета PHOTOS

Для учёта влияния радиационных поправок в конечном состоянии на отбор событий при моделировании резонансного вклада $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ использовался пакет PHOTOS [54]. В алгоритм программы заложена вероятность излучения в главном логарифмическом приближении. Учёт радиационных поправок в конечном состоянии изменяет значение величины $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee}/\Gamma$ на 3.5 %, а $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu}/\Gamma$ на 4.5%. При лидирующем логарифме $\mathcal{L} = \ln(W/m_e) \sim 10$ для $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee}/\Gamma$ и $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu}/\Gamma$ систематические неопределённости равны 3.5 %/ $\mathcal{L} \simeq 0.4$ % и 4.5 %/ $\mathcal{L} \simeq 0.5$ % соответственно.

8.7.4. Расчёт нерезонансного фона для $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$

Если в подгоночную формулу (11) добавить в качестве параметра множитель перед сечением подложки $\sigma_{\text{подл.}}(E_i)$, то значение $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu}/\Gamma$ сдвигается чуть меньше чем на 0.1 % при незначительном увеличении статистической ошибки.

8.7.5. Полная ширина J/ψ мезона

При вычислении сечения рождения резонанса по формулам (2) использовалось приведённое в PDG значение полной ширины Γ . Её точность со-

ставляет около 2% [57], что даёт вклад в ошибку определения $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\ell\ell} / \Gamma$ на уровне 0.05%. Вклад от этой величины в систематическую ошибку определения $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\ell\ell} / \Gamma$ не существенен, поэтому данный эксперимент можно считать независимым измерением.

8.8. Резонансный фон от J/ψ

Резонансный фон от распадов J/ψ существенно различается для событий $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ и $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$ в силу принципиально разных ограничений на энерговыделение в калориметре (раздел 6).

8.8.1. Резонансный фон для $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$

Оценка резонансного вклада из моделирования от $J/\psi \rightarrow p\bar{p}$ даёт 0.1%, что уже учтено при получении $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee} / \Gamma$ (раздел 7). Из анализа моделирования следует, что вклад отличных от $J/\psi \rightarrow p\bar{p}$ адронных мод в используемом отборе не превышает 0.1%. Из 100 тысяч событий моделирования $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ не отобралось ни одного.

Вклад в систематическую неопределённость $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee} / \Gamma$ в 0.2% из-за резонансного фона J/ψ является достаточно консервативной оценкой.

8.8.2. Резонансный фон для $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$

Вклад резонансного фона от распадов J/ψ оценивался с помощью моделирования. В таблице 4 приведены вклады от различных мод распада в отобранные события $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$. Значительная часть (0.49%) от этих вкладов приходится на неизмеренные моды адронных распадов. Систематический сдвиг в определении $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu} / \Gamma$ из-за адронных распадов J/ψ составляет 1.5%. Этот вклад был учтён при получении итогового результата (стр. 33).

Также была проведена оценка адронного резонансного фона с использованием экспериментальных данных. В отличие от событий $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$, вероятность срабатывания мюонной системы на продолжении двух единственных треков события мала (судя по моделированию меньше 0.1%), поэтому использование информации от мюонной системы позволяет оценить резонансный фон. Космический фон был фактически полностью подавлен времяпролётной системой, при этом требовалось, чтобы на продолжении обоих треков сработали сцинтилляционные счётчики и времена от них удовлетворяли условию

$$(T_1 - 2.68 \text{ нс})^2 + (T_2 - 2.68 \text{ нс})^2 < (3 \times 0.5 \text{ нс})^2,$$

Таблица 4. Резонансный фон для $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$ (моделирование).

| Процесс $J/\psi \rightarrow \dots$ | Вклад в отобранные события (%) |
|------------------------------------|--------------------------------|
| $\rho^+\pi^-$ | 0.42 ± 0.06 |
| K^+K^- | 0.12 ± 0.02 |
| $\gamma\eta_c$ | 0.11 ± 0.04 |
| $K^+\bar{K}^{*-}$ | 0.10 ± 0.02 |
| p^+p^- | 0.08 ± 0.01 |
| $\pi^+\pi^-$ | 0.07 ± 0.002 |
| $\gamma\pi^+\pi^-$ | 0.06 ± 0.01 |
| $K^+K^-\pi^0$ | 0.04 ± 0.01 |
| $\pi^+\pi^-\pi^0$ | 0.02 ± 0.05 |
| $p^+p^-\gamma$ | 0.006 ± 0.006 |
| $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ | 0.001 ± 0.001 |
| не измеренные моды | 0.49 |

Таблица 5. Оценка вклада резонансного фона для $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$ из эксперимента.

| Интервал θ | Нет мюонной системы (%) | | $J/\psi \rightarrow \text{hadrons}$ (%) | |
|----------------------|-------------------------|-----------------------------|---|--------|
| | Экспер. | $J/\psi \rightarrow \mu\mu$ | Оценка | Модел. |
| $40^\circ-140^\circ$ | 15.8 ± 0.05 | 15.9 ± 0.01 | | 1.51 |
| $50^\circ-130^\circ$ | 3.33 ± 0.22 | 2.37 ± 0.03 | 1.00 ± 0.22 | 1.50 |
| $55^\circ-125^\circ$ | 3.51 ± 0.24 | 2.31 ± 0.04 | 1.24 ± 0.24 | 1.47 |
| $60^\circ-120^\circ$ | 3.71 ± 0.27 | 2.29 ± 0.04 | 1.47 ± 0.27 | 1.51 |
| $65^\circ-115^\circ$ | 3.97 ± 0.31 | 2.27 ± 0.04 | 1.76 ± 0.31 | 1.50 |
| $70^\circ-110^\circ$ | 4.05 ± 0.35 | 2.28 ± 0.05 | 1.83 ± 0.35 | 1.57 |

где 2.68 нс — время необходимое ультрарелятивистской частице, чтобы пролететь от места встречи до сцинтилляционного счётчика, а 0.5 нс — временное разрешение счётчиков.

Во втором столбце таблицы 5 приведён процент отобранных экспериментальных событий при наложении дополнительного требования продолжения треков в мюонной системе для различных угловых диапазонов. В третьем столбце приведён процент отбракованных $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ событий моделирования. В четвёртом столбце приведена оценка вклада многоадронных, которая является разностью между вторым и третьим столбцом таблицы. В пятом столбце приведена оценка, полученная из моделирования многоадронных событий. Необходимо отметить, что мюонная система покрывает угловой диапазон от 50° до 130° , но для надёжности отбора необходимо отступить от этой границы.

Систематическая неопределённость от резонансного фона J/ψ мезона консервативно оценена в 0.6%. Обе приведённые выше оценки вклада многоадронных распадов в отобранные события $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$ согласуются друг с другом в пределах этой ошибки.

8.9. Процедура подгонки

В зависимости от числа разбиений $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ событий на угловые интервалы (от 4 до 20 интервалов) по θ (подробности в разделе 3 на стр. 10) итоговый результат смещался менее чем на 0.2%.

8.10. Космический фон

В процессе эксперимента дважды в неделю выделялось время на набор космических событий, используемых для калибровки дрейфовой камеры. Для исследуемого интервала заходов время, выделенное на космические заходы, равнялось 20 часам. При наложении тех же условий, которые использовались для отбора $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ событий, отобралось 3 заведомо космических события. Чистое время набора на светимости равно 6 суткам, при этом привязка триггера к моменту пролёта пучка подавляет космический фон примерно в два раза. Это позволяет ожидать не более $20 \div 25$ космических событий среди 36 тыс. отобранных событий $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$.

Для исследования влияния космического фона на измерение параметра $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee}/\Gamma$ в условия отбора было добавлено дополнительное требование — признак срабатывания мюонной системы. Все прошедшие стандартные условия космические события удовлетворяют этому признаку,

как и 0.8% событий в заходах на светимости из-за совпадения событий сигнала со срабатыванием мюонной системы от космических частиц. Мюонная система считается сработавшей, если число сработавших мюонных трубок больше 5, причём есть сработавшие трубки как минимум в двух слоях. Сдвиг относительно референсной подгонки составил для $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee} / \Gamma$ всего 0.03%.

При анализе процесса $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$ космический фон включался в подгонку (формула (11) на стр. 31) в предположении, что число космических частиц пропорционально времени набора.

8.11. Полная ошибка

Полная систематическая ошибка оценивается как квадратичная сумма всех вкладов. Для величины $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee} / \Gamma$ квадратичная сумма всех перечисленных в таблице 1 (стр. 34) вкладов даёт систематическую ошибку 1.5% при статистической ошибке 1.9%. Для величины $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu} / \Gamma$ квадратичная сумма всех перечисленных в таблице 2 (стр. 34) вкладов даёт систематическую ошибку 1.8% при статистической ошибке 1.6%.

9. Результат измерений

В результате сканирования J/ψ -резонанса в эксперименте КЕДР на коллайдере ВЭПП-4М получены результаты

$$\begin{aligned} \Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee} / \Gamma &= 0.3365 \pm 0.0064 \text{ (стат)} \pm 0.0049 \text{ (сист)} \text{ кэВ} \\ \Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu} / \Gamma &= 0.3360 \pm 0.0052 \text{ (стат)} \pm 0.0061 \text{ (сист)} \text{ кэВ} \end{aligned} \quad (14)$$

Предполагая гауссовский характер ошибок измерения $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee} / \Gamma$ и $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu} / \Gamma$ произведение электронной ширины J/ψ мезона на вероятность его распада в лептоны равно

$$\Gamma_{ee} \times (\Gamma_{ee} + \Gamma_{\mu\mu}) / \Gamma = 0.6725 \pm 0.0128 \text{ кэВ} \quad (15)$$

При оценке неопределённости величины $\Gamma_{ee} \times (\Gamma_{ee} + \Gamma_{\mu\mu}) / \Gamma$ было принято во внимание, что систематические ошибки, связанные с энергетическим разбросом, измерением энергии в точке, относительным измерением светимости, отбраковкой событий при записи, учётом радипоправок с помощью RHOTOS (таблицы 1 и 2 на стр. 34) при определении $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee} / \Gamma$ и $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu} / \Gamma$, могут коррелировать.

Таблица 6. Сравнение с результатами других измерений $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\ell\ell}/\Gamma$.

| Эксперимент | Величина | Результат (кэВ) | $\sqrt{(\text{сист.})^2 + (\text{стат.})^2}$ (кэВ) |
|-------------|---|--------------------|---|
| DASP | $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee}/\Gamma$ | 0.35 | 0.02 |
| КЕДР | $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee}/\Gamma$ | 0.3365 | 0.0081 |
| ВАВАР | $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu}/\Gamma$ | 0.3301 | 0.0106 |
| CLEO | $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu}/\Gamma$ | 0.3384 | 0.0092 |
| КЕДР | $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu}/\Gamma$ | 0.3360 | 0.0080 |
| PDG | $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu}/\Gamma$ | 0.335 | 0.007 |
| КЕДР | $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\ell\ell}/\Gamma$ | 0.336 | 0.006 |

В предположении лептонной универсальности, которая для J/ψ проверена с точностью около 1.3% [64] произведение электронной ширины на вероятность распада J/ψ -мезона на электронную или мюонную пару:

$$\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\ell\ell}/\Gamma = 0.336 \pm 0.006 \text{ кэВ} \quad (16)$$

Для получения значения лептонной ширины из $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\ell\ell}/\Gamma$ можно использовать вероятность распада $J/\psi \rightarrow \ell^+ \ell^-$, которая известна с процентной точностью $\Gamma_{ee}/\Gamma = (5.94 \pm 0.06)\%$ [57]:

$$\Gamma_{ee} = 5.66 \pm 0.12 \text{ кэВ} \quad (17)$$

10. Сравнение с результатами других измерений

На рис. 19 (стр. 49) представлены наиболее точные результаты измерений $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee}/\Gamma$ и $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu}/\Gamma$ в графическом виде. Часть данных для сравнения также приведены в таблице 6.

Наиболее точным измерением $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee}/\Gamma$ на момент окончания анализа, представленного в этой работе, было измерение, сделанное на e^+e^- коллайдере DORIS в эксперименте DASP

$$\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee}/\Gamma = 0.35 \pm 0.02 (6\%) \text{ кэВ} \quad [17].$$

Величина $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu}/\Gamma$ определена с лучшей точностью. Среднемировое значение величины $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu}/\Gamma$ равно $0.335 \pm 0.007 (2.1\%)$ кэВ [57]. Это значение основывается на результатах экспериментов ВАВАР и CLEO-с.

Таблица 7. Сравнение Γ_{ee} .

| Эксперимент | Результат (кэВ) | $\sqrt{(\text{сист.})^2 + (\text{стат.})^2}$ (кэВ) |
|-------------|--------------------|---|
| BABAR | 5.57 | 0.19 |
| CLEO | 5.71 | 0.16 |
| PDG | 5.55 | 0.14 |
| КЕДР | 5.66 | 0.12 |

Результат по измерению $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu}/\Gamma$, полученный на эксперименте BABAR (2004), равен

$$\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu}/\Gamma = 0.3301 \pm 0.0077 (2.3\%) \pm 0.0073 (2.3\%) \text{ кэВ} \quad [65].$$

Результат с эксперимента CLEO-c (2006):

$$\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu}/\Gamma = 0.3384 \pm 0.0058 (1.7\%) \pm 0.0071 (2.1\%) \text{ кэВ} \quad [66].$$

В работах BABAR и CLEO-c были также получены значения электронной ширины $\Gamma_{ee} = (5.57 \pm 0.19) \text{ кэВ}$ [66] и $\Gamma_{ee} = (5.71 \pm 0.16) \text{ кэВ}$ [65] соответственно. При этом использовалась информация о величине вероятности распада J/ψ -мезона в лептонную пару, как это было сделано и в данной работе (раздел 9). Среднемировое значение $\Gamma_{ee} = (5.55 \pm \pm 0.14) \text{ кэВ}$ [57]. Эти результаты совместно с результатом детектора КЕДР представлены в таблице 7.

Полученное в данной работе значения $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee}/\Gamma$ и $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu}/\Gamma$ согласуется как с результатом DASP, так и со среднемировым значением величины $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu}/\Gamma$, не уступая по точности экспериментам BABAR и CLEO-c, на которых оно основывается.

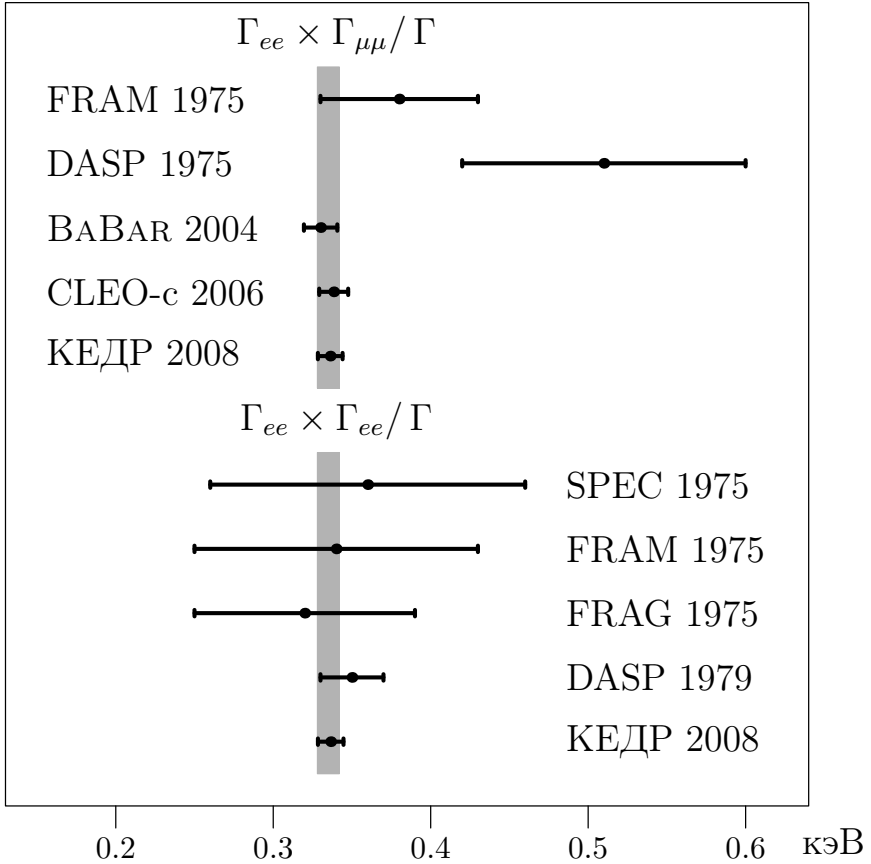


Рис. 19. Результаты измерений $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee} / \Gamma$ и $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu} / \Gamma$. Ошибка каждого измерения соответствует среднеквадратичной сумме систематической и статистической ошибок. Положение светлой полосы и её ширина соответствует среднему значению и неопределённости $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu} / \Gamma$, приведённым в [57], соответственно.

Список литературы

- [1] *Brambilla, N.* Heavy quarkonium physics. — 2005. — hep-ph/0412158.
- [2] *Dudek, J. J.* Radiative transitions in charmonium from lattice QCD / J. J. Dudek, R. G. Edwards, D. G. Richards // *Physical Review D.* — 2006. — Vol. 73. — P. 074507.
- [3] Чармоний и квантовая хромодинамика / А. И. Вайнштейн, М. Б. Волошин, В. И. Захаров и др. // *Успехи физических наук.* — 1977. — Т. 123, № 10. — С. 217.
- [4] *Badalian, A. M.* Di-electron and two-photon widths in charmonium. — 2008. — hep-ph/0801.1614.
- [5] *Lakhina, O.* Dynamic properties of charmonium / O. Lakhina, E. S. Swanson // *Physical Review D.* — 2006. — Vol. 74. — P. 014012.
- [6] *Bukin, A. D.* Absolute Calibration of Beam Energy in the Storage Ring. ϕ -Meson Mass Measurement / A. D. Bukin et al. // Vth intern. Symp. on High energy physics and elementary particle physics. — Warsaw: 1975. — P. 138.
- [7] *Skrinsky, A. N.* Precision measurements of masses of elementary particles using storage rings with polarized beams / A. N. Skrinsky, Y. M. Shatunov // *Sov. Phys. Usp.* — 1989. — Vol. 32. — Pp. 548–554.
- [8] Электромагнитные поправки к рождению узких резонансов на встречных e^+e^- -пучках / Я. Азимов, А. Вайнштейн, Л. Липатов, В. Хозе // *Письма в ЖЭТФ.* — 1975. — Т. 21, вып. 6. — С. 378–382.
- [9] *Beenakker, W.* Large angle bhabha scattering / W. Beenakker, F. A. Berends, S. C. van der Marck // *Nucl. Phys.* — 1991. — Vol. B349. — Pp. 323–368.
- [10] Large angle qed processes at e^+e^- colliders at energies below 3 gev / A. B. Arbuzov, G. V. Fedotov, E. A. Kuraev et al. // *JHEP.* — 1997. — Vol. 9710. — P. 001.
- [11] *Kuraev, E. A.* On radiative corrections to e^+e^- single photon annihilation at high-energy / E. A. Kuraev, V. S. Fadin // *Sov. J. Nucl. Phys.* — 1985. — Vol. 41. — Pp. 466–472.

- [12] Measurements of $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, and $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ at center-of-mass energies close to 3105 mev / R. L. Ford, B. L. Beron, E. Hilger et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 1975. — Mar. — Vol. 34, no. 10. — Pp. 604–606.
- [13] *Bartoli, B.* Measurement of the J/ψ (3100) Decay Widths Into e^+e^- and $\mu^+\mu^-$ at ADONE / B. Bartoli et al. // *Lett. Nuovo Cim.* — 1975. — Vol. 14. — Pp. 73–81.
- [14] *Boyarski, A.* The Quantum Numbers and Decay Widths of the psi (3095) / A. Boyarski et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 1975. — Vol. 34. — P. 1357.
- [15] *Bacci, C.* Multi-Hadronic Decays and Partial Widths of the J/ψ (3100) Resonance Produced in e^+e^- Annihilation at ADONE / C. Bacci et al. // *Phys. Lett.* — 1975. — Vol. B58. — P. 471.
- [16] *Braunschweig, W.* Muon Pair Production by e^+e^- Annihilation at the 3100-MeV Resonance / W. Braunschweig, et al. // *Phys. Lett.* — 1975. — Vol. B56. — P. 491.
- [17] *Brandelik, R.* Results from DASP on e^+e^- annihilation between 3.1-GeV and 5.2-GeV / R. Brandelik et al. // *Z. Phys.* — 1979. — Vol. C1. — Pp. 233–256.
- [18] *Bai, J. Z.* A Measurement of J/ψ decay widths / J. Z. Bai et al. // *Phys. Lett.* — 1995. — Vol. B355. — Pp. 374–380.
- [19] *Anashin, V.* VEPP-4M collider: Status and plans / V. Anashin et al. // *Stockholm 1998, EPAC 98**. — 1998. — Pp. 400–402. — Prepared for 6th European Particle Accelerator Conference (EPAC 98), Stockholm, Sweden, 22–26 Jun 1998.
- [20] *Artamonov, A. S.* High precision measurement of the Υ meson mass / A. S. Artamonov et al. // *Phys. Lett.* — 1982. — Vol. B118. — P. 225.
- [21] *Artamonov, A. S.* A high precision measurement of the Υ , Υ' and Υ'' meson masses / A. S. Artamonov et al. // *Phys. Lett.* — 1984. — Vol. B137. — P. 272.
- [22] *Baru, S. E.* New measurement of the Υ meson mass / S. E. Baru et al. // *Z. Phys.* — 1986. — Vol. C30. — Pp. 551–558.

- [23] *Baru, S. E.* Measurement of the branching ratio for $\Upsilon(1S)$ state into $\mu^+\mu^-$ and search for decays $\Upsilon(1S) \rightarrow \pi^+\pi^-, K^+K^-, p\bar{p}$ / *S. E. Baru et al. // Z. Phys.* — 1992. — Vol. C54. — Pp. 229–234.
- [24] *Baru, S. E.* Search for $\xi(2.2)$ and $X(2.2)$ in radiative decay of Υ meson / *S. E. Baru et al. // Z. Phys.* — 1989. — Vol. C42. — Pp. 505–510.
- [25] *Blinov, A. E.* Search for decay $\Upsilon \rightarrow \rho^0\pi^0$ / *A. E. Blinov et al. // Phys. Lett.* — 1990. — Vol. B245. — Pp. 311–314.
- [26] *Blinov, A. E.* The search for narrow resonances in the reaction $e^+e^- \rightarrow$ hadrons at center-of-mass energy range between 7.23 GeV and 10.34 GeV / *A. E. Blinov et al. // Z. Phys.* — 1991. — Vol. C49. — Pp. 239–243.
- [27] *Baru, S. E.* Measurement of two photon widths of the a_2, η', η / *S. E. Baru et al. // Z. Phys.* — 1990. — Vol. C48. — Pp. 581–586.
- [28] *Blinov, A. E.* Two photon production of e^+e^- pairs with small invariant masses. / *A. E. Blinov et al. // Yad. Fiz.* — 1986. — Vol. 44. — Pp. 626–632.
- [29] *Blinov, A. E.* Pion pair production in photon-photon collisions / *A. E. Blinov et al. // Z. Phys.* — 1992. — Vol. C53. — Pp. 33–39.
- [30] *Baru, S. E.* Total cross-section of two photon production of hadrons / *S. E. Baru et al. // Z. Phys.* — 1992. — Vol. C53. — Pp. 219–224.
- [31] *Sokolov, A. A.* On Polarization and spin effects in the theory of synchrotron radiation / *A. A. Sokolov, I. M. Ternov // Sov. Phys. Dokl.* — 1964. — Vol. 8. — Pp. 1203–1205.
- [32] *Artamonov, A. S.* High Precision Mass Measurements in ψ and Υ Families Revisited / *A. S. Artamonov et al. // Phys. Lett.* — 2000. — Vol. B474. — Pp. 427–429.
- [33] *Aulchenko, V. M.* New precision measurement of the J/ψ and ψ' meson masses / *V. M. Aulchenko et al. // Phys. Lett.* — 2003. — Vol. B573. — Pp. 63–79.
- [34] Beam diagnostics at the BESSY I electron storage ring with Compton backscattered laser photons: Measurement of the electron energy and related quantities / *R. Klein, R. Thornagel, G. Ulm et al. // Nucl. Instrum. Meth.* — 1997. — Vol. A384. — Pp. 293–298.

- [35] Klein, R. Measurement of the BESSY II electron beam energy by Compton-backscattering of laser photons / R. Klein et al. // *Nucl. Instrum. Meth.* — 2002. — Vol. A486. — Pp. 545–551.
- [36] Служебные блоки системы данных КЛЮКВА: Tech. rep. / С. Е. Бару, В. С. Кириченко, Г. А. Савинов и др.: ИЯФ, 1988. — Препринт ИЯФ 88-26.
- [37] <http://bzip.org/>.
- [38] Vertex chamber for the KEDR detector / V. M. Aulchenko, A. G. Chilingarov, G. M. Kolachev et al. // *Nucl. Instrum. Meth.* — 1989. — Vol. A283. — Pp. 528–531.
- [39] *Нагаслаев, В. П.* Вершинная камера детектора КЕДР. — 1997. — Кандидатская диссертация.
- [40] Первые результаты испытаний ВД для КЕДР.: Tech. rep. / Б. О. Байбусинов, С. Е. Бару, А. Е. Бондарь и др.: ИЯФ, 1997. — Препринт ИЯФ 97-68.
- [41] Реконструкция событий в вершинной камере детектора КЕДР.: Tech. rep. / Е. М. Балдин, И. В. Бедный, В. Е. Блинов и др.: ИЯФ, 2000. — Препринт ИЯФ 2000-5.
- [42] Status of the KEDR drift chamber / S. E. Baru, A. E. Blinov, V. E. Blinov et al. // *Nucl. Instrum. Meth.* — 2002. — Vol. A494. — Pp. 251–254.
- [43] Investigation of the electromagnetic calorimeter based on liquid krypton / V. M. Aulchenko, S. G. Klimenko, G. M. Kolachev et al. // *Nucl. Instrum. Meth.* — 1990. — Vol. A289. — Pp. 468–474.
- [44] Liquid krypton calorimeter for KEDR detector / V. M. Aulchenko, S. G. Klimenko, G. M. Kolachev et al. // *Nucl. Instrum. Meth.* — 1992. — Vol. A316. — Pp. 8–13.
- [45] Liquid krypton electromagnetic calorimeter / V. M. Aulchenko, A. D. Bukin, S. G. Klimenko et al. // *Nucl. Instrum. Meth.* — 1993. — Vol. A327. — Pp. 193–198.
- [46] Пространственное разрешение калориметра на жидком криптоне детектора КЕДР.: Tech. rep. / В. М. Аульченко, Е. М. Балдин, А. К. Барладян и др.: ИЯФ, 2004. — Препринт ИЯФ 2004-29.

- [47] *Aulchenko, V. M.* The test of the LKr calorimeter prototype at the tagged photon beam / V. M. Aulchenko et al. // *Nucl. Instrum. Meth.* — 1997. — Vol. A394. — Pp. 35–45.
- [48] Experience with CsI(Na) crystals for calorimetry / V. M. Aulchenko, B. O. Baibusinov, E. M. Baldin et al. // *Nucl. Instrum. Meth.* — 1996. — Vol. A379. — Pp. 502–504.
- [49] *Шварц, Б. А.* Создание калориметров на основе кристаллов csi и их применение в экспериментах на встречных пучках. — 2004. — Докторская диссертация.
- [50] Muon system based on streamer tubes with time difference readout / A. G. Chilingerov, V. M. Aulchenko, B. O. Baibusinov et al. // *Nucl. Instrum. Meth.* — 1988. — Vol. A265. — Pp. 137–140.
- [51] Large impact parameters cutoff in bremsstrahlung at colliding beams / A. E. Blinov, A. E. Bondar, Y. I. Eidelman et al. // *Phys. Lett.* — 1982. — Vol. B113. — P. 423.
- [52] *Байер, В. Н.* Роль геометрических факторов в процессе тормозного излучения на встречных e^-e^+ -пучках / В. Н. Байер, В. М. Катков, В. М. Страховенко // *Ядерная физика.* — 1982. — Т. 36, № 1(7). — С. 163–168.
- [53] *Brun, R.* Geant 3.21, detector description and simulation tool, cern program library long writeup w5013 / R. Brun, et al. // *CERN, Geneva.* — 1993. — unpublished.
- [54] *Barberio, E.* PHOTOS: A Universal Monte Carlo for QED radiative corrections. Version 2.0 / E. Barberio, Z. Was // *Comput. Phys. Commun.* — 1994. — Vol. 79. — Pp. 291–308.
- [55] *Jadach, S.* Bhwide 1.00 $\mathcal{O}(\alpha)$ YFS exponentiated monte carlo for Bhabha scattering at wide angels for LEP1/SLC and LEP2 / S. Jadach, W. Płaczek, B. F. L. Ward // *Physics Letters B.* — 1997. — Vol. 390. — P. 298.
- [56] Monte-carlo generator for e^+e^- annihilation into lepton and hadron pairs with precise radiative corrections / A. B. Arbuzov, G. V. Fedotov, F. V. Ignatov et al. // *Eur. Phys. J.* — 2006. — Vol. C46. — Pp. 689–703. — hep-ph/0504233.

- [57] Yao, W. M. Review of particle physics / W. M. Yao et al. // *J. Phys.* — 2006. — Vol. G33. — Pp. 1–1232.
- [58] Sjostrand, T. The Lund Monte Carlo for Jet Fragmentation and e^+e^- Physics. Jetset Version 6.3: An Update / T. Sjostrand, M. Bengtsson // *Comput. Phys. Commun.* — 1987. — Vol. 43. — P. 367.
- [59] LAPACK Users' Guide / E. Anderson, Z. Bai, C. Bischof et al. — Third edition. — Philadelphia, PA: Society for Industrial and Applied Mathematics, 1999.
- [60] Bai, J. Z. The measurements of $J/\psi \rightarrow p\bar{p}$ / J. Z. Bai et al. // *Phys. Lett.* — 2004. — Vol. B591. — Pp. 42–48.
- [61] Berends, F. A. Hard photon corrections for $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ / F. A. Berends, R. Gastmans // *Nucl. Phys.* — 1973. — Vol. B61. — Pp. 414–428.
- [62] Anashin, V. V. Measurement of the τ lepton mass at the KEDR detector / V. V. Anashin et al. // *JETP Lett.* — 2007. — Vol. 85. — Pp. 347–352.
- [63] Review of energy measurements at VEPP-4M collider / N. Y. Muchnoi, V. E. Blinov, A. V. Bogomyagkov et al. // 10-th International Conference on Instrumentation for Colliding Beam Physics. February 28 - March 5, 2008. — 2008.
- [64] Li, Z. Measurement of the branching fractions for $J/\psi \rightarrow \ell^+\ell^-$ / Z. Li et al. // *Phys. Rev.* — 2005. — Vol. D71. — P. 111103.
- [65] Aubert, B. J/ψ production via initial state radiation in $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$ at an e^+e^- center-of-mass energy near 10.6 Gev / B. Aubert, The BABAR Collaboration // *Physical Review D.* — 2004. — Vol. 69. — P. 011103.
- [66] Adams, G. S. Measurement of $\Gamma_{ee}(J/\psi)$, $\Gamma_{tot}(J/\psi)$, and $\Gamma_{ee}(\psi(2s))/\Gamma_{ee}(J/\psi)$ / G. S. Adams, C. Collaboration // *Physical Review D.* — 2006. — Vol. 73. — P. 051103.

Е. М. Балдин, В. В. Анашин, В. М. Аульченко и др.

**Изучение процессов $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ и $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$
на детекторе КЕДР**

E. M. Baldin, V. V. Anashin, V. M. Aulchenko et al.

**Investigation of the Processes $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ and $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$
with the KEDR Detector**

ИЯФ 2009-9

Ответственный за выпуск А. В. Васильев

Работа поступила 2.04.2009 г.

Сдано в набор 6.04.2009 г.

Подписано в печать 7.04.2009 г.

Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 3,5 печ.л., 2,8 уч.-изд.л.

Тираж 145 экз. Бесплатно. Заказ Э 9

Обработано на РС и отпечатано на

ротапринте ИЯФ им. Г. И. Будкера СО РАН

Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.