

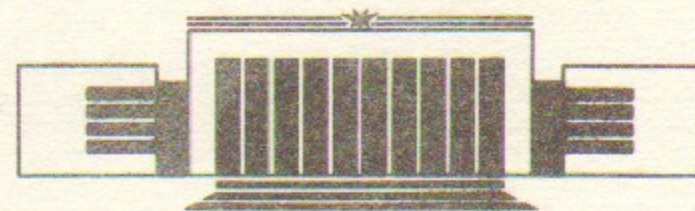


12
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

Л.М. Барков, И.Б. Вассерман, П.В. Воробьев,
Р.Ю. Демина, П.М. Иванов, Г.Я. Кезерашвили,
И.А. Кооп, А.П. Лысенко, А.А. Михайличенко,
В.С. Охапкин, Е.А. Переведенцев, А.А. Полунин,
С.И. Редин, Н.М. Рыскулов, А.Н. Скринский,
В.П. Смахтин, Е.П. Солодов, Б.И. Хазин,
Ю.М. Шатунов, А.И. Шехтман

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$
В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ $2.420 \div 2.510$ МэВ
НА НАКОПИТЕЛЕ ВЭПП-2М С ПОМОЩЬЮ
КРИОГЕННОГО МАГНИТНОГО ДЕТЕКТОРА

ПРЕПРИНТ 89-15



НОВОСИБИРСК

Исследование процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$
в области энергий $2.420 \div 2.510$ МэВ
на накопителе ВЭПП-2М с помощью
криогенного магнитного детектора

Л.М. Барков, И.Б. Вассерман, П.В. Воробьев,
Р.Ю. Демина, П.М. Иванов, Г.Я. Кезерашвили,
И.А. Кооп, А.П. Лысенко, А.А. Михайличенко,
В.С. Охапкин, Е.А. Переведенцев, А.А. Полунин,
С.И. Редин, Н.М. Рыскулов, А.Н. Скринский,
В.П. Смахтин, Е.П. Солодов, Б.И. Хазин,
Ю.М. Шатунов, А.И. Шехтман

Институт ядерной физики
630090, Новосибирск 90, СССР

АННОТАЦИЯ

На электрон-позитронном накопителе ВЭПП-2М с помощью криогенного магнитного детектора измерено сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ в диапазоне энергий $2.420 \div 2.510$ МэВ. Зависимость сечения от энергии согласуется с предсказаниями модели векторной доминантности с учетом интерференции ω - и Φ -мезонов. Оптимальное значение фазы ω - Φ -интерференции равно $136 \pm 36 \pm 10^\circ$.

© Институт ядерной физики СО АН СССР

ВВЕДЕНИЕ

Эффекты интерференции векторных мезонов содержат важную информацию о динамике кварк-кварковых взаимодействий. В частности, интерференция ω -мезона ($M_\omega = 782.0$ МэВ, $\Gamma_\omega = 8.4$ МэВ) и Φ -мезона ($M_\Phi = 1019.4$ МэВ, $\Gamma_\Phi = 4.4$ МэВ) проявляется в энергетической зависимости сечения реакции $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ в области энергий между данными резонансами. Относительный знак ω - Φ -интерференции чувствителен к модели нарушения SU(3)-симметрии. Модель «смешивания масс» предсказывает фазу равную 180° , а модель «смешивания токов» равную 0° . Впервые ω - Φ -интерференция исследовалась с помощью детектора DM1 [1, 2] на накопителе АСО. Затем были проведены эксперименты на детекторе ОЛЯ [3, 4] и на Нейтральном детекторе [5] на накопителе ВЭПП-2М [6]. Все полученные результаты согласуются с величиной фазы ω - Φ -интерференции 180° . В данной работе на основе статистики, набранной в эксперименте по измерению массы ω -мезона [7], определена фаза ω - Φ -интерференции, и дано ограничение на величину нерезонансного вклада в реакцию $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ в области энергий между ω - и Φ -резонансами.

ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперимент проводился с помощью криогенного магнитного детектора [8], который представляет собой шестизазорную цилиндрическую оптическую искровую камеру, помещенную в магнитное поле сверхпроводящего соленоида. Величина магнитного

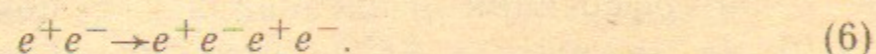
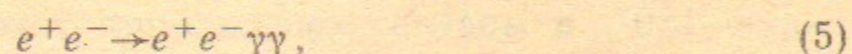
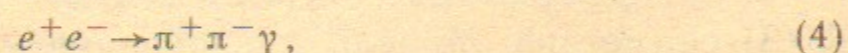
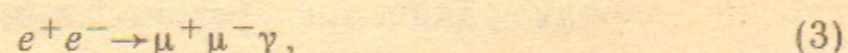
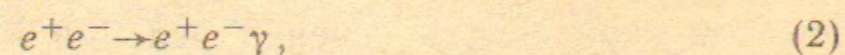
поля составляет 32 кГс. Искровая камера имеет пространственное разрешение ~ 50 мкм в плоскости, перпендикулярной оси пучков, и ~ 1.5 мм вдоль оси пучков, разрешение по импульсу $\sim 2.5\%$ при импульсе 500 МэВ/с. Сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ было измерено в 7 точках по энергии в интервале $2.420 \div 2.510$ МэВ. Набранный интеграл светимости составил 30 нб^{-1} . При обработке фотоснимков на сканирующем автомате [9] было оцифровано и записано на магнитную ленту $7 \cdot 10^4$ событий.

ОТБОР СОБЫТИЙ

Так как КМД регистрирует только треки заряженных частиц, то процесс



дает в детекторе два неколлинеарных трека. Такой же топологией могут обладать любые многочастичные процессы, в которых зарегистрированы только две заряженные частицы:



Реакция (6) регистрируется как двухчастичная, если одна электрон-позитронная пара не попала в телесный угол детектора.

Процессы (2) — (6) имеют иное угловое распределение по сравнению с исследуемым процессом. Так как γ -квант излучается преимущественно по направлению движения начальных или конечных частиц, то распределение событий типа (2) — (5) по углу расколлинеарности между заряженными частицами в азимутальной плоскости ($\Delta\varphi$) имеет резкий максимум в нуле. Аналогичный вид имеет распределение по $\Delta\varphi$ для событий процесса (6). Процесс (1) имеет угловое распределение, пропорциональное

$$\sin^2(\theta_N) \cdot \sin^2(\theta_{\pm}), \quad (7)$$

где θ_N — угол между нормалью к плоскости реакции и осью пучков, θ_{\pm} — угол между заряженными пионами. На рис. 1 показано

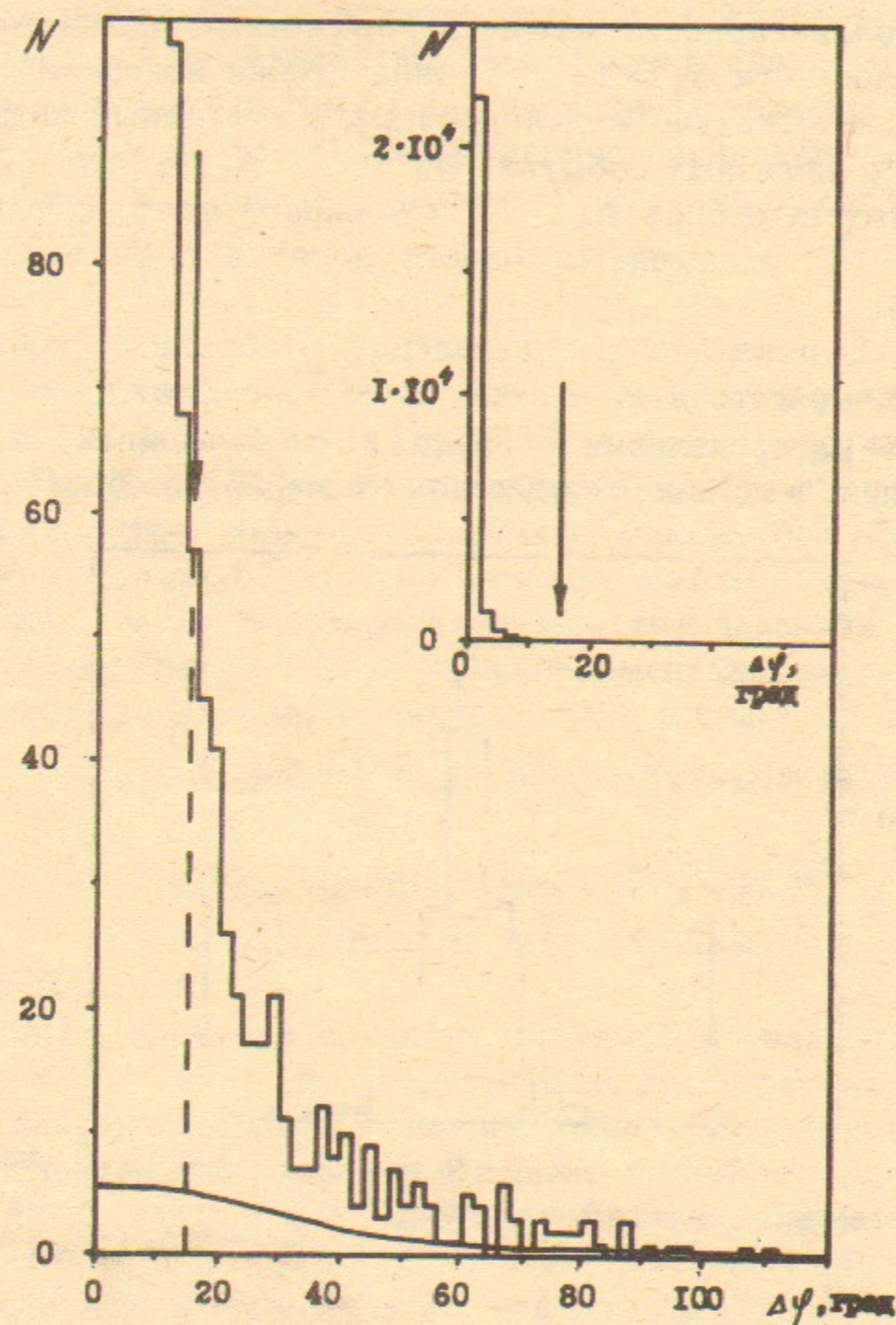


Рис. 1. Экспериментальное распределение по углу расколлинеарности в азимутальной плоскости $\Delta\varphi$. Плавной кривой показано моделированное распределение для процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$. Стрелками показана граница отбора $\Delta\varphi = 15^\circ$.

экспериментальное распределение событий по $\Delta\varphi$, плавная кривая — результат моделирования для процесса (1). Для отделения событий процесса (1) от фоновых (2) — (6) отбирались события с углом расколлинearности между заряженными частицами в азимутальной плоскости $\Delta\varphi > 15^\circ$. Граница отбора показана на рис. 1 стрелками. Как показало моделирование, в указанный интервал не попадает 30% полезных событий. Из рис. 1 видно, что после применения критерия отбора $\Delta\varphi > 15^\circ$ суммарное число событий процессов (2) — (6) оказывается одного порядка с числом событий процесса (1).

На рис. 2 показано распределение отобранных событий по параметру L — расстоянию от оси пучков до ближайшего трека. Подложка в распределении связана с космическими частицами, рассеявшимися в стенке вакуумной камеры на большой угол.

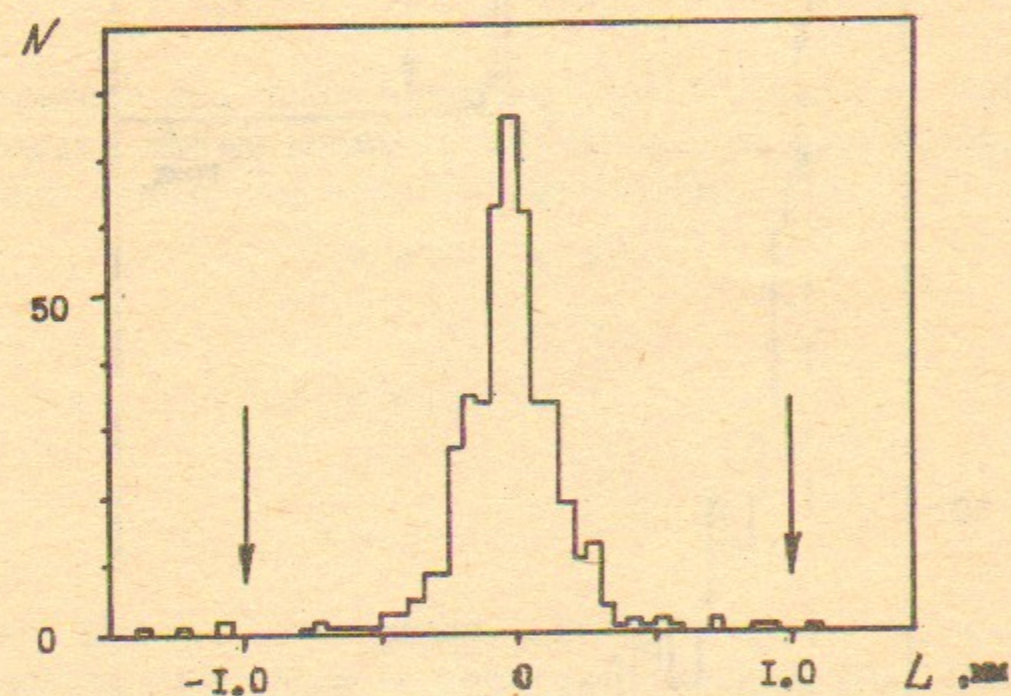


Рис. 2. Распределение неколлинеарных событий по расстоянию от оси пучков до ближайшего трека. Стрелками показаны границы отбора $|L| < 1.0$ мм.

Стрелками показаны условия отбора $|L| < 1.0$ мм.

Квадрат недостающей массы (M_x^2) определяется следующим образом:

$$M_x^2 = (2 \cdot E - \varepsilon_1 - \varepsilon_2)^2 - (\bar{p}_1 + \bar{p}_2)^2, \quad (8)$$

$$\varepsilon_i^2 = \bar{p}_i^2 + M_\pi^2, \quad i = 1, 2,$$

где E — энергия частиц в пучке, ε_i — энергия i -й частицы, \bar{p}_i — ее импульс, M_π — масса пиона. Поскольку тип частицы детектором не

идентифицируется, то при построении распределений все заряженные частицы считались пионами. Для исследуемого процесса квадрат недостающей массы должен быть равен квадрату массы пиона. Точность в определении M_x^2 недостаточна для надежного выделения 3π -событий. Поэтому для дальнейшего отбора событий оказалось удобным использовать двумерное распределение событий в плоскости (\bar{p}, M_x^2) , где \bar{p} — средний модуль импульсов заряженных частиц:

$$\bar{p} = (|\bar{p}_1| + |\bar{p}_2|) / 2. \quad (9)$$

С помощью моделирования были получены двумерные распределения $\Phi(\bar{p}, M_x^2)$ событий эффекта и фона, нормированные на единицу. Процесс (5) моделировался совместно с процессом (2). Затем количество событий различных процессов $N_{\pi^+\pi^-\pi^0}$, $N_{e^+e^-\gamma}$, $N_{\mu^+\mu^-\gamma}$, $N_{\pi^+\pi^-\gamma}$ было определено методом максимального правдоподобия. Ввиду малости сечения процесс (6) здесь не учитывался. Его вклад оценивался исходя из экспериментальных данных.

Функция правдоподобия записывалась в виде

$$L(N_{\pi^+\pi^-\pi^0}, N_{\pi^+\pi^-\gamma}) = \sum_{i,j} N_{ij} \ln [N_{\pi^+\pi^-\pi^0} \cdot \Phi_{\pi^+\pi^-\pi^0}(\bar{p}_i, M_{xj}^2) + N_{e^+e^-\gamma} \cdot \Phi_{e^+e^-\gamma}(\bar{p}_i, M_{xj}^2) + N_{\mu^+\mu^-\gamma} \cdot \Phi_{\mu^+\mu^-\gamma}(\bar{p}_i, M_{xj}^2) + N_{\pi^+\pi^-\gamma} \cdot \Phi_{\pi^+\pi^-\gamma}(\bar{p}_i, M_{xj}^2)] - N_i \cdot \ln N_i, \quad (10)$$

где \bar{p}_i и M_{xj}^2 — значения среднего импульса и квадрата недостающей массы в канале (i, j) двумерной гистограммы, N_{ij} — число событий в этом канале, N_i — полное количество событий на гистограмме. Свободными параметрами были выбраны $N_{\pi^+\pi^-\pi^0}$ и $N_{\pi^+\pi^-\gamma}$. Отношение $N_{\mu^+\mu^-\gamma}$ к $N_{e^+e^-\gamma}$ было получено с помощью моделирования и для каждого значения энергии считалось фиксированным. Полученное количество событий эффекта для различных энергий приведено в таблице.

Наименьшее перекрытие распределений различных процессов получается при проецировании двумерной гистограммы на ось $\xi = \bar{p}(M\text{эВ}/c) / (0.045 \cdot E(M\text{эВ})) - M_x^2(M\text{эВ}^2) / 5000$. На рис. 3а показана проекция на эту ось экспериментальной гистограммы, построенной по всей статистике. Плавной кривой показана аппроксимация с оптимальными значениями параметров. На рис. 3б представлены распределения по параметру ξ , полученные путем моделирования отдельных процессов.

Таблица

Сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$

$2E$, МэВ	L , нб ⁻¹	$N_{\pi^+\pi^-\pi^0}$	$\sigma_{\pi^+\pi^-\pi^0}$, нб
840	4.27	11.5	13.9 ± 4.3
880	3.98	5.5	6.5 ± 2.8
940	7.33	9.5	9.8 ± 3.3
984	8.42	15.7	10.0 ± 2.5
1000	6.49	17.4	38 ± 11
1010	3.85	12.1	53 ± 18
1013	1.71	11.6	139 ± 59

Чтобы определить величину фона от процесса (6), была использована экспериментальная информация, полученная при энергии пучков 2-320 МэВ, где сечение процесса (1) мало. По этой статистике было построено двумерное распределение по (\bar{p}, M_x^2) . При этом оказалось, что в кинематической области $\bar{p}/E < 0.75$, $M_x^2 > 0$, соответствующей процессу (1), события отсутствуют. Отсюда было получено, что вклад процесса (6) в исследуемой области энергий составляет менее 5% от общего числа 3л-событий.

ИЗМЕРЕНИЕ ИНТЕГРАЛА СВЕТИМОСТИ

В данном эксперименте интеграл светимости определялся по количеству коллинеарных событий, зарегистрированных в искровой камере. С помощью критериев отбора по углам расколлинеарности в плоскости, перпендикулярной оси пучков, $\Delta\phi < 6^\circ$ и в плоскости, содержащей ось пучков, $\Delta\theta < 10^\circ$, а также условия $||\vec{p}_1| - |\vec{p}_2|| / (|\vec{p}_1| + |\vec{p}_2|) < 0.15$ выделялись события, близкие к коллинеарным, с одинаковыми импульсами у обеих частиц. В их число дают вклад процессы $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, $\mu^+\mu^-$, $\pi^+\pi^-$. Сечения этих процессов вычислялись с учетом радиационных поправок. Радиационные поправки определялись с помощью моделирования,

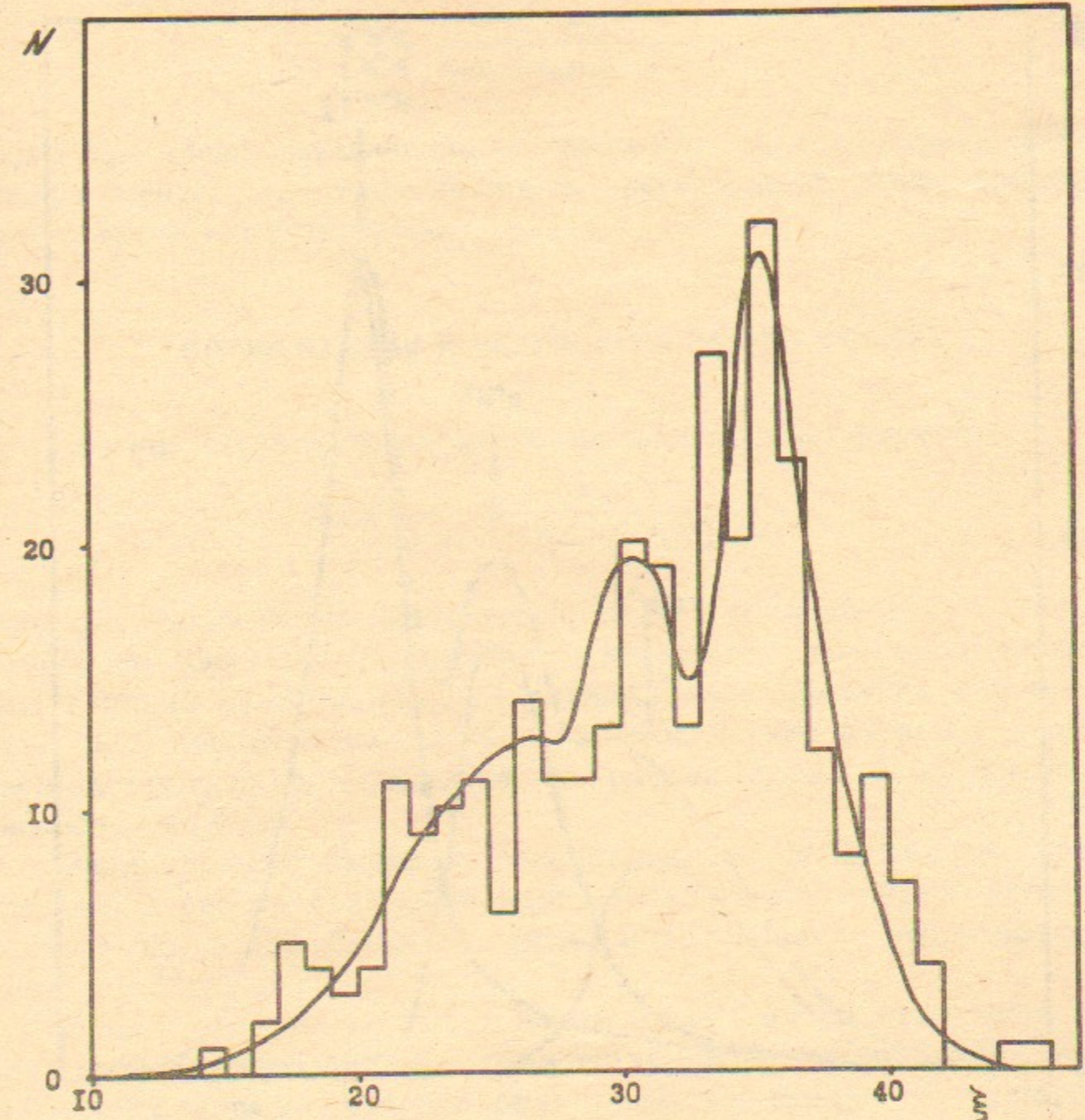


Рис. 3а. Экспериментальное распределение по параметру $\xi = \bar{p}(\text{МэВ}/c) / (0.045 \cdot E(\text{МэВ})) - M_x^2(\text{МэВ}^2) / 5000$. Плавной кривой показана аппроксимация этого распределения.

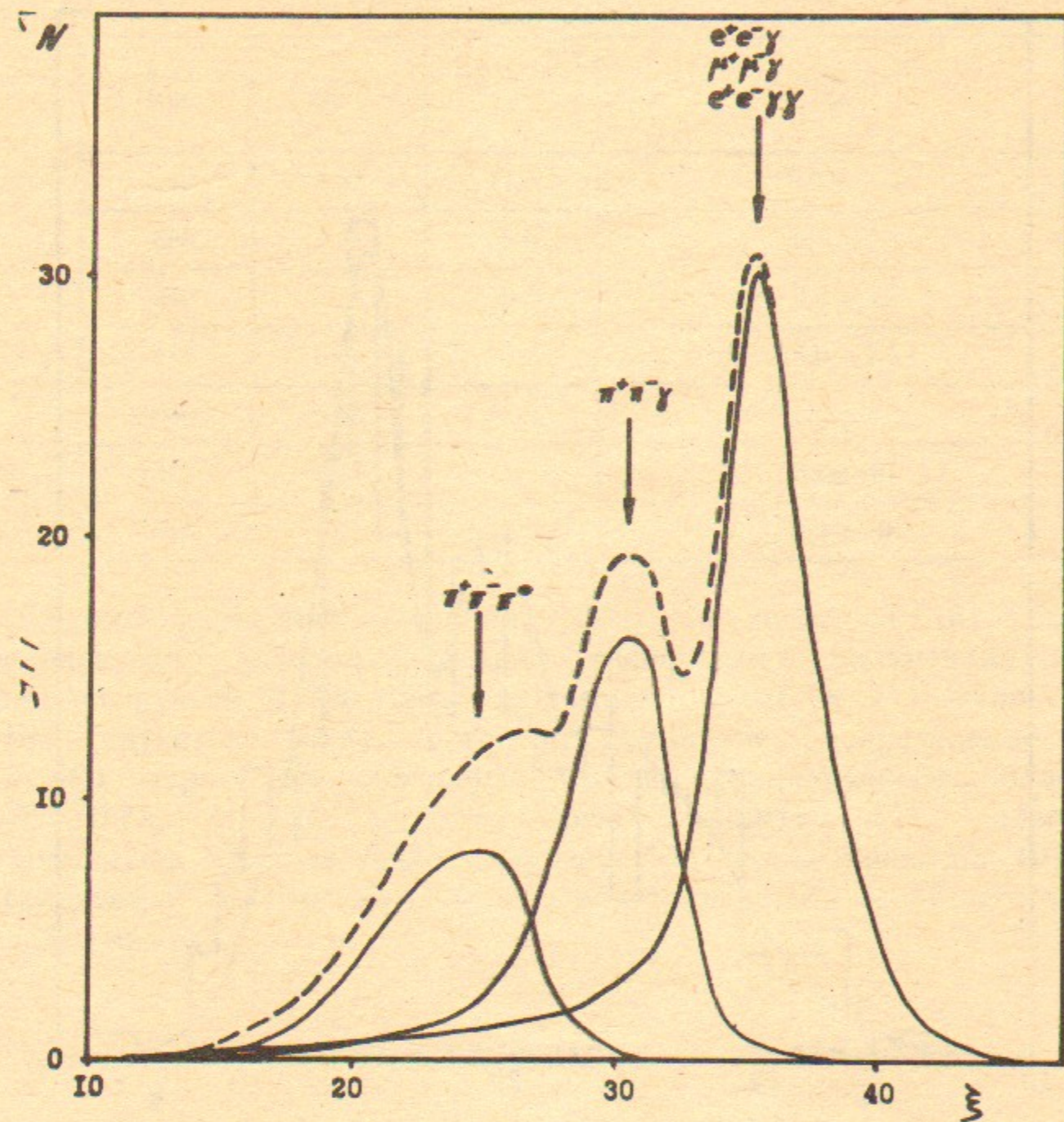


Рис. 36. Распределения по параметру ξ , полученные путем моделирования отдельных процессов. Штриховой линией показана их сумма.

согласно формулам работы [10]. Для формфактора пиона использовалась аппроксимация из работы [11]. Интеграл светимости определялся по формуле:

$$L = \frac{N_k}{\varepsilon_{ee}\sigma_{ee} + \varepsilon_{\mu\mu}\sigma_{\mu\mu} + \varepsilon_{\pi\pi}\sigma_{\pi\pi}}, \quad (11)$$

где N_k — число коллинеарных событий, зарегистрированных в эксперименте; ε_i — эффективность регистрации i -го процесса; σ_i — сечение этого процесса.

ОПТИМИЗАЦИЯ И РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Сечение изучаемого процесса определялось по формуле:

$$\sigma_{3\pi} = \frac{N_{3\pi}}{L \cdot \varepsilon_{3\pi} (1 + \delta_{\text{ра}}) (1 + \delta_{\text{яд}}) (1 + \delta_{\text{р}})}, \quad (12)$$

где $N_{3\pi}$ — количество 3π -событий, зарегистрированных в каждой точке по энергии; L — интеграл светимости; $\varepsilon_{3\pi}$ — эффективность регистрации 3π -событий; $\delta_{\text{ра}}$ — радиационная поправка к процессу (1); $\delta_{\text{яд}}$ — поправка на ядерное взаимодействие пионов с веществом детектора; $\delta_{\text{р}}$ — поправка на распад заряженных пионов в искровой камере.

Радиационные поправки рассчитывались по формулам, приведенным в работе [12]. Для определения эффективности регистрации процесса (1) было проведено моделирование этого процесса методом Монте-Карло.

В систематическую погрешность вносят вклад неточность знания эффективности — 5%, количества фоновых событий — менее 5%, поправки на ядерное взаимодействие пионов с веществом детектора — 1%, поправки на распад пионов — 0.8%. Таким образом, суммарная систематическая погрешность составляет 7%.

Полученные значения сечения процесса (1) приведены в таблице и показаны на рис. 4. Для сравнения приведены результаты предыдущих экспериментов [2, 4, 13].

Интерференционная кривая аппроксимировалась формулой, аналогичной использованной в работе [4]:

$$\sigma(E) = |A_{\omega} + e^{i\alpha} A_{\Phi} + A_{\text{пр}}|^2 F(s),$$

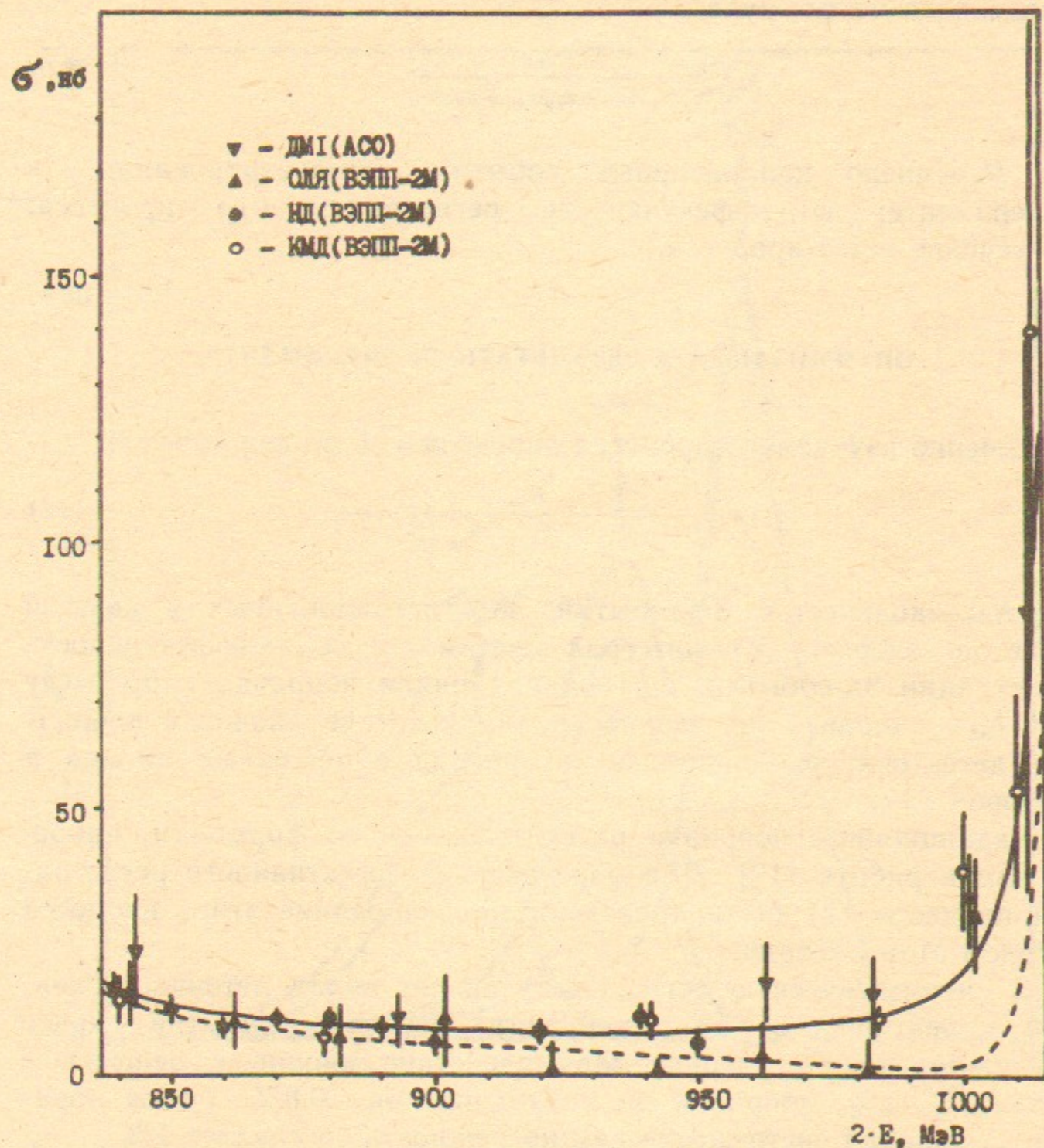


Рис. 4. Сводка экспериментальных данных по сечению процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$. Сплошная линия — теоретическая кривая для фазы ω — Φ -интерференции $\alpha=180^\circ$. Штриховая — для $\alpha=0^\circ$.

$$A_v = \frac{M_v \Gamma_v \sqrt{\sigma_{\text{пик}}^v / F(M_v^2)}}{M_v^2 - s - i\sqrt{s} \Gamma_v(s)}, \quad (13)$$

где $\sigma_{\text{пик}}^v$ — значение сечения процесса (1) при энергии, равной массе резонанса; $s = (2E)^2$; M_v , Γ_v — массы и ширины резонансов ω и Φ ; $F(s)$ — фазовый объем распада ω , $\Phi \rightarrow \rho\pi \rightarrow 3\pi$ [14]; α — фаза ω — Φ -интерференции; $A_{\text{нр}}$ — слабо зависящая от энергии часть амплитуды, описывающая вклад вышележащих резонансов, либо отклонение от модели векторной доминантности. При аппроксимации использовались параметры ω -мезона, определенные в этом же эксперименте [7], для Φ -мезона были взяты среднемировые значения [15]. $F(s)$ определялся численным интегрированием.

Зависимость полных ширин ω - и Φ -резонансов от энергии имеет вид:

$$\Gamma_{\Phi}(s) = \Gamma_{\Phi} \frac{\sqrt{s}}{M_{\Phi}} \left[B_{K^+K^-} \left(\frac{\beta_{K^+}(s)}{\beta_{K^+}(M_{\Phi}^2)} \right)^3 + B_{K_S K_L} \left(\frac{\beta_{K^0}(s)}{\beta_{K^0}(M_{\Phi}^2)} \right)^3 + B_{3\pi} \frac{s F(s)}{M_{\Phi}^2 F(M_{\Phi}^2)} \right], \quad (14)$$

$$\beta_K^2(s) = 1 - 4m_K^2/s,$$

$$\Gamma_{\omega}(s) = \Gamma_{\omega} \frac{s^{3/2} F(s)}{M_{\omega}^3 F(M_{\omega}^2)}, \quad (15)$$

где m_K — масса каона, B_i — относительные вероятности соответствующих мод распада Φ -мезона.

В качестве свободных параметров при аппроксимации экспериментальных точек использовались фаза ω — Φ -интерференции и нерезонансная часть амплитуды $A_{\text{нр}}$. Оптимальное значение фазы оказалось равным $\alpha = 138 \pm 38 \pm 10^\circ$. Первая из приведенных ошибок статистическая, вторая — систематическая. Нерезонансная часть амплитуды дает вклад в среднем $3_{-8}^{+15}\%$ от общего сечения, систематическая ошибка этой величины 3%. При оптимальных значениях параметров величина $\chi^2 = 5.4$ при 5 степенях свободы.

Видно, что величина нерезонансного вклада согласуется с нулем. Если принять нерезонансную часть амплитуды равной нулю, то величина фазы интерференции оказывается равной $136 \pm 36^\circ$. При фиксированной фазе интерференции 180° критерий согласия равен 6.7 при 7 степенях свободы, а при фазе 0° $\chi^2 = 35$. Это позволяет сделать вывод, что зависимость сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ от энергии согласуется с предсказаниями модели векторной доминантности с фазой 180° .

В заключение авторы выражают свою искреннюю благодарность Е.В. Пахтусовой, С.И. Эйдельману, А.Е. Бондарю и М.С. Золотореву за полезные обсуждения и замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Parrou G. et al.*, Phys. Lett., 1976, v.63B, p.357.
2. *Cordier A. et al.*, Nucl. Phys., 1980, v.B172, p.13.
3. *Букин А.Д. и др.* Ядерная физика, 1978, т.27, с.976.
4. *Курдадзе Л.М. и др.* Препринт ИЯФ СО АН СССР 84-7. Новосибирск, 1984.
5. *Дружинин В.П. и др.* Препринт ИЯФ СО АН СССР 85-97. Новосибирск, 1985.
6. *Тумайкин Г.М.* Труды X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий. Серпухов, 1977, т.1, с.443.
7. *Барков Л.М. и др.* Письма в ЖЭТФ, 1987, т.46, с.132.
8. *Barkov L.M. et al.* Nuclear Instruments and Methods, 1983, v.204, p.379.
9. *Барков Л.М. и др.* Препринт ИЯФ СО АН СССР 87-161. Новосибирск, 1987.
10. *Kuraev E.A., Eidelman S.I.* Phys. Lett., 1978, v.80B, p.94.
11. *Хазин Б.И.* Диссертация, Новосибирск, 1984.
12. *Кураев Э.А., Фадин В.С.* Ядерная Физика, 1985, т.41, с.733.
13. *Дружинин В.П. и др.* Ядерная Физика, 1988, т.48, с.753.
14. *Ачасов Н.Н. и др.* Ядерная Физика, 1976, т.23, с.610.
15. Review of Particle Properties, Phys. Lett., 1986, v.170B, p.186.

*Л.М. Барков, И.Б. Вассерман, П.В. Воробьев,
Р.Ю. Демина, П.М. Иванов, Г.Я. Кезерашвили,
И.А. Кооп, А.П. Лысенко, А.А. Михайличенко,
В.С. Охапкин, Е.А. Переведенцев, А.А. Полунин,
С.И. Редин, Н.М. Рыскулов, А.Н. Скринский,
В.П. Смахтин, Е.П. Солодов, Б.И. Хазин,
Ю.М. Шатунов, А.И. Шехтман*

**Исследование процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$
в области энергий $2.420 \div 2.510$ МэВ
на накопителе ВЭПП-2М с помощью
криогенного магнитного детектора**

Ответственный за выпуск С.Г.Попов

Работа поступила 1 февраля 1989 г.
Подписано в печать 15.02.1989 г. МН 12006
Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 1,1 печ.л., 0,9 уч.-изд.л.
Тираж 200 экз. Бесплатно. Заказ № 15

*Набрано в автоматизированной системе на базе фото-
наборного автомата ФА1000 и ЭВМ «Электроника» и
отпечатано на ротапинтере Института ядерной физики
СО АН СССР,
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.*