

A.42
2000

Сибирское отделение Российской Академии наук
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ им.Г.И. Будкера

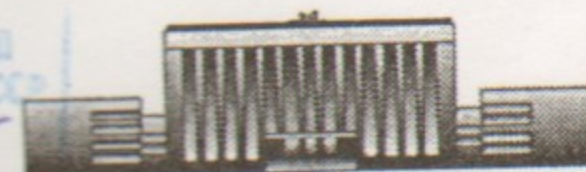
Г.А. Аксенов, Э.В. Анашкин, Р.Р. Ахметшин,
В.М. Аульченко, Б.О. Байбусинов, В.Ш. Банзаров,
Л.М. Барков, С.Е. Бару, Н.С. Баштовой,
Д.В. Бондарев, А.Е. Бондарь, К.М. Валайн,
А.А. Валишев, Н.И. Габышев, А.А. Гребенюк,
Д.Н. Григорьев, В.В. Данилов, С.К. Дхаван,
С.Г. Зверев, И.А. Кооп, Л.М. Курдадзе,
А.С. Кузьмин, М. Лехнер, И.Б. Логашенко,
П.А. Лукин, А.П. Лысенко, А.В. Максимов,
Ю.И. Мерзляков, Д.П. Миллер, В.А. Монич,
И.Н. Нестеренко, В.С. Охапкин, Е.А. Переведенцев,
А.А. Полуниин, Е.В. Попков, Э.Г. Поздеев,
В.И. Птицын, Т.А. Пурлац, Б.Л. Робертс,
С.И. Редин, Н.И. Роот, А.А. Рубан,
Н.М. Рыскулов, В.А. Сидоров, А.Н. Скринский,
В.П. Смахтин, И.Г. Снопков, Е.П. Солодов,
П.Ю. Степанов, А.И. Суханов, В.М. Титов,
Д.А. Томпсон, Г.В. Федотович, Б.И. Хазин,
В.В. Хьюз, Д.В. Черняк, А.Г. Чертовских,
А.Г. Шамов, Ю.М. Шатунов, Б.А. Шварц,
А.Е. Шер, А.И. Шехтман, М.А. Шубин,
С.И. Эйдельман, Ю.В. Юдин

ПРЕЦИЗИОННОЕ ИЗМЕРЕНИЕ
ПАРАМЕТРОВ ω -МЕЗОНА
С ДЕТЕКТОРОМ КМД-2

ИЯФ 99-85

<http://www.inp.nsk.su/publications>

БИБЛИОТЕКА
Института ядерной
Физики СО АН СССР
ИНВ. № 2.34



Новосибирск — 1999

Прецизионное измерение параметров ω -мезона с детектором КМД-2

Г.А. Аксенов, Э.В. Анашкин, Р.Р. Ахметшин, В.М. Аульченко, Б.О. Байбусинов, В.Ш. Банзаров, Л.М. Барков, С.Е. Бару, Н.С. Баштовой, Д.В. Бондарев, А.Е. Бондарь, К.М. Валайн, А.А. Валишев, Н.И. Габышев, А.А. Гребенюк, Д.Н. Григорьев, В.В. Данилов, С.К. Дхаван, С.Г. Зверев, И.А. Кооп, Л.М. Курдадзе, А.С. Кузьмин, М. Лехнер, И.Б. Логашенко, П.А. Лукин, А.П. Лысенко, А.В. Максимов, Ю.И. Мерзляков, Д.П. Миллер, В.А. Мониц, И.Н. Нестеренко, В.С. Охапкин, Е.А. Переведенцев, А.А. Полуниин, Е.В. Попков, Э.Г. Поздеев, В.И. Птицын, Т.А. Пурлац, Б.Л. Робертс, С.И. Редин, Н.И. Роот, А.А. Рубан, Н.М. Рыскулов, В.А. Сидоров, А.Н. Скринский, В.П. Смахтин, И.Г. Снопков, Е.П. Солодов, П.Ю. Степанов, А.И. Суханов, В.М. Титов, Д.А. Томпсон, Г.В. Федотович, Б.И. Хазин, В.В. Хьюз, Д.В. Черняк, А.Г. Чертовских, А.Г. Шамоу, Ю.М. Шатунов, Б.А. Шварц, А.Е. Шер, А.И. Шехтман, М.А. Шубин, С.И. Эйдельман, Ю.В. Юдин

Аннотация

На основе анализа около 12 000 событий $e^+e^- \rightarrow \omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ в области энергий в системе центра масс от 760 до 810 МэВ измерены параметры ω -мезона. Получены следующие результаты: $\sigma_0 = (1482 \pm 23 \pm 25)$ нб, $m_\omega = (782.71 \pm 0.07 \pm 0.04)$ МэВ/ c^2 , $\Gamma_\omega = (8.68 \pm 0.23 \pm 0.10)$ МэВ, $\Gamma_{e^+e^-} \cdot B(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) = (0.537 \pm 0.012 \pm 0.009)$ кэВ.

The precise measurement of ω -meson parameters with CMD-2 detector

CMD-2 collaboration

Abstract

About 12 000 $e^+e^- \rightarrow \omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ events in the center of mass energy range from 760 to 810 MeV were used for the measurement of the ω -meson parameters. The following results have been obtained: $\sigma_0 = (1482 \pm 23 \pm 25)$ nb, $m_\omega = (782.71 \pm 0.07 \pm 0.04)$ MeV/ c^2 , $\Gamma_\omega = (8.68 \pm 0.23 \pm 0.10)$ MeV, $\Gamma_{e^+e^-} \cdot B(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) = (0.537 \pm 0.012 \pm 0.009)$ keV.

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

1 Введение

Одной из основных задач современной физики элементарных частиц является проверка Стандартной Модели (СМ), которая подтверждается всей совокупностью экспериментов во всей доступной области энергий.

Одним из очень эффективных тестов СМ является эксперимент по прецизионному измерению аномального магнитного момента ($g-2$) мюона и сравнение результатов с теоретическим расчетом в рамках СМ [1]. Ожидаемая точность измерения ($g-2$) в эксперименте E821 [2] в БНЛ столь высока, что чувствительность к новым фундаментальным физическим явлениям, не описываемых СМ, сопоставима с измерениями на самых современных суперколлайдерах. Однако, правильная интерпретация результатов невозможна без знания вклада адронной поляризации вакуума в величину ($g-2$) с сопоставимой точностью. В области низких энергий этот вклад не может быть сосчитан с требуемой точностью и должен быть определен по экспериментально измеренным адронным сечениям.

Эксперимент E821 начал набор статистики в 1997 году, и в ближайшее время измерение ($g-2$) будет завершено с ожидаемой точностью порядка 0.35 ppm, что соответствует относительной точности вычисления вклада процессов $e^+e^- \rightarrow$ адроны в ($g-2$) мюона 0.5%. Около 5.5% вклада адронных сечений в величину ($g-2$) дает процесс $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ в области ω -мезона, что составляет примерно 3.3 ppm от величины ($g-2$) [3, 4]. На данный момент относительная ошибка измерения лептонной ширины ω -мезона $\Gamma_{e^+e^-}$, определяющей сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, составляет примерно 3% [5], что в несколько раз больше, чем требуемая относительная точность (0.5%).

Для изучения структуры векторных мезонов ρ , ω , ϕ и их распадов важную роль играют эксперименты, проводимые на встречных электрон-позитронных пучках, дающие наиболее точную информацию о параметрах векторных мезонов. Одной из таких установок является накопитель ВЭПП-2М [6], имеющий рекордную светимость в области энергий 360÷1400 МэВ. На этом ускорителе было выполнено большое количество интересных экспериментов по измерению параметров векторных мезонов, мод их распада и относительной интерференции в основных модах. В настоящее время на ВЭПП-2М ведутся эксперименты по уточнению сечений $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ и $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ во всей области энергий ВЭПП-2М с целью уменьшить ошибку в вычислении вклада процессов $e^+e^- \rightarrow$ адроны в ($g-2$) мюона до 0.5%. Данная работа посвящена прецизионному измерению параметров ω -мезона в моде распада $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ с детекто-

ром КМД-2.

Детектор КМД-2 [7, 8] — это первый универсальный магнитный детектор, работающий в области энергий ВЭПП-2М. Он содержит как магнитный спектрометр, позволяющий измерять импульсы заряженных частиц, так и электромагнитный калориметр, обеспечивающий регистрацию фотонов и измерение их энергий и углов вылета.

Данная работа основана на статистике, соответствующей интегралу светимости 140 1/нб , набранной в 1994–95 годах. В работе представлены результаты измерений сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ в области энергий от 760 МэВ до 810 МэВ в системе центра масс, а также массы и полной ширины ω -мезона. Использование табличного значения вероятности распада $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ из PDG [5] позволяет получить значение лептонной ширины ω -мезона с точностью лучше среднемировой. Точность измерения массы ω -мезона значительно лучше всех предыдущих измерений. Значение массы ω -мезона, полученное в данном эксперименте, значительно отличается от текущего среднемирового значения.

Отличие массы ω -мезона от среднемирового значения побудило к особенно тщательному изучению стабильности энергии пучков ускорителя в процессе набора статистики. В Разделе 3 приведены оценки стабильности энергии пучков ВЭПП-2М на основе сравнения результатов измерений по методу резонансной деполяризации и зависимости энергии пучков от поля в поворотных магнитах ускорителя, а также измерений импульсов заряженных частиц в трековой системе КМД-2. Показано, что возможные медленные уходы энергии пучков в пределах точности измерений не могут привести к наблюдаемому расхождению полученной массы ω -мезона со среднемировым значением. Возможные причины этого расхождения и сравнение с результатами предыдущих экспериментов обсуждаются в Разделе 6.

2 Описание эксперимента

2.1 Набор экспериментальной статистики

Сечение реакции $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ измерялось в 13 точках по энергии в диапазоне от 2×380 до 2×405 МэВ в системе центра масс. Эксперимент проводился при средней светимости $\sim 2 \cdot 10^{29} \text{ 1/см}^2 \cdot \text{с}$. Энергия пучков ВЭПП-2М определялась в каждой точке с помощью метода резонансной деполяризации (МРД) [12]. Поляризация пучка происходила в БЭПе, после чего пучок перепускался в кольцо ВЭПП-2М при тех же параметрах

ускорителя, что и во время набора статистики. Таким образом измерения по МРД и набор статистики проводились в идентичных условиях.

Запись событий на ленту происходила согласно следующей логике:

$$\text{Trig} = \text{NT} \cup (\text{TF} \cap \text{DC3} \cap \text{L3}),$$

где Trig — решение о записи события; DC3 — срабатывание третьего суперслоя Дрейфовой камеры; NT, TF, L3 — ответы нейтрального, заряженного и третичного триггеров соответственно. Наличие независимо срабатывающего нейтрального триггера позволило, как будет показано далее, определить суммарную эффективность заряженного и третичного триггеров.

В силу различных обстоятельств набор статистики производился в течение двух сеансов — с 30.11.94 по 17.12.94 и с 17.03.95 по 02.04.95 (см. Табл. 1)¹. Всего было набрано 141 1/нб .

Таблица 1: Статистика по набору экспериментальных данных.

Энергия, МэВ	Даты набора	$\int Ldt, \text{ 1/нб}$	Заходы
405	03.12.94 – 05.12.94	15	4118 – 4134
400	05.12.94 – 10.12.94	13	4136 – 4151
397	10.12.94 – 12.12.94	9	4152 – 4160
395	14.12.94 – 16.12.94	9	4162 – 4175
393	16.12.94 – 17.12.94	6	4176 – 4183
392	18.03.95 – 21.03.95	13	4272 – 4290
391	22.03.95 – 24.03.95	20	4291 – 4301
390	24.03.95 – 25.03.95	9	4308 – 4314
389	25.03.95 – 26.03.95	7	4315 – 4319
387	26.03.95 – 27.03.95	8	4321 – 4326
385	28.03.95 – 29.03.95	9	4327 – 4335
382	29.03.95 – 30.03.95	15	4338 – 4342
380	31.03.95 – 02.04.95	8	4344 – 4346
Всего: 13		141	

¹Заходы до 4115 включительно были записаны с другим триггером и не использовались в данной работе.

2.2 Измерение интеграла светимости

2.2.1 Отбор событий

Интеграл светимости определялся по количеству зарегистрированных событий упругого рассеяния $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ на большие углы [9]. Для этого производился отбор коллинеарных событий, в которых затем подсчитывалось число событий $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$. Коллинеарные события отбирались по следующим критериям:

- Запуск произошел от заряженного триггера, любые другие триггеры также могли сработать;
- Реконструирована только одна вершина с двумя треками, соответствующими частицам с противоположными зарядами;
- Расстояние от вершины до оси пучков ρ меньше 0.3 см;
- z -координата (расстояние от места встречи вдоль оси пучков) вершины $|Z|$ меньше 10 см;
- Расколлинеарность двух треков в плоскости, перпендикулярной оси пучков, $|\Delta\phi| = |\pi - |\phi_1 - \phi_2||$ меньше 0.15 радиан;
- Расколлинеарность двух треков в плоскости, содержащей ось пучков, $|\Delta\theta| = |\theta_1 - (\pi - \theta_2)|$ меньше 0.25 радиан;
- Средний полярный угол двух треков $[\theta_1 + (\pi - \theta_2)]/2$ лежит между θ_{min} и $(\pi - \theta_{min})$, анализ проводился для $\theta_{min} = 1.0$ и $\theta_{min} = 1.1$;
- Во время набора данных области энергий от 392 МэВ и ниже в CsI калориметре не работали две линейки. В этих заходах события, в которых какой-либо из треков попадал в мертвую область калориметра ($4.35 < \phi_+ < 4.95$ или $3.90 < \phi_- < 4.50$), не включались в анализ, что учитывалось введением соответствующей поправки.

2.2.2 Разделение событий

Отобранные коллинеарные события — это совокупность событий $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, $\pi^+\pi^-$, $\mu^+\mu^-$ и фона от космических частиц. Для разделения событий использовались энерговыделения положительно и отрицательно заряженных частиц в цилиндрическом калориметре, а также продольная (z) координата вершины двух треков. Распределения по E^+ , E^- и z для

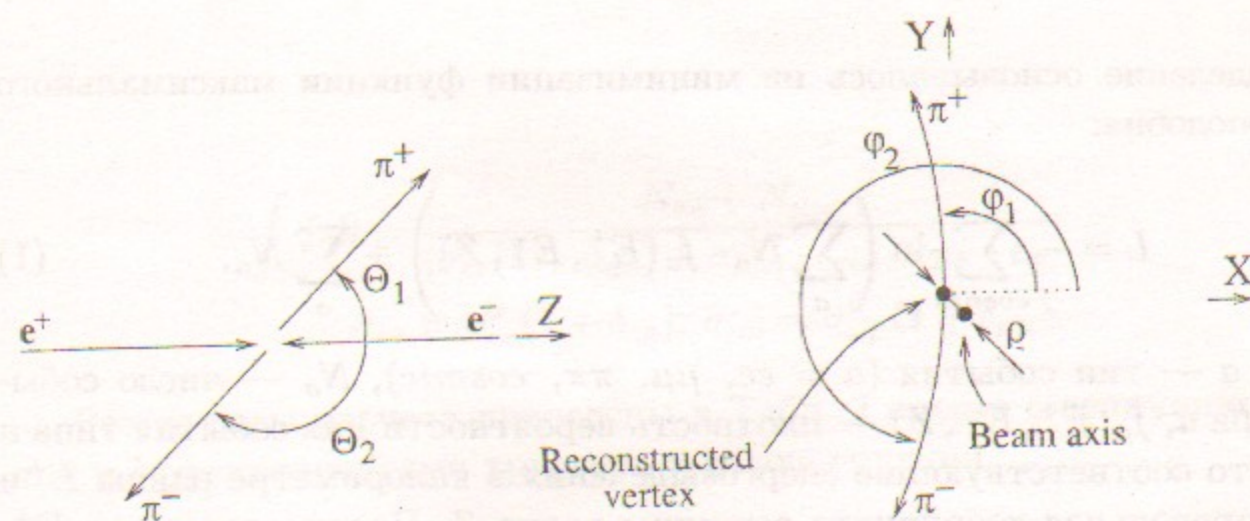
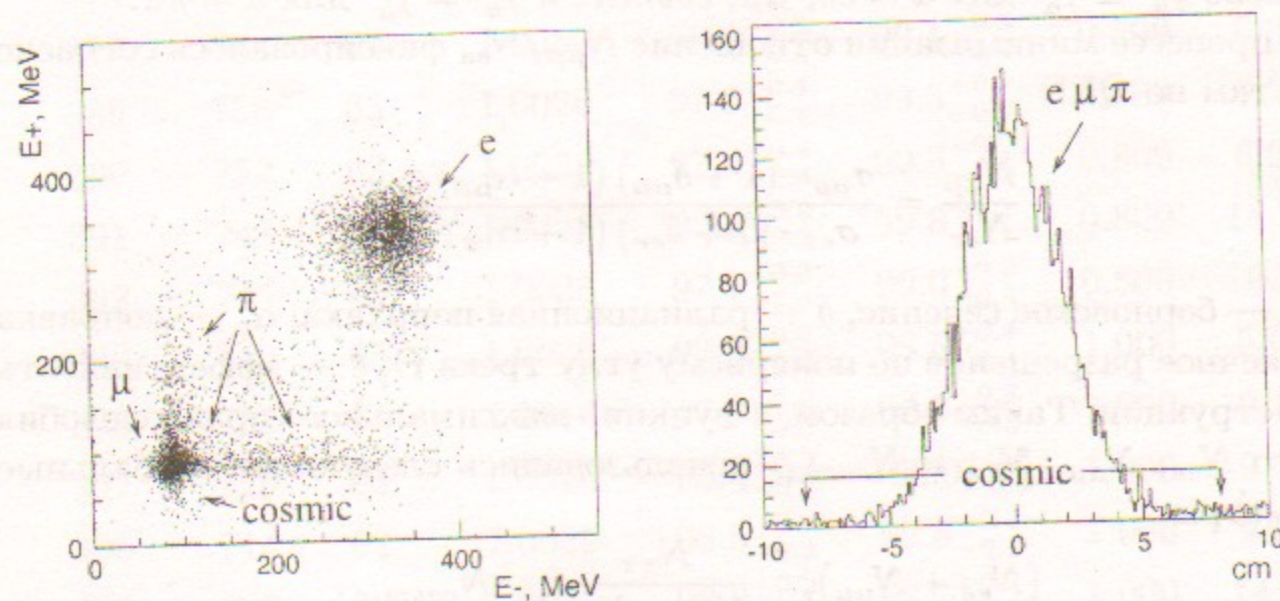


Рис. 1: Определение параметров коллинеарных событий.

коллинеарных событий показаны на Рис. 2. Распределение по z используется для определения фона космических событий, а энерговыделения в калориметре — для разделения e, μ, π .



(а) Энерговыделения двух коллинеарных частиц (E^+ от E^-) в калориметре.

(б) Распределение по z -координате вершины.

Рис. 2: Энерговыделение в цилиндрическом калориметре и z -координата вершины для коллинеарных событий при энергии пучков $E_{beam} = 400$ МэВ.

Разделение основывалось на минимизации функции максимального правдоподобия:

$$L = - \sum_{\text{events}} \ln \left(\sum_a N_a \cdot f_a(E^+, E^-, Z) \right) + \sum_a N_a, \quad (1)$$

где a — тип события ($a = ee, \mu\mu, \pi\pi, cosmic$), N_a — число событий типа a , $f_a(E^+, E^-, Z)$ — плотность вероятности для события типа a того, что соответствующие энерговыделения в калориметре равны E^+ и E^- , а продольная координата вершины равна Z . Предполагая, что E^+ , E^- и Z не коррелируют друг с другом, можно факторизовать плотность вероятности:

$$f_a(E^+, E^-, Z) = f_a^+(E^+) \cdot f_a^-(E^-) \cdot f_a^Z(Z).$$

Для e^+e^- , $\mu^+\mu^-$ пар и космических событий распределения по энерговыделению не зависят от знака заряда частицы, но для π^+ and π^- существенно различаются. В функции максимального правдоподобия было заложено $f_a^+ \equiv f_a^-$ для $a = ee, \mu\mu, cosmic$, и $f_a^+ \neq f_a^-$ для $a = \pi\pi$.

В процессе минимизации отношение $N_{\mu\mu}/N_{ee}$ фиксировалось согласно расчетам по QED:

$$\frac{N_{\mu\mu}}{N_{ee}} = \frac{\sigma_{\mu\mu} \cdot (1 + \delta_{\mu\mu}) (1 + \alpha_{\mu\mu}) \varepsilon_{\mu\mu}}{\sigma_{ee} \cdot (1 + \delta_{ee}) (1 + \alpha_{ee}) \varepsilon_{ee}},$$

где σ — борновское сечение, δ — радиационная поправка, α_a — поправка на конечное разрешение по полярному углу трека Θ , ε — эффективность реконструкции. Таким образом, в функции максимального правдоподобия вместо N_{ee} , $N_{\mu\mu}$, $N_{\pi\pi}$ и N_{cosmic} использовались следующие глобальные параметры:

$$(N_{ee} + N_{\mu\mu}), \quad \frac{N_{\pi\pi}}{N_{ee} + N_{\mu\mu}}, \quad N_{cosmic}.$$

Расчет радиационных поправок для процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ делался на основе работы [10], где теоретическая точность формул составляет $\sim 1\%$. Радиационные поправки для процессов $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, $\pi^+\pi^-$ считались с точностью 0.2 – 0.5%. Подробное описание методики расчета для процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ можно найти в [24].

2.2.3 Вычисление интеграла светимости

Интеграл светимости рассчитывался по следующей формуле:

$$\int L dt = \frac{N_{ee} + N_{\mu\mu}}{[\sigma_{ee}(1 + \alpha_{ee}) + \sigma_{\mu\mu}] \cdot \varepsilon_{rec} \cdot \varepsilon_{TF} \cdot \varepsilon_{\phi}};$$

$$\sigma_{ee} = \sigma_{ee}^0 (1 + \delta_{ee}); \quad \sigma_{\mu\mu} = \sigma_{\mu\mu}^0 (1 + \delta_{\mu\mu}).$$

Результаты расчета приведены в Табл. 2 вместе с величинами сечений и эффективностями триггера и реконструкции.

Таблица 2:

E_{beam} , МэВ	σ_{ee} , нб	$\sigma_{\mu\mu}$, нб	$(1 + \alpha_{ee})$	ε_{rec}	ε_{TF}	ε_{ϕ}	$\int L dt$, 1/нб
380	793	67	1.0031	$97.9^{+0.3}_{-0.4}$	$100.0^{+0.0}_{-0.1}$	0.809	6.10 ± 0.10
382	784	66	1.0037	$96.8^{+0.3}_{-0.3}$	$99.8^{+0.1}_{-0.1}$	0.809	10.61 ± 0.14
385	772	65	1.0030	$97.5^{+0.3}_{-0.3}$	$99.3^{+0.2}_{-0.3}$	0.809	8.09 ± 0.12
387	764	64	1.0030	$98.0^{+0.3}_{-0.3}$	$99.1^{+0.3}_{-0.4}$	0.809	6.39 ± 0.11
389	756	63	1.0026	$97.3^{+0.4}_{-0.4}$	$99.5^{+0.2}_{-0.3}$	0.809	6.51 ± 0.11
390	752	63	1.0030	$97.4^{+0.4}_{-0.4}$	$99.3^{+0.2}_{-0.3}$	0.809	6.91 ± 0.11
391	748	64	1.0028	$97.2^{+0.2}_{-0.2}$	$99.8^{+0.1}_{-0.1}$	0.809	18.71 ± 0.18
392	744	65	1.0025	$97.7^{+0.3}_{-0.3}$	$99.0^{+0.2}_{-0.3}$	0.809	10.26 ± 0.14
393	740	65	1.0030	$98.2^{+0.3}_{-0.4}$	$98.5^{+0.4}_{-0.4}$	1.000	5.08 ± 0.09
395	732	64	1.0016	$97.7^{+0.3}_{-0.3}$	$99.3^{+0.2}_{-0.3}$	1.000	9.15 ± 0.12
397	725	63	1.0010	$98.4^{+0.2}_{-0.3}$	$100.0^{+0.0}_{-0.0}$	1.000	9.02 ± 0.08
400	714	62	1.0026	$98.5^{+0.2}_{-0.3}$	$99.5^{+0.2}_{-0.2}$	1.000	9.59 ± 0.12
405	696	60	1.0035	$98.2^{+0.2}_{-0.2}$	$98.7^{+0.2}_{-0.2}$	1.000	14.05 ± 0.15

2.3 Основные характеристики детектора в сезонах 1994–1995 годов

Как уже упоминалось, набор статистики в данном эксперименте проводился в течение двух различных сезонах (с 30/11/94 по 17/12/94 и с 17/03/95 по 2/04/95) со значительным интервалом между сезонами. Имеет смысл проверить, не изменились ли основные характеристики детек-

тора за этот период. На Рис. 3 показаны импульсные и угловые разрешения КМД-2, а также среднеквадратичный разброс z -координаты вершины двух заряженных треков для всех энергетических точек.

Видно, что хотя параметры детектора менялись с течением времени, эти изменения порядка 10–20%, что, как показывает моделирование, практически не влияет на эффективность используемых критериев отбора. Максимальное влияние имеет разрешение по полярному углу, поскольку напрямую меняет телесный угол детектора. Как будет показано в разделе 5.9 этот эффект не превышает 0.3% и учитывался как систематическая ошибка в определении эффективности.

3 Калибровка энергии пучков ВЭПП-2М

3.1 Разброс энергии частиц в пучке

Электроны и позитроны в накопителе имеют некоторый разброс энергий, определяемый синхротронным излучением движущихся частиц. Вследствие этого разброса энергия в системе центра масс сталкивающихся частиц в каждом конкретном столкновении отличается от среднего значения. Разброс энергии пучка σ_E связан с комптоновской длиной волны электрона $\lambda_e = 3.86 \times 10^{-13}$ м и средним радиусом ВЭПП-2М $\bar{R} = 2.85$ м соотношением [11]:

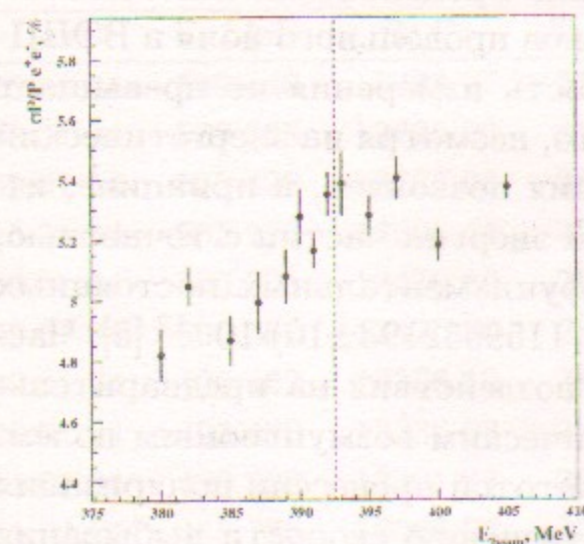
$$\frac{\sigma_E}{E} = k\gamma\sqrt{\frac{\lambda_e}{R}},$$

где γ — релятивистский фактор, $k = \sqrt{\frac{3 \cdot 55}{48}}$ — численный коэффициент, E — средняя энергия пучка. На энергии вблизи массы ω -мезона это приводит к $\frac{\sigma_E}{E} \approx 4 \cdot 10^{-4}$, т.е. $\sigma_E \approx 155$ кэВ. Приведенная формула соответствует работе ВЭПП-2М без “змейки”. “Змейка” увеличивает σ_E в 1.5–2 раза.

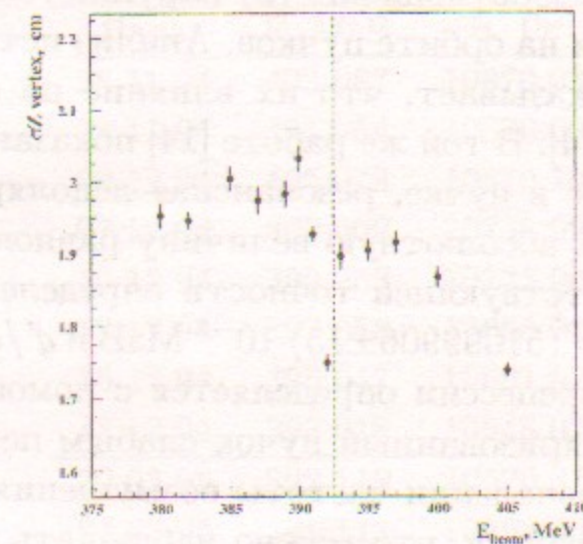
3.2 Резонансная деполяризация

Метод определения средней энергии частиц в накопителе с помощью резонансной деполяризации [12] основан на измерении частоты аномальной прецессии спина электрона Ω в магнитном поле накопителя. Ω линейно связана с энергией электрона E соотношением:

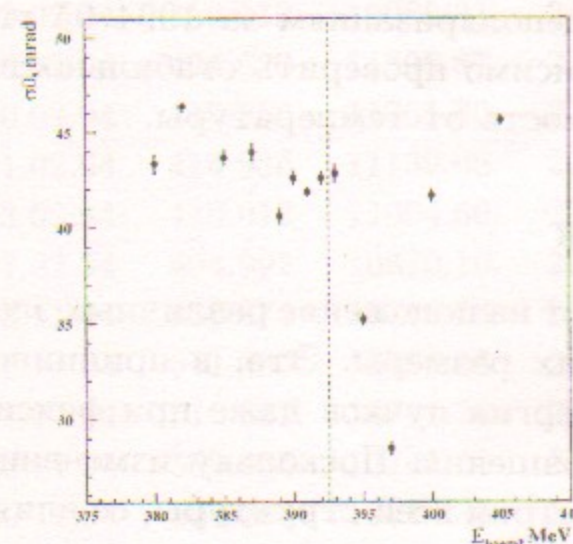
$$E = \left(\frac{\Omega}{\omega} - 1 \right) \frac{q_0}{q'} m_e c^2, \quad (2)$$



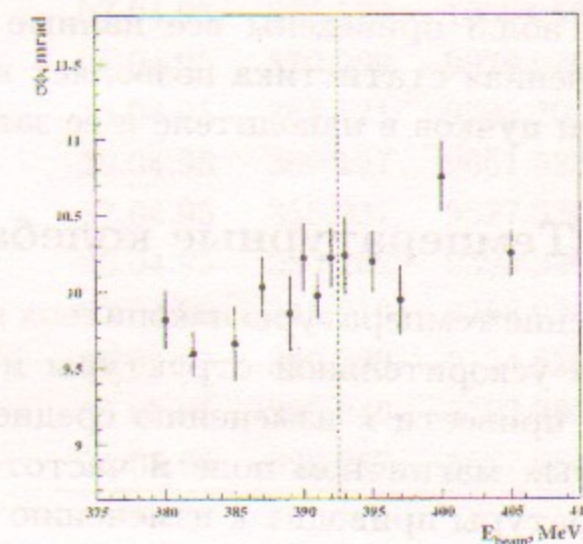
(а) Импульсное разрешение.



(б) Среднеквадратичный разброс z -координаты вершины двух заряженных треков.



(в) Разрешение по полярному углу.



(г) Разрешение по азимутальному углу.

Рис. 3: Характеристики трековой системы КМД-2. Все разрешения получены по коллинеарным $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ и $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ событиям. Вертикальная пунктирная линия разделяет заходы 1994 (справа от линии) и 1995 (слева от линии) гг.

где ω — частота обращения частиц в накопителе, m_e — масса электрона, q_0, q' — аномальная и нормальная части гиромангнитного отношения. Соотношение (2) нарушается только продольными магнитными полями на орбите пучков. Анализ источников продольного поля в ВЭПП-2М показывает, что их влияние на точность измерения не превышает 10^{-6} [14]. В той же работе [14] показано, что, несмотря на энергетический разброс в пучке, резонансная деполяризация позволяет, в принципе, измерить абсолютную величину равновесной энергии частиц с точностью, соответствующей точности определения фундаментальных постоянных $m_e c^2 = (51099906 \pm 15) \cdot 10^{-7}$ МэВ и $q'/q_0 = (1159652193 \pm 10) \cdot 10^{-12}$ [5]. Частота прецессии определяется с помощью воздействия на предварительно поляризованный пучок слабым периодическим возмущающим полем. При совпадении частоты возмущения с частотой прецессии поляризация разрушается, что можно наблюдать по изменению скорости выбывания частиц из пучка за счет зависимости эффекта внутреннего рассеяния от степени поляризации.

В 1994–95 гг. во время сканирования ω -мезона энергия пучков в накопителе определялась с помощью МРД в каждой точке. Кроме того, было сделано значительное количество деполяризаций в области ϕ -мезона, причем во многих точках измерения повторялись несколько раз.

В Табл.3 приведены все данные по деполяризациям за 1994–95 гг. Накопленная статистика позволяет независимо проверить стабильность энергии пучков в накопителе и ее зависимость от температуры.

3.3 Температурные колебания

Изменение температуры накопителя влияет на положение различных элементов ускорительной структуры и на их размеры. Это, в принципе, может привести к изменению средней энергии пучков даже при фиксированных магнитном поле и частоте обращения. Поскольку изменение температуры приводит к изменению геометрии всей структуры, ее влияние на энергию пучка складывается из большого количества различных эффектов и не может быть простым образом рассчитано. Значительное количество данных по деполяризации в разных точках по энергии и при различных температурах позволяет экспериментально исследовать наличие корреляции между температурой и энергией пучков.

Метод основан на двух простых соображениях:

- точки, в которых были проведены деполяризационные измерения при одном и том же магнитном поле, но разной температуре ВЭПП-

Таблица 3: Данные по деполяризации в 1994-1995 гг.

Дата	E, МэВ	B, Гс	T, °C	Дата	E, МэВ	B, Гс	T, °C
20.01.94	509.440	13724.97	23.60	28.11.94	405.087	10870.03	24.06
23.01.94	509.528	13725.20	24.80	28.11.94	405.054	10870.09	24.18
25.01.94	509.428	13725.08	26.78	02.12.94	405.072	10870.10	20.33
25.01.94	505.136	13605.41	27.34	07.12.94	400.009	10735.99	26.01
26.01.94	500.305	13470.86	26.97	10.12.94	399.953	10735.90	23.34
29.01.94	500.302	13470.80	28.12	13.12.94	397.068	10655.22	24.43
29.01.94	495.462	13336.10	28.20	16.12.94	395.047	10601.62	24.58
29.01.94	495.480	13336.08	28.00	18.12.94	393.018	10548.02	25.48
31.01.94	490.598	13201.47	28.60	20.03.95	392.119	10520.32	25.17
01.02.94	485.726	13066.77	27.09	24.03.95	391.113	10493.50	24.68
04.02.94	480.758	12932.06	27.78	25.03.95	390.087	10466.65	25.50
05.02.94	475.921	12797.17	27.16	25.03.95	389.087	10439.81	25.85
06.02.94	471.097	12662.37	25.95	27.03.95	387.190	10386.14	23.56
11.02.94	465.054	12495.15	24.09	29.03.95	385.053	10332.45	26.75
11.02.94	459.778	12357.14	25.02	31.03.95	382.083	10252.02	26.23
12.02.94	455.008	12222.61	25.14	02.04.95	380.092	10198.26	26.16
13.02.94	450.019	12088.31	24.77	07.04.95	375.120	10064.16	24.21
20.02.94	424.620	11398.87	23.44	08.04.95	370.099	9929.976	27.03
20.02.94	419.550	11261.80	22.75	13.04.95	365.121	9795.700	26.30
21.02.94	414.986	11139.08	22.04	15.04.95	360.127	9661.523	26.30
23.02.94	410.012	11004.66	22.20	17.04.95	355.237	9527.330	24.30
27.02.94	404.992	10870.10	22.69	20.04.95	350.262	9393.220	22.26
13.11.94	510.874	13768.28	32.61	22.04.95	345.216	9258.930	23.50
15.11.94	511.006	13768.28	28.99	26.04.95	340.293	9124.820	21.58
18.11.94	510.002	13741.28	29.79	05.05.95	325.246	8722.290	22.69
20.11.94	509.956	13741.28	31.30	31.05.95	320.257	8587.980	24.83
20.11.94	509.005	13714.36	32.27				
21.11.94	509.002	13714.36	29.80				
22.11.94	509.042	13714.42	30.75				
24.11.94	508.971	13714.38	31.80				
24.11.94	511.912	13795.16	31.44				
26.11.94	512.054	13795.19	27.16				

2М дают прямую оценку зависимости средней энергии пучков от температуры ускорителя;

- измерения, сделанные при различных значениях магнитного поля ВЭПП-2М должны соответствовать гладкой функции $E(B)$, где E — средняя энергия пучков ускорителя, B — поле в поворотных магнитах. В идеале E/B должно быть постоянной величиной, однако насыщение железа магнитов приводят к плавному уменьшению величины E/B с увеличением B , как показано на Рис. 4(а). Отклонения от этой гладкой кривой (Рис. 4(б)) дают оценку нестабильности средней энергии пучков $\sigma_{\Delta E} \approx 55$ кэВ, что включает в себя и температурную нестабильность.

Как оказалось, зависимость отклонений средней энергии пучков ВЭПП-2М от кривой E/B видна только для энергий в области ϕ -мезона (Рис. 5). Для энергий ниже 1 ГэВ, в том числе вблизи ω -мезона, явной зависимости не наблюдается, возможно в связи с тем, что диапазон изменения температур ВЭПП-2М на низких энергиях почти в 2 раза уже, чем в области ϕ -мезона.

3.4 Определение энергии по трековой системе КМД-2

Трековая система КМД-2 позволяет провести независимые измерения стабильности средней энергии пучков ВЭПП-2М путем измерения импульсов заряженных частиц в коллинеарных событиях. Этот метод может применяться во всем диапазоне энергий ускорителя, поскольку использует процессы $e^+e^- \rightarrow e^+e^-, \pi^+\pi^-, \mu^+\mu^-$. При стабильном магнитном поле основного соленоида КМД-2 и стабильной работе трековой системы импульсы заряженных пар зависят только от энергии в с.ц.м., что дает возможность проверить наличие медленных изменений средней энергии пучка в процессе набора статистики. Точность данного метода определяется импульсным разрешением Дрейфовой камеры и количеством коллинеарных событий. Заметим, что существует систематическая ошибка в определении импульса, связанная с неточностью знания магнитного поля, скорости дрейфа, геометрии ячейки и других параметров ДК. Эта ошибка не позволяет получить правильное абсолютное значение энергии пучков, но не влияет на точность определения относительных изменений энергии при условии стабильной работы детектора.

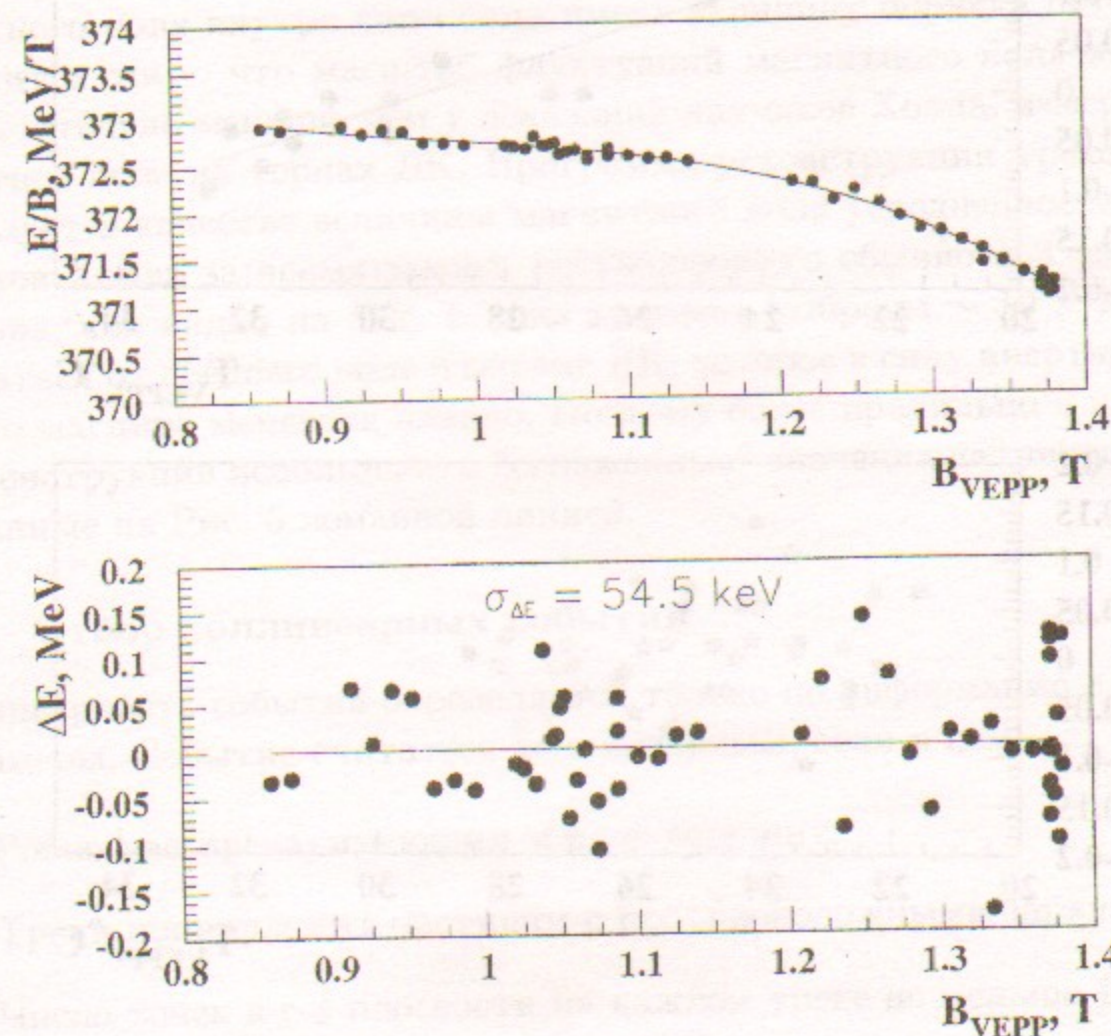


Рис. 4: Вверху — зависимость E/B от B , аппроксимированная кубическим полиномом. Внизу — отклонения энергий пучка от кривой (а); E — энергия пучка в ВЭПП-2М, B — поле в поворотных магнитах.

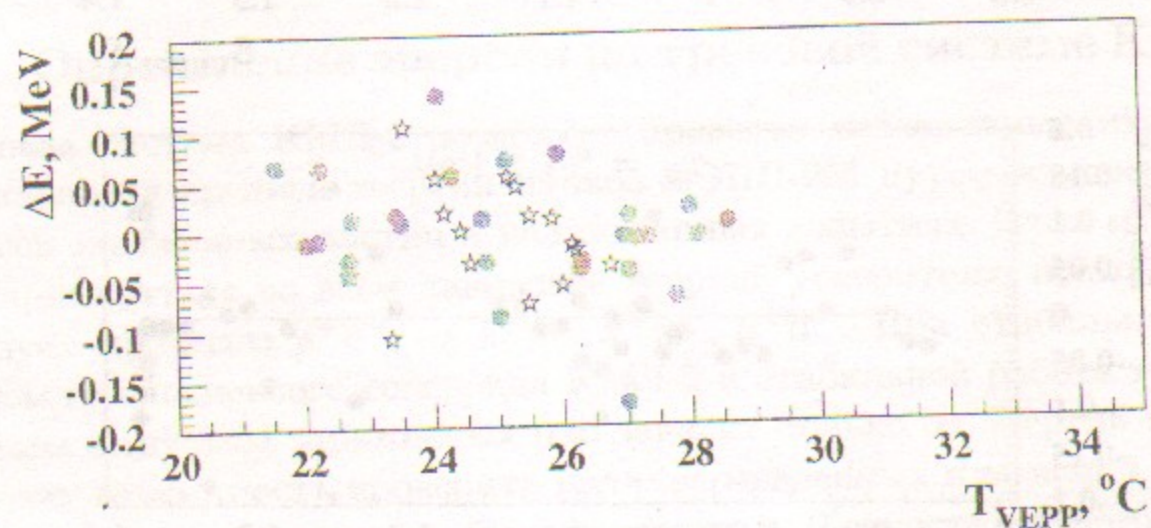
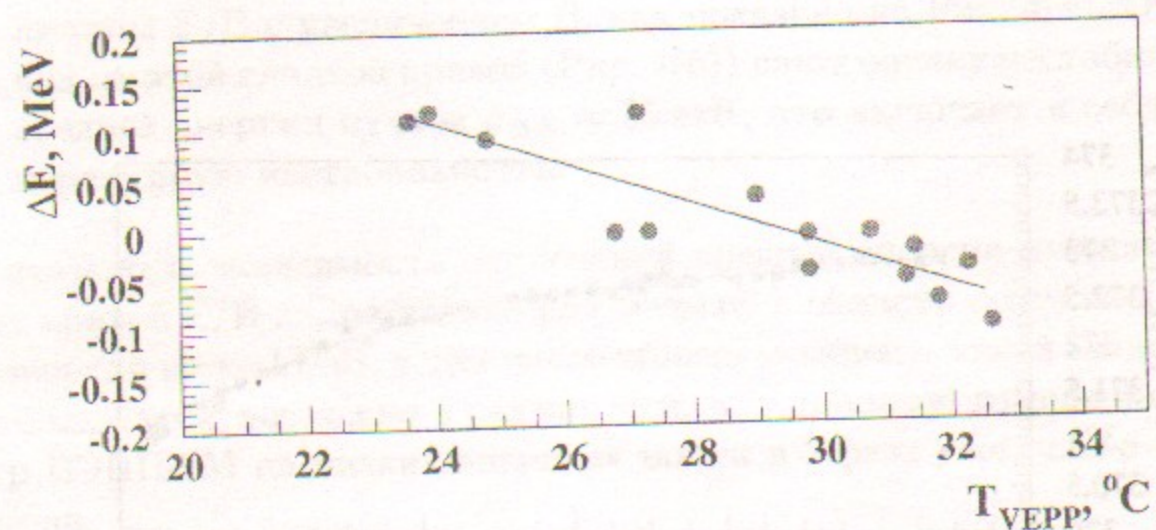


Рис. 5: Отклонения измеренных по МРД значений энергии от кривой E/V в зависимости от средней температуры ВЭПП-2М в момент измерения. Вверху — измерения в области энергий вблизи массы ϕ -мезона. Внизу — измерения вблизи массы ω -мезона (звездочки) и другие измерения из Табл. 3 (кружки).

3.4.1 Стабильность магнитного поля

В сезоне 1994–95 гг. на детекторе не было системы автоматической стабилизации магнитного поля и подстройка величины поля производилась вручную, что иногда приводило к флуктуациям $\sim 0.1\%$ (в 1995 г). Флуктуации магнитного поля в 1994 и 1995 гг. показаны на Рис. 6. Для достижения относительной точности измерения среднего значения импульсов заряженных частиц на уровне 10^{-4} необходимо отслеживать изменения магнитного поля детектора с такой же точностью. Конструкция основного соленоида КМД-2 такова, что характерное время релаксации магнитного поля внутри соленоида имеет величину порядка суток. Это приводит к тому, что масштаб флуктуаций магнитного поля в центре ДК значительно меньше, чем у показаний датчиков Холла, измеряющих магнитное поле на торцах ДК. Программа реконструкции треков в ДК использует в качестве величины магнитного поля усредненное значение датчиков Холла за время захода, составляющего обычно 1–3 часа. Эта величина, как видно на Рис. 6, иногда имеет выбросы $\sim 10^{-3}$ и может отличаться от среднего поля в объеме ДК, которое в силу инертности основного магнита меняется плавно. Поэтому более правильно в программе реконструкции использовать “сглаженные” значения датчиков Холла, показанные на Рис. 6 ломанной линией.

3.4.2 Отбор коллинеарных событий

Коллинеарность событий определяется только по информации с дрейфовой камеры. Событие считается коллинеарным, если в нем:

- Ровно два трека, имеющих общую вершину;
- Треки принадлежат частицам с противоположными зарядами;
- Число точек в r - ϕ плоскости на каждом треке не меньше 10;
- Минимальное расстояние от оси пучков до трека не больше 0.1 см для каждого трека;
- Z -координата вершины треков по модулю меньше 5 см;
- Полярный угол первого найденного трека лежит в интервале от 1 до $\pi - 1$ радиана;
- Азимутальный угол расколлинеарности треков по модулю меньше 0.02 радиана;

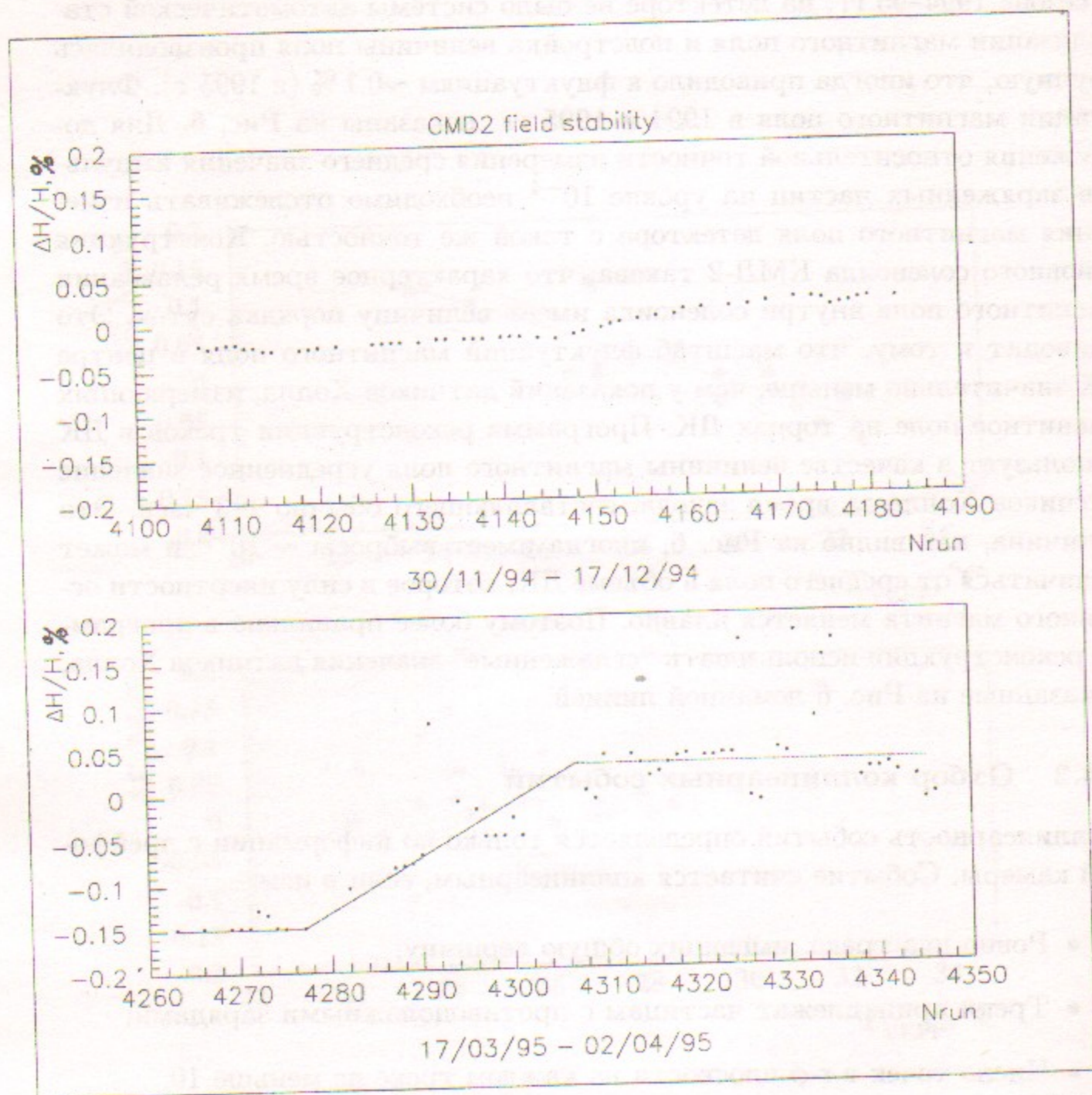


Рис. 6: Относительная стабильность магнитного поля КМД-2 в процентах. Величина поля получена усреднением показаний датчиков Холла, расположенных на торцах ДК, за время одного захода. Даты набора статистики указаны под графиками.

- Полярный угол расколлинearности треков по модулю меньше 0.1 радиана.

Распределения по основным параметрам отбора приведены на Рис. 7. Дальнейшее разделение событий производится с помощью цилиндрического калориметра.

Отбор $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$

Отбор e^+e^- проводится по энерговыделению в CsI калориметре. Дополнительно к условиям коллинеарности накладываются следующие условия на минимальную и максимальную энергии кластеров, ассоциированных с треками:

- $\min(E_{CsI}) > 0.65E_{beam}$;
- $\max(E_{CsI}) < 1.2E_{beam}$.

Отбор $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$

Отбор также проводится по калориметру, дополнительно к условиям коллинеарности требуется низкое энерговыделение:

- $\sum_{i=1}^2 E_{CsI}(i) < E_{beam}$;
- $\min(E_{CsI}) > 50 \text{ MeV}$.

Последнее условие должно отбрасывать события, в которых один из треков попал в неработающую область калориметра.

3.4.3 Мониторирование стабильности энергии пучков по импульсам заряженных частиц

В процессе работы программы реконструкции (CMD2OFF) все двухтрековые коллинеарные события подгоняются одной дугой. Импульс, соответствующий радиусу этой дуги (обозначим его как \hat{p}), определяется со значительно меньшей (примерно в 1.5 раза) ошибкой, чем средний импульс двух треков (Рис. 8).

Распределение по \hat{p} имеет существенно негауссовы хвосты, что обусловлено, в основном, излучением фотонов как начальными, так и (для процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$) конечными частицами. Для определения среднего значения распределения можно использовать два подхода:

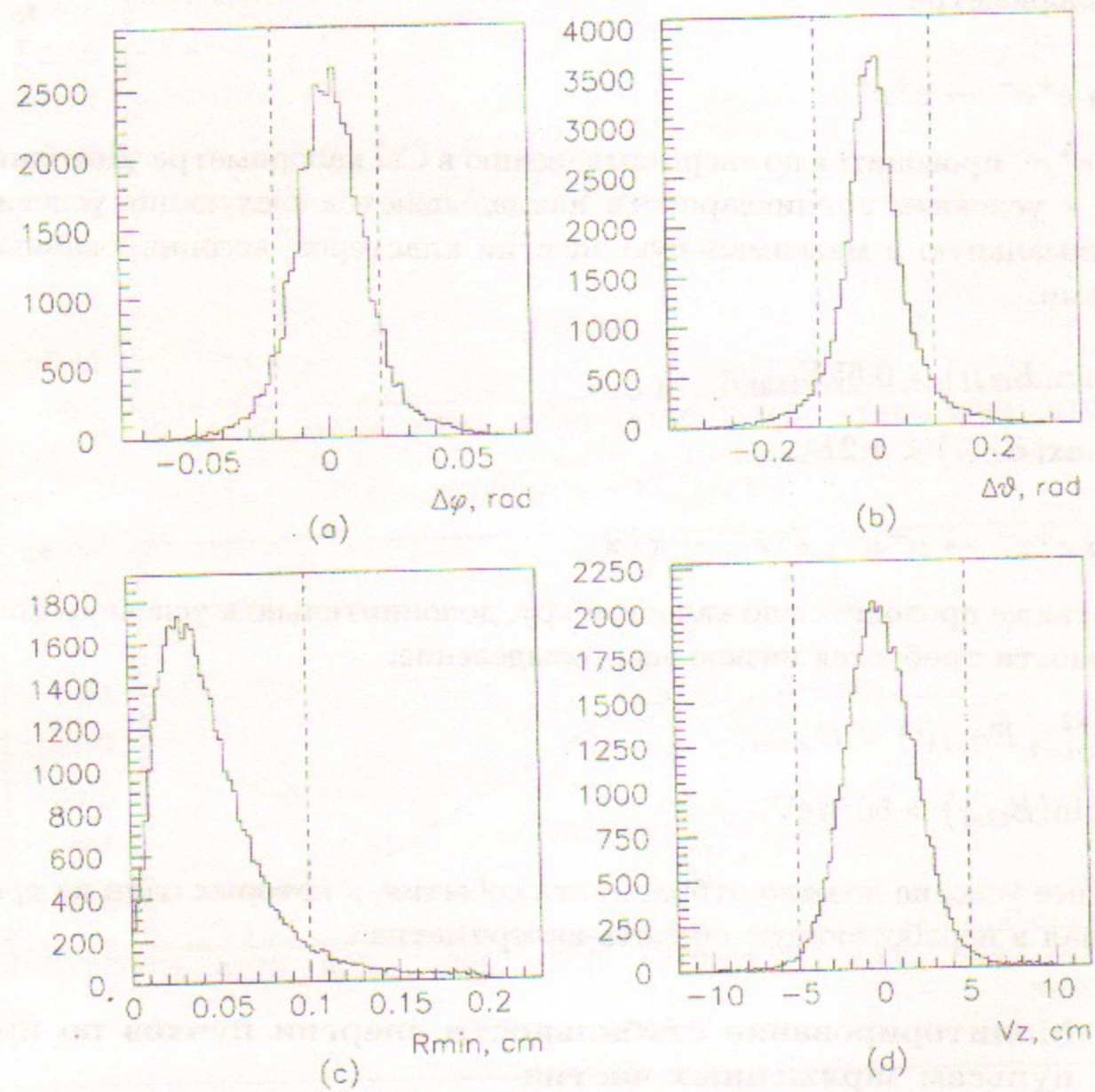


Рис. 7: Распределения по параметрам, используемым при отборе коллинеарных событий. (a) — Расколлинеарность по азимутальному углу; (b) — расколлинеарность по полярному углу; (c) — наибольшее для двух треков минимальное расстояние до оси пучков; (d) — Z-координата вершины. Пунктирными линиями показаны границы отбора.

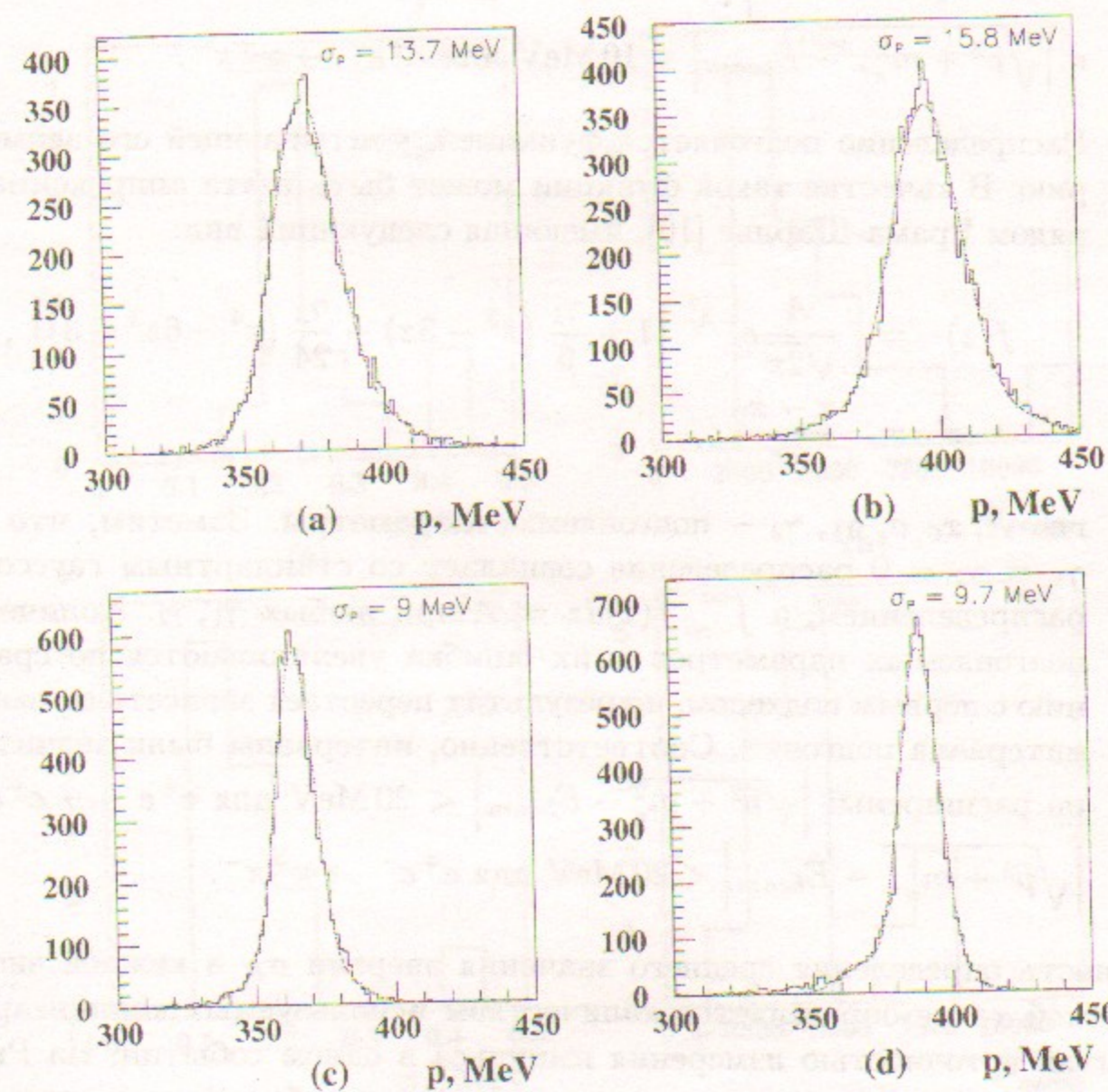


Рис. 8: Импульсные распределения. (a,b) — Средний импульс двух треков, (c,d) — импульс, определяемый по подгонке одной дугой. (b,d) — события Баба-рассеяния, (a,c) — остальные коллинеарные события. Все распределения подогнаны функцией, описываемой формулой 3.

1. Распределение подгоняется в сравнительно узком интервале вблизи максимума, где оно достаточно хорошо описывается стандартным нормальным распределением. Наличие хвостов при этом практически не влияет на величину среднего, но возникает некоторый произвол в выборе интервала для подгонки. В нашем случае интервал задавался условиями $|\sqrt{\hat{p}^2 + m_e^2} - E_{beam}| < 10 \text{ MeV}$ для $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ и $|\sqrt{\hat{p}^2 + m_{\pi^+}^2} - E_{beam}| < 10 \text{ MeV}$ для $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$.

2. Распределение подгоняется функцией, учитывающей его асимметрию. В качестве такой функции может быть взята аппроксимация рядом Грама-Шарлье [16], имеющая следующий вид:

$$f(z) = \frac{A}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{z^2}{2}} \left[1 + \frac{\gamma_1}{6} (z^3 - 3z) + \frac{\gamma_2}{24} (z^4 - 6z^2 + 3) \right], \quad (3)$$

$$z = \frac{x - x_0}{\sigma};$$

где $A, x_0, \sigma, \gamma_1, \gamma_2$ — подгоняемые параметры. Заметим, что при $\gamma_1 = \gamma_2 = 0$ распределение совпадает со стандартным гауссовым распределением, а $\int_{-\infty}^{\infty} f(z) dz = A$ при любых γ_1, γ_2 . Количество подгоняемых параметров и их ошибка увеличиваются по сравнению с первым подходом, но результат перестает зависеть от выбора интервала подгонки. Соответственно, интервалы были значительно расширены: $|\sqrt{\hat{p}^2 + m_e^2} - E_{beam}| < 20 \text{ MeV}$ для $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ и $|\sqrt{\hat{p}^2 + m_{\pi^+}^2} - E_{beam}| < 20 \text{ MeV}$ для $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$.

Точность определения среднего значения энергии σ_E в каждой энергетической точке определяется количеством используемых коллинеарных событий и точностью измерения импульса в одном событии. На Рис. 9 показаны распределения по σ_E и количеству событий для процессов $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ и $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-, e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$.

Поскольку предлагаемый метод предназначается не для абсолютной калибровки энергии, а для проверки стабильности энергии пучков и ее относительного соответствия измерениям по МРД, нам важна не сама величина $\Delta E = \sqrt{\hat{p}^2 + m^2} - E_{beam}$, а ее зависимость от энергии пучков, т.е. среднее ΔE определено с точностью до произвольной константы. Эта константа зависит от типа событий в связи с разными потерями dE/dx в ДК и разной систематикой трековой системы. Можно объединить результаты для $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ и для $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$, приписав им одинаковое

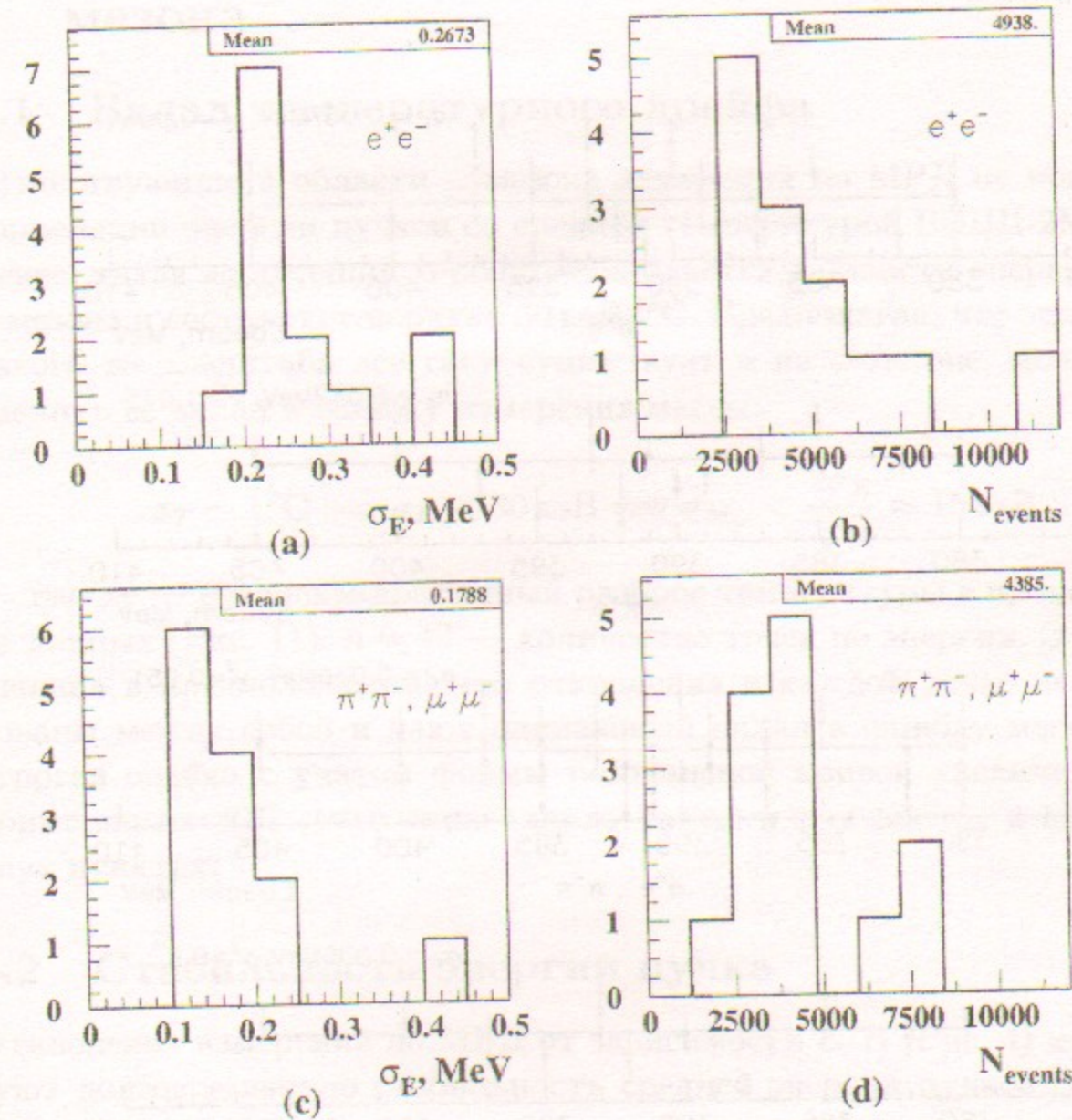


Рис. 9: Распределения по точности определения средней энергии (а,с) и количеству коллинеарных событий (b,d). По вертикальным осям отложено количество соответствующих энергетических точек. (а,b) — события Баба-рассеяния, (с,d) — остальные коллинеарные события.

среднее значение ΔE (например, $\Delta E = 0$). В области ω -мезона сечения обоих процессов равны по порядку величины и одновременное использование обоих классов событий существенно для увеличения статистики и повышения точности.

Оба подхода дают приблизительно один и тот же результат, показанный на Рис. 10. Точность измерения среднего импульса в каждой точке по

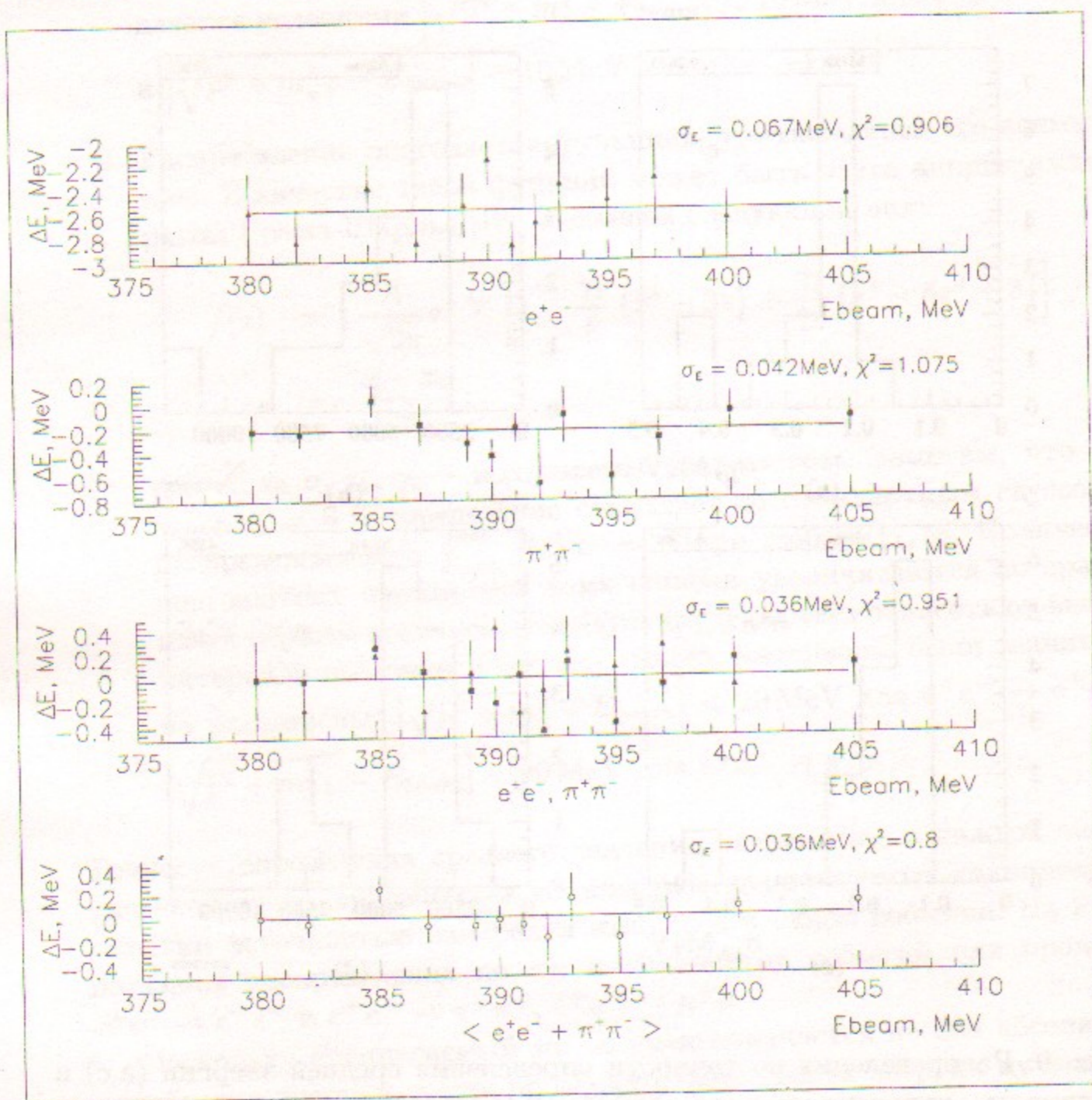


Рис. 10: Стабильность средней энергии пучков ВЭПП-2М во время набора статистики. Средняя энергия в каждой точке определялась подгонкой рядом Грама-Шарлье согласно формуле 3.

всем типам коллинеарных событий порядка 110 кэВ, что соответствует точности измерения стабильности средней энергии одного пучка.

4 Оценка возможной ошибки в массе ω -мезона

4.1 Вклад температурного дрейфа

Существующие в области ω -мезона измерения по МРД не показывают корреляции энергии пучков со средней температурой ВЭПП-2М. Тем не менее, такая корреляция хорошо наблюдается в области энергий вблизи ϕ -мезона и составляет порядка 30 кэВ/°С. Предполагая, что зависимость такого же масштаба все-таки существует и на ω -мезоне, можно грубо оценить ее вклад в ошибку измерения массы:

$$\sigma_T \sim 1^\circ\text{C} \Rightarrow \sigma_E < 30 \text{ кэВ} \Rightarrow \sigma_{M_\omega} < \frac{2\sigma_E}{\sqrt{n}} \approx 15 \text{ кэВ},$$

где σ_T — среднеквадратичный разброс температуры в процессе набора данных (Рис. 11), $n = 13$ — количество точек по энергии. Эта оценка сделана в предположении, что отклонения в каждой точке не коррелированы между собой и дают одинаковый вклад в ошибку массы. Более строгая оценка с учетом формы резонансной кривой увеличивает σ_{M_ω} примерно на 30%, что справедливо также и для оценок в следующих двух пунктах.

4.2 Стабильность энергии пучка

Отклонения измерений по МРД от зависимости E/V (Рис. 4) характеризуют долговременную стабильность средней энергии пучков ВЭПП-2М. Поскольку перестройка энергии ускорителя происходит при помощи изменения магнитного поля в поворотных магнитах в соответствии с приведенной зависимостью, а измерения по МРД производились в сравнительно произвольный момент времени, можно считать, что среднеквадратичный разброс энергии в процессе набора экспериментальных данных был порядка 55 кэВ. Тогда:

$$\sigma_E \approx 55 \text{ кэВ} \Rightarrow \sigma_{M_\omega} < \frac{2\sigma_E}{\sqrt{n}} \approx 30 \text{ кэВ}.$$

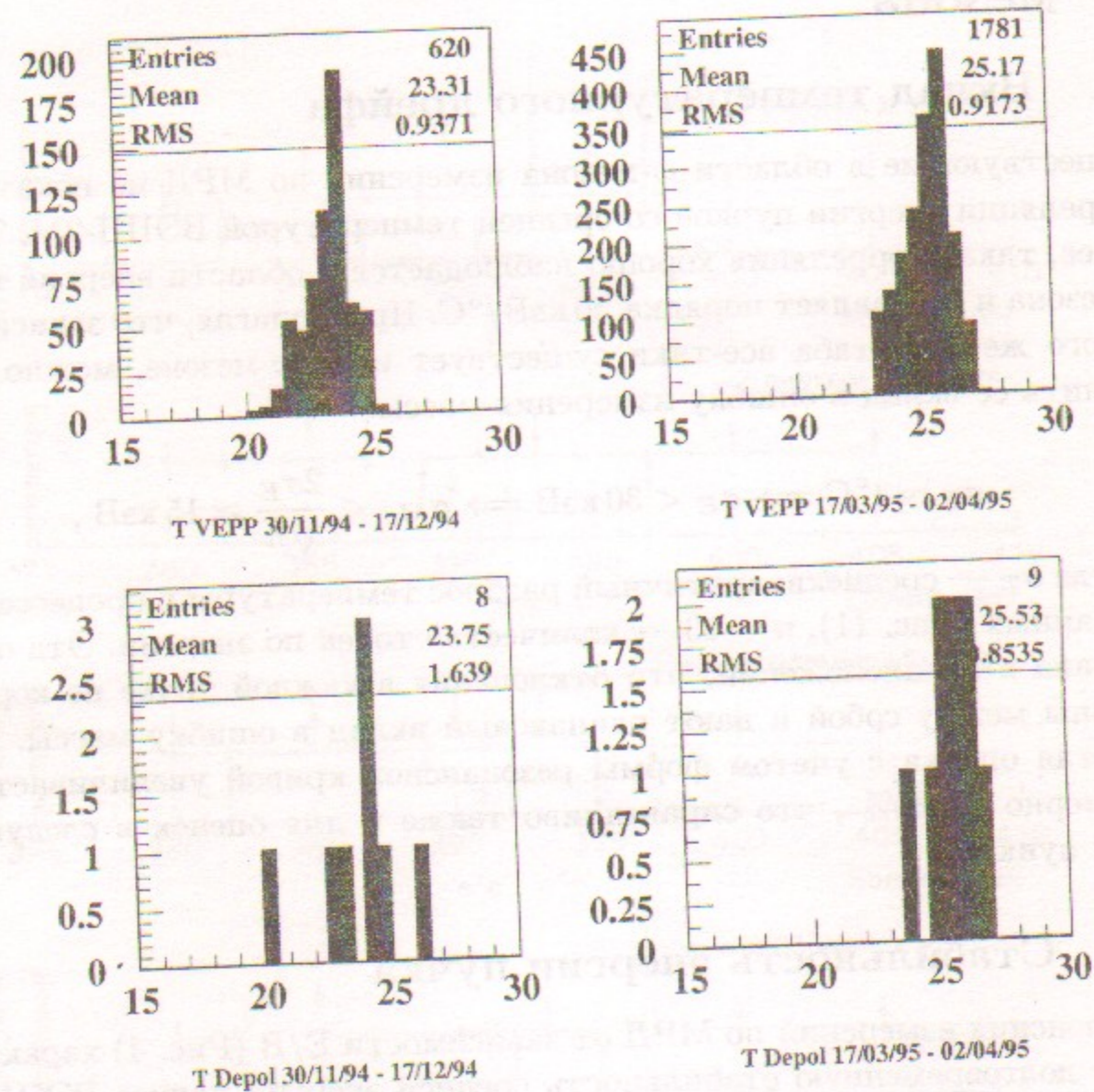


Рис. 11: Температура ВЭПП-2М. Верхние картинки — температура во время набора статистики, нижние — температура во время проведения деполяризации. Даты показывают периоды работы детектора.

4.3 Импульсы заряженных частиц

Прямые измерения стабильности энергии пучков по импульсам заряженных частиц имеют точность порядка 110 кэВ в точке, что значительно хуже, чем предыдущий метод, но может быть использован, как независимая оценка сверху. Тогда:

$$\sigma_E \approx 110 \text{ кэВ} \Rightarrow \sigma_{M_\omega} < \frac{2\sigma_E}{\sqrt{n}} \approx 60 \text{ кэВ}.$$

Все вышеизложенное позволяет заключить, что стабильность средней энергии пучков ВЭПП-2М во время сканирования ω -мезона в 1994–95 годах была порядка 55 кэВ (Рис. 4(б)), что включает в себя и вклад от температурных колебаний ускорителя. Аналогичная величина $\frac{\sigma_E}{E} = (1 \div 2) \cdot 10^{-4}$, полученная в результате анализа суточной нестабильности средней энергии пучков ВЭПП-2М, приведена и в работе [15]. Как будет показано в Главе 5, такой разброс энергий приводит к систематической ошибке в массе ω -мезона около 40 кэВ.

5 Определение параметров ω -мезона

5.1 Отбор событий

Характерная сигнатура процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ — два неколлинеарных трека в Дрейфовой камере и один или два фотонных (т.е. непривязанных к трекам) кластера в цилиндрическом калориметре. Торцевой калориметр в заходах 94–95 года фактически не использовался в обработке, и, далее, под словом калориметр мы везде будем подразумевать только цилиндрический калориметр. Основной фон для событий $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ — это события $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-(\gamma)$, $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$, $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$. Эти фоновые процессы также дают два неколлинеарных трека в Дрейфовой камере и, как правило, один фотонный кластер в калориметре. Однако, фоновые события имеют существенно другое распределение по углу расколлинearности треков. События $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$, кроме того, сильно отличаются по энергвыделению в калориметре. Отбор событий осуществлялся таким образом, чтобы, с одной стороны, как можно сильнее подавить фоновые события, а с другой стороны, иметь возможность определить процент отбрасываемых полезных событий, а, следовательно, ошибку эффективности регистрации, на уровне 10^{-2} . Исходя из этого, основой для отбора событий служила информация из трековой системы, эффективность которой в заходах

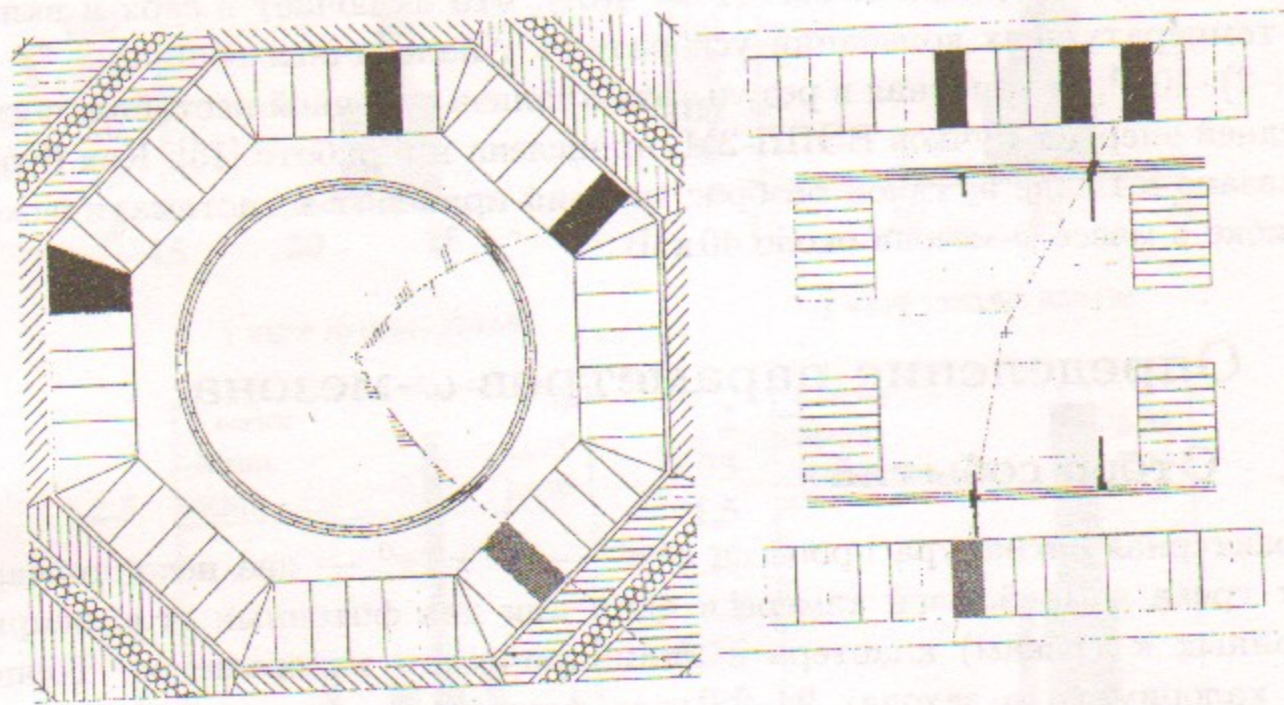


Рис. 12: Характерное событие $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, зарегистрированное в детекторе КМД-2.

практически стабильна, близка к 100% и может быть определена по тестовым событиям. Подробнее этот вопрос будет обсужден в разделе 5.5. Информация из калориметра использовалась только для отбраковки фона и практически не влияла на эффективность отбора полезных событий. Дополнительный фон составляют космические частицы и частицы, выходящие из пучков. Небольшая часть таких событий может выглядеть в трековой системе как 2 неколлинеарных трека и имитировать события $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$. Эта часть фона отличается местоположением вершины треков, не совпадающим с местом встречи пучков. В результате были зафиксированы следующие условия отбора, логически разделяющиеся на 3 группы:

I. В трековой системе восстановлены два неколлинеарных трека, т.е.

- (а) сработали заряженный и третичный триггеры,
- (б) $N_{trk} = 2$, треки из одной вершины,
- (в) оба трека восстановлены без ошибок (имеют статус ОК),
- (г) треки принадлежат частицам с противоположными зарядами,
- (д) каждый трек проведен не менее чем по 6 точкам в XY плоскости,
- (е) минимальное расстояние от трека до места встречи в $R\phi$ плоскости для ближайшего к месту встречи трека $R_{min} < 0.1$ см,
- (ж) $|Z_{vertex}| < 10$ см,
- (з) расколлинеарность по азимутальному углу $|\phi_1 - \phi_2| - \pi| > 0.25$ радиан,
- (и) $P_{1,2}^{tot} < 400 \left(\frac{E_{beam}}{391}\right) \text{ МэВ/с}$,
- (й) $0.35 < \frac{P_1^{tot} + P_2^{tot}}{2E_{beam}} < 0.80$,
- (к) инвариантная масса двух заряженных частиц $M_{inv} < 1.66E_{beam}$;

II. Оба трека попали в телесный угол, обеспечивающий высокую эффективность запуска и реконструкции:

- (а) $0.85 < \theta_{1,2} < \pi - 0.85$, границы телесного угла можно менять;

III. Калориметр используется для отбраковки $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-(\gamma)$, $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ и $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$ событий:

(а) минимальный угол между направлением недостающего импульса пары заряженных частиц и кластерами в калориметре больше 0.1 радиан,

(б) кластер с максимальным энерговыделением из числа пришитых к трекам (E_{CSI}^{max}) удовлетворяет условию $E_{CSI}^{max} < 190$ МэВ или $M_x^2 > (134.6 \cdot (E_{CSI}^{max} - 190) - 10^4) \text{ МэВ}^2/c^4$ (см. Рис. 15).

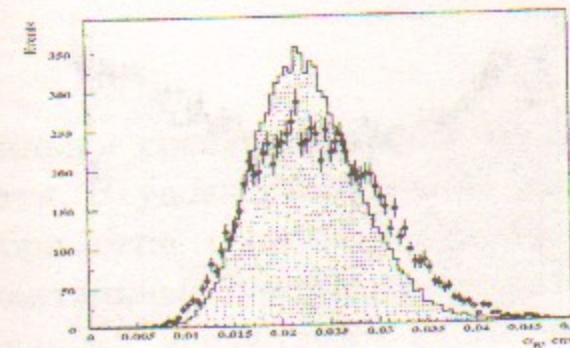
5.2 Сравнение с моделированием

Для определения эффективности регистрации детектором КМД-2 процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ и фоновых процессов $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-(\gamma)$, $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$, $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$ использовалась программа моделирования CMD2SIM [17], написанная на основе пакета GEANT [18]. Программа CMD2SIM содержит описание всех систем КМД-2, а также пассивного вещества и обеспечивает полное моделирование детектора. Последнее означает, что CMD2SIM вычисляет отклик активных частей детектора на прохождение моделированных частиц, производит оцифровку данных в соответствии с работой реального электронного тракта детектора и выдает выходной файл в таком же формате, как и экспериментальные данные, записанные на магнитные ленты.

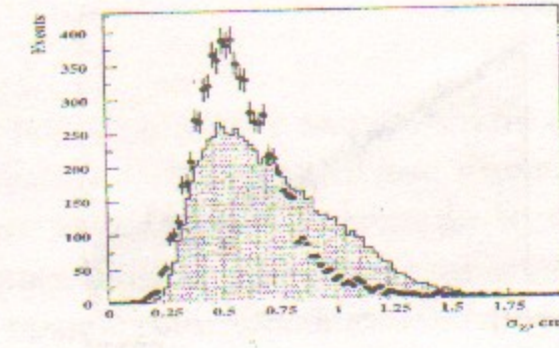
Для лучшего соответствия моделирования эксперименту программа моделирования учитывает пространственные, временные и энергетические разрешения систем детектора, кроме того учитываются эффективности срабатывания проволочек в Дрейфовой камере. Эти параметры определяются из экспериментальных данных отдельно для каждой группы заходов. В нашем эксперименте они определялись отдельно для заходов 1994 и 1995 годов и оказались одинаковыми в пределах статистических ошибок.

На рисунках 13 и 14 приведены основные параметры, используемые в отборе событий $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$. Видно, что моделирование удовлетворительно описывает угловые, импульсные и координатные распределения. Различия, наблюдаемые на рисунках 13(в, г) и 14(в, г) вблизи пунктирных линий, связаны с наличием в экспериментальных событиях примеси фоновых процессов, что и приводит к появлению соответствующих обрезаний.

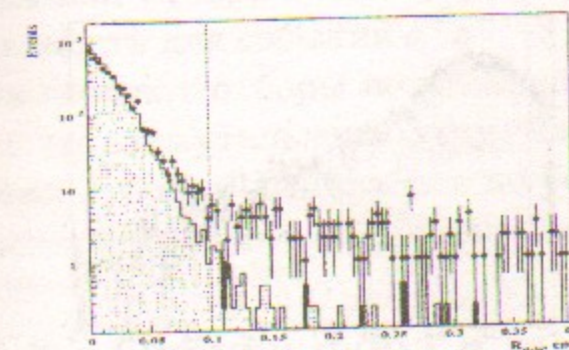
К сожалению, моделирование не может учесть всех особенностей работы детектора в конкретной ситуации. Так, например, для точности измерения z -координаты в Дрейфовой камере моделирование дает пра-



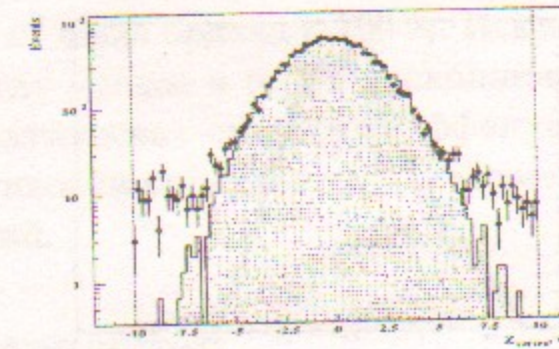
(а) Среднее по треку разрешение в $r - \phi$ плоскости.



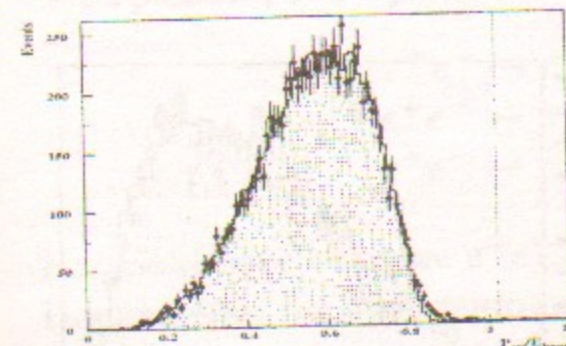
(б) Среднее по треку разрешение по z -координате.



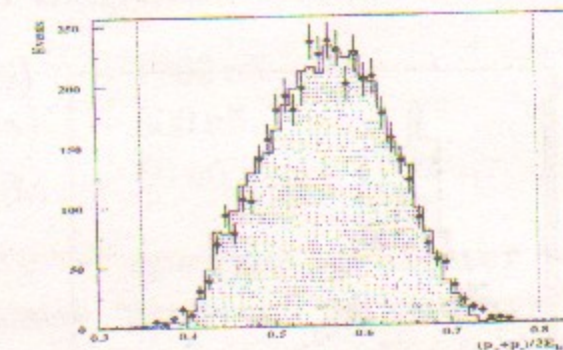
(в) Минимальное расстояние от трека до места встречи в $r - \phi$ плоскости.



(г) Распределение по z -координате вершины.

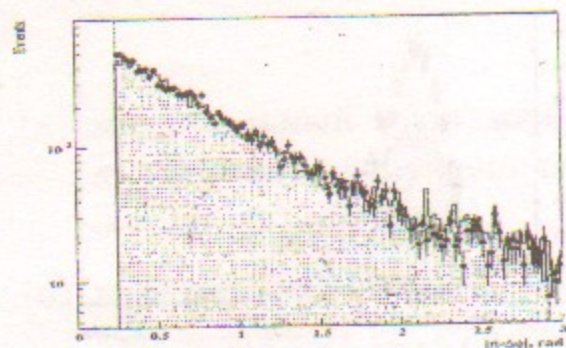


(д) Распределение по полному импульсу заряженных пионов в единицах энергии пучка.

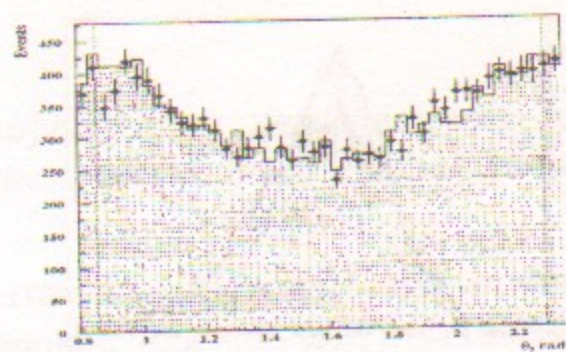


(е) Распределение по среднему полному импульсу пары заряженных пионов в единицах энергии пучка.

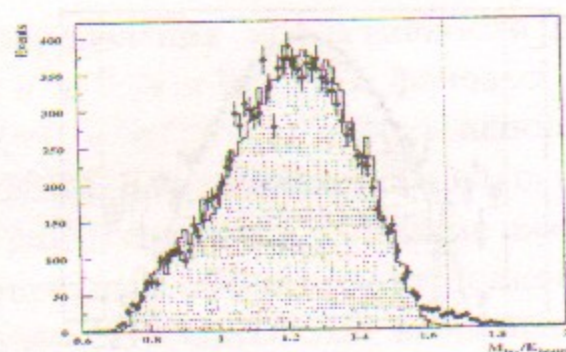
Рис. 13: Сравнение основных параметров отбираемых событий с моделированием. Заштрихованная гистограмма — моделирование, точки с ошибками — экспериментальные данные. Пунктирные линии соответствуют условиям отбора, применяемым к соответствующему параметру.



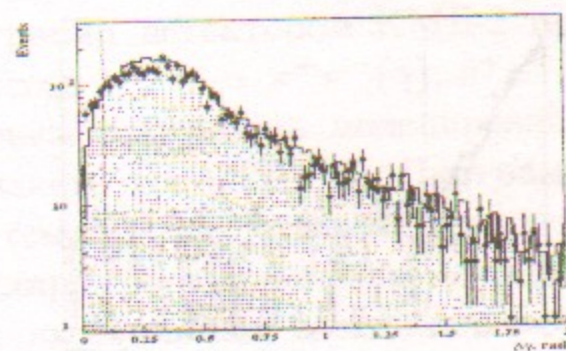
(а) Распределение по расколлинearности по азимутальному углу.



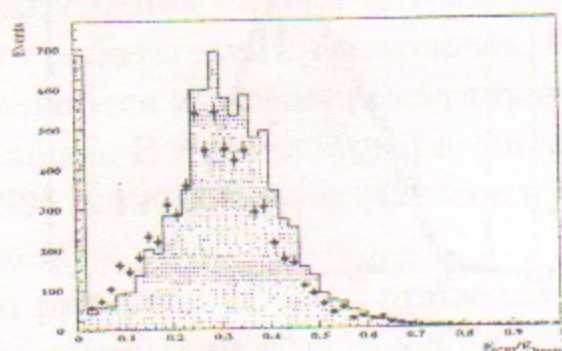
(б) Распределение по полярному углу трека.



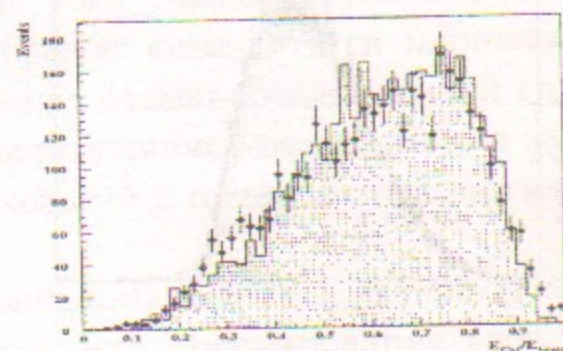
(в) Распределение по инвариантной массе пары заряженных пионов в единицах энергии пучка.



(г) Распределение по угловому расстоянию между направлением недостающего импульса и ближайшим фотонным кластером.



(д) Распределение по энергосвободению заряженных пионов в калориметре в единицах энергии пучка.



(е) Распределение по энергосвободению электронов и позитронов в калориметре в единицах энергии пучка.

Рис. 14: Сравнение основных параметров отбираемых событий с моделированием. Заштрихованная гистограмма — моделирование, точки с ошибками — экспериментальные данные. Пунктирные линии соответствуют условиям отбора, применяемым к соответствующему параметру.

вильное среднее значение, но форма распределения значительно отличается. Неудовлетворительно моделируется энергосвободение пионов в калориметре, поскольку существующие теоретические модели и экспериментальные данные не позволяют рассчитать ядерные взаимодействия пионов с веществом с необходимой точностью. Особенности работы детектора учитываются только в среднем по большой группе заходов и для каждого конкретного захода могут не совпадать с экспериментом.

Для того, чтобы уменьшить систематику в определении эффективностей, связанную с неточностью и неполнотой моделирования, большинство условий отбора было сформулировано таким образом, чтобы их эффективность для событий $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ была близка к 100%. Исключение составляют отборы по полярному углу треков и по их расколлинearности по азимутальному углу. Систематическая ошибка в эффективности этих отборов оценивалась по устойчивости определяемых параметров ω -мезона к изменению границ обрезаний.

5.3 Оценка фона и его подавление

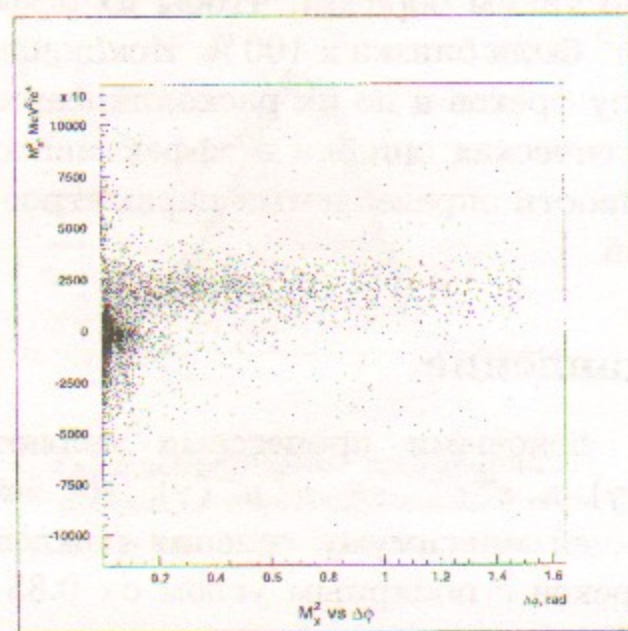
Как уже упоминалось, основными фоновыми процессами являются $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$, $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-(\gamma)$ и $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$. На энергии 782 МэВ в с.л.м., соответствующей максимуму сечения рождения ω -мезона, при отборе заряженных треков с полярным углом от 0.85 до $\pi - 0.85$ радиан, эти процессы имеют следующие сечения:

$$\begin{aligned} e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma) &\sim 1300 \text{ нб}, \\ e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-(\gamma) &\sim 800 \text{ нб}, \\ e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma) &\sim 80 \text{ нб}. \end{aligned}$$

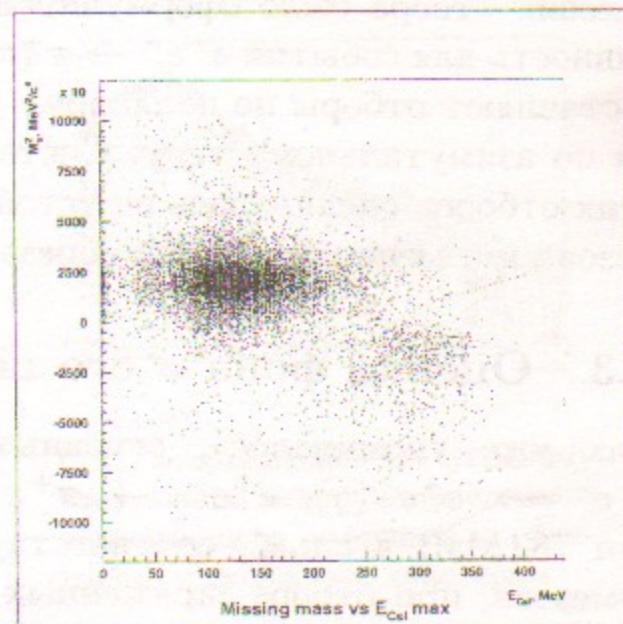
Наблюдаемое сечение $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ при этом составляет ~ 300 нб.

Подавление перечисленных фоновых процессов достигается прежде всего за счет отбора только неколлинеарных треков. Этот отбор также значительно подавляет фон от космических частиц. Неколлинеарные $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ дополнительно эффективно подавляются по энергосвободению в калориметре (Рис. 15(б)), при этом потери событий $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ практически не происходит, что хорошо видно на Рис. 16(а).

После применения всех условий отбора, согласно моделированию остается следующее количество фоновых событий (в скобках приведено среднее наблюдаемое сечение для каждого из процессов):

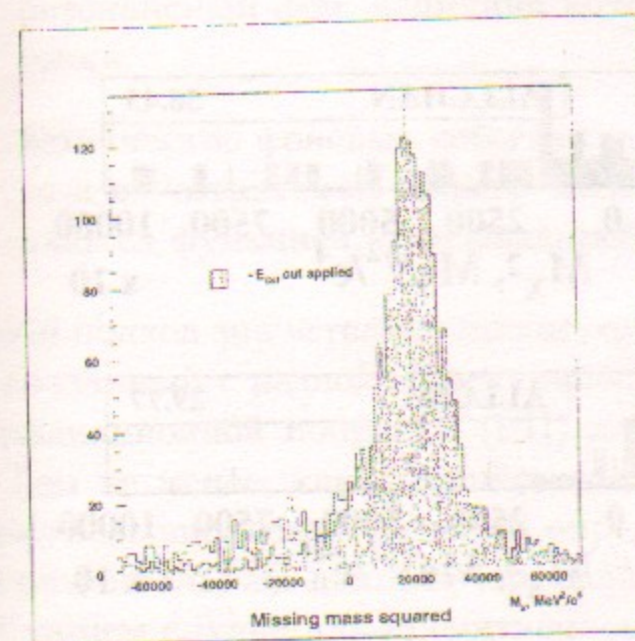


(а) Распределение по квадрату недостающей массы в зависимости от угла расколлинеарности двух заряженных треков.

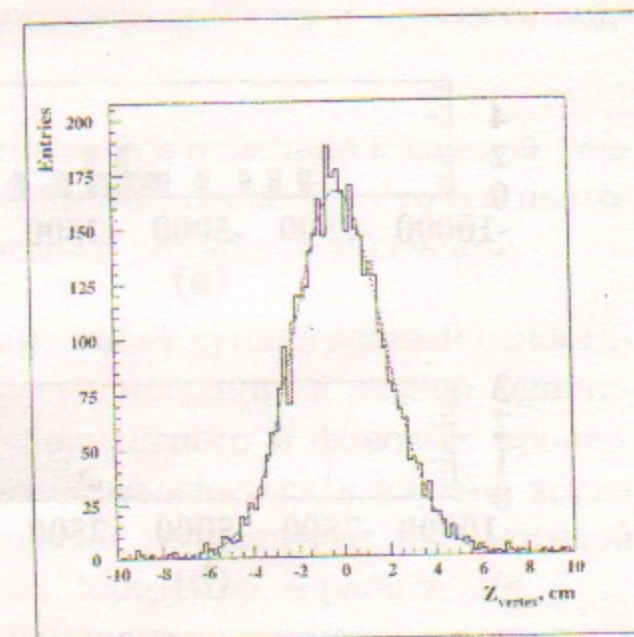


(б) Распределение по квадрату недостающей массы в зависимости от максимального среди двух заряженных частиц энерговыделения в калориметре.

Рис. 15: Графическое изображение условий отбора Из и IIIб на рисунках (а) и (б) соответственно. На Рис. (б) правый нижний угол соответствует отбрасываемым событиям. (б) получено после применения условия отбора, показанного на (а).



(а) Распределение по квадрату недостающей массы. Запунктированная гистограмма соответствует применению отбора IIIб, показанного на Рис. 15(б). Пунктирная линия соответствует квадрату массы π^0 .



(б) Распределение по z-координате вершины двух заряженных треков. Сплошная кривая — аппроксимация функцией Гаусса с постоянной подложкой.

Рис. 16: Распределения по квадрату недостающей массы (а) и по z-координате вершины (б) после применения всех условий отбора.

$e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$	56	(~ 1.5 нб),
$e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-(\gamma)$	60	(~ 0.3 нб),
$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$	30	(~ 0.5 нб).

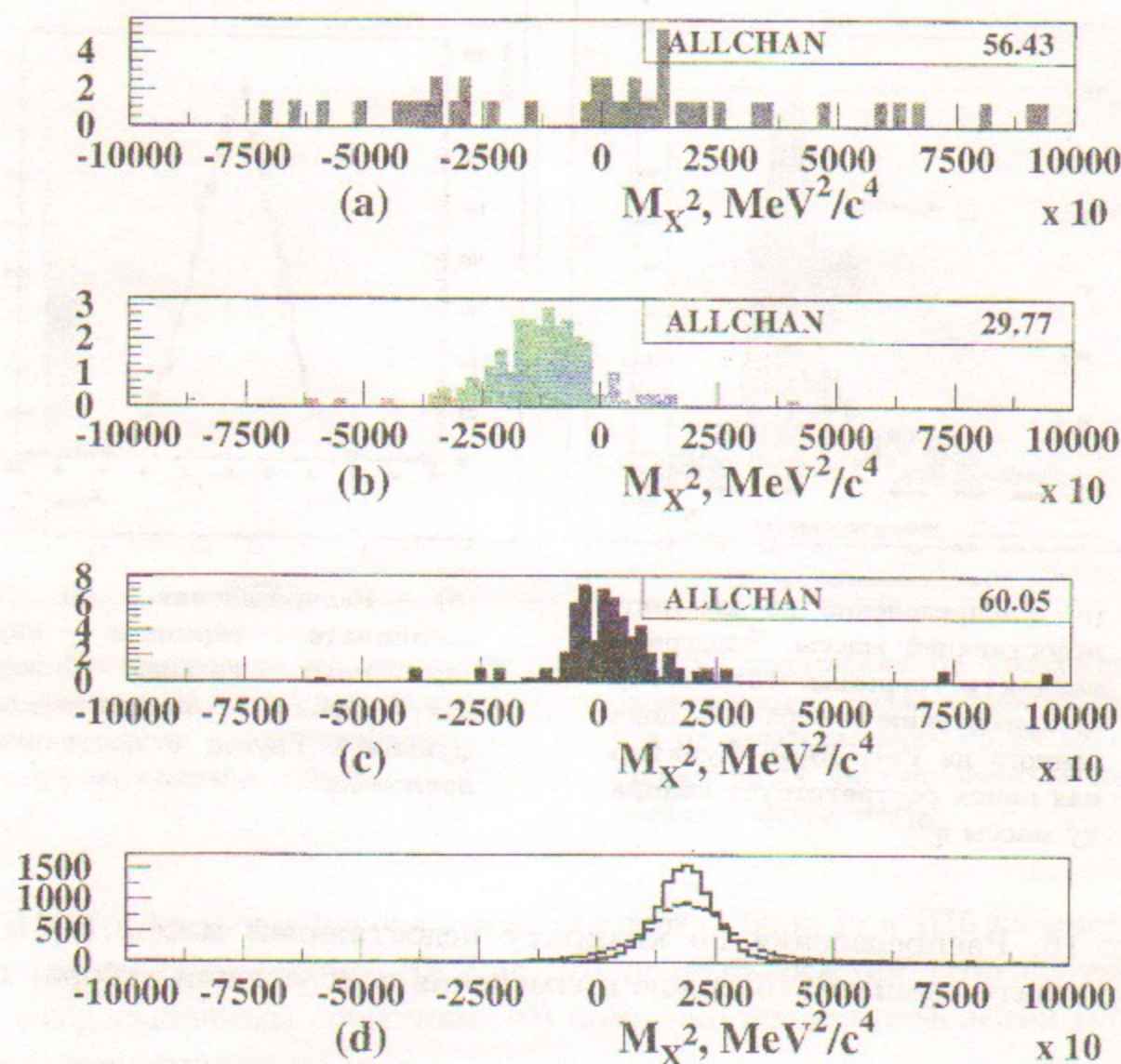


Рис. 17: Распределения по недостающей массе для основных фоновых процессов (по моделированию) — $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ (a), $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$ (b), $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-(\gamma)$ (c) и процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ (d) (гистограмма — моделирование, точки с ошибками — эксперимент). “ALLCHAN” на гистограммах (a – c) показывает число оставшихся событий фонового процесса, соответствующее набранному интегралу светимости.

5.4 Определение числа событий

При наличии фоновых процессов, имеющих нерезонансный характер в данной области энергий, возможны два принципиально разных подхода к подгонке экспериментальных точек:

1. В каждой энергетической точке определяется полное число событий, удовлетворяющих критериям отбора, после чего точки подгоняются функцией, содержащей в качестве дополнительного слагаемого нерезонансный фон, величина которого определяется в процессе подгонки.
2. Количество фоновых событий вычисляется отдельно в каждой точке и вычитается из общего числа событий, после чего точки подгоняются функцией, описывающей только резонансное сечение.

Первый подход значительно проще, однако имеет существенный недостаток, связанный с разной эффективностью регистрации и разной величиной радиационной поправки (РП) для резонансного и фоновых процессов. Тем не менее, такой подход может использоваться в случае, когда точность вычисляемых сечений определяется, в основном, статистикой экспериментальных данных, как делалось, например, в работе [19].

В нашем случае для прецизионного измерения параметров резонанса использовался второй способ. Число событий $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ в каждой точке определялось двумя независимыми способами:

1. События $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ и фоновые события имеют существенно разные распределения по недостающей массе, что видно на Рис. 17. Для процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ форма распределения определялась по экспериментальным данным в максимуме ω -резонанса. Эта форма фиксировалась и использовалась в каждой точке по энергии в сумме с подложкой, описывающей фоновые события;
2. Фоновые события $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$, $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$ и $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-(\gamma)$ моделировались в соответствии с электродинамическими сечениями и результатами измерения сечения $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ в районе ω -мезона [9]. Количество космических событий определялось в каждой точке подгонкой распределения по z -координате вершины двух треков распределением Гаусса с подложкой.

5.5 Определение эффективностей

По числу событий процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ — $N_{\pi^+\pi^-\pi^0}$, зарегистрированных в каждой точке по энергии с интегралом светимости $\int Ldt$, восстанавливалось сечение процесса $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$:

$$\sigma_{\pi^+\pi^-\pi^0} = \frac{N_{\pi^+\pi^-\pi^0}}{\int Ldt \cdot \varepsilon_{trig} \varepsilon_{MC} \varepsilon_{M_X^2} (1 + \delta_{rad})(1 + \delta_E)}, \quad (4)$$

где ε_{trig} — эффективность триггера, ε_{MC} — эффективность регистрации, рассчитанная по событиям моделирования, $\varepsilon_{M_X^2}$ — вероятность выполнения условий отбора для недостающей массы (Условие ПБ), δ_{rad} — радиоправки, $1 + \delta_E$ — множитель, учитывающий разброс энергии в пучке.

К сожалению, моделирование не позволяет получить полную эффективность регистрации. Во-первых, моделирование не учитывает эффективность триггера (для трекового процессора моделируемая эффективность практически всегда равна 100%, третичный триггер вообще не описан в моделировании). Во-вторых, моделированное распределение по недостающей массе примерно в 1.5 раза уже, чем для экспериментальных данных, и условие отбора ПБ пропускает все моделированные события $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$. Для более корректного учета этих эффективностей ε_{trig} и $\varepsilon_{M_X^2}$ определялись по специальным тестовым событиям и составили соответственно $\varepsilon_{trig} = 0.995 \pm 0.002$ и $\varepsilon_{M_X^2} = 0.992 \pm 0.002$.

Для правильного вычисления эффективности регистрации процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ необходимо учесть кинематику излученного фотона непосредственно в первичном генераторе. При прохождении через ω -резонанс спектр излученных фотонов и кинематика конечных частиц меняется, что после применения условий отбора приводит к изменению эффективности регистрации. Зависимость эффективности регистрации, полученной с помощью CMD2SIM, от энергии в с.ц.м. показана на Рис. 18. Видно, что при переходе через максимум резонанса в области 782 МэВ происходит плавное изменение эффективности примерно на 2.5%.

5.6 Радиационные поправки

Радиационные поправки к процессу $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ рассчитывались согласно работе [23] с точностью порядка 0.5%. Поскольку величина РП существенно зависит от параметров ω -мезона, расчет велся итерационным образом. Реально достаточно 2–3 итерации для того, чтобы изменения РП стали меньше заявленной точности.

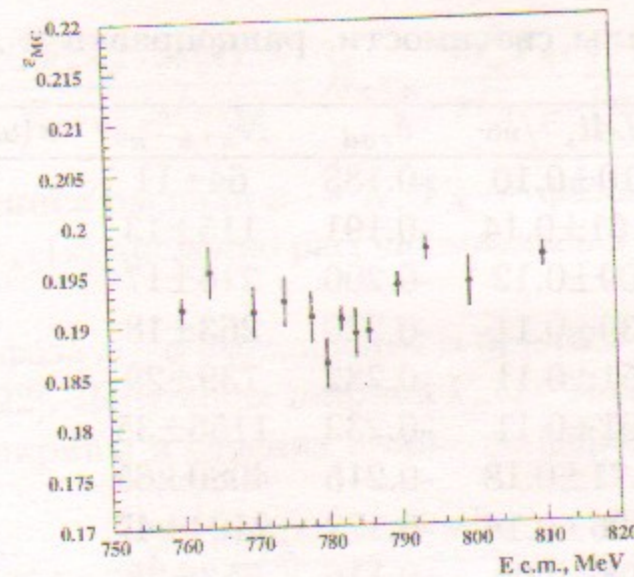


Рис. 18: Зависимость эффективности регистрации процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ (ε_{MC}), полученной в результате моделирования с учетом радиоправки от энергии в системе центра масс.

5.7 Поправки на разброс энергии частиц в пучке

Из-за нелинейной формы резонансной кривой, разброс энергии в пучке приводит к изменению величины наблюдаемого сечения (коэффициент $1 + \delta_E$ в формуле 4). Если $S_0(E)$ — зависимость сечения от энергии без учета разброса энергии в пучке σ_E , то наблюдаемое сечение в точке E_0 будет равно

$$S(E_0) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} S_0(E) \cdot e^{-\frac{(E-E_0)^2}{2\sigma_E^2}} dE}{\int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{(E-E_0)^2}{2\sigma_E^2}} dE}$$

Эффект максимален в области пика резонанса, где он составляет около 0.15%, что значительно меньше статистической ошибки.

5.8 Подгонка данных и определение параметров резонанса

Сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ в каждой точке по энергии определялось по формуле 4. Результаты приведены в Табл. 4 вместе с интегралами светимости и рад.поправками в каждой точке.

Таблица 4: Интегралы светимости, радиоправки и данные по сечению $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$.

E_{beam} , МэВ	$\int Ldt$, 1/нб	δ_{rad}	$N_{\pi^+\pi^-\pi^0}$	$\sigma(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)$, нб
380.092	6.10±0.10	-0.183	64±11	68±11
382.083	10.61±0.14	-0.191	115±13	70±8
385.053	8.09±0.12	-0.206	216±17	178±15
387.190	6.39±0.11	-0.220	263±18	277±21
389.087	6.51±0.11	-0.232	739±29	784±40
390.087	6.91±0.11	-0.232	1155±35	1185±50
391.113	18.71±0.18	-0.215	4080±65	1480±30
392.119	10.26±0.14	-0.172	2104±47	1328±44
393.018	5.08±0.09	-0.116	753±28	897±43
395.047	9.15±0.12	0.031	747±29	414±19
397.068	9.02±0.08	0.178	403±22	195±11
400.000	9.59±0.12	0.358	313±19	126±8
405.071	14.05±0.15	0.613	244±18	56±4

Экспериментальные данные подгонялись кривой, учитывающей интерференцию ω и ϕ резонансов, описываемых формулой Брейт-Вигнера с ширинами, зависящими от энергии:

$$\sigma_{e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0}(s) = \frac{F_{\pi^+\pi^-\pi^0}(s)}{s^{3/2}} \cdot \left| \sqrt{\frac{\sigma_0(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) \cdot M_\omega}{F_{\pi^+\pi^-\pi^0}(M_\omega^2)} \cdot \frac{M_\omega^2 \Gamma_\omega}{M_\omega^2 - s - i\sqrt{s}\Gamma_\omega(s)} + e^{i\alpha} \sqrt{\frac{\sigma_0(\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) \cdot M_\phi}{F_{\pi^+\pi^-\pi^0}(M_\phi^2)} \cdot \frac{M_\phi^2 \Gamma_\phi}{M_\phi^2 - s - i\sqrt{s}\Gamma_\phi(s)}} \right|^2,$$

где $F_{\pi^+\pi^-\pi^0}(s)$ — фазовый объем системы трех пионов; $\sigma_0(X \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)$, M_X , Γ_X — сечение в пике, масса и полная ширина резонанса X соответственно. Заметим, что, поскольку ширина ϕ -мезона примерно в 2 раза меньше ширины ω -мезона и фазовый объем системы $\pi^+\pi^-\pi^0$ резко падает с уменьшением энергии, ω — ϕ -интерференция проявляется, в основном, вблизи ϕ -мезона и слабо влияет на поведение сечения $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ в области ω -резонанса.

Зависимость ширины ω -мезона от энергии учитывалась по формуле:

$$\Gamma_\omega(s) = \Gamma_\omega \cdot \left(B_{3\pi} \frac{\sqrt{s} F_{\pi^+\pi^-\pi^0}(s)}{m_\omega F_{\pi^+\pi^-\pi^0}(m_\omega^2)} + B_{\pi^+\pi^-} \frac{m_\omega^2 F_{\pi^+\pi^-}(s)}{s F_{\pi^+\pi^-}(m_\omega^2)} + B_{\pi^0\gamma} \frac{F_{\pi^0\gamma}(s)}{F_{\pi^0\gamma}(m_\omega^2)} \right),$$

где B_X — бранчинги распада $\omega \rightarrow X$, F_X — фазовый объем состояния X . Величина $F_{\pi^+\pi^-\pi^0}(s)$ численно рассчитывалась в модели распада $\omega \rightarrow \rho\pi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$.

Относительная фаза ω — ϕ смешивания α бралась равной $(155 \pm 15)^\circ$ на основе данных из [22]. Лептонная ширина $\Gamma_{e^+e^-}$ может быть рассчитана на основе полной ширины и сечения в пике по формуле:

$$\Gamma_{e^+e^-} = \Gamma_\omega \cdot \frac{\sigma_0(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)}{Br(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)} \cdot \frac{M_\omega^2}{12\pi}. \quad (5)$$

Бранчинг распада $Br(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) = 0.888 \pm 0.007$ и параметры ϕ -мезона были взяты из PDG [5], параметры ω -мезона $\sigma_0(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)$, M_ω , Γ_ω определялись как оптимальные параметры функции 5, при подгонке экспериментальных точек. Также определялось произведение $\Gamma_{e^+e^-} \cdot Br(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) \sim \sigma_0(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) \cdot \Gamma_\omega \cdot M_\omega^2$, зависящее только от наблюдаемых в эксперименте параметров ω -мезона.

В результате подгонки (Рис. 19) были получены следующие значения параметров:

$$\begin{aligned} \sigma_0(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) &= 1482 \pm 23 \text{ нб}, \\ \Gamma_{e^+e^-} \cdot Br(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) &= 0.537 \pm 0.012 \text{ кэВ}, \\ M_\omega &= 782.71 \pm 0.08 \text{ МэВ}, \\ \Gamma_{tot} &= 8.68 \pm 0.23 \text{ МэВ}, \\ \sigma_{фон} &= 12 \pm 5 \text{ нб}. \end{aligned}$$

Величина $\Gamma_{e^+e^-}$ вычислялась с учетом вышеприведенного значения $Br(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)$ и получилась равной:

$$\Gamma_{e^+e^-} = 0.605 \pm 0.014 \text{ кэВ}.$$

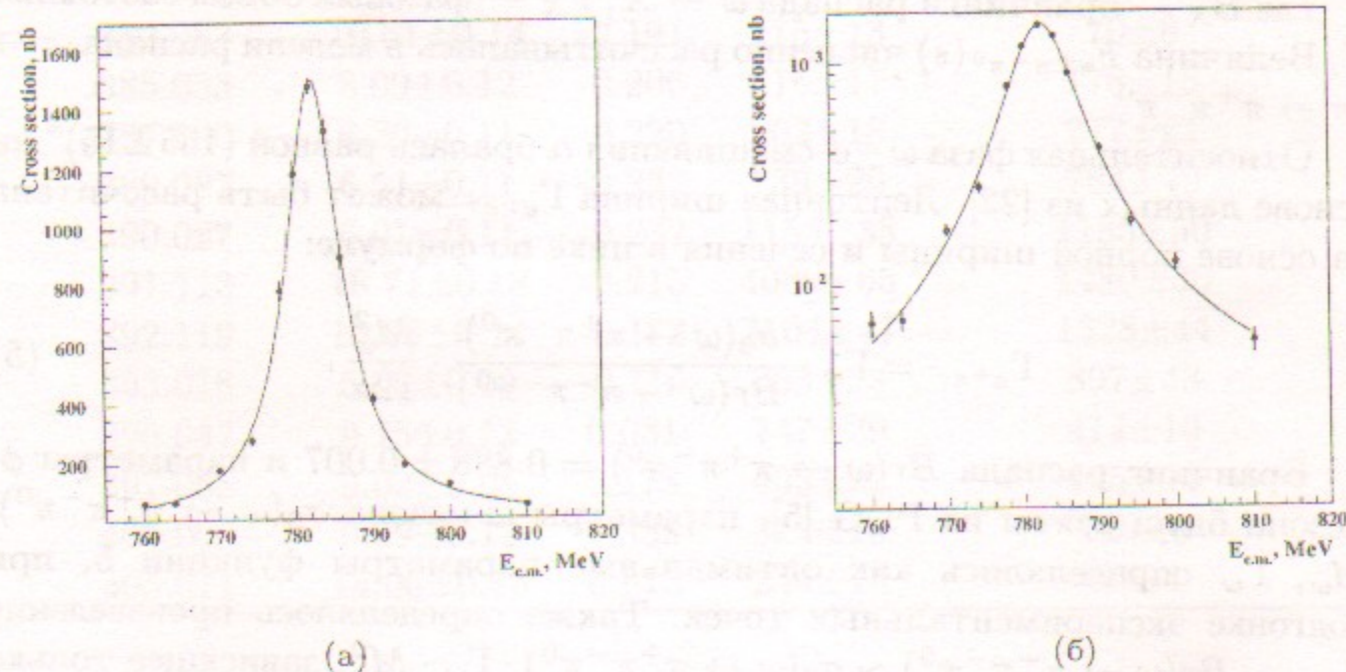


Рис. 19: Сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$. Сплошная кривая — аппроксимация с оптимальными значениями параметров. (а) — в обычном масштабе, (б) — в логарифмическом по вертикальной оси.

Таблица 5: Основные источники систематической ошибки в определении сечения $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$.

Источник ошибки	Величины
Определение телесного угла	0.3%
Эффективность триггера	0.1%
Эффективность реконструкции	0.5%
Ядерное взаимодействие пионов	0.4%
Распад пионов на лету	0.1%
Радиационные поправки	<0.5%
Определение светимости	1.0%
Всего	1.3%

5.9 Анализ систематических ошибок

Величины систематических ошибок в определении параметров ω -мезона сведены в Табл. 5. Ниже дается более подробное описание источников ошибок и их влияния на определяемые параметры.

5.9.1 Неопределенность энергии пучка

В процессе набора статистики среднее значение энергии пучка в ВЭПП-2М может отклоняться от величины, определенной по МРД. Как показано в Главе 3, эти отклонения имеют масштаб порядка 50 кэВ. При подгонке экспериментальных данных эта неопределенность учитывалась в виде вклада в полную ошибку в сечении в каждой точке. Неопределенность энергии пучков не связана с количеством отобранных событий и в этом смысле приводит к систематической ошибке в измерении параметров резонанса. Для лептонной и полной ширины эта ошибка незначительна, но в измерении массы ω -мезона она является основной. В приводимых результатах эта ошибка выделена из ошибки параметра подгонки в отдельную систематическую ошибку 0.04 МэВ (см. стр. 47).

5.9.2 Интеграл светимости

В настоящее время основной вклад в систематическую ошибку определения сечения (и, соответственно, лептонной ширины) ω -мезона дает точность измерения светимости порядка 1.4%, определяемая, в основном, точностью разделения коллинеарных событий и точностью расчета радиационных поправок (Табл. 6) [9].

5.9.3 Радиационные поправки

Формулы в работе [23] для расчета РП к полному сечению $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ имеют точность порядка 0.1÷0.2%. Однако, эти формулы не учитывают угловое распределение излученных фотонов, что не позволяет определить эффективность отбора событий при излучении жестких фотонов, меняющих геометрию события. Учет углового распределения может быть сделан в предположении, что в событии излучается не более одного фотона, что является хорошим приближением для жестких фотонов. Такой расчет РП имеет точность не хуже 0.5% и позволяет корректно определить эффективности регистрации событий в каждой точке по энергии.

Таблица 6: Основные источники систематической ошибки в определении светимости [9].

Источник ошибки	Оценка величины
Калибровка энергии ускорителя	0.1%
Разделение событий	0.6%
Определение телесного угла	0.2%
Эффективность триггера	0.2%
Эффективность реконструкции	0.3%
Ядерное взаимодействие пионов	0.4%
Распад пионов на лету	0.1%
Радиационные поправки	0.5%
Всего	1.0%

5.10 Эффективность реконструкции

Поскольку моделирование не может учесть всех особенностей работы детектора в конкретных условиях эксперимента, таких как эффективность срабатывания проволочек в ДК, наличие случайных срабатываний, временно неработавшие каналы электроники и т.д., эффективность реконструкции треков для моделированных событий может отличаться от эффективности для реальных событий. Поэтому желательно иметь возможность независимого определения эффективности реконструкции треков по реальным событиям. В нашем эксперименте для этой цели использовался специальный тестовый набор событий $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, реконструированных без Дрейфовой камеры по методике, описанной в Приложении А. Аналогичная методика применялась и к моделированным событиям. В случае идеально работающей ДК и программы реконструкции в таких событиях всегда должны быть два разноименно заряженных трека. Разница вероятностей восстановления обоих треков для тестовых и моделированных событий порядка 0.5% дает оценку систематической ошибки в эффективности реконструкции.

5.10.1 Определение телесного угла детектора

Определение эффективности регистрации процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ напрямую связано с точностью определения телесного угла детектора, внутри которого должны находиться оба заряженных трека. Конечное угловое разрешение детектора приводит к тому, что число таких собы-

тий отличается от ситуации с идеальным угловым разрешением из-за нелинейности угловых распределений заряженных пионов. Это изменение учитывается в моделировании, но только в том случае, если угловые разрешения детектора в моделировании совпадают с реальными. К сожалению, заложенные в моделирование средние экспериментальные разрешения по продольной координате приводят к лучшей, по сравнению с экспериментом, точности разрешения по полярному углу треков, что влияет на величину геометрической эффективности. Масштаб такого сдвига можно оценить по разнице геометрических эффективностей для реального и идеального разрешения детектора по полярному углу. Для наихудшего углового разрешения порядка 0.05 радиан (см. Рис. 3(в)) эта разница не превышает 0.5%.

5.10.2 Распад пионов на лету

За время пролета через трековую систему часть заряженных пионов распадается по каналу $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu$. Средняя длина пробега пиона до распада определяется по формуле $l = \gamma\beta c\tau = \frac{P}{M_\pi} c\tau$ и при среднем времени жизни $\tau = 2.6 \cdot 10^{-8}$ с и характерном импульсе пиона $P \sim 230$ МэВ составляет приблизительно 13 м. При характерной длине трека в Дрейфовой камере ~ 0.5 м внутри трековой системы распадается около 4% заряженных пионов. Эта поправка входит в общую эффективность регистрации, определяемую по моделированию. Следует отметить, что $\sim 80\%$ распадных событий проходят через условия отбора и считаются событиями $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$. Мы оцениваем вклад этого эффекта в полную систематическую ошибку на уровне 0.1%.

5.10.3 Распад $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$

Нейтральный пион распадается за очень короткое время ($\sim 10^{-16}$ с) и практически всегда на 2 фотона. Существует, однако, небольшая вероятность ($\sim 1.2\%$) того, что пион распадется на $e^+e^-\gamma$. Поскольку в моделировании заложен этот распад, потеря такого рода событий автоматически учитывается и вклад в систематическую ошибку пренебрежимо мал.

5.10.4 Ядерные взаимодействия

Существует небольшая вероятность ($\sim 1\%$) взаимодействия пионов с веществом вакуумной трубы и внутренней обечайки Дрейфовой каме-

ры. При неупругом взаимодействии событие будет потеряно. Эта вероятность учитывается в программе моделирования, однако известно, что используемые для расчета пакеты FLUKA и GHEISHA имеют сравнительно невысокую точность в данной области энергий. Расчеты с помощью FLUKA несколько лучше соответствуют экспериментальным данным, чем расчеты с помощью GHEISHA, хотя в обоих случаях наблюдается различие с экспериментальными распределениями [17]. Возможность использования двух разных программ моделирования ядерного взаимодействия позволяет оценить систематическую ошибку моделирования путем сравнения результатов, полученных в обоих случаях. Как показано в работе [9], относительное различие в расчетах потерь между FLUKA и GHEISHA составляет $\sim 20\%$, что дает вклад в систематическую ошибку эффективности регистрации $\sim 0.2\%$.

Таким образом, с учетом систематических ошибок, наш эксперимент дает следующие значения для параметров ω -мезона (для сравнения приведены текущие среднемировые значения из PDG [5]):

	Наш эксперимент	PDG
$\Gamma_{e^+e^-}$, кэВ	$0.605 \pm 0.014 \pm 0.010$	0.60 ± 0.02
M_ω , МэВ	$782.71 \pm 0.07 \pm 0.04$	781.94 ± 0.12 (S=1.5)
Γ_ω , МэВ	$8.68 \pm 0.23 \pm 0.10$	8.41 ± 0.09

Наблюдаемое расхождение в значении массы ω -мезона будет обсуждаться в Главе 7.

5.11 Проверка устойчивости результата

Для проверки устойчивости полученных результатов основные критерии отборов изменялись и вся изложенная выше процедура проводилась в новых условиях. При этом заново определялись все эффективности и сечения в каждой точке. Изменялись следующие условия (описание условий дано в разделе 5.1):

- Телесный угол детектора, внутри которого регистрируются заряженные треки (Условие Па); соответствующий полярный угол менялся от 0.8 до 1.15 радиана;
- Азимутальный угол расколлинearности двух треков (Условие Из) менялся от 0.2 до 0.4 радиана;
- Максимально допустимое расстояние от вершины треков до центра места встречи (Условие Иж) менялось в пределах $6 \div 10$ см;

- Минимально допустимый пространственный угол между направлением недостающего импульса и ближайшим к нему фотонным кластером в калориметре (Условие Ша) менялся от 0 до 0.2 радиана;
- Условие Ie изменялось на минимальное расстояние от трека до места встречи в $R\phi$ плоскости для каждого из треков $R_{min} < 0.2$ см.

Для каждого из этих случаев полученные в результате оптимизации параметры ω -мезона согласуются в пределах статистических ошибок с приведенными в предыдущем разделе. Также проводилась подгонка без учета интерференции с ϕ -мезоном, что, как и следовало ожидать, практически не повлияло на результат.

Во всех случаях число событий определялось по обоим методикам, описанным в разделе 5.4, дающим результаты, совпадающие в пределах статистических ошибок.

В результате наши измерения дают следующие величины для параметров ω -мезона:

$$\begin{aligned} \Gamma_{e^+e^-} \cdot Br(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) &= 0.537 \pm 0.012 \pm 0.009 \text{ кэВ}, \\ M_\omega &= 782.71 \pm 0.07 \pm 0.04 \text{ МэВ}, \\ \Gamma_{tot} &= 8.68 \pm 0.23 \pm 0.10 \text{ МэВ}, \\ \sigma_0(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) &= 1482 \pm 23 \pm 25 \text{ нб}. \end{aligned}$$

Во всех приведенных значениях первая ошибка статистическая, вторая — систематическая.

6 Обсуждение результатов

6.1 Сравнение с результатами предыдущих экспериментов

На Рис. 20 приведена сводка результатов предыдущих экспериментов по массе ω -мезона. Здесь и далее на всех рисунках CMD95 обозначает результаты данной работы. Левая заштрихованная полоса соответствует текущему среднемировому значению. Эта величина практически полностью определяется экспериментом CMD87 [19], заявляющим точность определения массы значительно превосходящую все остальные эксперименты.

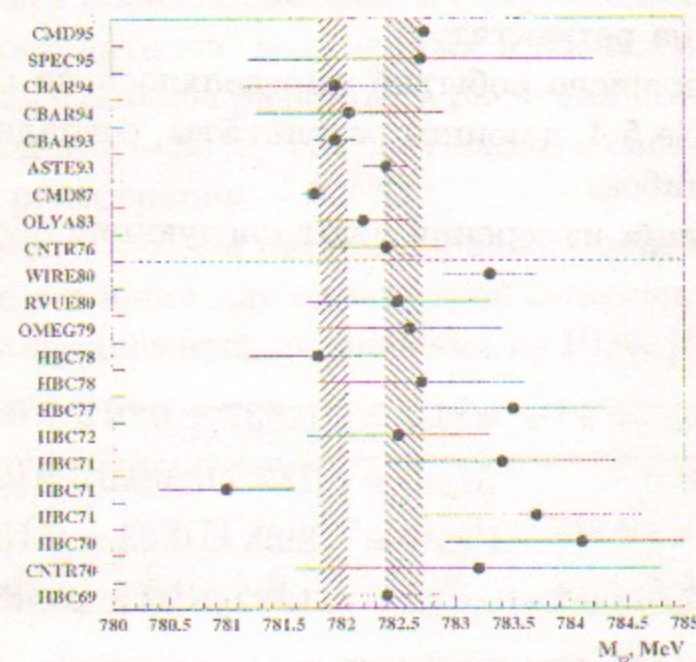


Рис. 20: Сводка экспериментальных данных по массе ω -мезона. Левая заштрихованная полоса — текущее среднемировое значение, правая — среднемировое значение до эксперимента CMD87. Результаты CMD95 и экспериментов ниже пунктирной линии не включены в расчет среднемирового значения.

Эксперимент CMD87, также как и данный эксперимент, использовал метод резонансной деполяризации для точного определения энергии пучков ускорителя. Однако, за прошедшее время ускоритель ВЭПП-2М был существенно модернизирован.

В нашем эксперименте поляризация пучка проводилась в БЭПе при максимально возможной энергии пучка для уменьшения времени поляризации. Параметры собственно ВЭПП-2М при этом не менялись, и измерения по МРД проводились при тех же условиях, что и набор статистики. Кроме того, мощность деполяризатора была уменьшена до минимально необходимой для того, чтобы исключить возможные эффекты наводок.

В эксперименте CMD87 из-за отсутствия бустера поляризация пучка проводилась в кольце ВЭПП-2М при энергии пучков порядка 700 МэВ. При этом каждый раз перестраивались параметры ускорителя, в том числе для того, чтобы избежать прохождения спиновых резонансов, бетатронные частоты ν_x , ν_z существенно сдвигались от их рабочих значений. Целый спиновый резонанс при “магической энергии” $E_{beam} = 440.65$ МэВ адиабатически пересекался за счет раскомпенсации продольного магнитного поля детектора (режим частичной “Сибирской змейки” [20]).

Одним из параметров, существенно влияющих на среднюю энергию пучков ускорителя, является его температура. Во время поляризации пучков при высокой энергии ускоритель нагревался примерно на 10°C , а существовавшая тогда система температурной стабилизации [21] не была рассчитана на такие резкие перепады температур. В принципе, отсутствие стабилизации могло приводить к относительному изменению средней энергии пучков на величину порядка 10^{-3} .

В CMD87 для деполяризации использовался генератор, мощность которого превосходила, как было показано позже, на 5–6 порядков требуемую для деполяризации. В такой ситуации деполяризация могла происходить не только на основной частоте генератора, но и на частотах, сдвинутых от основной на величину порядка 20 кГц, что соответствует относительному сдвигу по энергии порядка 10^{-3} . Частоты порядка 20 кГц использовались в системах питания магнитных элементов ускорителя, что могло приводить к модуляциям как спиновой частоты, так и частоты деполяризатора.

Следует также отметить, что при поиске резонансной частоты сканировался только сравнительно узкий диапазон частот порядка 5 кГц вблизи расчетного значения. Если при этом в первой точке по энергии деполяризация произошла на боковой частоте, то и во всех остальных точках в области ω -мезона поиск частоты резонансной деполяризации происходил только вблизи боковой частоты.

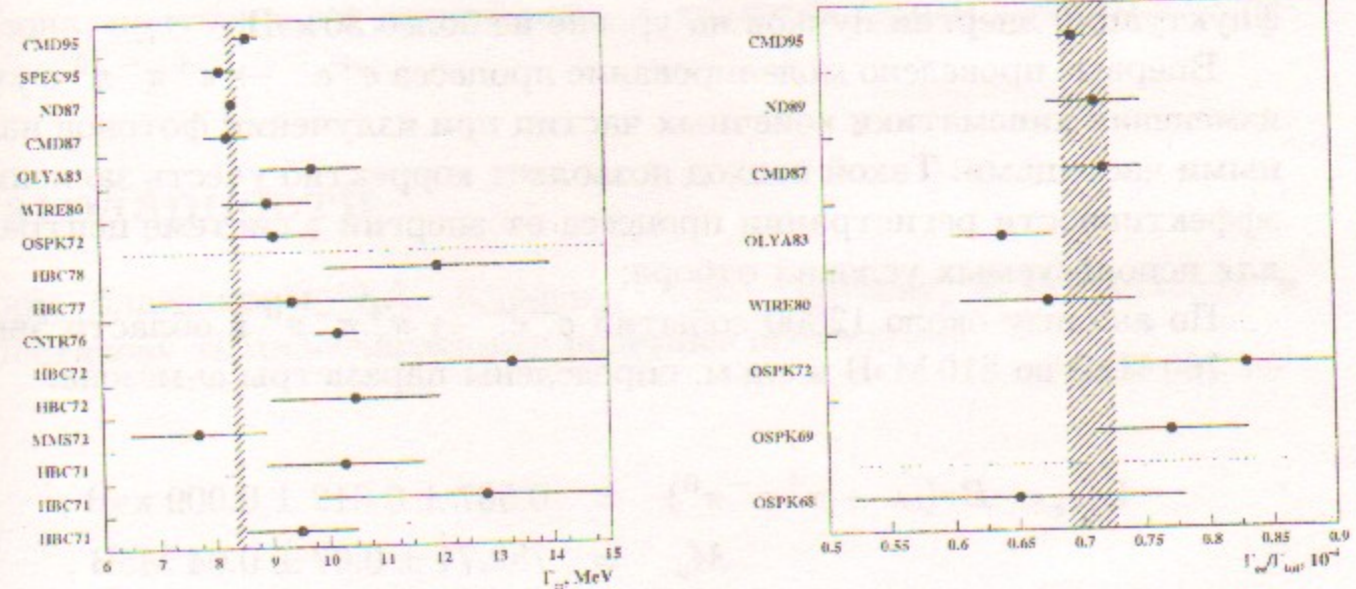
Сегодня, спустя почти 15 лет после эксперимента CMD87, не представляется возможным указать точную совокупность факторов, повлиявших на сдвиг энергетической шкалы. В нашем эксперименте все перечисленные выше источники систематической ошибки полностью исключены, а стабильность энергии пучков во время набора статистики была тщательно проанализирована. Этот анализ основан как на отклонениях около 60 измерений по МРД при разных энергиях от предсказываемых значений, так и на результате прямых измерений импульсов заряженных частиц в трековой системе КМД-2. Измерения по МРД согласуются между собой в диапазоне энергий, включающем ω и ϕ мезоны и демонстрируют долговременную стабильность пучка порядка 50 кэВ. Эта величина была учтена при вычислении систематической ошибки в массе ω -мезона.

Проведенный анализ дает нам уверенность в правильности полученных в настоящем эксперименте результатов. Отметим, что величина массы ω -мезона, полученная в данной работе, близка к среднемировому значению до эксперимента CMD87 $M_\omega = 782.55 \pm 0.17$ МэВ (правая заштрихованная полоса на Рис. 20).

Полная ширина ω -мезона хорошо согласуется со среднемировым значением (Рис. 21(a)). Ошибка в измерении ширины на данный момент определяется набранной статистикой и может быть заметно улучшена в последующих экспериментах. К сожалению, работа ВЭПП-2М при высокой светимости (с использованием "змейки") не позволяет использовать МРД для точного определения энергии пучков, поэтому эксперименты с прецизионной привязкой к энергетической шкале сильно ограничены по количеству набираемой статистики. Соответственно, эксперименты, сделанные при высокой светимости ВЭПП-2М (например [26], имеющий самую высокую точность по определению ширины ω -мезона), не позволяют получить точное значение массы резонанса.

Лептонная ширина ω -мезона также хорошо согласуется со среднемировым значением. В PDG не приводятся результаты отдельных экспериментов по лептонной ширине, а приведены только результаты по относительной лептонной ширине $\Gamma_{e^+e^-}/\Gamma_\omega$. Эта величина легко вычисляется на основе измеренных параметров и ее сравнение с предыдущими экспериментами показано на Рис. 21(б).

Вся информация по предшествующим экспериментам взята из [5].



(а) Полная ширина ω -мезона.

(б) Относительная лептонная ширина $\Gamma_{e^+e^-}/\Gamma_\omega$.

Рис. 21: Сводка экспериментальных данных по полной и относительной лептонной ширинам ω -мезона. Заштрихованная полоса — текущее среднемировое значение. Результаты CMD95 и экспериментов ниже пунктирной линии не включены в расчет среднемирового значения.

7 Заключение

Продемонстрирована возможность контроля стабильности энергии пучков ускорителя по измерению импульсов заряженных частиц трековой системой детектора. Изучена стабильность энергии ВЭПП-2М в сезонах 1994–1995 годов по данным метода резонансной деполяризации в 13 точках по энергии. Показано, что долговременная стабильность средней энергии пучков ~ 50 кэВ. Явная зависимость энергии пучков от температуры ускорителя в области энергий вблизи массы ω -мезона не наблюдается, но экстраполяция температурной зависимости из области вблизи массы ϕ -мезона позволяет оценить величину возможных температурных флуктуаций энергии пучков на уровне не более 30 кэВ;

Впервые проведено моделирование процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ с учетом изменения кинематики конечных частиц при излучении фотонов начальными частицами. Такой подход позволяет корректно учесть зависимость эффективности регистрации процесса от энергии в системе центра масс для используемых условий отбора;

По анализу около 12000 событий $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ в области энергий от 760 МэВ до 810 МэВ в с.п.м. определены параметры ω -мезона:

$$\begin{aligned}\Gamma_{e^+e^-} \cdot Br(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) &= 0.537 \pm 0.012 \pm 0.009 \text{ кэВ}, \\ M_\omega &= 782.71 \pm 0.07 \pm 0.04 \text{ МэВ}, \\ \Gamma_{tot} &= 8.68 \pm 0.23 \pm 0.10 \text{ МэВ}.\end{aligned}$$

и сечение в пике:

$$\sigma_0(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) = 1482 \pm 23 \pm 25 \text{ нб}.$$

На основе этих данных и с использованием табличной величины $Br(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) = 0.888 \pm 0.007$ вычислены лептонная ширина и ее отношение к полной ширине:

$$\begin{aligned}\Gamma_{e^+e^-} &= 0.605 \pm 0.014 \pm 0.010 \text{ кэВ}, \\ \Gamma_{e^+e^-}/\Gamma_\omega &= (0.697 \pm 0.011 \pm 0.012) \cdot 10^{-4}.\end{aligned}$$

Точность измерения лептонной ширины лучше среднемировой, точность измерения массы значительно лучше всех предыдущих измерений, точность измерения полной ширины на уровне среднемировой. Все измеренные параметры, за исключением массы, согласуются с результатами предыдущих измерений. Масса ω -мезона приблизительно на 9 стандартных отклонений отличается от результата эксперимента CMD87 [19] и не противоречит результатам остальных экспериментов, имеющих значительно большую ошибку измерения. Расхождение с экспериментом CMD87 связано с наличием в нем значительной неучтенной систематической ошибки при использовании метода резонансной деполяризации. В настоящем эксперименте вероятный источник этой ошибки полностью исключен и на уровне наших нынешних представлений величина массы ω -мезона, полученная в данной работе, является самым точным измерением.

Благодарности

Авторы благодарны Э.А. Кураеву, А.В. Арбузову, Н.Н. Ачасову и Г. Шестакову за многочисленные полезные обсуждения.

Список литературы

- [1] T. Kinoshita, B. Nizic and Y. Okamoto, Phys. Rev., **D31**, 1985, p. 2108.
- [2] C. Timmermans *et al.*, Proc. of the International Conference on High Energy Physics (ICHEP), July 1998, Vancouver, Canada.
- [3] S. Eidelman and F. Jegerlehner, Z.Phys., **C67**, 1995, p. 585.
- [4] D.H. Brown and W. A. Worstell, Phys. Rev., **D54**, 1996, p. 3237.
- [5] Caso *et al.*, Review of Particle Physics., The European Physical Journal, **C3**, 1998, NN 1-4.
- [6] В.В. Анашин, И.Б. Вассерман, В.Г. Вещеревич *и др.*, Электрон-позитронный накопитель-охладитель БЭП., Препринт ИЯФ 84-114, Новосибирск, 1984.
- [7] Г.А. Аксенов, В.М. Аульченко, Л.М. Барков *и др.*, Проект детектора КМД-2., Препринт ИЯФ 85-118, Новосибирск, 1985.
- [8] E.V. Anashkin, V.M. Aulchenko, S.E. Baru *et al.*, General Purpose Cryogenic Magnetic Detector CMD-2 for Experiments at The VEPP-2M Collider., ICFA Instrumentation Bulletin, **5**, 1988, p. 18.
- [9] R.R. Akhmetshin *et al.*, Measurement of $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ cross section with CMD-2 around ρ -meson., Preprint Budker INP 99-10, Novosibirsk, 1999.
- [10] F.A. Berends, R. Kleiss, Distributions in the process $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$., Nucl.Phys., **B228**, 1983, p. 537.
- [11] Ю.М. Шатунов, Частное сообщение.
- [12] А.Д. Букин, Я.С. Дербенев, А.М. Кондратенко *и др.*, Метод абсолютной калибровки энергии пучков в накопителе. Измерение массы ϕ -мезона., В кн.: Труды 5-го Международного симпозиума по физике высоких энергий и элементарных частиц. Варшава, 1975, с. 138-147.
- [13] Б.А. Баклаков, И.Б. Вассерман, В.Ф. Еременко *и др.*, Стабилизация средней энергии пучков в накопителе ВЭПП-2М при проведении прецизионных экспериментов., В кн.: Труды 7-го Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц., Дубна, 1981, том I, с. 338-340.
- [14] А.Н. Скринский, Ю.М. Шатунов, Прецизионные измерения масс элементарных частиц на накопителях с поляризованными пучками., Успехи физических наук, **158**, вып. 2, 1989, с. 315-326.
- [15] А.А. Полуин, Спиновый резонанс с радиочастотным полем в прецизионных экспериментах с поляризованными пучками на накопителе ВЭПП-2М., Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук, ИЯФ СО РАН, Новосибирск, 1989.
- [16] Г. Корн, Т. Корн, Справочник по математике., Москва, 1977, с. 614.
- [17] Э.В. Анашкин, А.Е. Бондарь, Н.И. Габышев *et al.*, Моделирование детектора КМД-2., Препринт ИЯФ 99-1, Новосибирск, 1999.
- [18] R. Brun, GEANT3., User's guide., CERN DD/EE/84-1, Geneve, 1987.
- [19] L.M. Barkov *et al.*, English Translation of Sov. Phys. ZhETF Letters, **46**, 1987, p. 164.
- [20] Я.С. Дербенев, А.М. Кондратенко, А.Н. Скринский, Ю.М. Шатунов, Сохранение поляризации пучков в накопителях при пересечении спиновых резонансов., Труды X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий, Протвино, 1977., Серпухов, 1977, том 2, с. 76-80.
- [21] Б.А. Баклаков, И.Б. Вассерман, В.Ф. Веремеенко *и др.*, Стабилизация средней энергии пучков в накопителе ВЭПП-2М при проведении прецизионных экспериментов., Труды 7-го Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1980. — Дубна, 1981, том I, с. 338-340.
- [22] S.I. Dolinsky, V.P. Druzhinin, M.S. Dubrovin *et al.*, Summary of experiments with the Neutral Detector at e^+e^- storage ring VEPP-2M., Phys. Reports, **202**, 1991, p. 99.
- [23] Э.А. Кураев, В.С. Фадин, Радиационные поправки к сечению однофотонной аннигиляции e^+e^- пары большой энергии., Ядерная физика, **41**, вып. 3, с. 733.
- [24] A.V. Arbuzov *et al.*, Radiative corrections for pion and kaon production at e^+e^- colliders of energies below 2 GeV., The Journal of High Energy Physics, **10**, 1997, p. 6.

- [25] А.И. Шехтман, Измерение параметров ω -мезона на накопителе ВЭПП-2М с помощью криогенного магнитного детектора., Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук, ИЯФ СО РАН, Новосибирск, 1987.
- [26] V.M. Aulchenko, S.I. Dolinsky, V.P. Druzhinin *et al.*, Phys.Letters B186, 1987, p. 432.

Г.А. Аксенов, Э.В. Анашкин, Р.Р. Азметшин,
 В.М. Аульченко, Б.О. Байбусинов, В.Ш. Банзаров,
 Л.М. Барков, С.Е. Бару, Н.С. Баштовой, Д.В. Бондарев,
 А.Е. Бондарь, К.М. Валайн, А.А. Валишев, Н.И. Габышев,
 А.А. Гребенюк, Д.Н. Григорьев, В.В. Данилов, С.К. Дзаван,
 С.Г. Зверев, И.А. Кооп, Л.М. Курдадзе, А.С. Кузьмин,
 М. Лехнер, И.Б. Логашенко, П.А. Лукин, А.П. Лысенко,
 А.В. Максимов, Ю.И. Мерзляков, Д.П. Миллер, В.А. Мониц,
 И.Н. Нестеренко, В.С. Охапкин, Е.А. Переведенцев, А.А. Полунин,
 Е.В. Попков, Э.Г. Поздеев, В.И. Птицын, Т.А. Пурлац,
 Б.Л. Робертс, С.И. Редин, Н.И. Роот, А.А. Рубан,
 Н.М. Рыскулов, В.А. Сидоров, А.Н. Скринский, В.П. Смазгин,
 И.Г. Снопков, Е.П. Солодов, П.Ю. Степанов, А.И. Суханов,
 В.М. Титов, Д.А. Томпсон, Г.В. Федотович, Б.И. Хазин,
 В.В. Хьюз, Д.В. Черняк, А.Г. Чертовских, А.Г. Шамов,
 Ю.М. Шатунов, Б.А. Шварц, А.Е. Шер, А.И. Шехтман,
 М.А. Шубин, С.И. Эйдельман, Ю.В. Юдин

**Прецизионное измерение параметров ω -мезона
 с детектором КМД-2**

ИЯФ 99-85

Ответственный за выпуск А.М. Кудрявцев

Работа поступила 25.10. 1999 г.

Сдано в набор 10.12.1999 г.

Подписано в печать 10.12.1999 г.

Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 3.4 печ.л., 2.7 уч.-изд.л.

Тираж 120 экз. Бесплатно. Заказ № 85

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

Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.