



ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

В.П.Дружинин, М.С.Дубровин, С.И.Эйдельман,
В.Б.Голубев, В.Н.Иванченко, П.М.Иванов,
Г.Я.Кезерашвили, И.А.Кооп, А.П.Лысенко,
Е.В.Пахтусова, Е.А.Переведенцев, А.Н.Перышкин,
А.А.Полунин, И.Ю.Редько, С.И.Середняков,
Ю.М.Шатунов, В.А.Сидоров, А.Н.Скринский,
Ю.В.Усов, И.Б.Вассерман, П.В.Воробьев,

**ИЗУЧЕНИЕ РАСПАДОВ Ф-МЕЗОНА
С НЕЙТРАЛЬНЫМ ДЕТЕКТОРОМ
НА НАКОПИТЕЛЕ ВЭПП-2М**

ПРЕПРИНТ 85-97



НОВОСИБИРСК

АННОТАЦИЯ

Приводятся результаты экспериментов с нейтральным детектором на электрон-позитронном накопителе ВЭПП-2М. Измерены вероятности распадов Φ -мезона:

$$B(\Phi \rightarrow \pi^+ \pi^-) = (0.56 \pm 0.08) \cdot 10^{-4},$$

$$B(\Phi \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0) = (14.3 \pm 1.7) \%,$$

$$B(\Phi \rightarrow K_S K_L) = (32.6 \pm 3.5) \%.$$

Определена фаза ω - Φ интерференции в канале $\pi^+ \pi^- \pi^0$: $\alpha = (155 \pm 14)^\circ$. Установлены на уровне достоверности 90% верхние пределы на следующие распады Φ -мезона:

$$B(\Phi \rightarrow S^- \gamma) < 4 \cdot 10^{-3},$$

$$B(\Phi \rightarrow \delta \gamma) < 6 \cdot 10^{-3},$$

$$B(\Phi \rightarrow \eta' \gamma) < 2 \cdot 10^{-4},$$

$$B(\Phi \rightarrow X \gamma) < 7 \cdot 10^{-6}.$$

Где X -бозон с массой не более 200 МэВ, не регистрирующийся в нейтральном детекторе. Установлен предел на распад K_S -мезона на два фотона:

$$B(K_S \rightarrow 2\gamma) < 8 \cdot 10^{-4}.$$

Получено ограничение на величину нерезонансной части сечения процесса $e^+ e^- \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma$:

$$\sigma(e^+ e^- \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma) < 0.4 \text{ нб}$$

и связанную с этим процессом поляризуемость нейтрального пиона α_{π_0} :

$$|\alpha_{\pi_0}| < 60 \cdot 10^{-43} \text{ см}^2.$$

В 1983 году на электрон-позитронном накопителе ВЭПП-2М [1] был проведен эксперимент с нейтральным детектором [2] (рис. 1) в диапазоне суммарной энергии пучков $2E_0 = 1000 \div 1050$ МэВ с интегральной светимостью 2.8 пб^{-1} . В результате эксперимента были измерены радиационные распады Φ -мезона $\Phi \rightarrow \eta \gamma$, $\Phi \rightarrow \pi^0 \gamma$ [3], проведена проверка квантовой электродинамики в процессе комптоновского рассеяния квазиреальных фотонов на электронах и позитронах [4], обнаружен редкий распад $\Phi \rightarrow \eta e^+ e^-$ [5] и изучен ряд других процессов [6, 7]. В настоящей работе приводятся результаты последующего анализа экспериментальных данных.

РАСПАД $\Phi \rightarrow \pi^+ \pi^-$

Распад $\Phi \rightarrow \pi^+ \pi^-$ проявляется в виде интерференции в энергетическом поведении сечения реакции $e^+ e^- \rightarrow \pi^+ \pi^-$ в районе Φ -мезона. Впервые этот распад наблюдался в работе [8]. Наш предварительный результат приведен в работе [7].

На первом этапе обработки выделялись события, имеющие две коллинеарные заряженные частицы:

$$|\Delta\phi| < 3^\circ, \quad |\Delta\theta| < 15^\circ, \quad (1)$$

где $\Delta\phi$, $\Delta\theta$ — углы отклонения от коллинеарности в азимутальном и полярном направлении соответственно. Кроме реакции $e^+ e^- \rightarrow \pi^+ \pi^-$, следующие процессы могут давать события, удовлетворяющие этим условиям:

$$e^+ e^- \rightarrow e^+ e^-, \quad (2)$$

$$e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-, \quad (3)$$

$$e^+ e^- \rightarrow \Phi \rightarrow K_S K_L, \quad K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-, \quad (4)$$

$$e^+ e^- \rightarrow \Phi \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0. \quad (5)$$

Заряженные каоны от распада $\Phi \rightarrow K^+ K^-$ останавливаются внутри системы цилиндрических камер и поэтому не дают двух коллинеарных треков.

Для дальнейшего выделения событий изучаемого процесса использовалась многослойная структура калориметра детектора. На одну из частиц в событии накладывались следующие условия:

— энергвыделения в первом и втором слоях NaI(Tl) соответствуют энергвыделениям минимально ионизирующей частицы (25—30 МэВ);

— сработали обе ливневых камеры;

— энергвыделение в четвертом слое NaI(Tl) больше 20 МэВ.

Эти условия позволяют избавиться от фона реакции (2), в которой ливни от электронов имеют большие энергвыделения в первом и втором слоях NaI(Tl) (около 100 МэВ), и подавить фон от реакции (4), в которой пионы имеют энергию меньше 300 МэВ и не достигают, как правило, четвертого слоя. Большая часть мюонов от реакции (3) вызывает срабатывание счетчиков антисовпадений и не запускает детектор. Для дополнительного подавления этого процесса отбрасывались события, в которых обе частицы имеют энергвыделение более 20 МэВ в четвертом слое NaI(Tl).

Вероятность попадания частиц в телесный угол детектора для процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ вычислялась методом Монте-Карло, а эффективность регистрации внутри телесного угла определялась по зарегистрированным событиям. Для этого среди коллинеарных событий по одной из частиц, останавливающейся в третьем слое NaI(Tl), выделялись $\pi^+\pi^-$ -события, а по второй частице были получены необходимые для вычисления эффективности распределения. Полученная таким образом эффективность регистрации составляет $(16.7 \pm 1.3)\%$. Сечения регистрации процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ и фоновых процессов в максимуме Φ -мезонного резонанса с перечисленными выше условиями отбора приведены в Таблице 1. Суммарное сечение фоновых процессов не превышает 8% от сечения регистрации процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$. Вычитание вклада реакции $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ производилось расчетным образом с учетом интерференции с распадом $\Phi \rightarrow \mu^+\mu^-$. Для определения вклада распадов $\Phi \rightarrow K_S K_L$, $\Phi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ выделялись так называемые квазиколлинеарные события, удовлетворяющие следующим условиям:

$$3^\circ < |\Delta\phi| < 6^\circ, \quad |\Delta\theta| < 15^\circ. \quad (6)$$

Вклад этих распадов в сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ определялся при обработке моделированных событий по отношению сечений ре-

гистрации процессов (4), (5) для коллинеарных (1) и квазиколлинеарных (6) событий.

Таблица 1

процесс	$e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$	$e^+e^- \rightarrow e^+e^-$	$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$	$\Phi \rightarrow K_S K_L$ $\Phi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$
$\sigma_{\text{сч. нб}}$	9.0	<0.11	0.38	0.26

Для параметризации экспериментальных результатов использовалась следующая формула [8]:

$$\sigma_{\text{сч. нб}}(E) = \frac{\pi\alpha^2}{12E^2} \left(\frac{\beta}{\beta_\Phi} \right)^3 |F_\pi|^2 \left(1 + A \left(E - \frac{m_\Phi}{2} \right) \right) \times$$

$$\times \left| 1 + \frac{Q e^{i\psi} m_\Phi \Gamma_\Phi}{4E^2 - m_\Phi^2 + i m_\Phi \Gamma_\Phi} \right|^2 (1 + \delta) \epsilon + \sigma_B(E),$$

$$\beta = (1 - m_\pi^2/E^2)^{1/2}, \quad \beta_\Phi = (1 - 4m_\pi^2/m_\Phi^2)^{1/2},$$

где Q, ψ — амплитуда и фаза интерференции, F_π, A — формфактор пиона и его наклон в максимуме резонанса, ϵ — эффективность регистрации, δ — радиационная поправка [9, 10], σ_B — сечение регистрации фоновых процессов. Амплитуда интерференции Q следующим образом связана с вероятностью распада Φ -мезона:

$$Q = \sqrt{\frac{36 B(\Phi \rightarrow e^+e^-) B(\Phi \rightarrow \pi^+\pi^-)}{\alpha^2 \beta_\Phi^3 |F_\pi|^2}}.$$

Экспериментальные значения сечения регистрации и оптимальная кривая приведены на рис. 2. Для этой кривой χ^2 составляет 22 при 19 степенях свободы, тогда как при подгонке с $Q=0$ χ^2 равен 44 при 21 степенях свободы ($P(\chi^2) < 0.03$). При оптимизации получены следующие значения параметров:

$$|F_\pi|^2 = 2.6 \pm 0.2,$$

$$Q = 0.071 \pm 0.018,$$

$$\psi = (-20 \pm 13)^\circ,$$

$$B(\Phi \rightarrow \pi^+\pi^-) = (0.56^{+0.33}_{-0.25}) \cdot 10^{-4}.$$

Найденное значение формфактора согласуется с работой [11]. Полученная величина вероятности распада близка к нашему предварительному результату [7]. Результаты единственного предыдущего измерения [8] составляют: $|F_\pi|^2 = 3.0 \pm 0.3$, $Q = 0.12 \pm 0.03$, $\psi = (-40 \pm 13)^\circ$, $B(\Phi \rightarrow \pi^+ \pi^-) = (1.9_{-0.8}^{+1.0}) \cdot 10^{-4}$.

ИЗУЧЕНИЕ ПРОЦЕССА $e^+e^- \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$

В поведение сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ в области энергии Φ -мезона дает заметный вклад ω - Φ интерференция [12]. Для отделения событий этого процесса от событий распада $\Phi \rightarrow K_S K_L$, $K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-$ обычно применялось простое кинематическое условие: $\omega < 135^\circ$, где ω — пространственный угол между двумя заряженными π -мезонами. В настоящей работе процесс $e^+e^- \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ изучался также при $\omega > 135^\circ$, что соответствует большим значениям эффективной массы $\pi^+ \pi^-$ -пары.

Для выделения процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ отбирались события с двумя заряженными частицами и двумя фотонами. В области с $\omega > 130^\circ$ дополнительно требовалось, чтобы по крайней мере один из заряженных π -мезонов вызывал срабатывание всех четырех слоев NaI(Tl). Это условие позволяет избавиться от фона процесса $\Phi \rightarrow K_S K_L$, $K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-$, в котором пионы имеют энергию меньше 300 МэВ и не достигают четвертого слоя NaI(Tl). Эффективность регистрации, полученная методом Монте-Карло, равна $(8.4 \pm 0.4)\%$. Систематическая ошибка в эффективности, связанная с неточностью моделирования ядерного взаимодействия, принята равной 10%. Относительная доля фоновых процессов $\Phi \rightarrow K_S K_L$, $K^+ K^-$ составляет $(1.0 \pm 0.7)\%$, а от процесса $\Phi \rightarrow \eta \gamma$, $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ равна $(3.4 \pm 0.3)\%$.

Для параметризации энергетической зависимости сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ была использована следующая формула:

$$\sigma_{\text{vis}} = \sigma_{3\pi} \cdot \varepsilon (1 + \delta) \lambda + \sigma_B,$$

$$\sigma_{3\pi} = |A_\omega + e^{i\alpha} A_\Phi|^2 F(S), \quad A_V = \sqrt{\frac{\sigma_V^{\text{max}}}{F(m_V^2)}} \cdot \frac{m_V \Gamma_V}{S - m_V^2 - i \sqrt{S} \Gamma_V(S)},$$

где σ_{vis} — полное сечение регистрации, σ_B — сечение нерезонансных фоновых процессов, A_V — Брейт-Вигнеровская амплитуда ω , Φ -мезонов, σ_V^{max} — значение сечения процесса ω , $\Phi \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ в максиму-

ме резонанса, $F(s)$ — фактор, учитывающий переход $\omega, \Phi \rightarrow \rho \pi \rightarrow 3\pi$ [13], δ — радиационная поправка [9], λ — поправка, связанная с разбросом энергии частиц в пучке, α — относительная фаза ω - Φ интерференции, ε — эффективность регистрации. Калибровка положения Φ -мезона проводилась по событиям процесса $\Phi \rightarrow K_S K_L$. Свободными параметрами при минимизации являлись величины σ_Φ^{max} , σ_B и α . Для остальных параметров использовались табличные значения [14].

Отношение сечений регистрации для областей с $\omega < 130^\circ$ и $\omega > 130^\circ$ составляет 3.0 ± 0.2 и согласуется с расчетным значением в предположении промежуточного ρ -состояния: 3.2 ± 0.5 . Получены следующие значения сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ в максимуме Φ -мезона и фазы ω - Φ интерференции:

$$\sigma_\Phi^{\text{max}} = (620 \pm 30 \pm 70) \text{ нб},$$

$$\alpha = (155 \pm 14)^\circ.$$

Первая из приведенных ошибок — статистическая, вторая — систематическая. Экспериментальные точки и оптимальная кривая приведены на рис. 3. Используя табличные значения $B(\Phi \rightarrow e^+e^-)$, можно получить вероятность распада $\Phi \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$:

$$B(\Phi \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0) = (14.3 \pm 0.7)\%.$$

Полученные нами значения сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ и фазы ω - Φ интерференции согласуются с результатами работ [12].

РАСПАД $\Phi \rightarrow K_S K_L$

Для измерения вероятности распада $\Phi \rightarrow K_S K_L$, $K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-$ отбирались события с двумя заряженными и не более одной нейтральной частицами. Ограничение на пространственный угол между двумя заряженными пионами $\omega > 130^\circ$ позволяет подавить около 60% событий процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$. Граница $\omega = 130^\circ$ выбрана с учетом предельного угла разлета $\pi^+ \pi^-$ -пары при максимальной энергии 524 МэВ и разрешения детектора по пространственному углу. Чтобы исключить процессы $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, $\mu^+ \mu^-$, $\pi^+ \pi^-$ накладывалось условие на угол отклонения от коллинеарности в азимутальном направлении: $|\Delta\phi| > 10^\circ$. Для подавления фона от процесса $e^+e^- \rightarrow \rho \gamma$ требовалось отсутствие в событии заряженных пионов, вызвавших срабатывание четырех слоев NaI(Tl). Требование

на полное энергосодержание: $E_{\text{max}}/2E_0 < 0.6$ позволяет уменьшить число событий от процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$. Эффективность регистрации искомого процесса, полученная методом Монте-Карло в указанных условиях отбора, равна 8.5%. Систематическая ошибка, связанная с точностью моделирования взаимодействия K_L -мезона с веществом, составляет 10% и определялась по зарегистрированным событиям распада $\Phi \rightarrow K_S K_L$ с отлетом K_S -мезона на расстояние от 0.7 до 2.0 см от оси пучка. Относительный вклад фоновых событий от реакции $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ равен $(9.0 \pm 0.9)\%$, от процесса $e^+e^- \rightarrow \rho\gamma$ оценивается в 1.7%. Уровень фона от процессов $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$, $\eta\gamma$, K^+K^- не превышает 0.2%.

Для аппроксимации результатов эксперимента использовалась следующая формула:

$$\sigma_{\text{vis}} = \sigma_{\text{vis}}^{K_S K_L} + \sigma_{\text{vis}}^{\text{фон}} + \sigma_B$$

где σ_{vis} — суммарное сечение регистрации, σ_B — сечение регистрации нерезонансных фоновых процессов. При подгонке учитывались радиационные поправки и разброс энергии в пучке. В результате оптимизации было получено следующее значение сечения в максимуме Φ -мезона и вероятности распада:

$$\sigma_{K_S K_L}^{\text{max}} = (1.43 \pm 0.03 \pm 0.14) \text{ мкб,}$$

$$B(\Phi \rightarrow K_S K_L) = (32.6 \pm 3.5)\%.$$

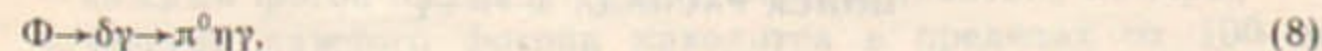
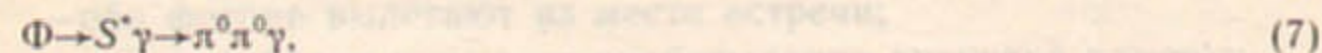
Сечение регистрации и оптимальная кривая показаны на рис. 4. Полученное значение $\sigma_B = (2.0 \pm 0.2)$ нб не противоречит оценкам сечения фоновых процессов. Измеренная величина $B(\Phi \rightarrow K_S K_L)$ согласуется с табличным значением.

ПОИСК РАСПАДОВ $\Phi \rightarrow S^*\gamma$ И $\Phi \rightarrow \delta\gamma$

Изучение радиационных переходов является традиционной задачей для электромагнитных калориметров. Ранее нами были измерены вероятности радиационных распадов $\Phi \rightarrow \eta\gamma$ и $\Phi \rightarrow \pi^0\gamma$ [3] с точностью в несколько раз выше табличной. В данной работе делается попытка поиска более редких распадов Φ -мезона $\Phi \rightarrow S^*\gamma$ и $\Phi \rightarrow \delta\gamma$. Согласно [15] относительная вероятность этих распадов должна быть порядка 10^{-5} . Следует отметить, что кварковая структура S^* - и δ -мезонов до сих пор не ясна. В стандартной

классификации [14] они представляют собой двухкварковые состояния с орбитальным моментом 1, однако, существуют модели, в которых S^* - и δ -мезоны считаются низколежащими четырехкварковыми состояниями (см. обзор [16]). Поэтому важное значение имеет изучение реакций с участием этих мезонов.

Особенность изучаемых радиационных распадов состоит в том, что фотон отдачи не является монохроматичным. Это связано с тем, что энергия фотона отдачи ~ 50 МэВ сравнима с шириной S^* - и δ -мезонов, и исследуемые распады трудно идентифицировать по инклюзивному спектру фотонов. Поэтому поиск осуществлялся в эксклюзивном канале распадов с пятью фотонами в конечном состоянии. Такие события могут быть обусловлены реакциями:



либо фоновыми процессами $\Phi \rightarrow K_S K_L$ и $\Phi \rightarrow \eta\gamma$, имеющими большое число фотонов в конечном состоянии, которые из-за слияния фотонов или вылета их через торцы детектора регистрируются как пятифотонные события. Для отбора событий реакций (7) и (8) использовалась процедура уточнения импульсов фотонов с помощью законов сохранения [2], при этом требовалось, чтобы в событии было найдено две независимые пары фотонов, инвариантная масса которых равнялась бы массам π - или η -мезонов. Отбирая события с энергией фотона отдачи менее 150 МэВ, можно получить следующие значения сечений регистрации в максимуме Φ -мезона:

$$\sigma(\Phi \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma \rightarrow 5\gamma) = (0.020 \pm 0.007) \text{ нб,}$$

$$\sigma(\Phi \rightarrow \eta\pi^0\gamma \rightarrow 5\gamma) = (0.10 \pm 0.02) \text{ нб.}$$

Вклад событий реакции $\Phi \rightarrow \eta\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0\gamma$ в эти сечения, найденный с помощью моделирования, составил соответственно (0.018 ± 0.008) нб и (0.09 ± 0.02) нб. Таким образом, наблюдаемые спектры хорошо объясняются событиями реакции $\Phi \rightarrow \eta\gamma$, следовательно, можно лишь установить верхние пределы на относительные вероятности распадов (7) и (8). Используя эффективности регистрации искомого процесса (7) и (8), которые составляют соответственно 0.8% и 1%, а также следующие значения вероятностей распада:

$$B(S^* \rightarrow \pi^0\pi^0) = 25\%,$$

$$B(\delta \rightarrow \pi^0\eta) = 50\%.$$

можно получить верхние пределы относительных ширин распадов (7) и (8) на уровне достоверности 90%:

$$B(\Phi \rightarrow S^* \gamma) < 0.4\%$$

$$B(\Phi \rightarrow \delta \gamma) < 0.6\%$$

В данной работе впервые установлены пределы на вероятность реакций (7) и (8). Полученные величины пока еще далеки от теоретически предсказанных. Дальнейшее понижение верхних пределов на эти радиационные распады возможно при изучении других мод распада S^* и δ -мезонов.

ПОИСК РАСПАДА $\Phi \rightarrow X + \gamma$

В настоящей работе продолжается поиск экзотического распада $\Phi \rightarrow X + \gamma$, начатый ранее [6]. X -бозон может быть аксионом [17], суперсимметричным бозоном [18] или зеркальной частицей [19]. Предполагается, что ни X -бозон, ни продукты его распада не регистрируются. Для анализа были выбраны события с одним фотоном, выходящим из области взаимодействия пучков и вызвавшим срабатывание двух слоев ливневых камер и трех слоев NaI(Tl) с порогом 5 МэВ. Для поиска X -бозона с массой не более 200 МэВ были отобраны фотоны, энергия которых находится в диапазоне от $0.95E_0$ до $1.15E_0$. Эффективность регистрации таких фотонов в предположении углового распределения $dN = (1 + \cos^2 \theta) d\Omega$ получена методом Монте-Карло и составляет $(19 \pm 1)\%$. На рис. 5 приведено сечение регистрации отобранных событий. Как показано в работе [6], основными источниками таких фотонов являются процессы тормозного излучения электронов на позитронах, трехквантовой аннигиляции, тормозного излучения на остаточном газе, а также запуски от космических частиц. Отсутствие пика в сечении в области Φ -мезона позволяет установить верхний предел при 90%-ном уровне достоверности на распад $\Phi \rightarrow X \gamma$:

$$B(\Phi \rightarrow X \gamma) < 0.7 \cdot 10^{-5}$$

Наш предварительный результат для этой величины [6] составляет $2 \cdot 10^{-5}$. Улучшение точности в 3 раза достигнуто в основном за счет увеличения статистики.

ПОИСК РАСПАДА $K_S \rightarrow 2\gamma$

Возможности нейтрального детектора позволяют изучать некоторые редкие каналы распада нейтральных K -мезонов. Одним из них является распад $K_S \rightarrow 2\gamma$. Вероятность этого распада оценивается в пределах от $2 \cdot 10^{-6}$ до $2 \cdot 10^{-5}$ [20]. Существующий экспериментальный предел равен $4 \cdot 10^{-4}$ [21].

Поиск распада $K_S \rightarrow 2\gamma$ был осуществлен в реакции $e^+e^- \rightarrow \Phi \rightarrow K_S K_L$. Отбирались события с двумя фотонами, предположительно от распада $K_S \rightarrow 2\gamma$. Вероятность того, что K_L -мезон в детекторе не регистрируется, составляет около 20%. Отобранные события удовлетворяли следующим критериям:

- оба фотона вылетают из места встречи;
- каждый фотон вызывает срабатывание ливневой камеры;
- энергия каждого фотона находится в пределах от 100 до 600 МэВ;
- суммарная энергия двух фотонов находится в интервале от 420 до 570 МэВ;
- инвариантная масса фотонов лежит в диапазоне от 410 до 560 МэВ.

На рис. 6 приведено сечение регистрации найденных 134 событий в зависимости от энергии. Видно, что основной вклад в число найденных событий дает Φ -мезон. Однако измеренное распределение по инвариантной массе двух фотонов $M_{2\gamma}$ отличается от ожидаемого распределения для распада $K_S \rightarrow 2\gamma$ (рис. 7). Это связано с тем, что основным источником фона для распада $K_S \rightarrow 2\gamma$ являются другие нейтральные распады Φ -мезона, имеющие иное распределение по инвариантной массе двух фотонов.

При получении верхнего предела на вероятность распада $K_S \rightarrow 2\gamma$ использовалось отличие измеренного распределения по величине $M_{2\gamma}$ от ожидаемого. Предполагая, что в выбранном интервале (рис. 7) фон линейно зависит от $M_{2\gamma}$, методом максимального правдоподобия был получен верхний предел на сечение регистрации процесса $e^+e^- \rightarrow \Phi \rightarrow K_S K_L$, $K_S \rightarrow 2\gamma$, K_L не регистрируется:

$$\sigma(K_S \rightarrow 2\gamma) < 4 \cdot 10^{-2} \text{ нб,}$$

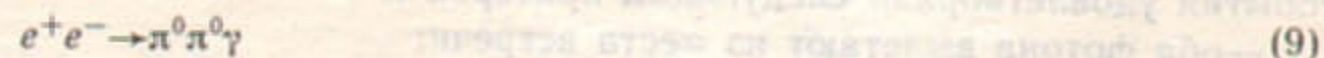
что соответствует с учетом эффективности регистрации, равной 3.4%, пределу на распад $K_S \rightarrow 2\gamma$:

$$B(K_S \rightarrow 2\gamma) < 0.8 \cdot 10^{-3} \text{ (уровень достоверности 90\%)}$$

Полученная величина в 2 раза уступает по точности лучшему результату [21]. Дальнейшее повышение точности может быть достигнуто как при увеличении статистики, так и за счет увеличения отношения эффекта к фону. Последнее возможно, если одновременно с двумя фотонами регистрировать в детекторе нейтральный K_L -мезон.

ПРОЦЕСС $e^+e^- \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$

Изучение реакции



представляет интерес с точки зрения возможности измерения поляризуемости [22] нейтрального пиона α_π . Полное сечение этой реакции в модельно независимом виде [23] с точностью 20% может быть представлено следующей формулой:

$$\sigma = \frac{4\alpha}{3m_\pi^2} (\alpha_\pi E m_\pi^2)^2 I(S), \quad (10)$$

где $I(S) = 0.14$ при $E_0 = 0.5$ ГэВ. Величина сечения (10) составляет около $0.2 \cdot 10^{-36}$ см², если для величины α_π использовать значение $-0.7 \cdot 10^{-43}$ см³, предсказываемое киральной моделью [24].

Для выделения процесса (9) отбирались события с 5 фотонами, в которых с аппаратурной точностью выполняются законы сохранения энергии и импульса. На следующем этапе были выделены события, содержащие два π^0 -мезона и фотон в конечном состоянии. Спектр инвариантных масс π^0 -мезона и фотона в отобранных событиях, лежащих по энергии вне Φ -мезонного резонанса, показан на рис. 8,а. Там же на рис. 8,б, 8,с для сравнения показаны аналогичные спектры для моделированных событий основного фонового процесса



и событий изучаемой реакции (9). Далее все выделенные события были разделены на два класса:

- события с инвариантной массой π^0 -мезона и фотона $M(\pi^0\gamma) > 730$ МэВ относились к реакции (11);
- события с массой $M(\pi^0\gamma) < 730$ МэВ условно относились к искомой реакции (9).

Сечения регистрации обоих процессов (рис. 9) аппроксимировались следующей энергетической зависимостью:

$$\sigma_{\text{рег}}(E) = \sigma_1(E) + \sigma_2,$$

где $\sigma_1(E)$ — Брейт—Вигнеровский вклад нейтральных распадов Φ -мезона, идентифицируемых в детекторе как пятифотонные события, σ_2 — нерезонансное сечение. В результате аппроксимации были получены следующие значения нерезонансных сечений регистрации:

$$\sigma_2(e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma) = (13 \pm 5) \text{ пб}, \quad (12)$$

$$\sigma_2(e^+e^- \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma) < 6.5 \text{ пб}. \quad (13)$$

Учитывая полученные с помощью моделирования эффективности регистрации процессов (11) и (9), равные соответственно $(1.8 \pm 0.2)\%$ и $(1.6 \pm 0.3)\%$ и вероятность распада $B(\omega \rightarrow \pi^0\gamma) = (8.8 \pm 0.8)\%$, можно перейти от (12) и (13) к полным сечениям

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0) = (8 \pm 3) \text{ нб}, \quad (14)$$

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma) < 0.4 \text{ нб}. \quad (15)$$

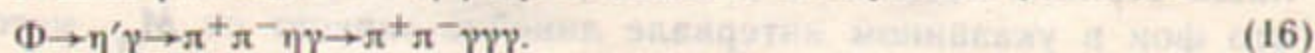
Измеренная величина (14) сечения процесса (11) близка к ожидаемой величине [25]. Используя формулу (10) и предел на сечение (15) можно получить следующее ограничение на величину α_π на уровне достоверности 90%:

$$\alpha_\pi < 60 \cdot 10^{-43} \text{ см}^3$$

Полученный в нашей работе результат и предсказания некоторых моделей [24, 26, 27, 28] приведены в таблице 2, из которой видно, что наш результат еще не достигает теоретических предсказаний. Для повышения чувствительности нужно увеличить статистику и проводить измерения реакции (9) ниже порога реакции (11), то есть при $2E_0 < 900$ МэВ.

ПОИСК РАСПАДА $\Phi \rightarrow \eta'\gamma$

Поиск распада $\Phi \rightarrow \eta'\gamma$ проводился в следующей реакции:



Заряженные пионы имеют энергию около 200 МэВ и останавлива-

Таблица 2

Теоретические и экспериментальные данные по поляризуемости нейтрального пиона.

Авторы	$a_{\pi^0} \cdot 10^{13} \text{см}^3$	Метод
М.К. Волков, В.Н. Первушкин [24]	-0.7	киральная модель
А.И. Львов, В.А. Петрунькин [27]	0.9	
Е.В. Ефимов, В.А. Охлопкова [28]	-1.2	кварковая модель
E. Llanta, R. Tarrach [26]	-7	кварковая модель
Настоящая работа	<60	эксперимент

ются в первом слое NaI(Tl). Два из трех конечных фотонов имеют инвариантную массу η -мезона, а третий фотон—фотон отдачи от η' -мезона, рождается с энергией 60 МэВ. Указанные свойства распада (16) используются для подавления фона от других распадов Φ -мезона: $\Phi \rightarrow K_S K_L, \pi^+ \pi^- \pi^0, \eta \gamma$.

Для выделения событий реакции (16) применялись следующие условия отбора:

- заряженные пионы останавливаются в первом слое NaI(Tl);
- выполняются законы сохранения энергии и импульса с аппаратной точностью;
- масса отдачи самого мягкого фотона находится в интервале от 938 до 978 МэВ;
- инвариантная масса оставшейся пары фотонов $M_{\gamma\gamma}$ лежит вблизи массы η -мезона: от 450 до 650 МэВ.

На рис. 10 приведено распределение по инвариантной массе $M_{\gamma\gamma}$ для 62 найденных событий, удовлетворяющих условиям отбора. Сплошной кривой показано ожидаемое распределение для реакции (16), полученное методом Монте-Карло. Видно, что наблюдаемое распределение существенно отличается от расчетного и определяется фоновыми распадами Φ -мезона, поэтому можно установить лишь верхний предел на сечение реакции (16). В предположении, что фон в указанном интервале линейно зависит от $M_{\gamma\gamma}$, методом максимального правдоподобия был получен следующий предел на

сечение регистрации реакции (16) в максимуме резонанса на уровне достоверности 90%:

$$\sigma_{\text{сис}}(\Phi \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma \gamma) < 5 \text{ пб.}$$

Учитывая величину эффективности регистрации реакции (16) $\epsilon = 4.0\%$, полученную методом Монте-Карло, а также вероятности распада $B(\eta' \rightarrow \pi^+ \pi^- \eta) = 44\%$ и $B(\eta \rightarrow \gamma \gamma) = 39\%$, и сечение рождения Φ -мезона на встречных e^+e^- -пучках $\sigma_{\Phi} = 4.4$ мкб, можно получить верхний предел на вероятность искомого распада:

$$B(\Phi \rightarrow \eta' \gamma) < (\sigma_{\text{сис}}(\Phi \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma \gamma) / (\epsilon \sigma_{\Phi} B(\eta' \rightarrow \pi^+ \pi^- \eta) B(\eta \rightarrow \gamma \gamma))) = 2 \cdot 10^{-4}$$

Расчетное значение вероятности распада $\Phi \rightarrow \eta' \gamma$ в рамках нерелятивистской кварковой модели [29] составляет $0.7 \cdot 10^{-4}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г.М. Тумайкин. Труды 10 Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий. Т.1, с.443. Серпухов, 1977.
2. V.V. Golubev et al. Nucl. Instr. and Meth. 227 (1984) 467.
3. V.P. Druzhinin et al. Phys. Lett. 144B (1984) 136.
4. В.Б. Голубев и др. Ядерная физика 41 (1985) 1176.
5. В.Б. Голубев и др. Ядерная физика 41 (1985) 1183.
6. A.D. Bukin et al. Preprint INP 83-80. Novosibirsk, 1983.
7. V.P. Druzhinin et al. Preprint INP 84-93. Novosibirsk, 1984.
8. I.B. Vasserman et al. Phys. Lett. 99B (1981) 62.
9. В.С. Фадин и Э.А. Кураев. Препринт ИЯФ 84-33. Новосибирск, 1984.
10. S.I. Eidelman and E.A. Kuraev. Phys. Lett. 80B (1978) 94.
11. Л.М. Курдадзе и др. Ядерная физика 40 (1984) 451.
12. G. Parrour et al. Phys. Lett. 63B (1976) 357;
A. Cordier et al. Nucl. Phys. b172 (1980) 13;
Л.М. Курдадзе и др. Препринт ИЯФ 84-7. Новосибирск, 1984.
13. N.N. achasov et al. Preprint IM TP-82. Novosibirsk, 1975.
14. Review of Particle Properties. Particle Data Group, 1984.
15. J. Yellin. Phys. Rev. 147 (1966) 1080.
16. Н.Н. Ачасов и др. УФН 142 (1984) 361.
17. В.А. Барdeen et al. Phys. Lett. 76B (1978) 580.
А.А. Ансельм и Н.Г. Уральцев. Материалы XX Зимней Школы ЛИЯФ. Ленинград, 1985, с.3.
18. P. Fayet and M. Mszard. Phys. Lett. 104B (1981) 226.
19. Л.Б. Окунь. Препринт ИТЭФ-149. Москва, 1983.
20. В.В. Гейдт и И.Б. Хрилович. Ядерная физика 8 (1968) 960;
Y. Kohara. Prog. Theor. Phys. 48 (1972) 261.
21. V.V. Barnin et al. Phys. Lett. 47B (1973) 463.
22. В.А. Петрунькин. ЭЧАЯ, 12, Вып.3 (1981) 692.
23. Э.А. Кураев. Препринт ИЯФ, 1985 г., в печати.
24. М.К. Волков и В.Н. Первушин. Ядерная физика 22 (1975) 346.
25. G. Cosme et al. Phys. Lett. 63B (1976) 349;
L.M. Kurdadze et al. Preprint INP 79-69. Novosibirsk, 1979.
26. E. Llanta and R. Tarrach. Phys. Lett. 91B (1980) 132.
27. А.Н. Львов и В.А. Петрунькин. Препринт ФИАН Н170. Москва, 1977.
28. Е.В. Ефимов и В.А. Охлопкова. Препринт ОИЯИ Е4-11568. Дубна, 1978.
29. Ya.I. Azimov. Preprint LINP 819. Leningrad, 1982.

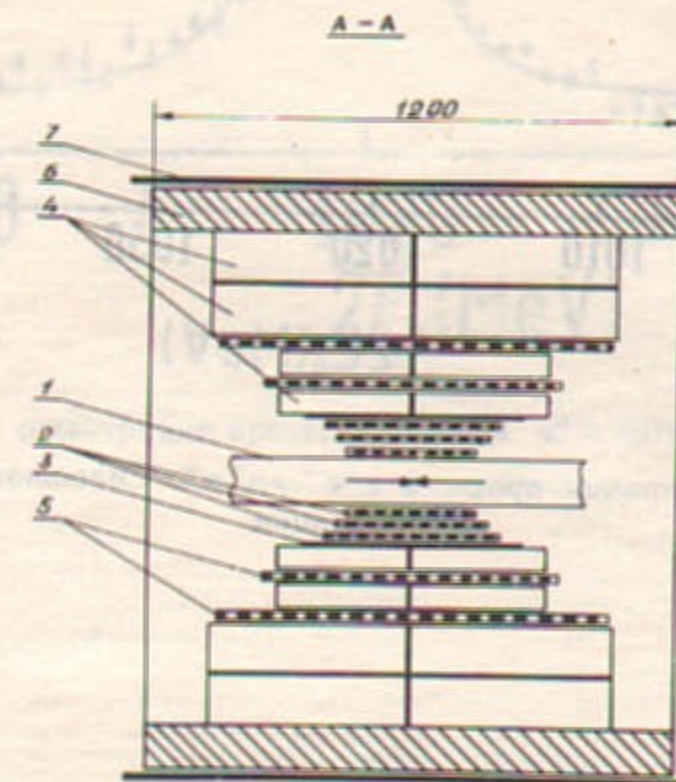
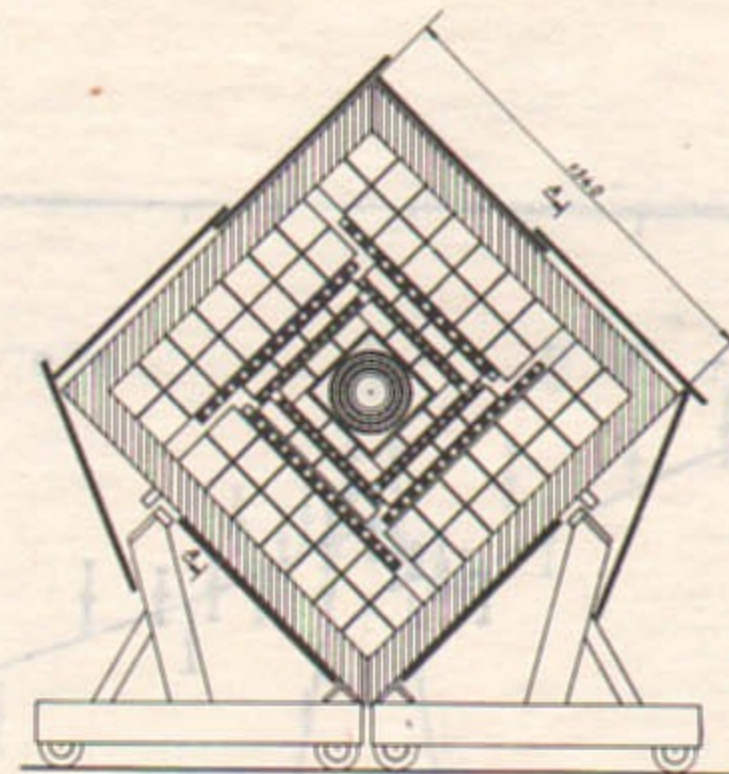


Рис. 1. Схема нейтрального детектора:

1—вакуумная камера накопителя, 2—координатные пропорциональные камеры, 3—сцинтилляционные счетчики, 4—счетчики с кристаллами NaI(Tl), 5—ливневые камеры, 6—поглотитель (10 см железа), 7—счетчики антисовпадений.

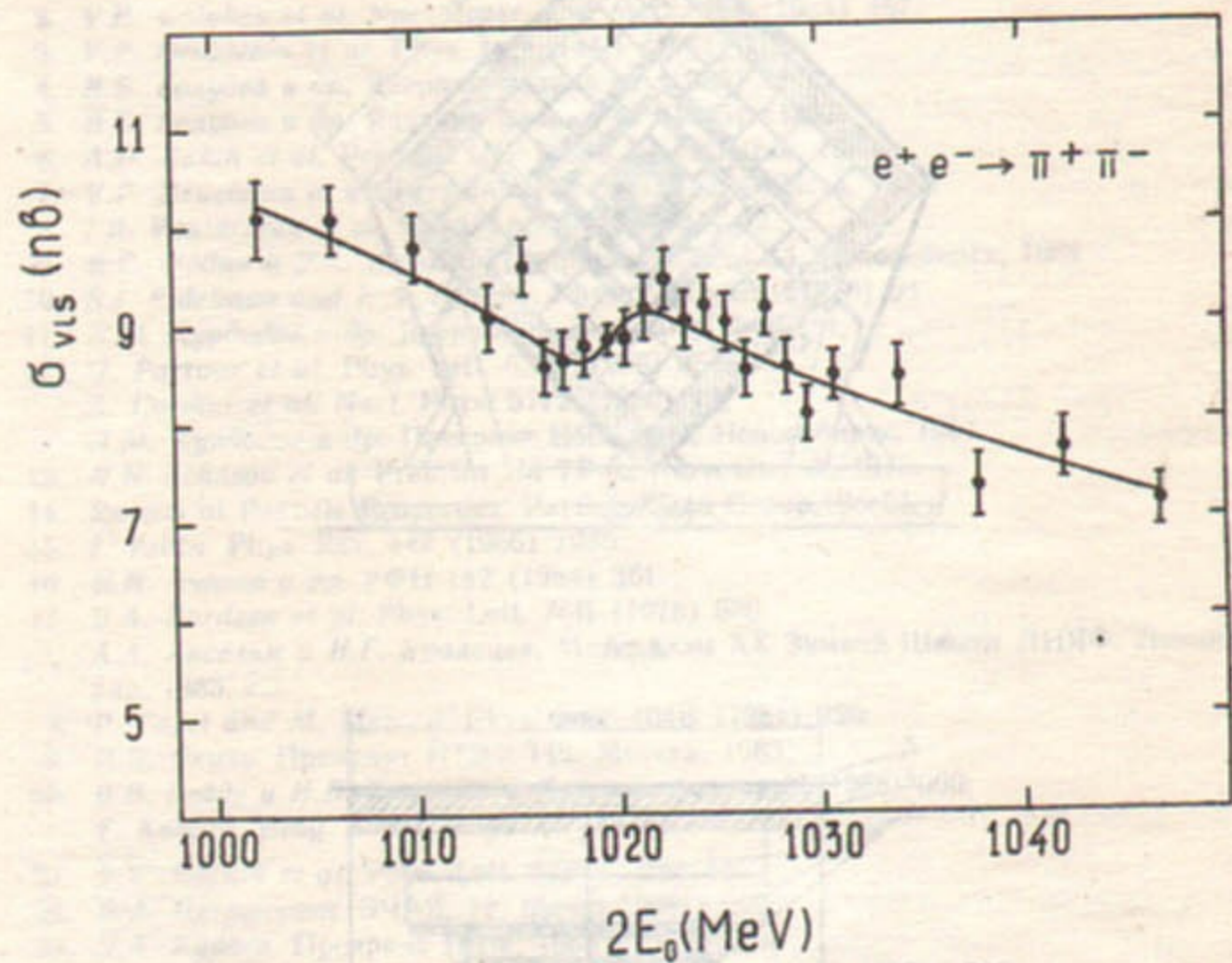


Рис. 2. Сечение регистрации процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$. Сплошная кривая—результат оптимизации.

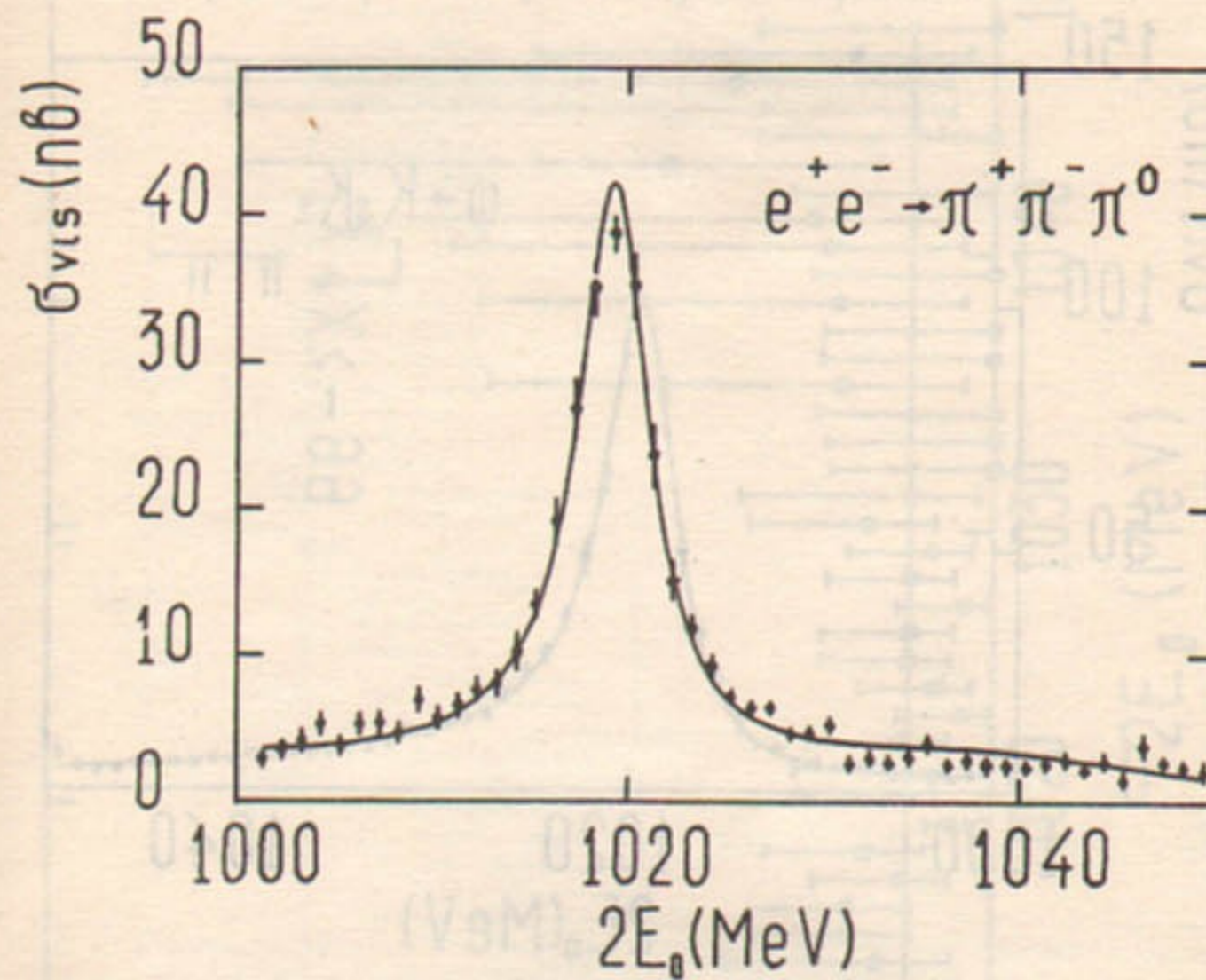


Рис. 3. Сечение регистрации процесса $\Phi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ и оптимальная кривая.

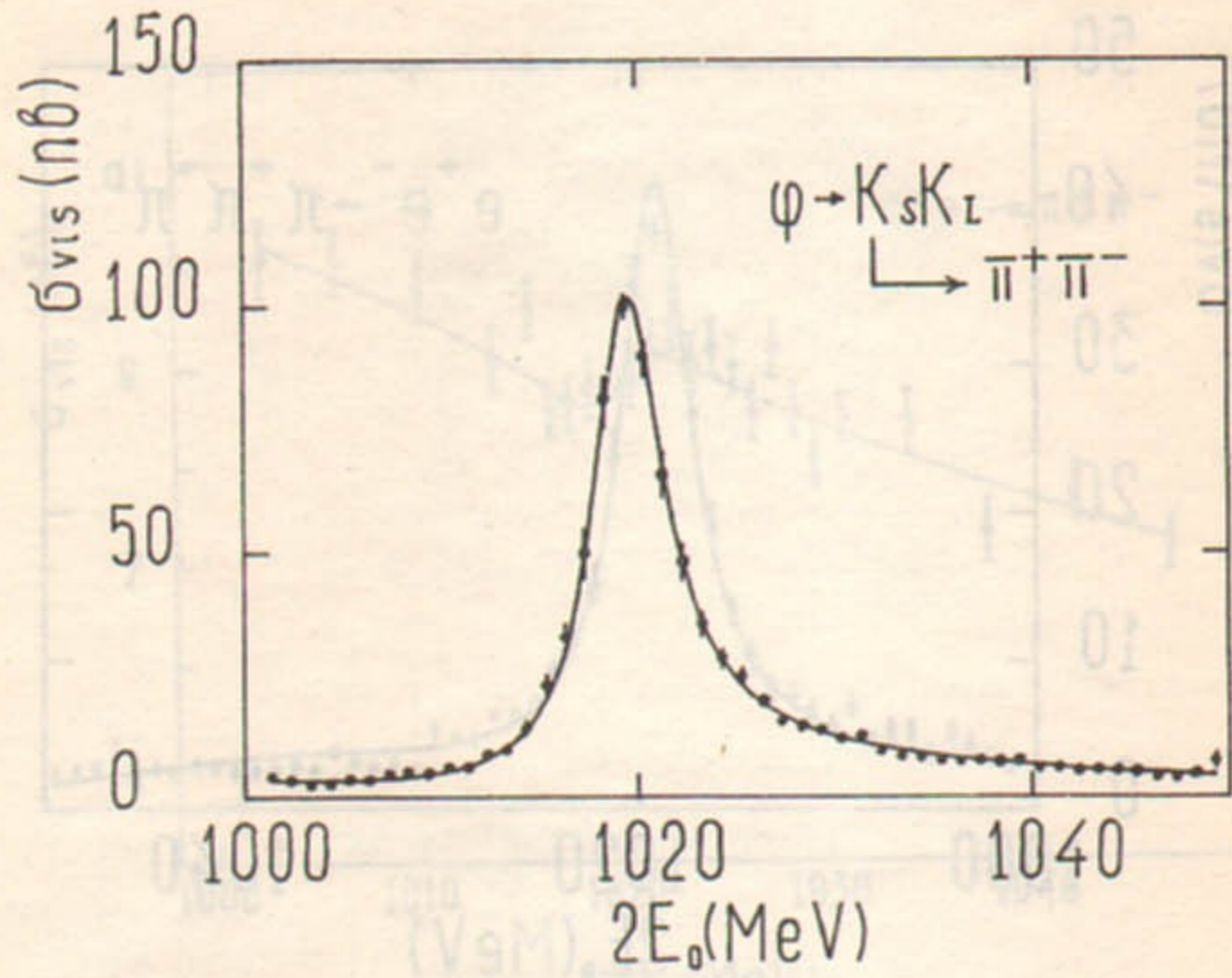


Рис. 4. Сечение регистрации процесса $\phi \rightarrow K_S K_L$ и результат оптимизации.

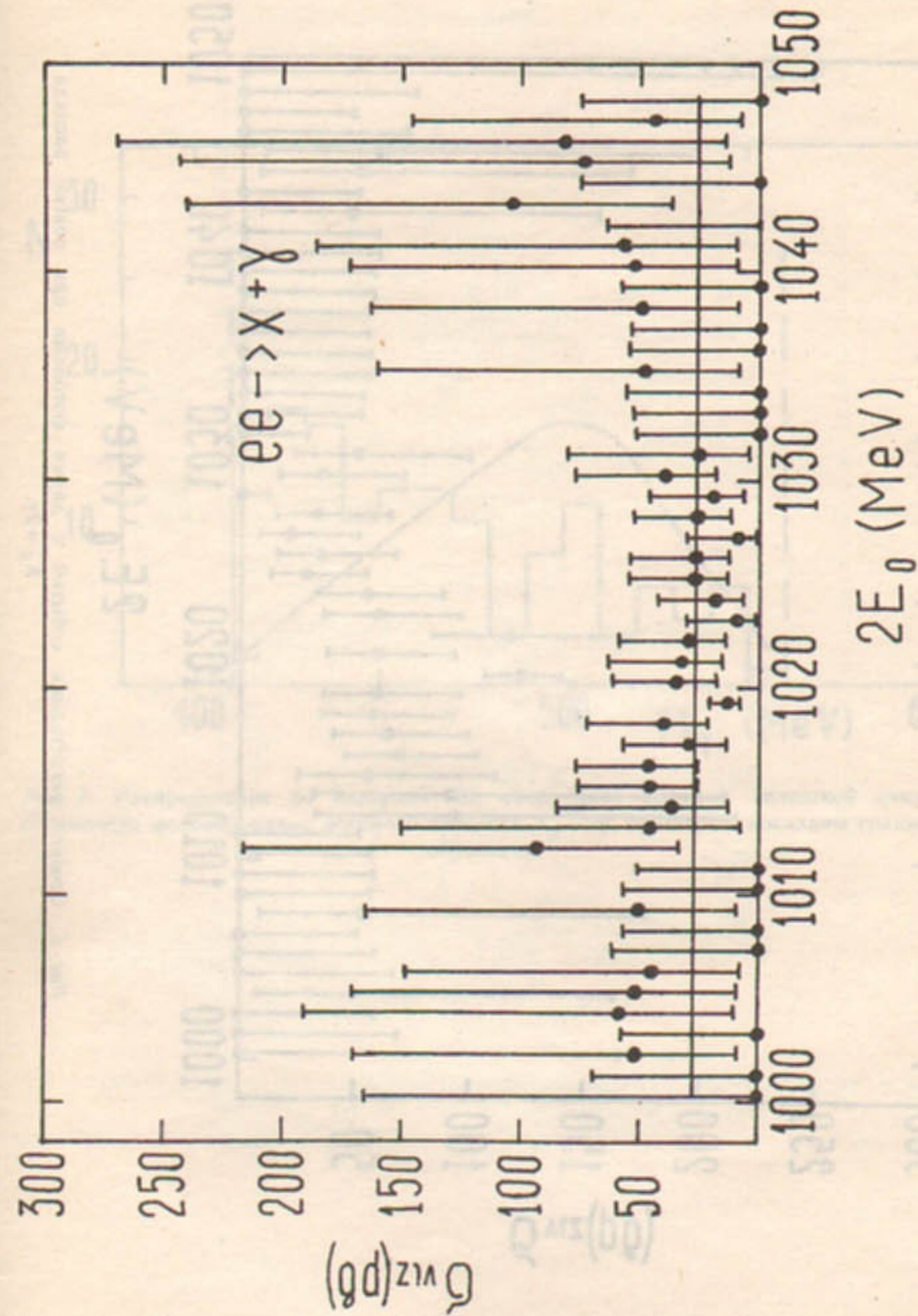


Рис. 5. Сечение регистрации событий с одиночным фотоном.

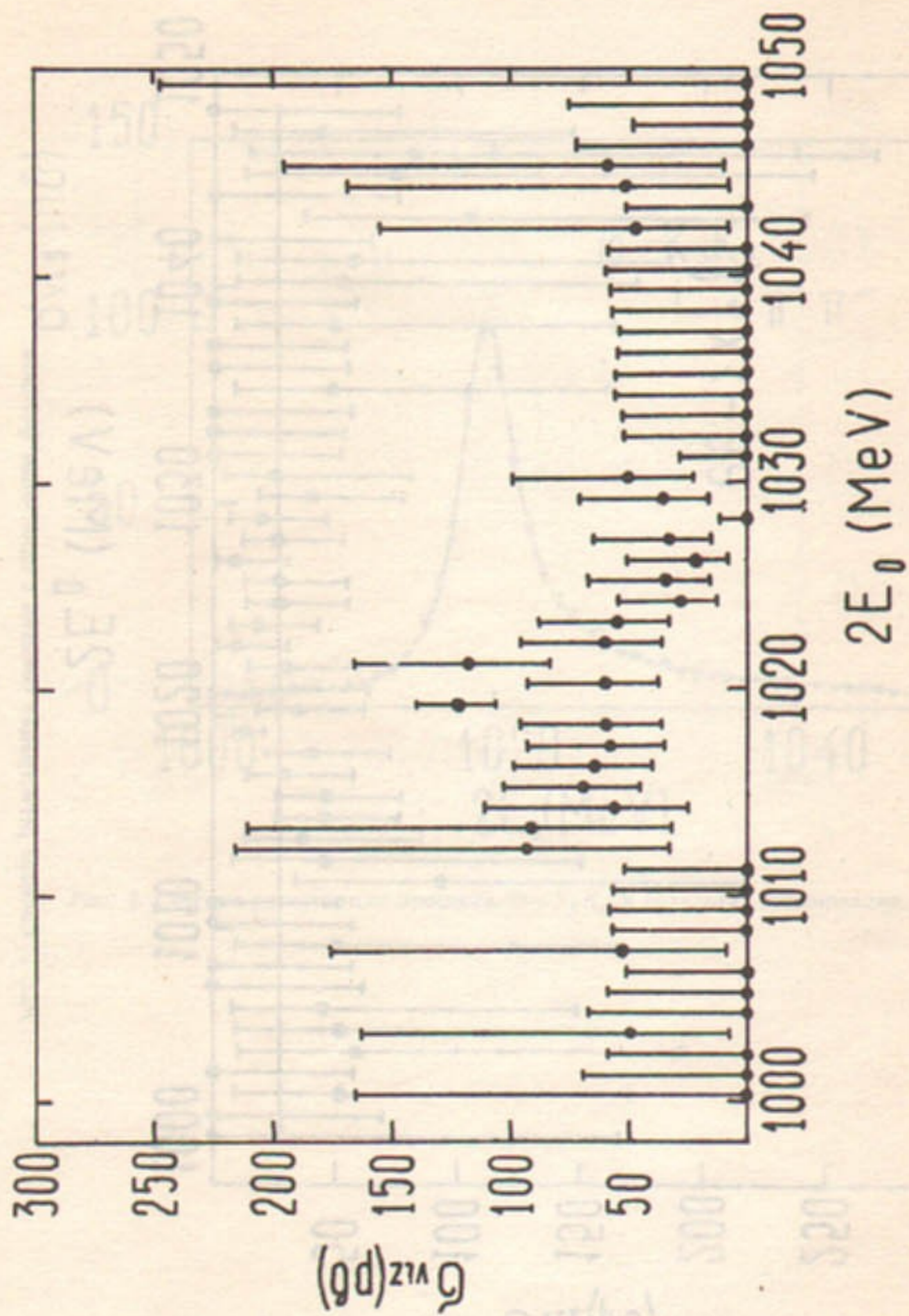


Рис. 6. Сечение регистрации событий с двумя фотонами при поиске распада $K_S \rightarrow 2\gamma$.

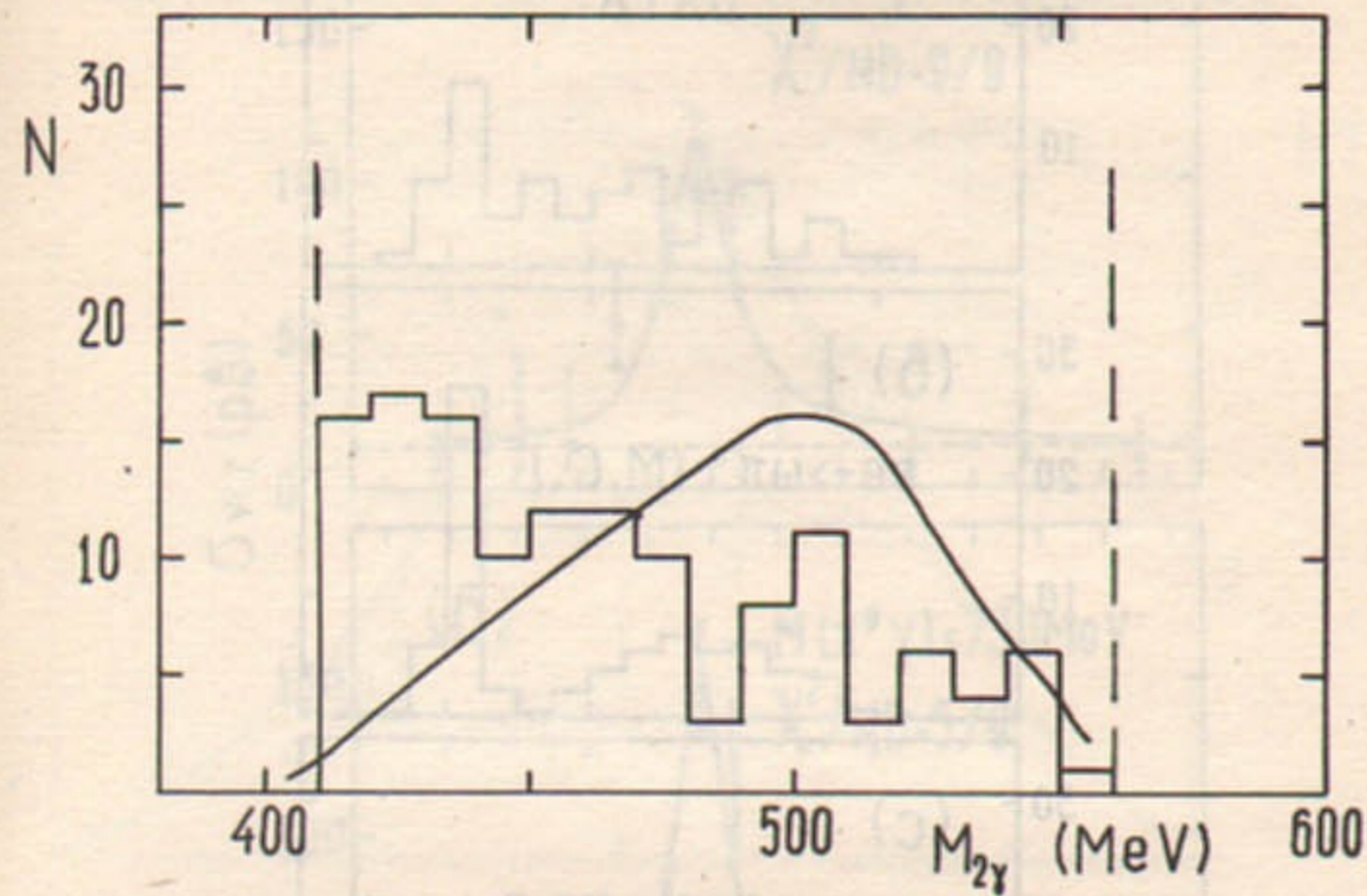


Рис. 7. Распределение по инвариантной массе двух фотонов; сплошной линией обозначено моделирование искомого процесса $K_S \rightarrow 2\gamma$, пунктиром показаны границы обрезания.

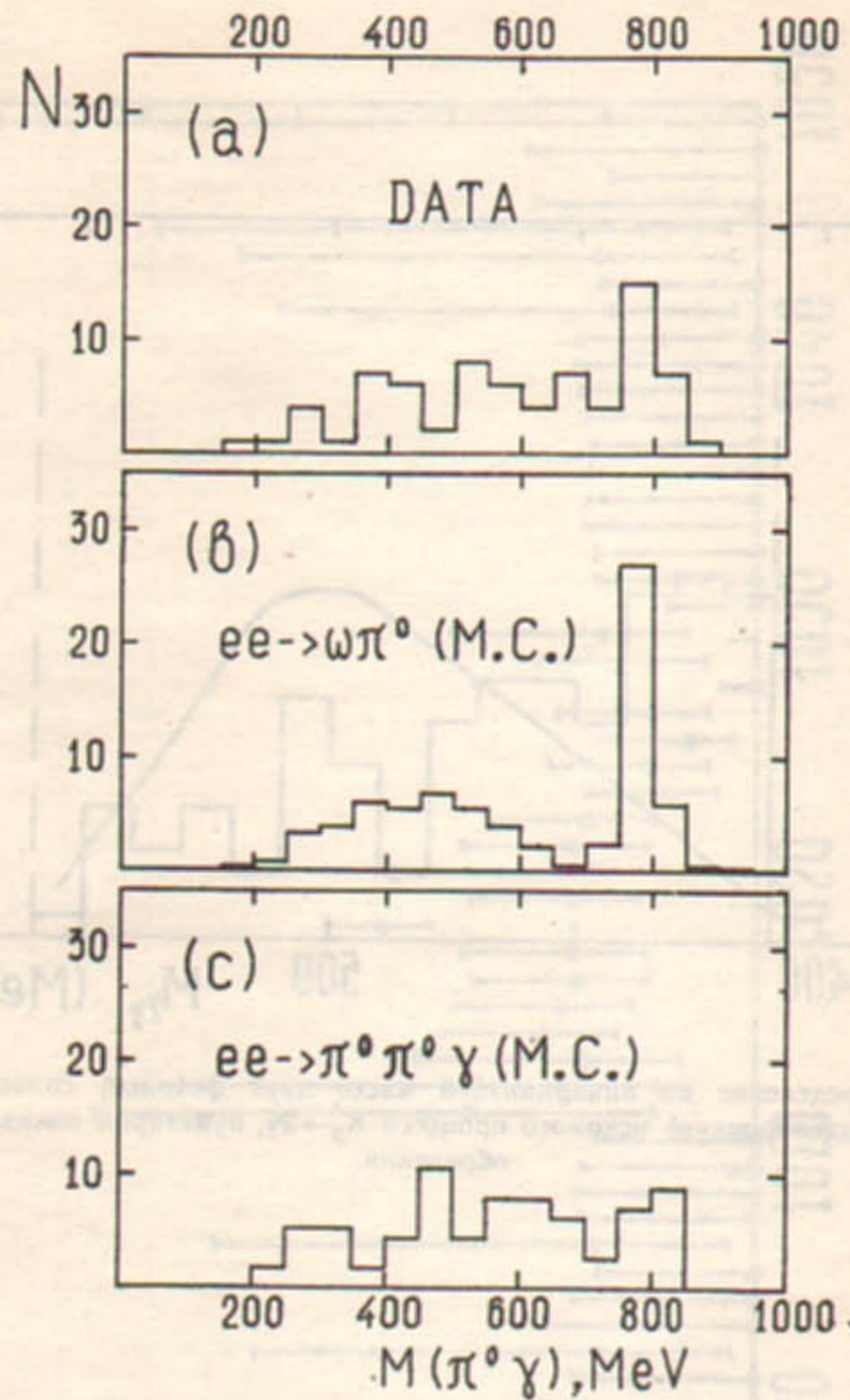


Рис. 8. Распределение по инвариантным массам системы « π^0 -мезон + фотон» в пятифотонных событиях, содержащих два π -мезона:
 а — эксперимент, б — моделирование процесса $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$, с — моделирование процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$.

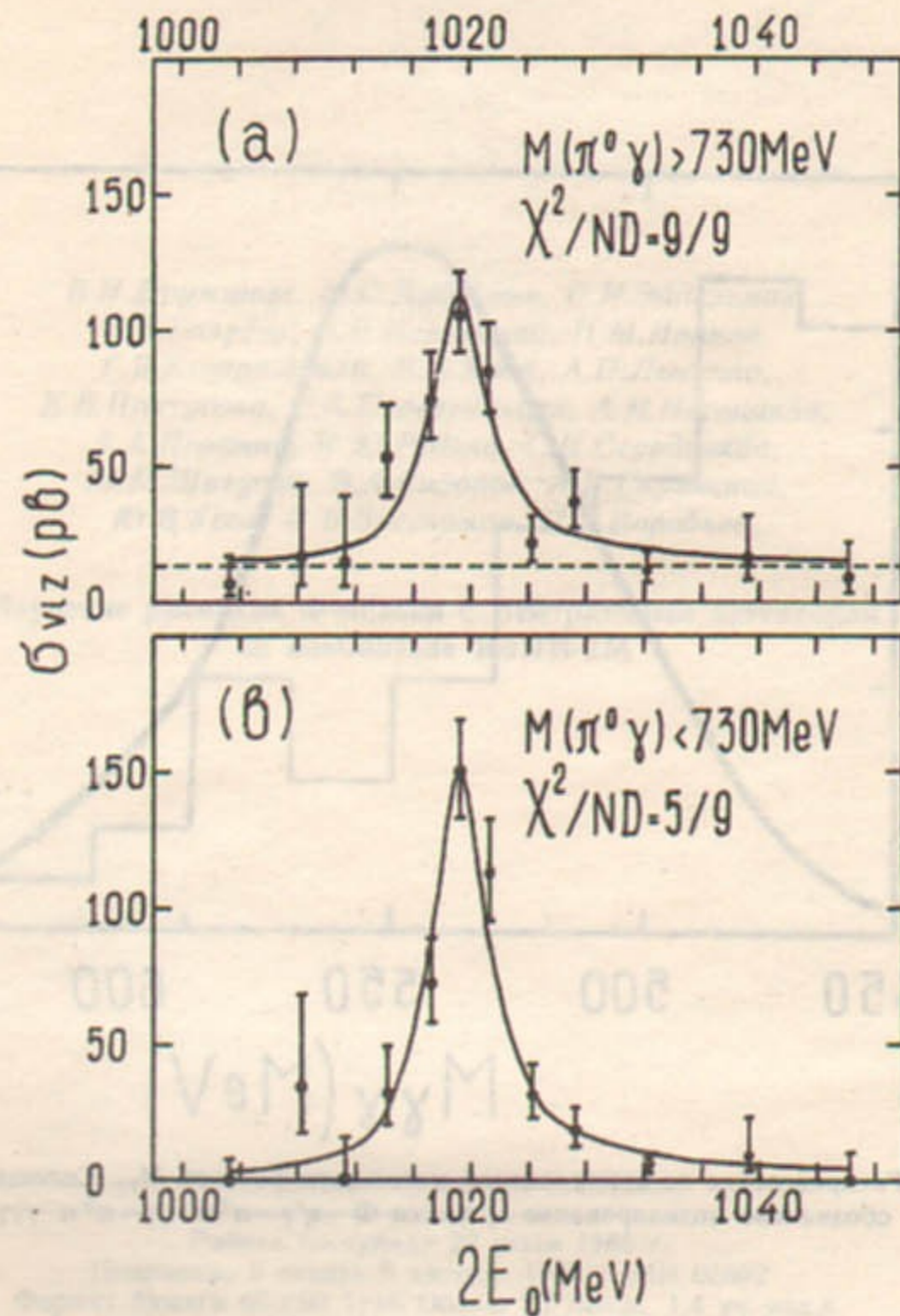


Рис. 9. Энергетическая зависимость сечения регистрации событий типа $\pi^0\pi^0\gamma$
 а — область доминирования реакции $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$, б — область реакции $e^+e^- \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ с массой системы $M(\pi^0\gamma) < 730$ МэВ.

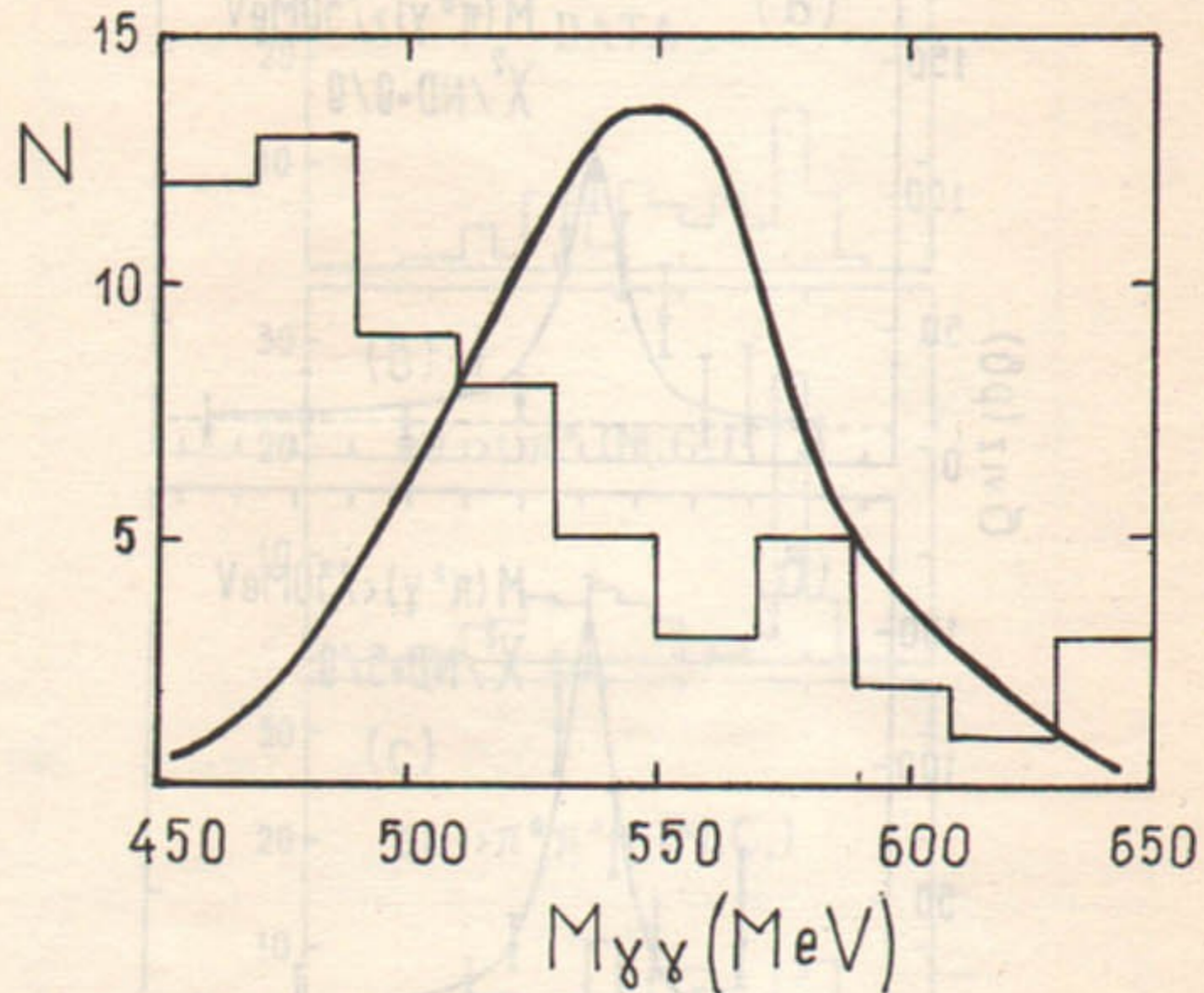


Рис. 10. Распределение по инвариантной массе двух фотонов $M_{\gamma\gamma}$. Сплошной линией обозначено моделирование процесса $\Phi \rightarrow \eta' \gamma \rightarrow \pi^+ \pi^- \eta \gamma \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma \gamma \gamma$.

*В.П.Дружинин, М.С.Дубровин, С.И.Эйдельман,
В.Б.Голубев, В.Н.Иванченко, П.М.Иванов,
Г.Я.Кезерашвили, И.А.Кооп, А.П.Лысенко,
Е.В.Пахтусова, Е.А.Переведенцев, А.Н.Перышкин,
А.А.Полунин, И.Ю.Редько, С.И.Середняков,
Ю.М.Шатунов, В.А.Сидоров, А.Н.Скринский,
Ю.В.Усов, И.Б.Вассерман, П.В.Воробьев,*

**Изучение распадов Φ -мезона с Нейтральным детектором
на накопителе ВЭПП-2М**

Ответственный за выпуск С.Г.Попов

Работа поступила 22 июля 1985 г.
Подписано в печать 6 августа 1985 г. МН 06692
Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 1,7 печ.л., 1,4 уч.-изд.л.
Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ № 110

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