

НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ  
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ им. Г.И.Будкера СО РАН

В.М. Аульченко, А.А. Балашов, Е.М. Балдин,  
М.Ю. Барняков, С.Е. Бару, И.В. Бедный,  
О.Л. Белобородова, А.Е. Блинов, В.Е. Блинов,  
А.В. Богомягков, А.Е. Бондарь, Д.В. Бондарев,  
А.Р. Бузыкаев, А.И. Воробьев, В.Р. Грошев,  
В.Н. Жилич, А.В. Зацепин, С.Е. Карнаев,  
В.А. Киселев, С.А. Кононов, Х.А. Котов,  
Е.А. Кравченко, Е.В. Кремьянская, Е.В. Левичев,  
В.М. Малышев, А.Л. Масленников, О.И. Мешков,  
С.Е. Мишнев, Н.Ю. Мучной, А.И. Науменков,  
С.А. Никитин, И.В. Николаев, А.П. Онучин,  
С.В. Орешкин, Ю.А. Пахотин, С.В. Пелеганчук,  
С.С. Петросян, В.В. Петров, А.О. Полуэктов,  
А.А. Полунин, Г.Э. Поспелов, И.Я. Протопопов,  
Г.А. Савинов, В.А. Сидоров, Е.А. Симонов,  
Ю.И. Сковпень, А.Н. Скринский, 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. Шамоу, Д.Н. Шатилов, А.И. Шушаро,  
Б.А. Шварц, А.Н. Юшков, С.И. Эйфельман

НОВОЕ  
ВЫСОКОТОЧНОЕ ИЗМЕРЕНИЕ МАСС  
 $J/\psi$  И  $\psi'$ -МЕЗОНОВ

ИЯФ 2003-50

НОВОСИБИРСК  
2003

## Новое высокоточное измерение масс

### $J/\psi$ и $\psi'$ -мезонов<sup>1</sup>

*В.М. Аульченко, А.А. Балашов, Е.М. Балдин, М.Ю. Барняков, С.Е. Бару, И.В. Бедный, О.Л. Белобородова, А.Е. Блинов, В.Е. Блинов, А.В. Богомяков, А.Е. Бондарь, Д.В. Бондарев, А.Р. Бузыкаев, А.И. Воробьев, В.Р. Грошев, В.Н. Жилич, А.В. Зацепин, С.Е. Карнаев, В.А. Киселев, С.А. Кононов, Х.А. Котов, Е.А. Кравченко, Е.В. Кремьянская, Е.В. Левичев, В.М. Мальшев, А.Л. Масленников, О.И. Мешков, С.Е. Мишнев, Н.Ю. Мучной, А.И. Наumenков, С.А. Никитин, И.В. Николаев, А.П. Онучин, С.В. Орешкин, Ю.А. Пахотин, С.В. Пелеганчук, С.С. Петросян, В.В. Петров, А.О. Полуэктов, А.А. Полунин, Г.Э. Поспелов, И.Я. Протопопов, Г.А. Савинов, В.А. Сидоров, Е.А. Симонов, Ю.И. Скопень, А.Н. Скринский, А.М. Сухарев, А.А. Талышев, В.А. Тяюрский, В.И. Тельнов, Ю.А. Тихонов, К.Ю. Тодышев, Г.М. Тумайкин, Ю.В. Усов, А.Г. Шамоу, Д.Н. Шатилов, А.И. Шушаро, Б.А. Шварц, А.Н. Юшков, С.И. Эйдельман*

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

### Аннотация

Новое высокоточное измерение масс  $J/\psi$  и  $\psi'$ -мезонов проведено на коллайдере VEPP-4М с помощью детектора КЕДР. Для абсолютной калибровки энергии пучка использовался метод резонансной деполяризации. Были получены следующие значения масс:

$$M_{J/\psi} = 3096.917 \pm 0.010 \pm 0.007 \text{ МэВ},$$

$$M_{\psi'} = 3686.111 \pm 0.025 \pm 0.009 \text{ МэВ}.$$

Относительная точность измерения достигла  $4 \cdot 10^{-6}$  для  $J/\psi$  и  $7 \cdot 10^{-6}$  для  $\psi'$ , что примерно в 3 раза превосходит точность лучших предшествующих экспериментов.

© Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН

---

<sup>1</sup>Работа частично поддержана РФФИ, гранты 01-02-17477, 02-02-16321, 02-02-17321 и Президентскими грантами 1335.2003.2, 1346.2003.2 для поддержки ведущих научных школ.

## New precision measurement of the $J/\psi$ and $\psi'$ -meson masses

*V.M. Aulchenko, F.F. Balashov, E.M. Baldin, M.Yu. Barnyakov, S.E. Baru, I.V. Bedny, K.I. Beloborodov, A.E. Blinov, V.E. Blinov, A.V. Bogomyagkov, A.E. Bondar, D.V. Bondarev, A.R. Buzykaev, A.I. Vorob'ev, V.R. Groshev, V.N. Zhilich, A.V. Zatsepin, S.E. Karnaev, V.A. Kiselev, S.A. Kononov, X.A. Kotov, E.A. Kravchenko, E.V. Kremyanskaya, E.V. Levichev, V.M. Malyshev, A.L. Maslennikov, O.I. Meshkov, S.E. Mishnev, N.Yu. Muchnoi, A.I. Maumenkov, S.A. Nikitin, I.V. Nikolaev, A.P. Onuchin, S.V. Oreshkin, Yu.A. Pakhotin, S.V. Peleganchuk, S.S. Petrosyan, V.V. Petrov, A.O. Poluektov, A.A. Polunin, G.E. Pospelov, I.Ya. Protopopov, G.A. Savinov, V.A. Sidorov, E.A. Simonov, Yu.A. Skovpen, A.N. Skrinsky, A.M. Sukharev, A.A. Talyshv, V.A. Tayursky, V.I. Telnov, Yu.A. Tikhonov, K.Yu. Todyshev, G.M. Tumaikin, Yu.V. Usov, A.G. Shamov, D.N. Shatilov, A.I. Shusharo, B.A. Shwartz, A.N. Yushkov, S.I. Eidelman*

Budker Institute of Nuclear Physics  
630090 Novosibirsk, Russia

### Abstract

A new high precision measurement of the  $J/\psi$ - and  $\psi'$ -meson masses has been performed at the VEPP-4M collider using the KEDR detector. The resonant depolarization method has been employed for the absolute calibration of the beam energy. The following mass values have been obtained:

$$M_{J/\psi} = 3096.917 \pm 0.010 \pm 0.007 \text{ MeV},$$

$$M_{\psi'} = 3686.111 \pm 0.025 \pm 0.009 \text{ MeV}.$$

The relative measurement accuracy has reached  $4 \cdot 10^{-6}$  for  $J/\psi$  and  $7 \cdot 10^{-6}$  for  $\psi'$ , approximately 3 times better than in the previous precise experiments.

---

# 1 Введение

Данная работа продолжает ряд экспериментов по точному измерению масс резонансных состояний тяжелых кварков на электрон-позитронном коллайдере ВЭПП-4:  $J/\psi$ ,  $\psi'$  (детектор ОЛЯ) [1] и  $\Upsilon$ ,  $\Upsilon'$ ,  $\Upsilon''$  (детектор МД-1) [2, 3, 4] и [5]. Несколько лет назад значения полученных масс были пересчитаны [6, 7] - было учтено уточнение величины массы электрона [8, 9].

В экспериментах ВЭПП-4 для абсолютной калибровки энергии пучка использовался метод резонансной деполяризации [10, 11]. Была достигнута относительная точность в массе  $1 \cdot 10^{-5}$  для семейства  $\Upsilon$  и  $3 \cdot 10^{-5}$  для семейства  $\psi$ . Эксперименты по измерению масс  $b\bar{b}$ -состояний с использованием резонансной деполяризации были выполнены также детектором CUSB на накопителе CESR [12] ( $\Upsilon$ ) и детектором ARGUS на DORIS [13] ( $\Upsilon'$ ). Точность измерения массы  $J/\psi$  была улучшена в  $p\bar{p}$  эксперименте E760 в Fermilab [14] до  $1.2 \cdot 10^{-5}$  с использованием массы  $\psi'$ , полученной в [1].

Целью данной работы являлось дальнейшее уточнение значений масс  $J/\psi$  и  $\psi'$ , а также развитие метода резонансной деполяризации на модернизированном коллайдере VEPP-4M для будущих экспериментов.

Первое прецизионное измерение масс  $J/\psi$ - и  $\psi'$ - мезонов [1] установило шкалу масс в области около 3 ГэВ, что явилось основой для точного определения положения состояний чармония. В настоящее время семейство очарованных мезонов - хороший полигон для проверки предсказаний КХД и кварковых потенциальных моделей, где массы состояний с открытым и скрытым шармом могут быть рассчитаны с хорошей точностью. Другим фундаментальным применением данных измерений является определение массы  $\tau$ -лептона [15].

Существенное улучшение точности измерения энергии пучка в данном эксперименте устанавливает новый стандарт шкалы масс в области чармония.

## 2 Метод определения энергии пучка

### 2.1 Метод резонансной деполяризации

Электроны и позитроны в накопительных кольцах могут поляризоваться за счет синхротронного излучения (эффект Соколова-Тернова) [16]. Спин поляризованных электронов прецессирует вокруг вертикального ведущего магнитного поля с частотой  $\Omega$ , которая, в приближении плоской орбиты, непосредственно связана с энергией частицы  $E$  и частотой обращения пучка  $\omega$ :

$$\Omega/\omega = 1 + \gamma \cdot \mu'/\mu_0 = 1 + \nu, \quad (1)$$

где  $\gamma = E/m_e$ ,  $m_e$  - масса электрона,  $\mu'$  и  $\mu_0$  - аномальная и нормальная части магнитного момента электрона,  $\nu$  - относительная частота прецессии спина в координатном базисе, поворачивающимся вместе с вектором скорости частицы.

Частота прецессии может быть определена с помощью *резонансной деполяризации*. Для этого требуется поляризованный пучок, находящийся под воздействием внешнего электромагнитного поля с частотой  $\Omega_D$ , определяемой соотношением

$$\Omega \pm \Omega_D = \omega \cdot n \quad (2)$$

с некоторым целым  $n$  (для VEPP-4M в области  $J/\psi$   $n = 3$ ). Частота прецессии измеряется в момент исчезновения поляризации, регистрируемый *поляриметром*, при изменении частоты *деполяризатора*.

Процесс вынужденной деполяризации является медленным по сравнению с периодом синхротронных колебаний энергии частицы, что позволяет определить среднюю спиновую частоту  $\langle \nu \rangle$  и соответствующую *среднюю энергию частиц*  $\langle E \rangle$  с точностью, не ограничиваемой энергетическим разбросом пучка  $\sigma_E$ .

Из-за модуляции частоты прецессии орбитальным движением частицы деполяризация может произойти на боковых резонансах, которые отстоят от центрального на целое число синхротронных и бетатронных частот. Кроме того, деполяризация может иметь место на слабых боковых резонансах, связанных с посторонними низкочастотными модуляциями ведущего поля, например, пульсациями в системе электропитания (в случае VEPP-4М пульсации с частотой 50 Гц могут привести к сдвигу энергии около 25 кэВ). Во избежание ошибки в определении энергии пучка требуется идентификация центрального резонанса.

Следует отметить, что *средняя энергия частиц пучка*  $\langle E \rangle$  отличается от *энергии равновесной частицы*  $E_s$  из-за радиальных бетатронных колебаний. Эффект пропорционален квадрату амплитуды бетатронных колебаний и, главным образом, обусловлен нелинейностью ведущего поля. Обычно, этот эффект дает основной вклад в ширину полосы спинового резонанса [17]. В данном эксперименте полная ширина полосы составляла около 5 кэВ в единицах энергии пучка.

Формула (1) дает значение  $\gamma$ , усредненное по времени оборота пучка. Для симметричной машины оно соответствует энергии пучков в месте встречи (м.в.).

Описанный метод был развит в Новосибирске и впервые применен для измерения массы  $\phi$ -мезона на накопительном кольце VEPP-2М [10]. Подробный обзор методики резонансной деполяризации и её применений для измерения масс частиц дан в [18].

## 2.2 Поляриметр VEPP-4М

Поляризация измеряется в техническом промежутке VEPP-4М. Установка состоит из поляриметра, использующего зависимость от спина внутрисгусткового рассеяния (Тушек-эффект) [19] и деполяризатора на ТЕМ-волне [20].

Поляриметр регистрирует тушековские электронные пары с помощью двух подвижных сцинтилляционных счетчиков, размещенных в карманах вакуумной камеры накопителя. Используется

“двухбанчевая” компенсационная методика, при которой сравниваются относительные скорости счета рассеянных частиц от неполяризованного и поляризованного пучков.

Скорость счета тушековских пар составляет  $3 \div 12$  кГц при токе пучка  $2 \div 4$  мА. Частота деполаризатора сканируется с шагом 2 Гц с помощью управляемого компьютером синтезатора с собственной шириной линии  $\sim 1$  Гц. Ширина линии искусственно уширяется за счет быстрой перестройки до полосы 4 Гц, что обеспечивает контролируемые условия [21] для деполаризации на главном спиновом резонансе при минимальном уровне мощности деполаризатора ( угол поворота спина  $\sim 2 \cdot 10^{-6}$  рад при одном прохождении частицы). Скорость изменения частоты составляет 0.2 Гц/сек.

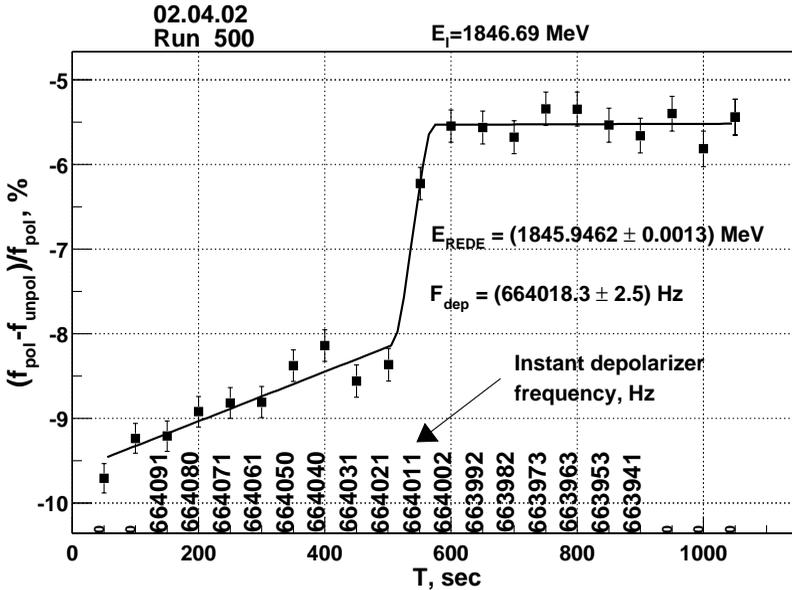


Рис. 1. Изменение отношения скоростей счета для поляризованного и неполяризованного пучков ( $E_I$  - расчетная энергия пучка,  $E_{REDE}$  - энергия пучка по резонансной деполаризации,  $F_{dep}$  - частота деполаризации в момент скачка ).

Характерный скачок в относительной скорости счета рассеянных электронов в момент резонансной деполяризации составляет  $(3.0 \div 3.5)\%$  (статистическая достоверность 10 стандартных отклонений) при степени поляризации пучка больше 50%.

Типичное поведение отношения скоростей счета показано на Рис. 1. Линейный рост перед деполяризацией отражает различие во временах жизни банчей из-за зависимости сечения внутрисгусткового рассеяния от поляризации.

Характерная точность калибровки энергии пучка при процедуре деполяризации - 1.5 кэВ. Детальное описание поляриметра дано в работе [20].

### 2.3 Точность одиночной калибровки энергии

Достижимая точность измерения масс  $J/\psi$  и  $\psi'$  анализировалась в [22]. С тех пор понимание некоторых систематических эффектов существенно улучшилось. В частности, сдвиг энергии из-за *вертикальных возмущений замкнутой орбиты* оказался намного меньше, чем ожидалось в [21] и [22].

Соотношение (1) нарушается в радиальном магнитном и вертикальном электрическом полях (используемых для разведения пучков) из-за неплоскостности орбиты. Влияние этих полей во втором порядке теории возмущений может быть выражено в терминах Фурье-гармоник вертикальных возмущений замкнутой орбиты. Аккуратный анализ эффекта и численное моделирование дали сдвиг энергии  $-0.4 \pm 0.3$  кэВ для  $J/\psi$  и  $-0.3 \pm 0.2$  кэВ для  $\psi'$ .

Оценки погрешности *среднего значения энергии пучка в месте встречи* для отдельной калибровки собраны в Таблице 1.

Значение энергии, полученное в отдельной калибровке, смещено из-за *конечной ширины спинового резонанса*. Требуемая поправка (около 2.5 кэВ для VEPP-4М) может быть определена с точностью лучше чем 1 кэВ с использованием нескольких калибровок с противоположным направлением изменения частоты деполяризатора.

*Асимметрия когерентных потерь энергии* возникает из-за различия в резистивных импедансах вакуумной камеры полуколец и

Таблица 1. Ошибки отдельной калибровки энергии в окрестности  $J/\psi$  и  $\psi'$  (кэВ)

<i>Источник</i>	<i>Природа</i>	$J/\psi$	$\psi'$
Вертикальные возмущения орбиты	Систематическая	0.3*	0.2*
Ширина спинового резонанса	Систематическая, зависит от направления сканирования частоты	1.0*	1.0*
Асимметрия когерентных потерь энергии	Систематическая, зависит от заряда	0.6	1.
Точность измерения частоты прецессии	Статистическая	1.2	1.5
Измерение частоты обращения, точность $10^{-8}$	Статистическая	0.2	0.2
<i>Квадратичная сумма</i>		1.7	2.1

\* ошибка поправки.

приводит к отличию энергии электронов и позитронов в м.в. от значения энергии, полученного при резонансной деполяризации.

Ошибки, не превышающие 0.1 кэВ, в Таблице 1 не приводятся, в их числе сдвиги частоты, обусловленные *отличным от нуля фактором уплотнения орбит и продольными магнитными полями* [22].

*Ошибка однократного измерения энергии пучка* не входит в систематическую ошибку массы мезона непосредственно. Так, эффект *асимметрии потери энергии* в полукольцах имеет противоположный знак для  $e^+$  и  $e^-$  и компенсируется в линейном приближении. Вклады *измерений частоты прецессии и частоты обращения* имеют, главным образом, статистический характер и становятся пренебрежимо малыми при использовании большого количества калибровок. При этом, если используются противоположные направления изменения частоты деполяризатора, исчезает и ошибка, связанная с *конечной шириной спинового резонанса*.

С другой стороны, в случае длительного эксперимента со встречными пучками появляются дополнительные источники си-

стематических ошибок. Они обсуждаются ниже в разделах 4.2, 5 и 8), после описания существенных особенностей эксперимента.

### 3 Описание эксперимента

Эксперимент проводился с февраля по май 2002-го года. Первая часть эксперимента состояла из трех сканирований области  $J/\psi$  (интеграл светимости  $\int Ldt \approx 40 \text{ нб}^{-1}$ , энергетический разброс пучка  $\sigma_E \approx 0.6 \text{ МэВ}$ ) и трех сканирований области  $\psi'$  ( $\int Ldt \approx 76 \text{ нб}^{-1}$ ,  $\sigma_E \approx 0.9 \text{ МэВ}$ ). Затем декременты затухания бетатронных и синхротронных колебаний VEPP-4М были перестроены с тем, чтобы уменьшить энергетический разброс до 0.45 МэВ, и было выполнено четвертое сканирование  $J/\psi$  ( $\int Ldt \approx 10 \text{ нб}^{-1}$ ). При этом предполагалось проверить систематические ошибки, обусловленные режимом работы коллайдера и энергетическим разбросом пучка.

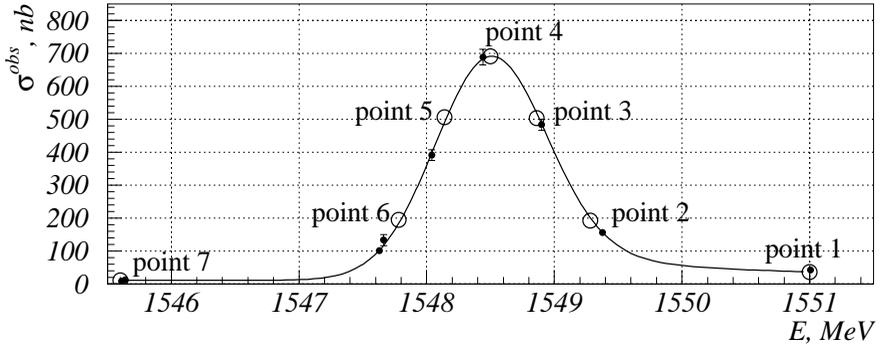


Рис. 2. Сценарий набора данных для  $J/\psi$  (кружки) и фактические точки второго сканирования (указаны точки с ошибками).

Время поляризации пучка в кольце VEPP-4М составляет приблизительно 100 часов в области энергий  $\psi$ . Для заходов, в которых производилась калибровка энергии, пучок проводил достаточное для поляризации время в бустерном накопителе VEPP-3 (2.5 часа на  $J/\psi$  и приблизительно 1 час на  $\psi'$ ), после чего инжектировался в VEPP-4М без существенной потери степени поляризации.

Во время сканирования данные набирались в 7 точках кривой возбуждения резонанса (Рис. 2). В точках 1 и 7 требуемый интеграл светимости был уменьшен вдвое. Такая 5 + 2 схема не минимизирует статистические и систематические ошибки для данной продолжительности эксперимента, но позволяет применять критерий  $\chi^2$  к результатам отдельного сканирования.

Перед набором данных в точке 1 делалась калибровка энергии пучка, чтобы установить текущую шкалу энергии. В точках 2 - 6 проводились калибровки до и после набора статистики, с противоположным направлением изменения частоты деполяризатора. В точке 7 калибровка энергии не требуется. От 2 до 5 перепусков требовалось, чтобы набрать планируемый интеграл светимости. Инжекция из VEPP-3 происходила на заданной энергии уставки VEPP-4М без преднамеренного изменения тока магнитов VEPP-4М. После завершения сканирования выполнялся магнитный цикл в ВЭПП-4М и вся процедура повторялась.

Установочные параметры коллайдера и результаты измерений токов магнитов, магнитного поля, температуры и орбиты записывались в базу данных.

## 4 Определение энергии в заходах по набору статистики

В экспериментах [2, 3, 4], калибровка энергии производилась на “рабочих пучках” непосредственно до или после набора статистики. В данном эксперименте это не было возможно, так что каждому заходу по набору статистики требовалось *приписать энергию*, используя результаты калибровочных заходов.

### 4.1 Заходы по изучению стабильности и функция предсказания энергии

Чтобы проверить процедуру приписывания энергии, было проведено два *захода по проверке стабильности*, состоящих из непрерывного ряда калибровок энергии без изменения энергии устав-

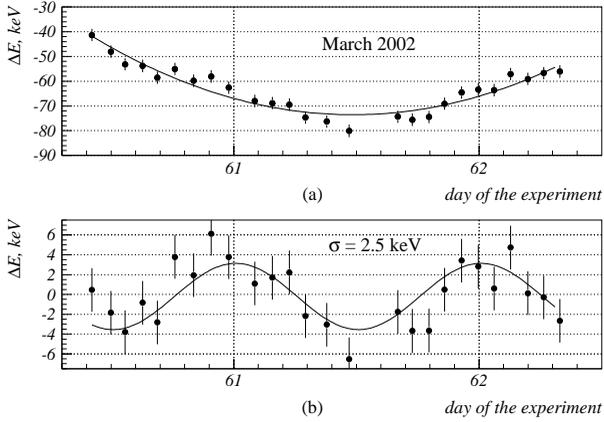


Рис. 3. Результаты первого захода по изучению стабильности: (а) - Подгонка параболой отклонения энергии, (б) - то же самое после вычитания подгоночной параболы (ошибки показывают среднее отклонение от подгоночной кривой).

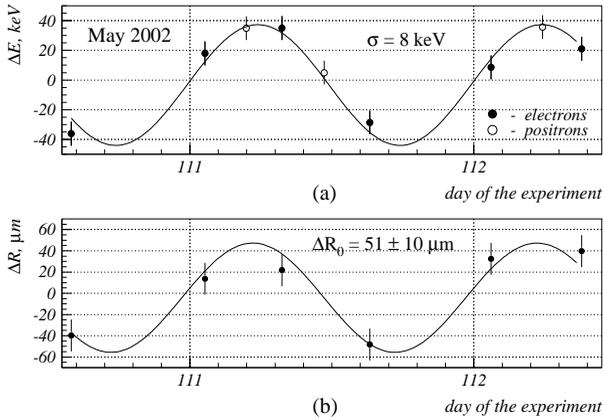


Рис. 4. Результаты второго захода по изучению стабильности: (а) - отклонение энергии, (б) - среднее положение орбиты по датчикам положения орбиты, где доступны измерения (ошибки показывают среднее отклонение от подгоночной кривой).

ки, один после третьего сканирования  $\psi'$  (март 2002) при энергии  $E \approx 1846$  МэВ [23] и другой - после четвертого сканирования  $J/\psi$  (май 2002) при  $E \approx 1550.6$  МэВ. Их результаты представлены на Рис. 3, 4.

Видно относительно медленное изменение энергии и суточные колебания с амплитудой, возрастающей от 4 кэВ в марте до 45 кэВ в мае. Колебания энергии с амплитудой  $(45 \pm 5)$  кэВ, наблюдаемые начиная с 110-ого дня эксперимента, коррелированы с зависимостью от времени среднего положения орбиты с амплитудой  $\Delta R = (51 \pm 10)$  мкм. В предположении, что коллайдер расширяется и сжимается однородно, соответствующее изменение энергии составляет  $(77 \pm 15)$  кэВ.

Большое и относительно быстрое изменение энергии не позволило считать энергию пучков равной среднему арифметическому энергий двух калибровок, окружающих заход по набору статистики, как это предполагалось первоначально. Вместо этого были предложены *функции предсказания энергии*, которые используют результаты измерений поля некоторых магнитов по ЯМР, токов и температуры в магнитах, а также включают явную зависимость от времени вместо переменных, которые не измерялись (температура грунта, определяющая периметр кольца и т.д.). Измерения орбиты в ВЕРР-4М не достаточно полны и точны, чтобы их можно было использовать для предсказания энергии (имеется десять независимых источников питания поворотных магнитов, шестьдесят радиальных корректоров и только пятьдесят четыре монитора положения пучка).

Было опробовано несколько функций предсказания энергии вида:

$$\begin{aligned}
 E_p = & \mathcal{P} \cdot H_{NMR} \cdot (1 + \varkappa \cdot (T_{ring} - T_{NMR})) \cdot f(T_{ring}, T_{air}, T_{water}) + \\
 & \delta E_{on} \cdot \exp\left(-\frac{t_{on}}{\tau_{on}}\right) + \delta E_{cycle} \cdot \exp\left(-\frac{t_{cycle}}{\tau_{cycle}}\right) + \\
 & A(t) \cdot \cos\left(\frac{2\pi t}{\tau} - \varphi(t)\right) + E_0(\Delta i, t),
 \end{aligned} \tag{3}$$

где  $H_{NMR}$  - поле в калибровочном магните, находящемся вне коль-

ца с температурой  $T_{NMR}$ ;  $T_{ring}$ ,  $T_{air}$  и  $T_{water}$  - среднее значение температуры кольца и температуры охлаждающих агентов,  $t$  - текущее время,  $t_{on}$  и  $t_{cycle}$  обозначают время, прошедшее после последнего включения коллайдера и последнего цикла намагничивания, соответственно.  $\mathcal{P}$ ,  $\varkappa$ ,  $\delta E_{on}$ ,  $\delta E_{cycle}$ ,  $\tau_{on}$ ,  $\tau_{cycle}$  и  $\tau$  - свободные параметры, определенные подгонкой всех калибровок энергии, выполненных в определенном режиме работы (I-III-е сканирование  $J/\psi$ , сканирование  $\psi'$ , IV-е сканирование  $J/\psi$ ). Член  $E_0(\Delta i, t)$  учитывает изменение энергии, связанное с несколькими относительно большими перестройками тока в некоторых элементах структуры кольца. Функции предсказания отличаются выбором  $f(T)$ ,  $A(t)$  и  $\varphi(t)$ . Эти (простейшие) функции, также как и  $E_0(\Delta i, t)$ , имеют дополнительные свободные параметры. Экспоненциальные члены учитывают релаксацию магнитного поля; игнорирование этого эффекта приводит к смещению параметров  $\mathcal{P}$ ,  $\varkappa$  и т.д.

Результаты лучшего предсказания энергии в течение мая 2002 (четвертое сканирование  $J/\psi$  и второй заход по изучению долговременной стабильности) проиллюстрированы на Рис. 5 и 6. Следует отметить, что прямая зависимость от времени, представленная на Рис. 6, частично компенсируется зависимостями от времени температуры и поля. Четырнадцать свободных параметров использовались, чтобы подождать 28 точек, показанных на этих рисунках.

Значение  $\chi^2$  подгонки использовалось для того, чтобы оценить *усредненную точность предсказания энергии* по условию  $\chi^2/N_{DoF} = 1$  ( $N_{DoF}$  - число степеней свободы). Согласно подгонке, колебания энергии имеет период  $\tau = 1.02 \pm 0.02$  дня, так что мы исключили  $\tau$  из числа свободных параметров.

Появление сильных колебаний (Рис. 5, 100-й день эксперимента) и их дальнейший рост (между 107-м и 110-м днями) могут быть, вероятно, объяснены изменением термомеханических свойств грунта, окружающего туннели полуколец. Эти свойства могут резко меняться при достижении туннеля фронтом размораживания грунта (в Новосибирске это происходит в мае). Согласно критерию  $\chi^2$ , внезапный рост амплитуды колебания в 100-ый день намного более вероятен, чем постепенный.

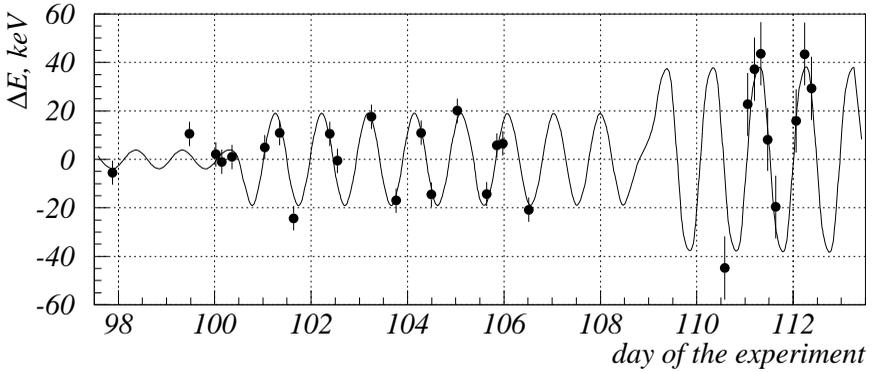


Рис. 5. Предсказанная энергия после удаления всех аperiodических зависимостей (ошибки показывают среднее отклонение от предсказания).

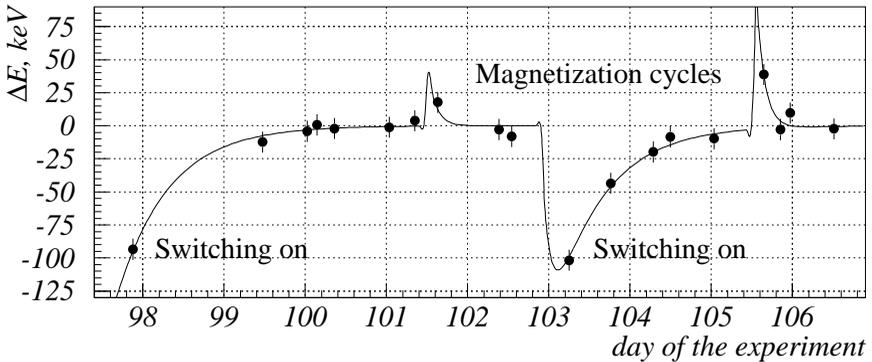


Рис. 6. Аperiodическая зависимость энергии от времени из-за включения кольца и циклов намагничивания (ошибки показывают среднее отклонение от предсказанной энергии).

Направление изменения частоты деполаризатора было учтено в подгонке параметров функции предсказания. Это позволяет определить полуширину спинового резонанса, оказавшуюся равной  $2.4 \pm 0.7$  кэВ в единицах энергии пучка, и делает значение функции предсказания несмещенным. Точность предсказания энергии изменяется от 6 кэВ до 8 кэВ в ходе всего эксперимента (218 калибровок).

## 4.2 Точность приписывания энергии

Неопределенность в предсказании энергии ( $6 \div 8$ ) кэВ включает *статистическую ошибку отдельной калибровки энергии* и все *неопределенности, связанные с различием от захода к заходу*. Среди источников последних доминируют, *радиальные вариации замкнутой орбиты* и *дрейф частоты ВЧ* [22]. Модель статистически независимых возмущений орбиты, использованная в [22], завышает эффект радиальных вариаций замкнутой орбиты.

Таблица 2. Ошибки в энергии при наборе данных вблизи  $J/\psi$  и  $\psi'$  (кэВ)

<i>Источник</i>	<i>Тип</i>	$J/\psi$	$\psi'$
Предсказание энергии	Статистическая	7.6	6.5
Отдельная калибровка энергии	Систематическая	0.3	0.2
	Зависящая от заряда	0.6	1.0
Радиальные бетатронные колебания	Систематическая	0.7	0.9
Разведение пучков в дополнительном м.в.	Систематическая	0.2*	0.2*
<i>Квадратичная сумма</i>		7.7	6.6

\* ошибка поправки.

Существенное различие между заходами с калибровкой энергии и заходами с набором статистики состояло в разведении пучков в дополнительном месте встречи. Это разведение может вызывать небольшой сдвиг энергии пучка, зависящий от знака  $e^+$  и  $e^-$ . *Во время калибровок разведение было выключено*, так что в линейном приближении энергия отдельного пучка равна средней энергии двух разведенных пучков. *Во время набора данных разведение использовалось*, чтобы обеспечивать нормальные условия по эффектам встречи. Это увеличивает длину орбиты пучка в прямолинейном промежутке и уменьшает в полукольцах, что приводит к равному изменению энергии для  $e^+$ - и  $e^-$ -пучков. *Расчетные изменения энергии составляют  $(-1.7 \pm 0.2)$  кэВ для  $J/\psi$  и  $(-2.0 \pm 0.2)$  кэВ для  $\psi'$* , что согласуется с результатами прямых измерений.

Из-за эффектов встречи амплитуда радиальных бетатронных колебаний в заходах по набору данных больше, чем в калибровочных заходах без столкновения пучков, поэтому, при равных значениях энергии равновесной частицы, средние энергии частиц не одинаковы (см. Раздел 2.1). Соответствующие систематические ошибки в приписываемой энергии не превышают 0.7 кэВ для  $J/\psi$  и 0.9 кэВ для  $\psi'$ .

За двумя исключениями, упомянутыми выше, заходы по калибровке энергии и заходы по набору данных по существу не отличаются, и мы предполагаем одинаковую *статистическую точность* предсказания энергии для них.

Оценки ошибки энергии пучка в заходах по набору данных представлены в Таблице 2. Статистическая компонента ошибки энергии пучка вносит вклад в ошибку массы мезона с фактором  $\propto 1/\sqrt{N}$ , где  $N$  - число калибровок. Корректное вычисление этого вклада, также как и вклада, обусловленного выбором функции предсказания энергии, может быть выполнено, используя подгонку измеренной резонансной кривой (см. Раздел 8).

## 5 Определение средней энергии столкновения

Выход резонансов массы  $M$  при данной энергии коллайдера  $E$  определяется вероятностью  $e^+e^-$ -столкновений с инвариантной массой  $W \simeq M$ . Учет угловых разбросов  $\theta_x$ ,  $\theta_y$  и энергетического разброса  $\sigma_E$  дает после усреднения по импульсам частиц

$$\langle W \rangle_p \approx \langle E_+ + E_- \rangle - \frac{1}{2}(\theta_x^2 + \theta_y^2)E - \frac{\sigma_E^2}{2E} - \frac{(\langle E_+ \rangle - \langle E_- \rangle)^2}{4E}. \quad (4)$$

Значение  $E$  определяется резонансной деполяризацией; последний член обусловлен различием в когерентных потерь энергии в двух полукольцах (Раздел 2.3). При работе VEPP-4M в области энергии  $\psi$ -мезонов поправка не превосходит 0.2 кэВ, поэтому мы принимаем  $W = E_+ + E_-$  для каждого столкновения.

Для пучков с гауссовым распределением энергии в присутствии электростатически индуцированной вертикальной дисперсии  $\psi_y^*$  при прицельном параметре пучков  $\Delta_y$ , дифференциальная светимость может быть записана как

$$\frac{dL(E, W)}{dW} = \frac{f_R N_+ N_-}{4\pi\sigma_x^*(W/2)\sigma_y^*(W/2)} \times \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_W} \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left( \frac{W-2E}{\sigma_W} - \frac{\sigma_W\psi_y^*\Delta_y}{2E\sigma_y^2} \right)^2 - \frac{\Delta_y^2}{4\sigma_y^2} \right\}, \quad (5)$$

где  $f_R$  – частота обращения,  $N_+$  и  $N_-$  – число частиц в банчах. Поперечные размеры пучка в точке взаимодействия  $\sigma_x^*$ ,  $\sigma_y^*$  эффeктивно зависят от суммы  $E_+ + E_- = W/2$  из-за хроматизма  $\beta$ -функции коллайдера (формула справедлива в первом порядке по этому эффекту и предполагает симметрию пучков). Согласно (5), средняя энергия столкновения  $\langle W \rangle_L = \int W dL(E, w) \neq 2E$ , что приводит к систематической ошибке в массе резонанса.

Вертикальная дисперсия  $\psi_y^* \approx 800$  мкм с противоположным знаком для  $e^+$  и  $e^-$  появляется в VEPP-4 из-за разведения пучков в дополнительном месте встречи. Остаточные возмущения орбиты, связанные с этим разведением, приводят к вертикальному смещению пучков в экспериментальном м.в., характеризуемому величиной  $\Delta_y$ . Это ведет одновременно к снижению светимости и изменению энергии столкновения. Во избежание неконтролируемого сдвига энергии проводилась настройка напряжения на пластинах разведения в экспериментальном м.в. так, чтобы светимость в каждом заходе была максимальна с точностью лучше 3 %, так что  $\Delta_y < 2.5$  мкм (размер пучка  $\sigma_y^* \simeq 7$  мкм). Таким образом, неточность энергии столкновения  $W$  в заходах составила меньше 10 кэВ для  $J/\psi$  и меньше 18 кэВ для  $\psi'$ . В массе резонанса эта ошибка подавлена  $\propto 1/\sqrt{N}$ , где  $N > 100$  – количество заходов (см. Раздел 8).

Хроматизм  $\beta$ -функции также приводит к сдвигу средней энергии столкновения. Для данного эмиттанта  $\epsilon_y$  вертикальный размер пучка  $\sigma_y^* = \sqrt{\epsilon_y\beta_y^*}$ . Используя приближения

$\beta_y(W/2) \approx \beta_y^* (1 + \partial \ln \beta_y^* / \partial E (W/2 - E))$  и

$$\frac{1}{\sqrt{1 + \partial \ln \beta_y^* / \partial E (W/2 - E)}} \approx \exp \left\{ -\frac{1}{2} \partial \ln \beta_y^* / \partial E (W/2 - E) \right\} \quad (6)$$

в (5), получаем  $\delta \langle W \rangle = -1/4 \partial \ln \beta_y^* / \partial E \sigma_W^2$ . Влияние хроматизма радиальной  $\beta$ -функции подавлено фактором  $(\sigma_{x,\beta}^* / \sigma_x^*)^2 \sim 0.1$ , где  $\sigma_{x,\beta}^*$  - радиальный бетатронный размер и  $\sigma_x^*$  - полный размер с учетом дисперсии. Измерения  $\beta^*(E)$  в VEPP-4M дали сдвиги  $-4 \pm 2$  кэВ для  $J/\psi$  в I-м ÷ III-м сканированиях,  $-1.5 \pm 0.7$  кэВ для  $J/\psi$  в IV-м сканировании и  $+5 \pm 2.5$  кэВ для  $\psi'$  (хроматизм был частично компенсирован после третьего сканирования  $J/\psi$ ).

При уровне точности в районе 1 кэВ должна быть принята во внимание потенциальная энергия сталкивающихся частиц. Эффективная энергия электрона равна  $E_{kinetic} + U/2$ , где потенциальная энергия  $U$  появляется из-за его кулоновского взаимодействия со всеми другими электронами пучка. Для плоских пучков с логарифмической точностью

$$U = \frac{e^2 N}{\sqrt{\pi} \sigma_z} \ln \frac{D}{\sigma_x}, \quad (7)$$

где  $N$  - число частиц в банче,  $\sigma_z$  - продольный размер банча и  $D$  - диаметр вакуумной камеры (в системе покоя пучка взаимодействие частиц на более далеких расстояниях экранируется). Кинетическая и потенциальная энергии в м.в. отличаются от их значений по кольцу из-за различий в размерах пучка и вакуумной камеры, но полная энергия сохраняется на всем обороте, так что

$$E_{kinetic,I.P.} + U_{I.P.}/2 = E_{kinetic,ring} + U_{ring}/2 \quad (8)$$

При аннигиляции полная энергия  $e^+e^-$  пары переходит в массу продуктов, поэтому

$$W = 2 \cdot (E_{kinetic,I.P.} + U_{I.P.}) = 2E_{kinetic,ring} + U_{ring} + U_{I.P.} \quad (9)$$

Резонансная деполяризация дает  $\approx E_{kinetic,ring}$ , поэтому изменение энергии столкновения составляет  $\delta W = U_{I.P.} + U_{ring}$ . Наличие потерь энергии на излучение не влияет на полученный результат. Для фактических значений токов пучков и их размеров это приводит к поправке  $(2 \pm 1)$  кэВ для  $J/\psi$  и  $\psi'$ .

## 6 Отбор событий и измерение светимости

### 6.1 Детектор и триггер

Детектор КЕДР [24] состоит из вершинного детектора, дрейфовой камеры, времяпролетной системы на основе сцинтилляционных счетчиков, системы идентификации частиц на основе аэрогелевых черенковских счетчиков, калориметра (на жидком криптона в баррельной части и кристаллах CsI в торцевой части), мюонной системы внутри и снаружи ярма магнита. В данном эксперименте было выключено магнитное поле и не использовался калориметр на жидком криптона.

Для подавления фона накопителя до приемлемого уровня использовались (включенные по ИЛИ) следующие условия на триггер

1. сигналы от  $\geq 2$  баррельных сцинтилляционных счетчиков, совпадающие с сигналом CsI калориметра,
2. совпадающие сигналы от двух торцов CsI калориметра,

с порогом энерговыделения в CsI около 75 МэВ. Моделирование методом Монте-Карло с использованием программы JETSET-7.4 [25] дает эффективность триггера для распадов  $J/\psi$  около 0.4.

### 6.2 Отбор многоадронных событий

Для отбора событий в off-line применялись следующие условия:

1.  $\geq 3$  заряженных трека или 2 неколлинеарных заряженных трека ( $\cos \theta < 0.95$ ) из места встречи ( $\rho < 5$  мм,  $|z| < 120$  мм),
2. энергия CsI  $> 1.15$  аппаратного порога.

Второе условие использовано, чтобы исключить неопределенности, связанные с возможной нестабильностью аппаратного порога.

Эффективность регистрации, определенная по наблюдаемой высоте пика и табличному значению лептонной ширины, равна приблизительно 0.25 для  $J/\psi$  ( $\sim 20 \cdot 10^3$  событий) и примерно 0.28 для  $\psi'$  ( $\sim 6 \cdot 10^3$  событий).

Остаточный машинный фон (взаимодействия пучка с остаточным газом и стенками вакуумной камеры) не превышает 5 нб. Систематическая ошибка в массе мезона, связанная с вариацией машинного фона, не превышает 1 кэВ. Оценка была получена путем искусственного увеличения фона в несколько раз добавлением неотобранных событий к отобранным в каждой экспериментальной точке (см. Рис. 2). Дальнейшее подавление фона ведет к потере эффективности регистрации и не дает улучшения точности измерения массы.

Величина массы мезона чувствительна к изменению эффективности регистрации при сканировании, ее уменьшение на 1 % в одной точке приводит к сдвигу массы  $\psi'$ , достигающему 5 кэВ. Чтобы гарантировать стабильность эффективности регистрации, все электронные каналы, имевшие проблемы в какой-либо момент эксперимента, были *исключены из off-line обработки*. Кроме того, относительные *эффективности срабатывания* всех подсистем детектора были получены для всех экспериментальных точек, используя заходы с записью космических частиц, статистику многоадронных событий и (когда возможно) фоновые события. Эти эффективности применялись к *реальным многоадронным событиям* для определения относительных поправочных факторов для всех точек сканирования.

Процедура внесения поправок, описанная выше, дает изменение массы  $(+6.3 \pm 2.3)$  кэВ для  $J/\psi$  и  $(+0.2 \pm 2.0)$  кэВ для  $\psi'$ . Ошибки включают статистические ошибки определения эффективности срабатывания подсистем и неопределенности, связанные с используемой процедурой поправки. Сдвиг массы  $J/\psi$  оказался относительно большим из-за ложной тревоги системы безопасности, оставившей продувку дрейфовой камеры (одна точка во 2-м скани-

ровании). Величины сдвигов, полученные подгонкой резонансной кривой с использованием и без использования поправок, приводятся, чтобы дать представление о величине поправки; существенны лишь значения ошибок.

### 6.3 Измерения светимости

Для оперативного измерения светимости VEPP-4M предусмотрены мониторы однократного тормозного излучения в  $e^+$ - и  $e^-$ -направлениях. Их стабильность недостаточна для прецизионного измерения масс, поэтому в данном эксперименте измерение светимости поводилось по событиям Баба-рассеяния, регистрируемым торцевым CsI калориметром. Были отобраны события с полярным углом  $17.5^\circ < \theta < 35^\circ$ . В этом интервале обеспечивается наиболее надежная регистрация событий, однако, вклад резонанса не пренебрежим, так что должна быть принята во внимание интерференция  $e^+e^- \rightarrow \psi \rightarrow e^+e^-$  и  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  (в отсутствии интерференции резонансный вклад не влияет на значение массы). Поправка к числу  $e^+e^-$ -событий была вычислена согласно [26], для чего были использованы среднемировые значения полной и электронной ширины [27], энергетический разброс пучка VEPP-4M определенный в данном эксперименте.

В отличие от  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ , в  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  интерференционный провал в сечении находится со стороны высокой энергии от резонансной кривой, поэтому сдвиги массы получаются положительными:  $(15 \pm 1)$  кэВ ( $J/\psi$ ) и  $(5 \pm 0.5)$  кэВ ( $\psi'$ ).

К указанным ошибкам следует добавить 2 кэВ для  $J/\psi$  и 3 кэВ для  $\psi'$  для учета нестабильностей калориметра.

## 7 Подгонка кривой возбуждения резонанса

### 7.1 Введение

С учетом энергетического разброса частота событий рождения резонанса при энергии коллайдера  $E$  может быть записана как

$$F(E) = \int \sigma(W) dL(E, W), \quad (10)$$

где  $W$  – энергия столкновения в системе центра масс,  $\sigma(W)$  – сечение процесса,  $dL(E, W)$  – дифференциальная светимость

Для рождения (узкого) векторного мезона в реакции  $e^+e^- \rightarrow V \rightarrow hadrons$  имеем

$$\sigma(W) = \frac{3\pi}{M^2} \int dx \frac{\Gamma_{ee}\Gamma_h}{(W(1-x)-M)^2 + \Gamma^2/4} \mathcal{F}(x, W), \quad (11)$$

где  $\Gamma$  – полная,  $\Gamma_{ee}$  и  $\Gamma_h$  – парциальные ширины мезона,  $M$  – его масса и  $\mathcal{F}(x, W)$  – вероятность потери доли энергии  $x$  из-за излучения в начальном состоянии [28] (мы подставили Брейт-Вигнеровское сечение с физическим значением  $\Gamma_{ee}$ , включающим поляризацию вакуума, и использовали переменную  $W$  вместо  $s = W^2$ ). После поправок, введенных в Разделе 5 для исключения асимметрии, приводящей к сдвигу массы резонанса, можно использовать симметричное выражение для дифференциальной светимости:

$$\frac{dL(E, W)}{dW} \approx \frac{(1 + k(W - 2E)^2) L}{\sqrt{2\pi} \sigma_W(I, \mathcal{J})} \exp \left\{ -\frac{(W - 2E)^2}{2\sigma_W^2(I, \mathcal{J})} \right\}, \quad (12)$$

где введен (свободный) малый параметр  $k$  для учета негауссовских эффектов, связанных с хроматизмом  $\beta$ -функции и другими возможными причинами. Разброс энергии столкновения  $\sigma_W$  может зависеть от *тока пучка*  $I$  из-за микроволновой неустойчивости, облучающей в [29] и/или от *плотности тока*  $\mathcal{J}$  из-за многократного внутрисгусткового рассеяния (см. [30] и приведенный там список литературы). Последняя зависит не только от тока пучка, но и от его размеров, существенно изменяемых эффектами встречи, так что  $\mathcal{J}$  следует рассматривать как независимый параметр.

Формула (11) игнорирует интерференцию между резонансным и нерезонансным рождением адронов. С достаточной точностью [26]:

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

Здесь  $\alpha$  – постоянная тонкой структуры,  $R = \sigma^{(h)}/\sigma^{(\mu\mu)}$ ,  $\lambda$  обозначает *долю событий, интерферирующих с нерезонансным рождением адронов* и

$$\beta = \frac{4\alpha}{\pi} \left( \ln \frac{W}{m_e} - \frac{1}{2} \right), \quad f = \left( \frac{M/2}{-W + M - i\Gamma/2} \right)^{1-\beta}.$$

В пределе нулевой ширины резонанса  $\Gamma \rightarrow 0$ , в предположении гауссового распределения по энергии и пренебрегая интерференцией можно выразить (10) в терминах известных функций:

$$F(E) = \frac{6\pi^2}{M^2} \frac{\Gamma_{ee}\Gamma_h}{\Gamma} \left( \frac{2\sigma_W}{M} \right)^\beta \frac{\Gamma(1+\beta)}{\sqrt{2\pi}\sigma_W} \times \exp \left\{ -\frac{(W-2E)^2}{4\sigma_W^2} \right\} D_{-\beta} \left( -\frac{W-2E}{\sigma_W} \right) (1+\delta) L, \quad (14)$$

где  $\Gamma$  – гамма-функция,  $D_{-\beta}$  – веберовская функция параболического цилиндра и

$$\delta = \frac{\alpha}{\pi} \left( \frac{\pi^2}{3} - \frac{1}{2} \right) + \frac{3}{4} \beta.$$

## 7.2 Учет эффекта интерференции

В принципе, амплитуда интерференции может быть оставлена свободной при подгонке и извлечена из данных вместе с массой резонанса и энергетическим разбросом машины  $\sigma_W$ . К сожалению, это существенно ухудшает статистическую точность измерений масс, так что данная величина должна быть зафиксирована тем или иным способом. Обычно для нее принимается нулевое значение.

В данном анализе мы зафиксировали параметр интерференции  $\lambda$ , используя партонную модель распада чармония. Предполагается, что  $J/\psi$  распадается в легкие  $q\bar{q}$ -пары с вероятностью  $RB_{\mu\mu}$  и в три глюона  $ggg$  или смесь  $gg\gamma$  с вероятностью  $1 - (R+2)B_{\mu\mu}$ , где  $B_{\mu\mu}$  – мюонный бранчинг. События  $J/\psi \rightarrow q\bar{q}$  идентичны событиям

в нерезонансном континууме, в этом случае имеется стопроцентная интерференция. Для гипотетических распадов тяжелого ониума, интерференция  $ggg-q\bar{q}$  незначительна из-за различия в угловом распределении (трехструйные и двухструйные события). Для реального  $J/\psi$  разница в угловых распределениях не так велика, но каждое из эксклюзивных конечных состояний имеет свою фазу интерференции, так что суммарный эффект интерференции должен быть мал в силу большого количества мод распада.

В этих предположениях доля многоадронных событий распада  $J/\psi$ , интерферирующих с подложкой,  $\lambda \approx RB_{\mu\mu}/(1 - 2B_{\mu\mu}) \approx 0.17$ . Неопределенность в  $\lambda$ , связанная с конечным числом мод распада, была оценена многократным приписыванием случайных фаз всем модам распада  $J/\psi$  и  $\psi'$ , предусмотренным в программе моделирования JETSET-7.4 [25]. Были получены следующие значения:  $\lambda_{J/\psi} = 0.17 \pm 0.03$  и  $\lambda_{\psi'} = 0.023 \pm 0.009$ . Соответствующие сдвиги масс равны  $(+7.0 \pm 1.3)$  кэВ и  $(+2.0 \pm 0.8)$  кэВ, соответственно. Неопределенность использованных предсказаний партонной модели не увеличивает приведенные значения ошибок существенным образом. Процедура подгонки автоматически сдвигает значения масс, так что важны лишь ошибки указанных значений.

### 7.3 О вариациях энергетического разброса при столкновении

Измерения продольных и радиальных размеров банча в режиме одного пучка указывают, что энергетический разброс в VEPP-4 зависит от тока пучка. В области  $J/\psi$  безразмерный параметр наклона составляет  $(d\sigma_E/\sigma_E)/(dI/\langle I \rangle) \simeq 0.07$ . Уменьшение тока в ходе набора статистики ведет к симметричному искажению распределения энергии столкновения и вносит вклад в параметр  $k$  формулы (12). Если средняя величина разброса энергии не была одинакова во всех точках по энергии, где набирались данные, может появиться ложный сдвиг массы резонанса.

Чтобы учесть вариации энергетического разброса при подгонке резонансной кривой, предполагалась линейная зависимость раз-

броса от тока пучка и плотности тока вблизи их средних значений:

$$\sigma_E \approx \langle \sigma_E \rangle (1 + \alpha_i \cdot i + \alpha_j \cdot j), \quad i = \frac{I}{\langle I \rangle} - 1, \quad j = \frac{\mathcal{J}}{\langle \mathcal{J} \rangle} - 1. \quad (15)$$

Произведение  $I\ell^n$  с удельной светимостью  $\ell = L/I_+I_- \propto 1/\sigma_x^*\sigma_y^*$  было выбрано как мера влияния плотности тока, так как размеры пучка в кольце не мониторировались непрерывно. Параметры  $\alpha_i$  и  $\alpha_j$  рассматривались как свободные; были испытаны значения  $n = 2$  и  $n = 1$ . Если синхротронный вклад в радиальном размере доминирует, и вертикальный размер пучка обусловлен связью ( $\sigma_y^* \propto \sigma_{x\beta}^*$ ), то имеем  $n = 2$  для многократного внутрисгусткового рассеяния. При  $n = 1$  параметр  $j$  характеризует интенсивность эффектов встречи ( $I \cdot \ell \propto \xi_y$  для плоских пучков).

## 7.4 Процедура подгонки

Каждый заход по набору статистики был разделен на *подзаходы* с относительно небольшим изменением токов пучков. Каждому подзаходу приписывалась энергия  $E$  и параметры  $i_{\pm}$  и  $j_{\pm}$ , рассчитанные для  $e^+$ - и  $e^-$ -пучков.

Наблюдаемое число многоадронных событий  $N$  при известной светимости подгонялось как функция  $E$ ,  $i$  и/или  $j$  с использованием логарифмической функции правдоподобия. Вычисление ожидаемого числа событий резонанса производилось численной сверткой (13) и (12) с  $\sigma_W = \sqrt{\sigma_{E+}^2 + \sigma_{E-}^2}$ , зависящей от  $i_{\pm}$  и/или  $j_{\pm}$  согласно (15). Свободными параметрами были: постоянное сечение в континууме  $\sigma_c$ , эффективность регистрации событий  $\epsilon$  для данного значения лептонной ширины  $\Gamma_{ee}$ , масса резонанса  $M$  и параметры разброса энергии  $\langle \sigma_W \rangle$ ,  $\alpha_i$  и/или  $\alpha_j$ . Среднемировые значения [27] использовались для ширин резонанса  $\Gamma$  и  $\Gamma_{ee}$ . Параметр  $\lambda$  в (13) был задан, как это описано выше.

Для проверки процедуры подгонки и определения систематической ошибки были выполнены подгонки  $N(E)$  с использованием (14); их результаты представлены на Рис. 7 и Рис. 8.

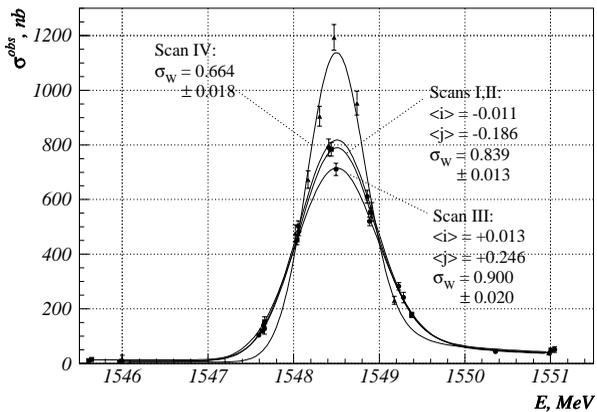


Рис. 7. Результаты четырех сканирований  $J/\psi$ .

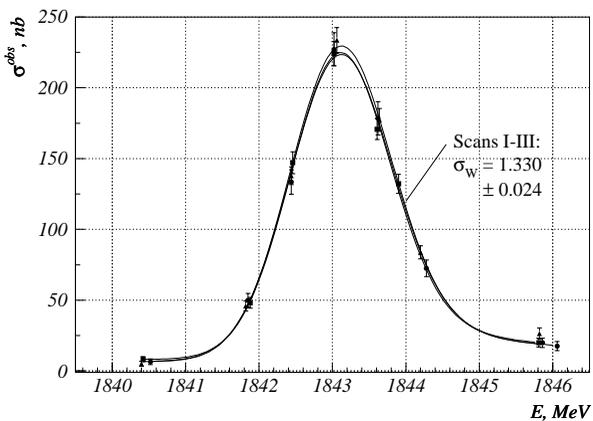


Рис. 8. Результаты трех сканирований  $\psi'$ .

Высота пика для третьего сканирования  $J/\psi$  отличается от высоты для первого и второго из-за зависимости  $\sigma_W$  от параметра  $j$ . Энергетический разброс в четвертом сканировании был уменьшен преднамеренно (см. Раздел 3).

В случае  $\psi'$ , достоверных вариаций энергетического разброса не наблюдается из-за более высокой энергии и более узких интервалов изменения  $i, j$ .

Значения  $\chi^2$  для всех подгонок являются удовлетворительными  $P(\chi^2) > 0.05$  даже без учета вариаций энергетического разброса. С учетом этих вариаций  $P(\chi^2) > 0.15$ .

## 8 Измеренные значения масс и обсуждение ошибок

Значения масс  $J/\psi$  и  $\psi'$  с их статистическими ошибками, полученные в предположении неизменности величины  $\sigma_W$  в ходе сканирования, и итоговые средние значения показаны на Рис. 9, 10.

При вычислении результирующих значений масс сканирования рассматривались как независимые эксперименты. Значения масс, полученные в отдельных сканированиях, взвешивались с учетом статистических и без учета систематических ошибок. Соответственно взвешивались систематические ошибки отдельных сканирований. Используемая процедура завышает полную ошибку, но позволяет разделить ее статистическую и систематическую составляющие.

Значения масс для всех сканирований находятся в хорошем согласии. Статистическая ошибка результирующего значения составляет 10 кэВ для  $J/\psi$  и 25 кэВ для  $\psi'$ .

Подгонка I-го ÷ III-го сканирований  $J/\psi$  не указывает на статистически значимую прямую зависимость от  $I$  ( $\alpha_i = 0.037 \pm 0.055$ ) и дает безразмерный наклон  $\alpha_j = 0.059 \pm 0.018$  близкий к полученному при измерении с одним пучком. Отклонение массы от ее значения при  $\alpha_i, \alpha_j = 0$  не превышает 1.5 кэВ. Сдвиг массы не велик, так что это значение было принято как результирующее при

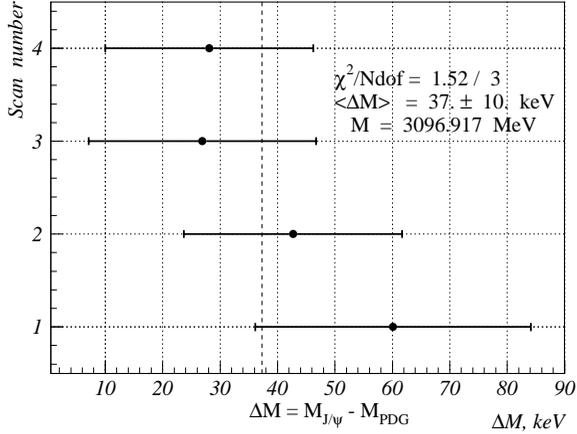


Рис. 9. Значения масс  $J/\psi$  относительно среднемирового значения [27] для каждого сканирования и итоговое среднее значение, показанное пунктирной линией (ошибки только статистические).

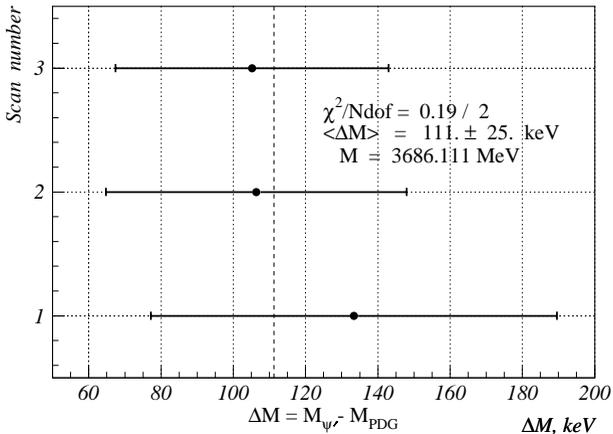


Рис. 10. Значения масс  $\psi'$  относительно среднемирового значения [27] для каждого сканирования и итоговое среднее значение, показанное пунктирной линией (ошибки только статистические).

систематической ошибке 1.5 кэВ, связанной с вариациями энергетического разброса.

IV-е сканирование  $J/\psi$  с перестроенными декрементами затухания дает  $\alpha_j = 0.45 \pm 0.15$  для  $\alpha_i$  приравненного нулю и  $\alpha_i = -0.13 \pm 0.16$  для  $\alpha_j$  приравненного нулю с изменениями масс +10 кэВ и -8 кэВ, соответственно. Для IV-го сканирования  $J/\psi$  было принято значение массы, отвечающее  $\alpha_i, \alpha_j = 0$ , с систематической ошибкой 10 кэВ на вариации энергетического разброса. Значение массы, полученное в предположении зависимости от  $J \propto I \cdot \ell^1$ , не противоречит приведенной оценке систематической ошибки. Различие в значениях масс  $J/\psi$ , полученных в IV-м сканировании и в I-м ÷ III-м сканировании, составляет  $(-11 \pm 22 \pm 12)$  кэВ.

Систематические ошибки перечислены в таблице 3. Источники ошибок, не превышающих 0.3 кэВ (неопределенность среднемировых значений параметров частиц, использовавшихся при обработке, сдвиг массы резонанса согласно (4), ошибка в радиационных поправках и т.д.) не приводятся.

Взвешенный вклад вариаций энергетического разброса в ошибку массы  $J/\psi$  составляет приблизительно 3 кэВ. Во время сканирований  $\psi'$  не наблюдались статистически существенные вариации энергетического разброса, относительно большая систематическая ошибка связана с большей величиной  $\sigma_W$ .

Ошибка в приписывании энергии включает статистическую компоненту, которая была оценена путем многократной подгонки данных со случайными отклонениями в приписываемой энергии. Систематический вклад состоит из двух частей. Первая связана с выбором функции предсказания энергии (ф.п.э.) и методикой приписывания энергии. Три значения энергии пробовались в каждом заходе: значение несмещенной ф.п.э. и два значения смещенных ф.п.э., которые точно воспроизводили предшествующий и последующий результаты калибровки. Кроме того, допускались вариации параметров лучшей ф.п.э. в пределах их ошибок, и было испытано несколько различных функций. Вторая часть связана с различием между заходами с набором данных и заходами по калибровке энергии (Раздел 4.2).

Таблица 3. Систематические ошибки в массах  $J/\psi$  и  $\psi'$  (кэВ)

<i>Источник</i>	$J/\psi$	$\psi'$
Вариации энергетического разброса (Разделы 8, 7.3)	3.0	2.0
Приписывание энергии: выбор функции предсказания (Разделы 8, 4.2)	2.7	1.7
Приписывание энергии: статистическая неопределенность (Разделы 8, 4.2)	2.5	3.5
Хроматизм $\beta$ -функции (Раздел 5)	2.0*	2.5*
Радиальные бетатронные колебания (Раздел 4.2)	1.5	1.8
Разведение пучков в дополнительном месте встречи (Раздел 4.2)	0.4*	0.4*
Калибровка энергии (Раздел 2.3)	0.6	0.8
Потенциал пучка (Раздел 5)	1.0*	1.0*
Точность сведения пучков в месте встречи (Раздел 5)	1.8	5.1
Различие в энергии $e^+$ , $e^-$ (Раздел 8)	$< 2.0$	$< 2.0$
Негауссовость распределения по энергии столкновения (Раздел 8)	$< 1.5$	$< 2.0$
Нестабильность эффективности регистрации (Раздел 6.2)	2.3	2.0
Измерения светимости (Раздел 6.3)	2.2	3.0
Интерференция в адронном канале (Раздел 7.2)	1.3	0.8
Остаточный фон накопителя (Раздел 6.2)	$< 1.0$	$< 1.0$
<i>Квадратичная сумма</i>	$\approx 7.3$	$\approx 9.0$

\* ошибка поправки.

Ошибка в массе, вызванная неточным сведением пучков в экспериментальном месте встречи при наличии электростатической дисперсии, была оценена подобно тому, как это делалось для статистической ошибки приписывания энергии.

Оценки показывают, что различие энергии  $e^+$ - и  $e^-$ -пучков мало. Показанное в Таблице 3 значение ошибки было получено с использованием нескольких калибровок энергии с  $e^+$  пучками, которые были выполнены во время заходов по изучению стабильности (Раздел 4.1).

Симметричное искажение распределения по энергии столкновения  $W$  может смещать массу из-за асимметрии радиационных поправок. Соответствующая неопределенность была оценена по изменению массы при свободном параметре  $k$  формулы (12) (значения, показанные на Рис. 9, 10, отвечают  $k = 0$ ).

Все другие источники систематической ошибки обсуждались выше. Результирующая систематическая ошибка в массе  $J/\psi$  - около 7 кэВ и около 9 кэВ для  $\psi'$ . Поправки, добавленные к результатам подгонки, приведены в Таблице 4.

Таблица 4. Поправки к массам  $J/\psi$  и  $\psi'$  (кэВ)

<i>Поправка на</i>	$J/\psi(\text{I}\div\text{III})$	$J/\psi(\text{IV})$	$\psi'$
Вертикальные возмущения орбиты (Раздел 2.3)	$-0.8 \pm 0.6$	$-0.8 \pm 0.6$	$-0.6 \pm 0.4$
Разведение в дополнительном м.в. (Раздел 4.2)	$-3.4 \pm 0.4$	$-3.4 \pm 0.4$	$-4.0 \pm 0.4$
Хроматизм $\beta$ -функции (Раздел 5)	$-4.0 \pm 2.0$	$-1.5 \pm 0.7$	$5.0 \pm 2.5$
Потенциал пучка (Раздел 5)	$1.9 \pm 1.0$	$2.1 \pm 1.0$	$2.0 \pm 1.0$
<i>Сумма</i>	$-6.3 \pm 2.4$	$-3.6 \pm 1.7$	$1.4 \pm 2.8$

Полученные результаты могут быть представлены в виде

$$M_{J/\psi} - M_{J/\psi}^{PDG} = 37 \pm 10 \pm 7 (\pm 40 [27]) \text{ кэВ},$$

$$M_{\psi'} - M_{\psi'}^{PDG} = 111 \pm 25 \pm 9 (\pm 90 [27]) \text{ кэВ},$$

что демонстрирует хорошее согласие со среднемировыми значениями.

## 9 Заключение

Новое высокоточное измерение масс  $J/\psi$ - и  $\psi'$ -мезонов выполнено на коллайдере VEPP-4М с детектором КЕДР. Получены следующие значения масс:

$$M_{J/\psi} = 3096.917 \pm 0.010 \pm 0.007 \text{ МэВ}$$

$$M_{\psi'} = 3686.111 \pm 0.025 \pm 0.009 \text{ МэВ}$$

Достигнутая относительная точность измерения составляет  $4 \cdot 10^{-6}$  для  $J/\psi$  и  $7 \cdot 10^{-6}$  для  $\psi'$ , что приблизительно в 3 раза лучше, чем в предыдущих точных экспериментах.

Для разности масс наш результат

$$M_{\psi'} - M_{J/\psi} = 589.194 \pm 0.027 \pm 0.011 \text{ МэВ}.$$

### Благодарности

Мы благодарны всем работникам комплекса VEPP-4М за обеспечение успешной работы комплекса и сотрудникам экспериментальных лабораторий, оказывавших нам постоянную поддержку в ходе подготовки и проведения эксперимента. Авторы выражают особую благодарность В.С.Фадину и А.И.Мильштейну за теоретическую поддержку работы и Ю.М. Шатунову за многочисленные стимулирующие дискуссии.

### Список литературы

- [1] A. A. Zholents, et al., Phys. Lett. B96 (1990) 214.
- [2] A. S. Artamonov, et al., Phys. Lett. B118 (1982) 225.
- [3] A. S. Artamonov, et al., Phys. Lett. B173 (1984) 272.
- [4] S. E. Baru, et al., Z. Phys. C56 (1992) 547.
- [5] S. E. Baru, et al., Phys. Rep. 267 (1996) 71.
- [6] S. E. Baru, et al., Symposium on Twenty Beautiful Years Of Bottom Physics, Chicago, 1997, p. 97.
- [7] A. S. Artamonov, et al., Phys. Lett. B474 (2000) 427.

- [8] E. R. Cohen, B. N. Taylor, *J. Phys. Chem. Reference Data* 2 (1973) 663.
- [9] E. R. Cohen, B. Taylor, *Rev. Mod. Phys.* 59 (1987) 1121.
- [10] A. D. Bukin, et al., *Vth intern. Symp. on High energy physics and elementary particle physics, Warsaw, 1975*, p. 138.
- [11] Y. S. Derbenev, et al., *Particle Accelerators* 10 (1980) 177.
- [12] W. W. MacKay, et al., *Phys. Rev. D* 29 (1984) 2483.
- [13] D. P. Barber, et al., *Phys. Lett. B* 135 (1984) 498.
- [14] T. A. Armstrong, et al., *Phys. Rev. D* 47 (1993) 772.
- [15] J. Bai, et al., *Phys. Rev. Lett.* 69 (1992) 3021.
- [16] А. А. Соколов, И. М. Тернов, *ДАН СССР* 153, 1052 (1963).
- [17] А. Р. Lysenko, А. А. Polunin, Y. M. Shatunov, *Part. Accel.* 18 (1986) 215.
- [18] А. Н. Скринский, Ю. М. Шатунов, *УФН*, 158 (1989) 315.
- [19] C. Bernardini, et al., *Phys. Rev. Lett.* 10 (1963) 407.
- [20] V. E. Blinov, et al., *European Particle Acceleration Conference, Paris, 2002*, p. 1954.
- [21] V. E. Blinov, et al., *Particle Acceleration Conference, Chicago, 2001*, p. 3317.
- [22] V. E. Blinov, et al., *Nucl. Inst. & Meth. A* 494 (2002) 68.
- [23] A. V. Bogomyagkov, et al., *European Particle Acceleration Conference, Paris, 2002*, p. 396.
- [24] V. V. Anashin, et al., *Nucl. Inst. & Meth. A* 478 (2002) 420.
- [25] T. Sjostrand, M. Bengtsson, *Comp. Phys. Comm.* 43 (1987) 367.
- [26] Я. И. Азимов и др., *Письма в ЖЭТФ* 21, 378 (1975).
- [27] K. Nagiwarra, et al., *Phys. Rev. D* 66 (2002) 010001.
- [28] Э. А. Кураев, В. С. Фадин, *Ядерная Физика.* 41, 733 (1985).
- [29] E. Shaposhnikova, *CERN-SL-99-8-HRF Prepared for Joint US-CERN-Japan-Russia School on Particle Accelerators: Beam Measurement, Montreux, Switzerland, 11- 20 May 1998.*
- [30] K. L. F. Bane, et al., *Phys. Rev. ST Accel. Beams* 5 (2002) 084403.

*В.М. Аульченко, А.А. Балашов, Е.М. Балдин, М.Ю. Барняков,  
С.Е. Бару, И.В. Бедный, О.Л. Белобородова, А.Е. Блинов,  
В.Е. Блинов, А.В. Богомягков, А.Е. Бондарь, Д.В. Бондарев,  
А.Р. Бузыкаев, А.И. Воробьев, В.Р. Грошев, В.Н. Жилмч,  
А.В. Зацепин, С.Е. Карнаев, В.А. Киселев, С.А. Кононов,  
Х.А. Котов, Е.А. Кравченко, Е.В. Кремьянская, Е.В. Левичев,  
В.М. Малышев, А.Л. Масленников, О.И. Мешков, С.Е. Мишнев,  
Н.Ю. Мучной, А.И. Науменков, С.А. Никитин, И.В. Николаев,  
А.П. Онучин, С.В. Орешкин, Ю.А. Пахотин, С.В. Пелеганчук,  
С.С. Петросян, В.В. Петров, А.О. Полуэктов, А.А. Полунин,  
Г.Э. Поспелов, **И.Я. Протопопов** Г.А. Савинов, В.А. Сидоров,  
Е.А. Симонов, Ю.И. Скопень, А.Н. Скринский, А.М. Сухарев,  
А.А. Талышев, В.А. Таярский, В.И. Тельнов, Ю.А. Тихонов,  
К.Ю. Тодышев, Г.М. Тумайкин, Ю.В. Усов, А.Г. Шамоу,  
Д.Н. Шатилов, А.И. Шушаро, Б.А. Шварц, А.Н. Юшков,  
С.И. Эйдельман*

## **Новое высокоточное измерение масс**

***$J/\psi$  и  $\psi'$ -мезонов***

ИЯФ 2003-50

Ответственный за выпуск А.М. Кудрявцев

Работа поступила 28.07.2003 г.

---

Сдано в набор 29.07.2003 г.

Подписано в печать 30.07.2003 г.

Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 2.2 печ.л., 1.7 уч.-изд.л.

Тираж 145 экз. Бесплатно. Заказ № 50

---

Обработано на IBM PC и отпечатано на  
роталпринте ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН

*Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.*