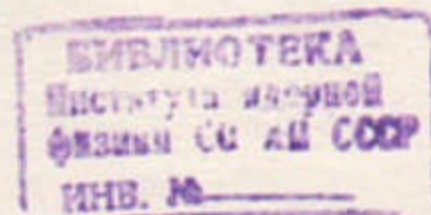


ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

В.П.Дружинин, М.С.Дубровин, С.И.Эйдельман, В.Б.Голубев,
И.Б.Вассерман, П.В.Воробьев, 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

**РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ
С НЕЙТРАЛЬНЫМ ДЕТЕКТОРОМ
НА НАКОПИТЕЛЕ ВЭПП-2М
В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИИ $2E = 1050 - 1400$ МэВ.**

ПРЕПРИНТ 85-98



НОВОСИБИРСК

АННОТАЦИЯ

Приведены результаты экспериментов с Нейтральным детектором на электрон-позитронном накопителе ВЭПП-2М с интегральной светимостью 3 пб^{-1} в области энергии $2E = 1050 - 1400 \text{ МэВ}$. Измерены сечения реакций: $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$, $\pi^+\pi^-\pi^0$, $\eta\pi^+\pi^-$. Величины этих сечений заметно превышают предсказания модели векторной доминантности с учетом ρ -, ω -, Φ -мезонов. Наблюдались квантовоэлектродинамические процессы $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$, $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ с вылетом всех частиц на большие углы.

На электрон-позитронном накопителе ВЭПП-2М [1] в 1984 году были выполнены эксперименты с помощью нейтрального детектора, представляющего собой калориметр на основе кристаллов NaI(Tl) с телесным углом 65% от 4π [2]. Набран интеграл светимости 3 пб^{-1} в области энергии $2E = 1050 - 1400 \text{ МэВ}$. Подробно детали эксперимента и первые результаты описаны в работе [3]. В настоящей работе приведены результаты последующего анализа экспериментальных данных.

1. ИЗУЧЕНИЕ РЕАКЦИИ $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$

В области энергии $2E = 1050 - 1400 \text{ МэВ}$ хорошо изучена реакция $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ [4, 5]. Показано, что реакция обусловлена промежуточными состояниями $\omega\pi^0$, $A_1\pi$ и $\rho\pi$, разделение которых между собой затруднено. В данной работе продолжено начатое ранее [3] изучение реакции:

$$e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma, \quad (1.1)$$

в которой ω -мезон распадается по каналу $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$. В этом случае удается вполне определенно выделить промежуточное состояние $\omega\pi^0$.

Предварительный отбор событий искомой реакции осуществлялся с помощью следующих условий:

- детектором зарегистрированы 4 или 5 фотонов;
- полное энергосодержание в детекторе превышает $1.3E_0$, где E_0 — энергия одного пучка;

- суммарный импульс фотонов в плоскости перпендикулярной оси пучков меньше 150 МэВ;
- доля энергии самого энергичного фотона, выделившаяся в одном слое NaI(Tl), не превышает 75% энергии этого фотона;
- угол между любыми двумя фотонами больше 15°.

Таблица 1
Сечения реакции $e^+e^- \rightarrow \omega \pi^0$

$E_{\text{ф}}, \text{MeV}$	$\sigma_{\text{ин}}^4, \text{pb}$	$\sigma_{\text{ин}}^5, \text{pb}$	$\sigma_{\text{QED}}, \text{pb}$	$\sigma_{\text{Ф}}, \text{pb}$	$\sigma_{\text{ин}}^{\text{эксп}}, \text{nb}$
1020	—	—	—	—	9.1 ± 1.3
1050	92	15	9	14	8.5 ± 3.2
1070	36	60	8	7	8.3 ± 2.9
1090	89	15	8	5	9.2 ± 3.5
1110	180	49	8	4	22.0 ± 5.9
1130	92	26	8	3	11.0 ± 3.7
1150	100	38	7	2	13.0 ± 3.9
1170	57	43	7	2	9.4 ± 3.5
1190	49	12	7	2	7.8 ± 2.9
1210	113	51	7	1	11.1 ± 2.4
1230	51	72	6	1	13.8 ± 3.7
1250	66	92	6	1	15.3 ± 4.4
1270	92	35	6	1	16.7 ± 4.3
1290	88	46	6	1	9.4 ± 1.9
1310	91	50	6	1	13.4 ± 2.4
1330	74	25	6	0	13.8 ± 2.9
1350	75	47	5	0	8.9 ± 2.0
1370	98	54	5	0	13.2 ± 2.3
1390	91	25	5	0	14.7 ± 2.2

Указанные критерии отбора полностью подавляют космический фон и фон от частиц, выбывающих из пучка, они также значительно ослабляют фон от нейтральных распадов Ф-мезона. Дальнейшая обработка отобранных таким образом 343 событий с 4 фотонами и 182 событий с 5 фотонами проводилась отдельно.

Эксклюзивный канал реакции (1.1), когда детектором зарегистрированы все 5 фотонов, обрабатывался с помощью процедуры кинематической реконструкции [2]. При этом требовалось выполнение законов сохранения энергии-импульса и наличие в событии двух π^0 -мезонов. Спектр инвариантных масс π^0 -мезонов и фотона в отобранных 117 событиях показан на рис.1,а. В 99 событиях одна из двух инвариантных масс лежит в районе массы ω -мезона. Энергетическая зависимость полученного сечения регистрации приведена на рис.2,а и в табл.1.

При обработке событий с 4 фотонами процедура кинематической реконструкции не использовалась. Чтобы выделить процесс (1.1), были рассмотрены 280 4-фотонных событий, в которых был найден хотя бы один π^0 -мезон. Для этих событий построен спектр инвариантных масс отдачи π^0 -мезонов (рис.1,б) и спектр инвариантных масс π^0 -мезона и фотонов, не вошедших в π^0 -мезон (рис.1,с). Как видно из рисунков, пик на массе ω -мезона достаточно четкий, что позволяет выделить 199 событий искомой реакции. Энергетическая зависимость сечения регистрации выделенных событий приведена на рис.2,б и в табл.1. При таком отборе фон определяется вкладом нейтральных распадов Ф-мезона и следующим квантовоэлектродинамическим процессом [6]:

$$e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma\gamma \quad (\text{КЭД}) \quad (1.2)$$

Полученные сечения регистрации 4- и 5-фотонных событий согласуются между собой, поэтому в дальнейшем будем рассматривать сумму этих сечений, которая может быть аппроксимирована следующей зависимостью:

$$\sigma_{\text{ин}}(E) = \varepsilon \cdot B(\omega \rightarrow \pi^0\gamma) \cdot \sigma(E) + \sigma_{\text{Ф}}(E) + \sigma_{\text{QED}}(E), \quad (1.3)$$

где $\sigma(E)$ — полное сечение реакции (1.1), $\sigma_{\text{QED}}(E)$ — расчетное сечение регистрации реакции (1.2) (табл.1), ε — эффективность регистрации, которая слабо зависит от энергии и составляет $\varepsilon = (11.4 \pm 1.2)\%$, $\sigma_{\text{Ф}}(E)$ — Брейт-Вигнеровское сечение регистрации нейтральных распадов Ф-мезона (табл.1), параметры которого были найдены в результате анализа 4- и 5-фотонных событий, за-

регистрированных в эксперименте по изучению Φ -мезонного резонанса [7]. При этом использовались критерии отбора событий, описанные в настоящей работе.

Используя величину $B(\omega \rightarrow \pi^0 \gamma) = (8.7 \pm 0.5)\%$ [8], из (1.3) можно получить полное сечение процесса (1.1) (рис.2,с, табл.1). Энергетическая зависимость этого полного сечения аппроксимировалась в рамках стандартной модели векторной доминантности с учетом вклада только $\rho(770)$ [9]:

$$\sigma(E) = 12\pi \left(\frac{m_\rho}{2E}\right)^3 \frac{\Gamma(\rho \rightarrow e^+e^-)\Gamma(\rho \rightarrow \omega\pi^0)}{(4E^2 - m_\rho^2)^2 + (m_\rho\Gamma_\rho(E))^2},$$

$$\Gamma(\rho \rightarrow \omega\pi^0) = \frac{g_{\omega\rho\pi}^2}{4\pi} \frac{p_\omega^3}{3},$$

$$p_\omega = \sqrt{\frac{(4E^2 - m_\omega^2 - m_\pi^2)^2 - 4m_\omega^2 m_\pi^2}{16E^2}},$$

$$\Gamma_\rho(E) = \Gamma_\rho(m_\rho) \cdot \left(\frac{4E^2 - 4m_\pi^2}{m_\rho^2 - 4m_\pi^2}\right)^{3/2} \cdot \frac{m_\rho}{2E}.$$

Свободным параметром являлась лишь константа связи $g_{\omega\rho\pi}^2/4\pi$. В результате такой аппроксимации получено следующее значение этой константы:

$$g_{\omega\rho\pi}^2/4\pi = 28 \pm 4 \text{ (ГэВ}^{-2}\text{)},$$

где в ошибку включена систематическая ошибка моделирования 10% и ошибка в табличном значении $B(\omega \rightarrow \pi^0 \gamma)$.

Полученная величина заметно выше, чем $g_{\omega\rho\pi}^2/4\pi = 20 \text{ ГэВ}^{-2}$, предсказанная моделью векторной доминантности [9] с использованием величины $\Gamma(\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0)$. Последние расчеты в рамках правил сумм КХД [10] также дают значение, меньшее чем наблюдаемое (1.5): $g_{\omega\rho\pi}^2/4\pi = 23 \text{ ГэВ}^{-2}$. Наблюдаемое отличие пока не имеет надежного объяснения, вероятно, следует учесть вклады вышележащих состояний. Авторы надеются в дальнейшем провести анализ данных с учетом таких вкладов, а также продолжить изучение реакции $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$ в основном канале распада ω -мезона.

2. РЕАКЦИЯ $e^+e^- \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$

Реакция



ранее изучалась в области энергии до 1100 МэВ на накопителе АСО [11] и выше 1350 МэВ на накопителе DCI [12] (рис.5). Измерения сечения этой реакции в интервале энергии 1100—1350 МэВ отсутствуют. В рамках модели векторной доминантности [13] реакция (2.1) описывается диаграммой, представленной на рис.3, в которой доминирует переход $\omega, \Phi \rightarrow \rho\pi$. Расчетная величина сечения в этой модели с учетом зависимости ширины резонансов от энергии составляет 7 нб при $2E = 1050 \text{ МэВ}$ и 0.3 нб при $2E = 1400 \text{ МэВ}$.

Для выделения процесса (2.1) отбирались события с двумя заряженными частицами и двумя γ -квантами, удовлетворяющие следующим условиям:

- каждый фотон вызывает срабатывание ливневой камеры;
- выполняются законы сохранения энергии и импульса с аппаратурной точностью;
- инвариантная масса двух фотонов $M_{\gamma\gamma}$ соответствует массе π^0 -мезона: $110 \text{ МэВ} < M_{\gamma\gamma} < 160 \text{ МэВ}$.

На рис.4 представлены распределения по инвариантной массе $M_{\gamma\gamma}$ двух фотонов для наблюдаемых событий, моделирования процесса (2.1) и фонового процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 \pi^0$. На приведенном распределении наблюдаемых событий (рис.4,а) виден четкий пик от π^0 -мезона, согласующийся с моделированием данного процесса (рис.4,б). События в подложке (рис.4,а) определяются основным фоновым процессом $e^+e^- \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 \pi^0$, вычитание которого проводилось по событиям с массой $M_{\gamma\gamma}$ вне пика π^0 -мезона: $85 \text{ МэВ} < M_{\gamma\gamma} < 110 \text{ МэВ}$ и $160 \text{ МэВ} < M_{\gamma\gamma} < 185 \text{ МэВ}$. Полное число найденных событий изучаемой реакции после вычитания фона составляет около 550. Эффективность регистрации процесса (2.1) в описанных выше условиях отбора слабо зависит от энергии и составляет около 5%. На рис.5 приведены энергетическая зависимость измеренного сечения реакции (2.1) и расчетное сечение с учетом радиационных поправок. Видно, что измеренное сечение согласуется с результатами ранее выполненных экспериментов, но имеет лучшую статистическую точность. Сечение составляет в среднем $3.6 \pm 0.4 \text{ нб}$, что значительно выше расчетного значения. Возможными причинами этого различия являются вклады много-

адронных промежуточных состояний [14], электромагнитное q, ω -смешивание [13] или вклады вышележащих резонансов, например $\Phi'(1680)$.

3. КВАНТОВО-ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ ЧЕТВЕРТОГО ПОРЯДКА ПО КОНСТАНТЕ α

Справедливость квантовой электродинамики (КЭД) традиционно проверяется в экспериментах двух типов:

- точные измерения аномальных магнитных моментов лептонов, измерение лэмбовского сдвига уровней атомов и другие эксперименты, где проверяются высшие порядки КЭД по константе α с малыми передачами импульса;
- эксперименты при высоких энергиях на встречных пучках в процессах второго порядка, например, $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, где проверяется поведение сечений при больших передачах импульса.

В нашей работе изучаются процессы КЭД высокого (четвертого) порядка с большими передачами импульса:

$$e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-, \quad (3.1)$$

$$e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma, \quad (3.2)$$

$$e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma\gamma. \quad (3.3)$$

Изучение этих процессов на встречных пучках представляет интерес по ряду причин. Во-первых, это физические процессы пригодные для проверки предсказаний КЭД, так как их сечения могут быть точно рассчитаны. Во-вторых, в этих процессах в конечном состоянии могут рождаться новые гипотетические лептоны, как заряженные так и нейтральные [16, 17], которые можно выделять при анализе спектров инвариантных масс конечных частиц. Кроме того, эти реакции являются фоном к адронным процессам с образованием мезонов, распадающихся на фотоны и электроны. Процесс (3.1) наблюдался на накопителях PEP и PETRA с суммарной статистикой около 10 событий [18—22]. Процессы (3.2) и (3.3) до сих пор не наблюдались. К настоящему времени сделаны расчеты всех процессов КЭД четвертого порядка [6, 23—26]. Однако использование результатов этих расчетов непосредственно для сравнения с экспериментальными данными пока не осуществлено из-за вычислительных трудностей.

Для выделения процессов (3.1), (3.2) и (3.3) выбирались события, удовлетворяющие следующим требованиям:

- углы вылета четырех зарегистрированных частиц к оси пучка превышают 45° ;
- законы сохранения энергии и импульса выполняются с точностью до аппаратного разрешения;
- пространственный угол между любой парой частиц превышает 20° ;
- энергия каждой частицы превышает $0.04E_0$, где E_0 — энергия пучка;
- для подавления вклада от π -мезонов применялась процедура e/π разделения [15];
- для отбора событий процесса (3.2) требовалось, чтобы каждый фотон вызвал срабатывание ливневой камеры и его энергия превышала $0.14E_0$.

Описанные критерии отбора позволили выделить 11 событий процесса (3.1) и 45 событий процесса (3.2). Зависимость сечения регистрации процессов (3.1) и (3.2) от энергии (рис.6) согласуется с ожидаемой по закону E^{-2} . Вклад фоновых процессов, например: $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$, $\pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ составляет не более 10% от наблюдаемого сечения регистрации. Для получения полных сечений реакций (3.1) и (3.2) в телесном угле детектора необходимо определить эффективность регистрации, используя результаты работ [25, 26].

При выделении событий процесса (3.3) дополнительно требовалось, чтобы хотя бы три фотона вызвали срабатывание ливневых камер. Было выделено 283 события с четырьмя фотонами в конечном состоянии, большая часть которых объясняется реакцией (1.1). Для уменьшения вклада этой реакции использовалось различие в распределении по эффективным массам двух или трех фотонов в процессах (1.1) и (3.3). На первом этапе выделения искались π^0 -мезоны, т. е. пары фотонов с инвариантной массой 135 ± 70 МэВ. Далее в событиях с π^0 -мезонами определялись эффективные массы всех возможных систем $\pi^0\gamma$ и масса отдачи каждого π^0 -мезона. Если какая-либо из этих масс попадала в интервал 780 ± 120 МэВ, соответствующий массе ω -мезона, то событие отбрасывалось. Таким образом удалось подавить вклад реакции (1.1) в несколько раз. Оставшаяся часть фоновых событий определялась с использованием моделирования и полного сечения процесса (1.1), определенного в данной работе, и вычиталась. Эффективность регистрации процесса (3.3) и некоторые другие величины

приведены в таблице 2. Измеренное полное сечение процесса (3.3) (рис.7) согласуется с расчетом [6].

Таблица 2

Число событий и полное сечение реакции $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma\gamma$ (QED)

E_0 MeV	L_e pb^{-1}	$\sigma_{\text{пол}}^{\text{эксп}}$ nb	$\epsilon^{\text{эксп}} \cdot B_{\omega \rightarrow \gamma\gamma}$ %	$\epsilon_{\text{QED}}^{\text{теор}}$ %	$N_{\text{эксп}}$	$N^{\text{эксп}}$	$N_{\text{QED}}^{\text{теор}}$	$\sigma_{\text{QED}}^{\text{теор}}$ pb
1100	0.378	12.0 ± 2	0.14	2.33	4	6	$0+3$	$0+340$
1200	0.581	10.4 ± 2	0.14	6.77	15	8.4	7 ± 5	178 ± 130
1300	1.442	13.7 ± 2	0.14	6.50	42	27	15 ± 8	154 ± 80
1400	0.860	12.3 ± 2	0.14	6.38	17	15	$2 \pm \frac{1}{2}$	$36 \pm \frac{90}{36}$

В данной работе впервые наблюдались процессы (3.2) и (3.3) с вылетом всех частиц на большие углы. В дальнейшем предполагается в несколько раз увеличить статистику и провести анализ спектров эффективных масс пар частиц для сравнения с предсказаниями квантовой электродинамики.

4. ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЯ ПРОЦЕССА $e^+e^- \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$

Реакция



интересна с точки зрения изучения изовекторной части электромагнитного тока $e^+e^- \rightarrow \rho, \rho', \dots \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$. Как показано в работе [27], в приближении векторной доминантности следует ожидать резкого порогового роста сечения при энергии $2E_0$ большей 1.2 ГэВ, что связано с открытием канала $e^+e^- \rightarrow \rho \rightarrow \eta\rho \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$, в результате чего сечение возрастает в 25 раз в интервале энергии от 1.2 до 1.4 ГэВ и достигает 0.25 нб. Кроме того, в реакции (4.1) может проявляться влияние резонанса $\rho(1250)$, существование которого обсуждается уже много лет. Наконец, недавно в процессе фоторождения на протоне был обнаружен узкий резонанс в системе $\eta\pi^+\pi^-$ [28] с массой 1.28 ± 0.01 ГэВ и шириной 0.08 ± 0.02 ГэВ. Проведенный в [28] анализ показал, что квантовые числа этого резонанса возможно совпадают с квантовыми числами фотона, то есть он может в принципе наблюдаться на встречных e^+e^- пучках.

Поиск процесса (4.1) проводился в канале с распадом $\eta \rightarrow \gamma\gamma$, для чего отбирались события с двумя заряженными частицами и двумя фотонами с инвариантной массой фотонов, превышающей 300 МэВ. Далее, с помощью процедуры кинематической реконструкции [2] отбирались события, в которых выполнялись законы сохранения энергии и импульса в предположении, что заряженные частицы являются пионами.

Основным фоном к искомому процессу является реакция



имеющая сечение ~ 40 нб в области энергии 1.1–1.4 ГэВ, что более чем на два порядка превышает сечение реакции (4.1).

Эффективность регистрации процессов (4.1) и (4.2) с учетом условий отбора событий определялась с помощью моделирования методом Монте-Карло и составила $(9 \pm 2)\%$ для процесса (4.1). На рис.8 показано ожидаемое распределение по инвариантной массе фотонов для реакций (4.1) и $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$, остальные фоновые процессы (4.2) должны давать сходные широкие распределения. Соответствующие гистограммы для зарегистрированных событий в области энергии $2E_0$ от 1.05 до 1.3 ГэВ и от 1.3 до 1.4 ГэВ показаны на рис.9. Распределение на рис.9,а не содержит статистически значимого пика при массе η -мезона, тогда как в распределении на рис.9,б имеется пик величиной около 1.5 стандартных отклонений. Для вычисления сечения процесса (4.1) отдельно подсчитывались события в области $M_{\gamma\gamma}$ от 530 до 570 МэВ, где наряду с фоном содержится основная часть событий искомого процесса, и в соседних областях, показанных на рис.9, где содержится фон. Сечение процесса (4.1), полученное после вычитания фона и учета эффективности регистрации приведено на рис.10, из которого видно, что только в области энергии $2E_0$ от 1.36 до 1.4 ГэВ сечение значимо отличается от нуля и превышает предсказание работы [27], основанное на модели векторной доминантности с учетом вклада одного $\rho(770)$. Это согласуется с данными, полученными на DM1 [29] в области энергии от 1.4 до 2.18 ГэВ (рис.10), из которых следует, что основной вклад в сечение (4.1) в этой области энергии дает $\rho'(1600)$.

Резонанс с массой 1.28 ГэВ и шириной 0.08 ГэВ [28] не наблюдается, поэтому можно установить лишь верхний предел произведения его электронной ширины на вероятность распада в $\eta\pi^+\pi^-$, который составляет:

$$\Gamma_{e^+e^-} \cdot B_{\eta\pi^+\pi^-} < 6 \text{ эВ (90\% уровень достоверности).}$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Tumaikin G.M. Proceedings of the 10-th International Conference on High Energy Particle Accelerators. Serpukhov, 1977, vol.1, p.443.
2. Golubev V.B. et al. Nucl. Instr. and Methods, 227 (1984) 467.
3. Druzhinin V.P. et al. Preprint INP 84-93. Novosibirsk, 1984.
4. Kurdadze L.M. et al. Preprint INP 79-69. Novosibirsk, 1979.
5. Cosme G. et al. Phys. Lett., 63B (1976) 349.
6. Berends F.A. et al. Nucl. Phys., B239 (1984) 395.
7. Druzhinin F.A. et al. Preprint INP (в печати).
8. Review of Particle Properties. Particle Data Group, 1984.
9. Карнаков В.Е. Ядерная физика (в печати).
10. Елетский В.Л., Коган Я.И. Ядерная физика, 39 (1984) 138.
11. Cordier A. et al. Nucl. Phys., B172 (1980) 13.
12. Augustin J.E. et al. Preprint LAL/83-21. Orsay, 1983.
Paulot C. Preprint LAL/79-14. Orsay, 1979.
13. Achasov N.N. et al. Phys. Lett., 50B (1974) 448.
14. Байер В.Н., Фадин В.С. Письма в ЖЭТФ, 15 (1972) 219.
15. Golubev V.B. et al. Report at the 3-rd International Conference on Colliding Beam Instrumentation. Novosibirsk, 1984.
16. Gornau M. et al. Phys. Rev., D29 (1984) 2539.
17. Thun R. Phys. Lett., 134B (1984) 459.
18. Perl M.L. et al. Preprint SLAC-PUB-3515. Massachusetts, 1984.
19. Adeva B. et al. Phys. Rev. Lett., 48 (1982) 721.
20. Ford W.T. et al. Preprint SLAC-PUB-3016. Wisconsin, 1982.
21. Bartel W. et al. Z. Phys., C24 (1984) 223.
22. Behrend H.J. et al. Preprint DEZY 84-103. Hamburg, 1984.
23. Berends F.A. et al. Preprint KUL-TF-84/7.
24. Кураев Э.А. и др. Препринт ИЯФ 85-69. Новосибирск, 1985.
25. Kleiss R. Nucl. Phys., B241 (1984) 61.
26. Кураев Э.А. и др. Ядерная физика (в печати).
27. Ачасов Н.Н., Карнаков В.А. Письма в ЖЭТФ, 39 (1984) 285.
28. Atkinson M., Axon T.J. et al. Nucl. Phys., B242 (1984) 269.
29. Delcourt B., Bisello D. et al. Phys. Lett., 113B (1982) 93.

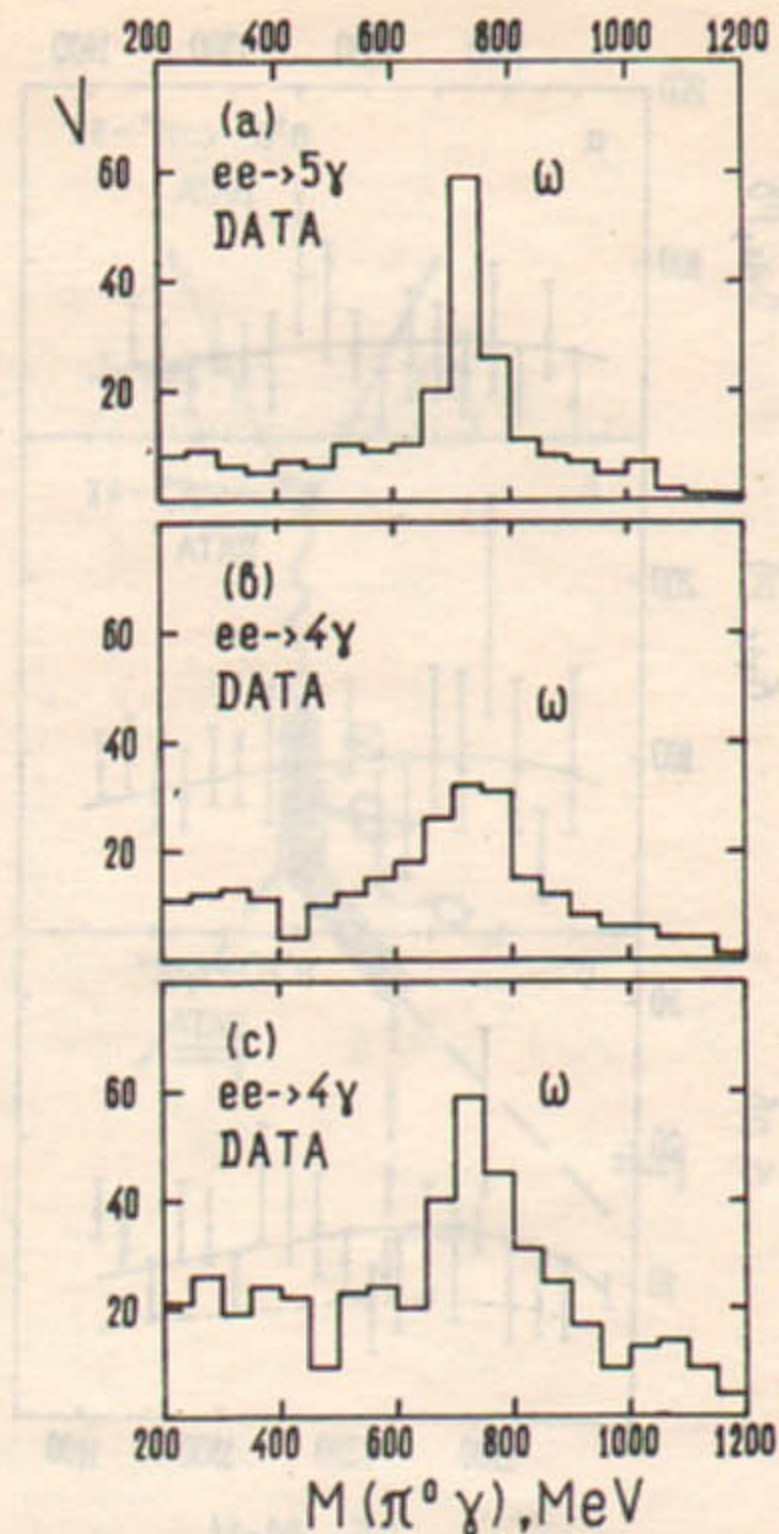


Рис.1. Выделение событий, содержащих ω -мезон, по спектрам инвариантных масс: *a*—инвариантные массы π^0 -мезонов и фотона в событиях с 5 фотонами; *b*—инвариантные массы отдачи π^0 -мезонов в событиях с 4 фотонами; *c*—инвариантные массы π^0 -мезона и фотонов в событиях с 4 фотонами.

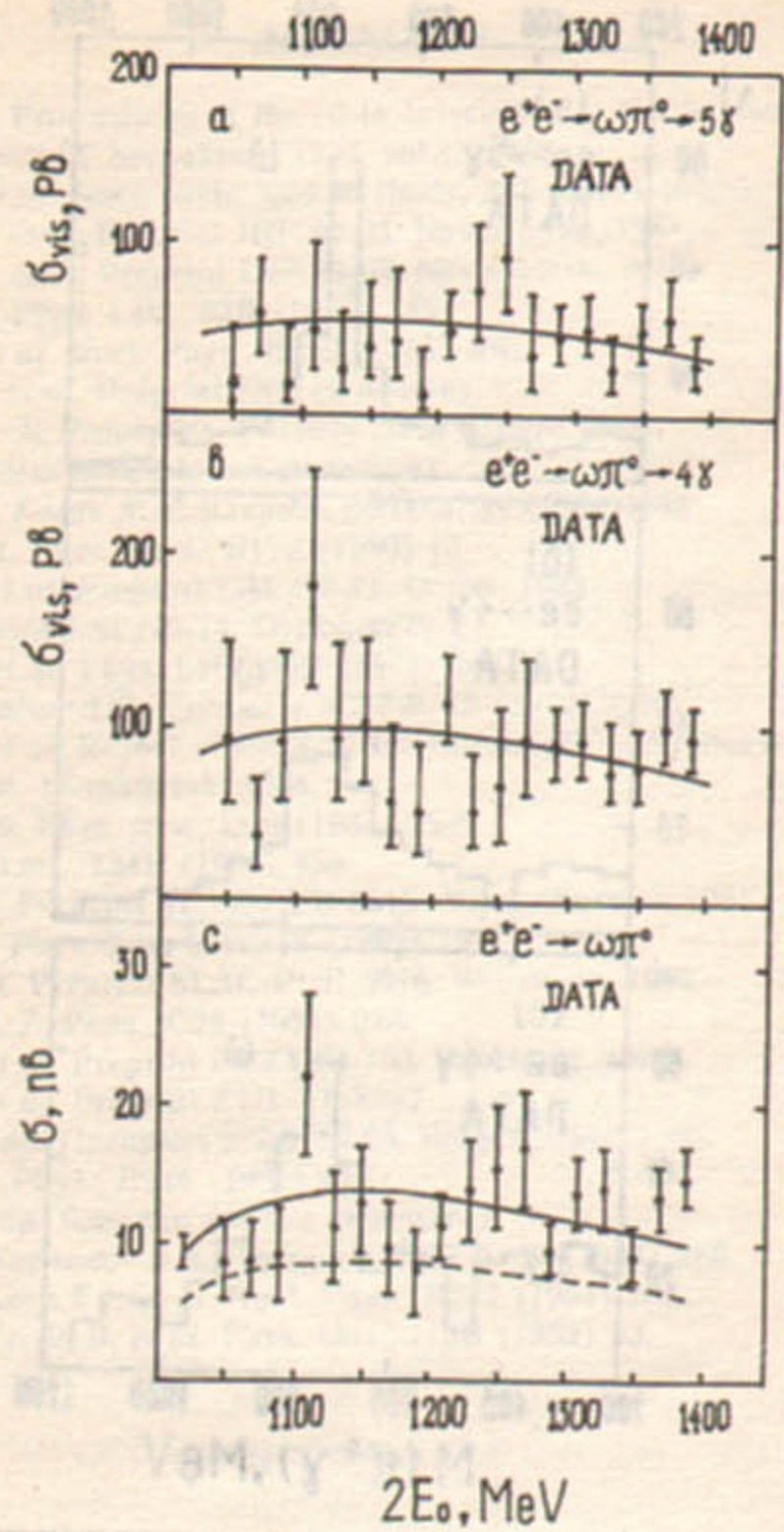


Рис.2. Полученные по описанным в тексте критериям отбора сечения:
 а—сечение регистрации 5-фотонных событий; б—сечение регистрации 4-фотонных событий;
 с—полное сечение реакции $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$. Сплошная кривая—результат оптимизации,
 пунктир—расчетный вклад $\phi(770)$ [9].

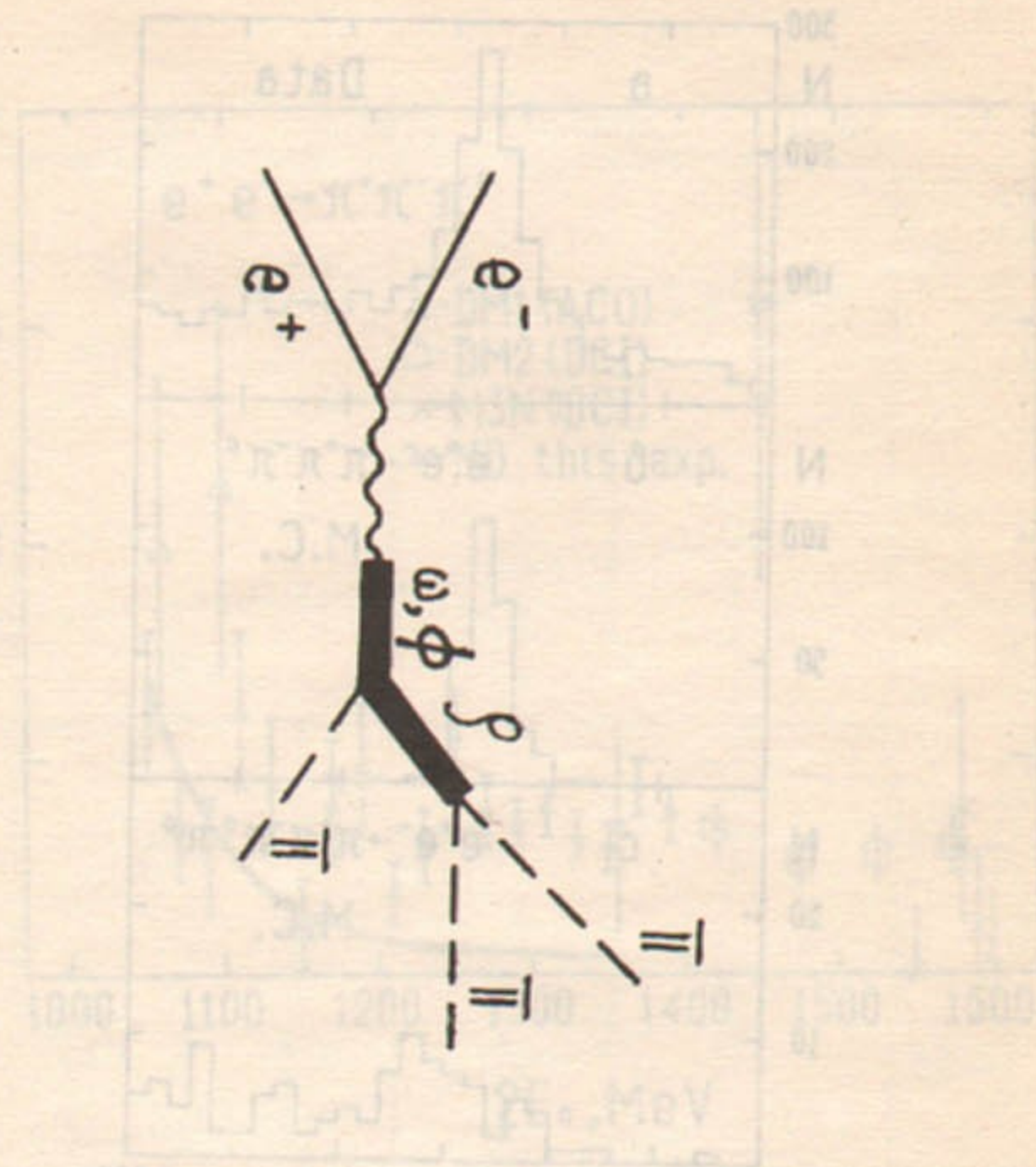


Рис.3. Диаграмма реакции $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$.

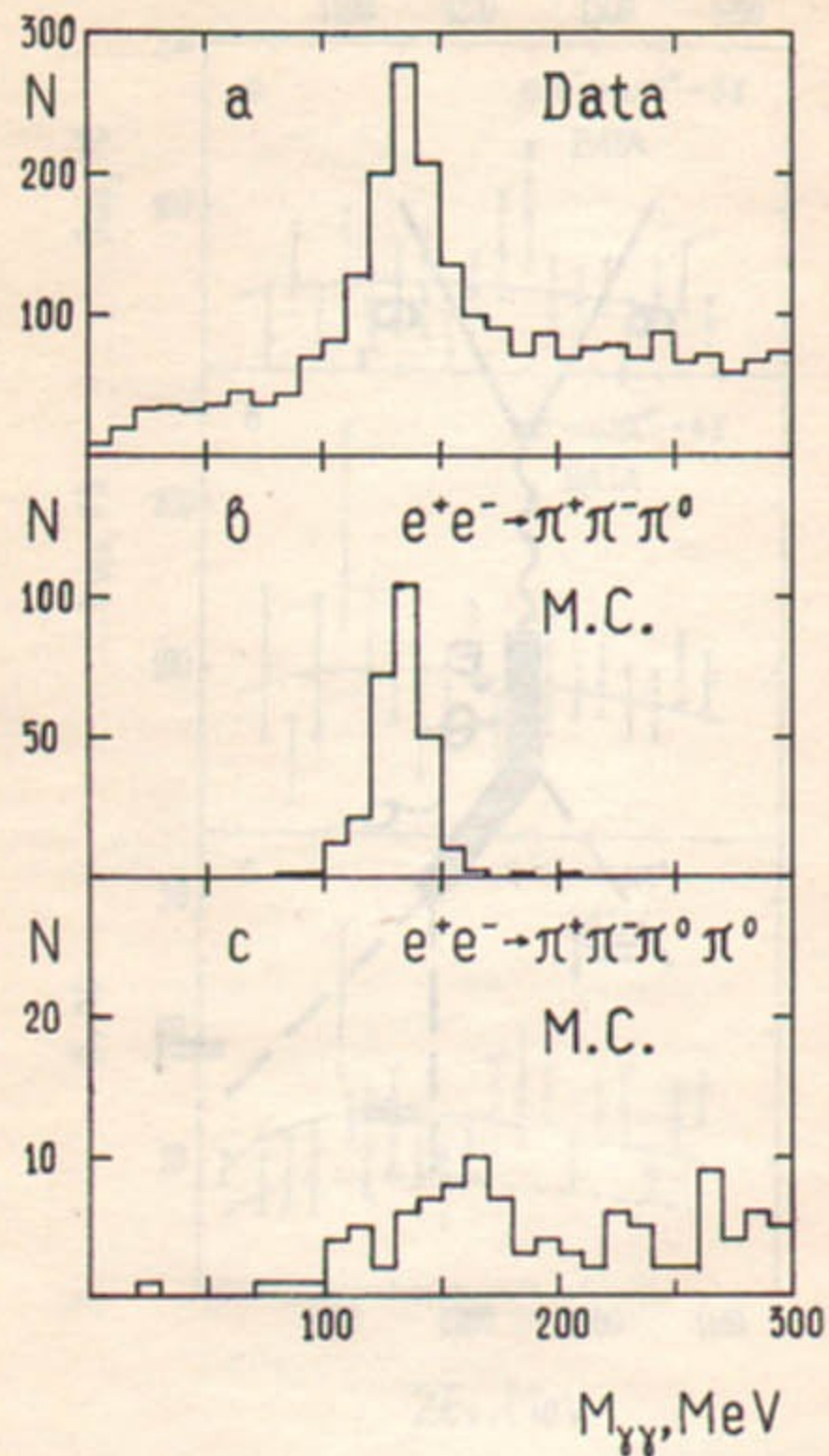


Рис.4. Распределение по инвариантной массе двух фотонов при выделении реакции (2.1) $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$:

a—эксперимент; *b*—моделирование реакции (2.1) методом Монте—Карло; *c*—моделирование реакции $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ методом Монте—Карло.

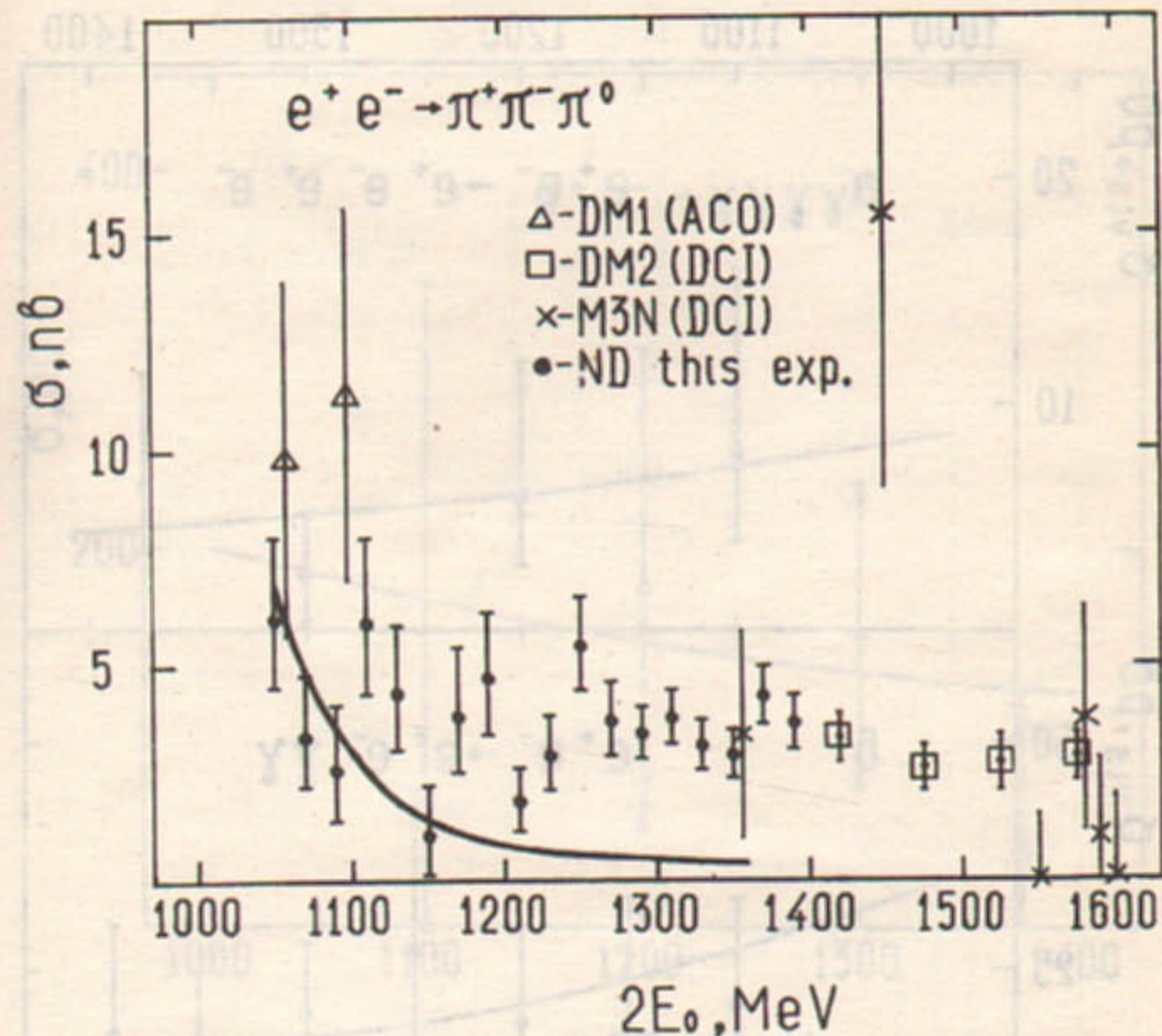


Рис.5. Энергетическая зависимость полного сечения реакции (2.1), сплошная линия—расчетное сечение с учетом радиационных поправок.

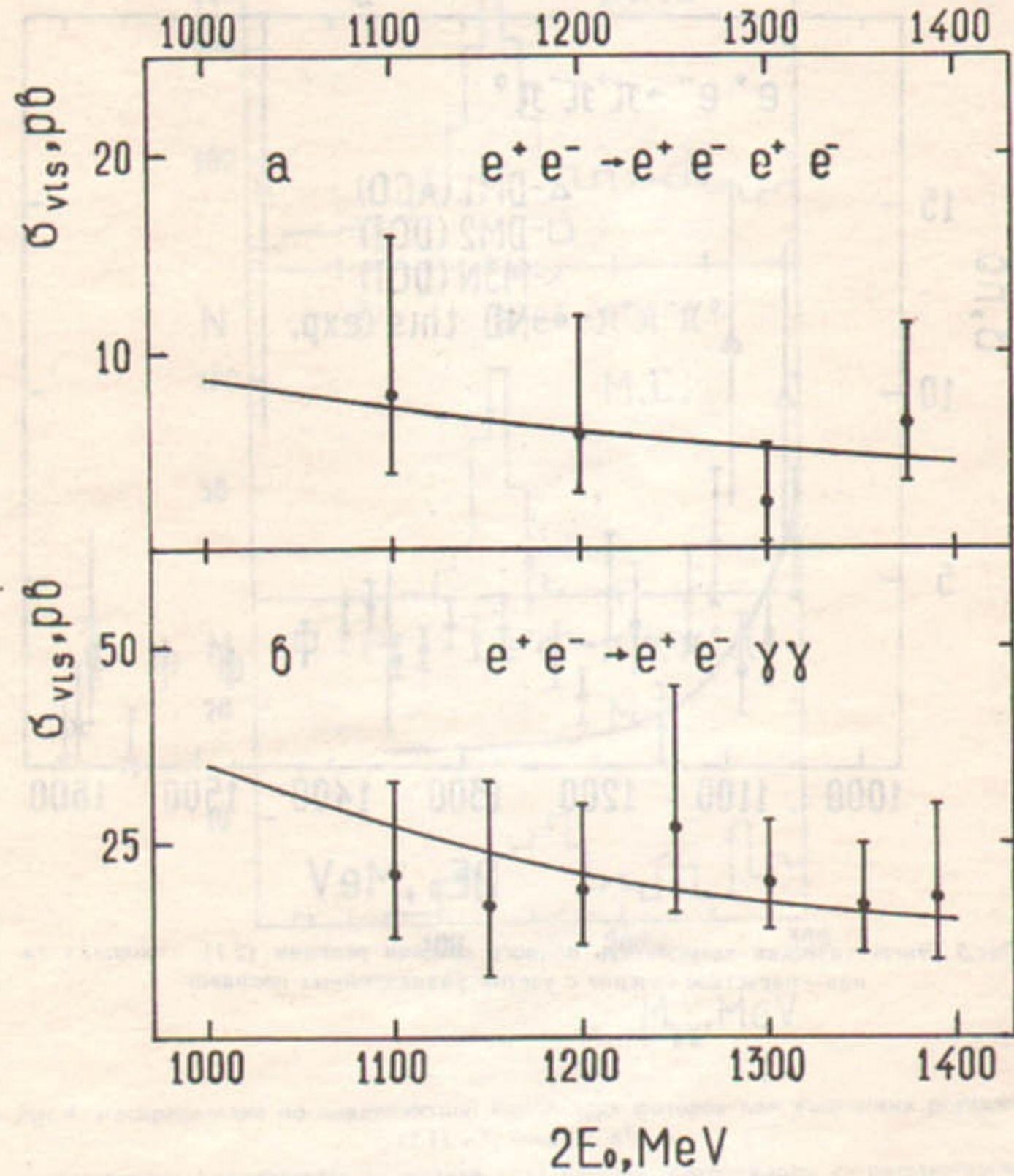


Рис.6. Сечение регистрации реакции $e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ (A) и реакции $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ (B).

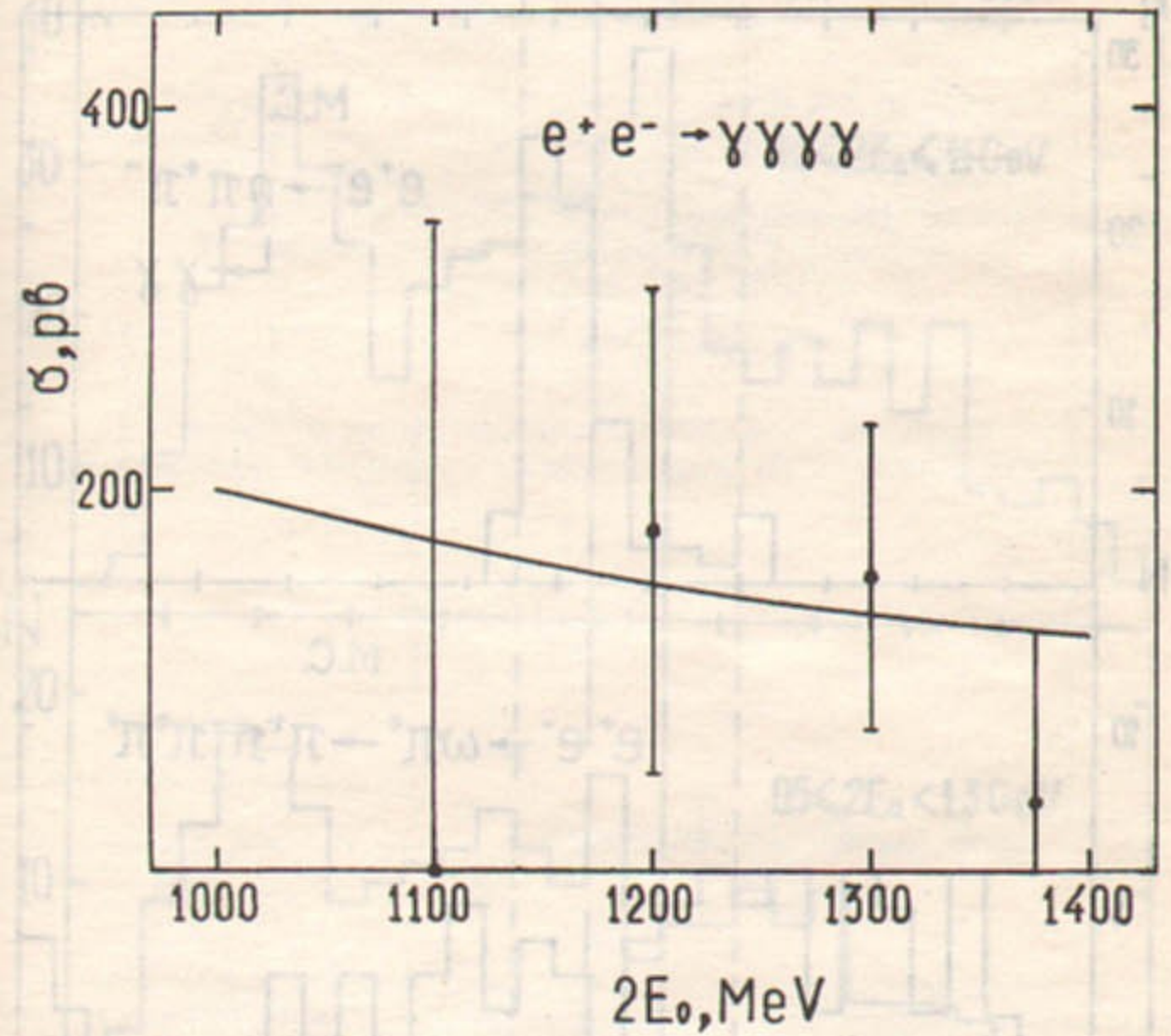


Рис.7. Полное сечение реакции $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma\gamma$, сплошной линией показано расчетное квантовоэлектродинамическое сечение, полученное методом Монте-Карло, с вылетом всех частиц на угол к оси пучков, превышающий 40° . Минимальная энергия фотона — 20 МэВ.

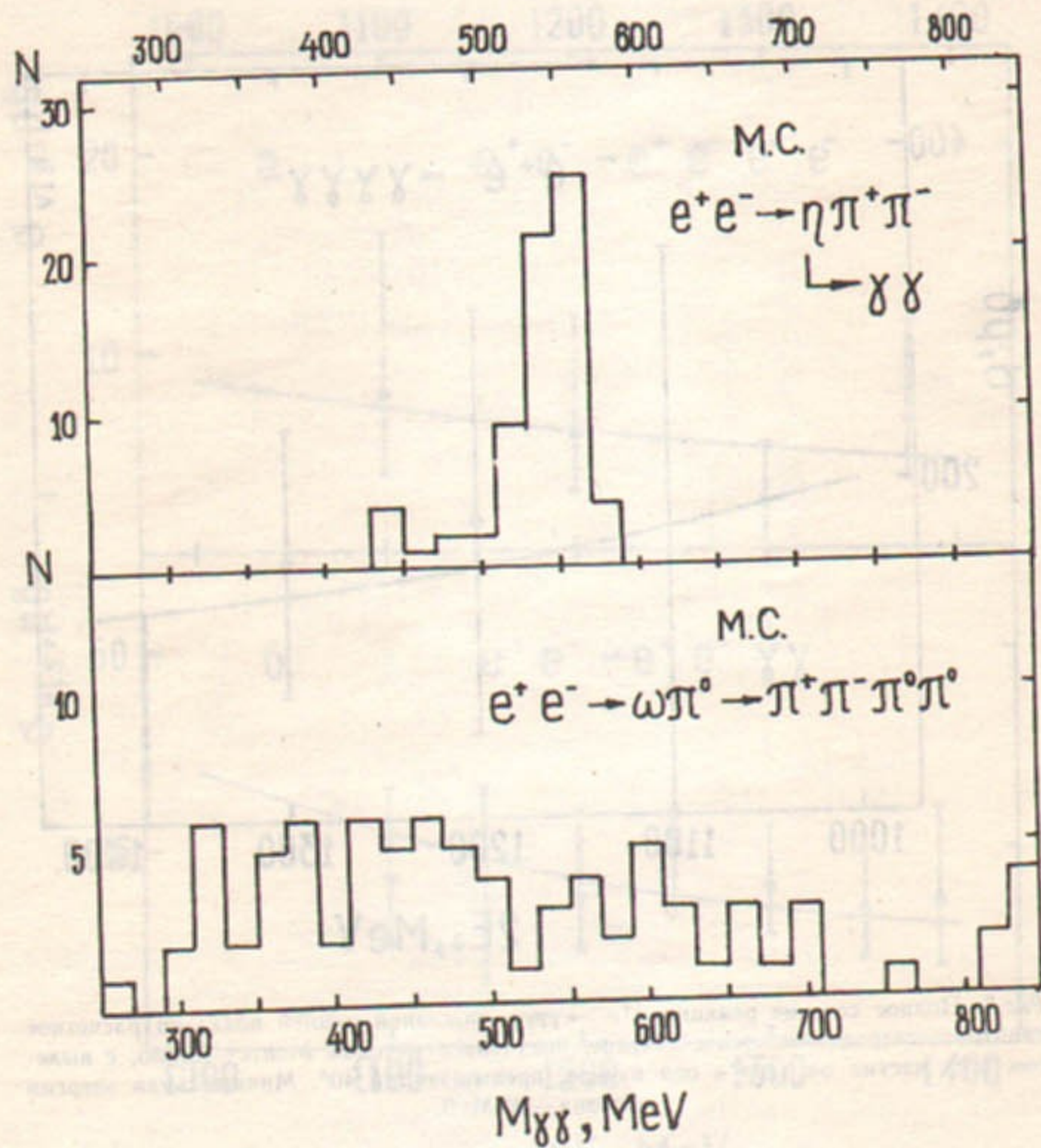


Рис.8. Распределения по инвариантной массе фотонов в реакциях $e^+e^- \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$ и $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ (моделирование).

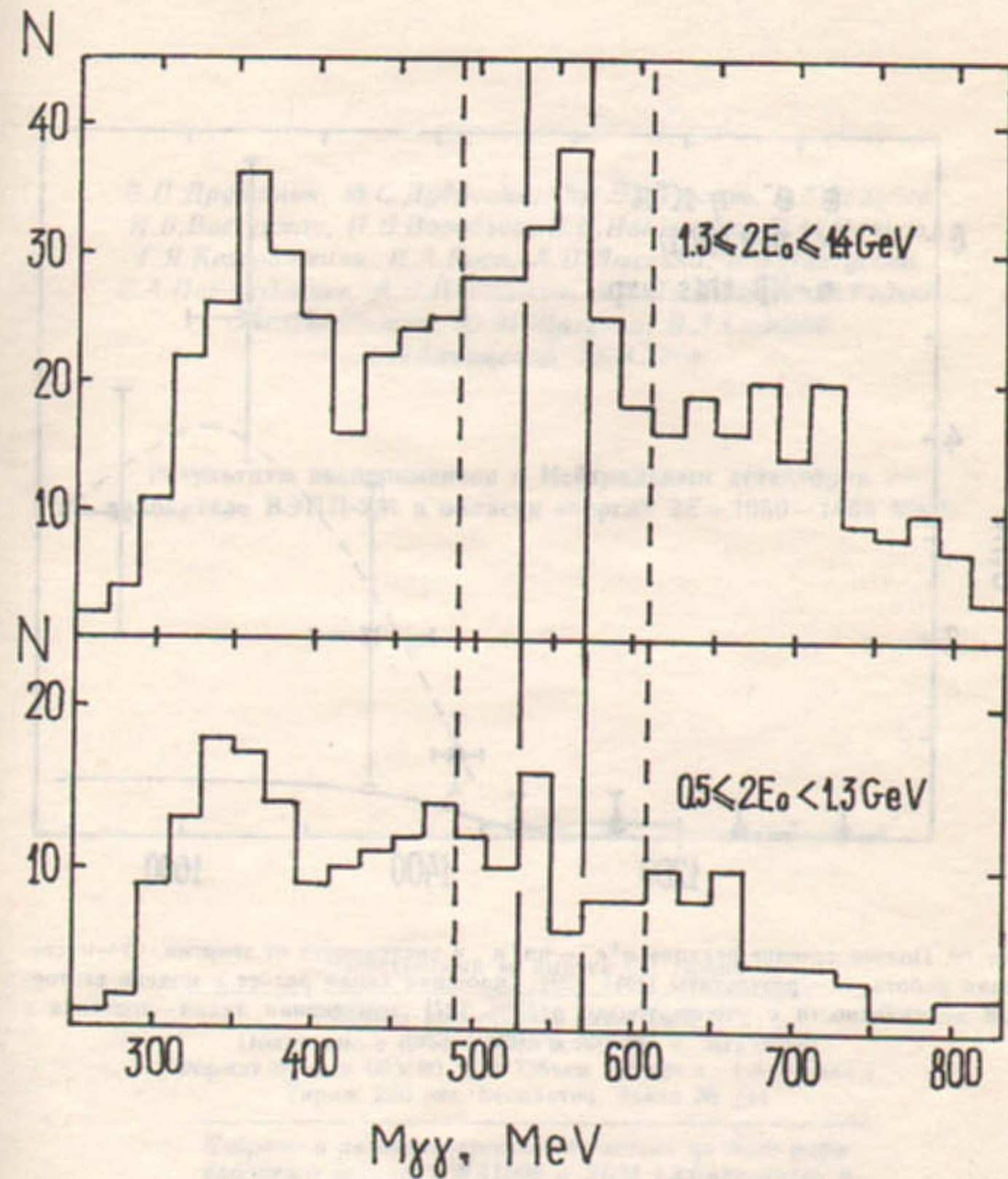


Рис.9. Распределения по инвариантной массе фотонов в зарегистрированных событиях:

a — интервал энергии $2E_0$ от 1.05 до 1.3 ГэВ, b — интервал $2E_0$ от 1.3 до 1.4 ГэВ. Линиями показаны области «эффекта» и «фона» при отборе событий $\eta\pi^+\pi^-$.

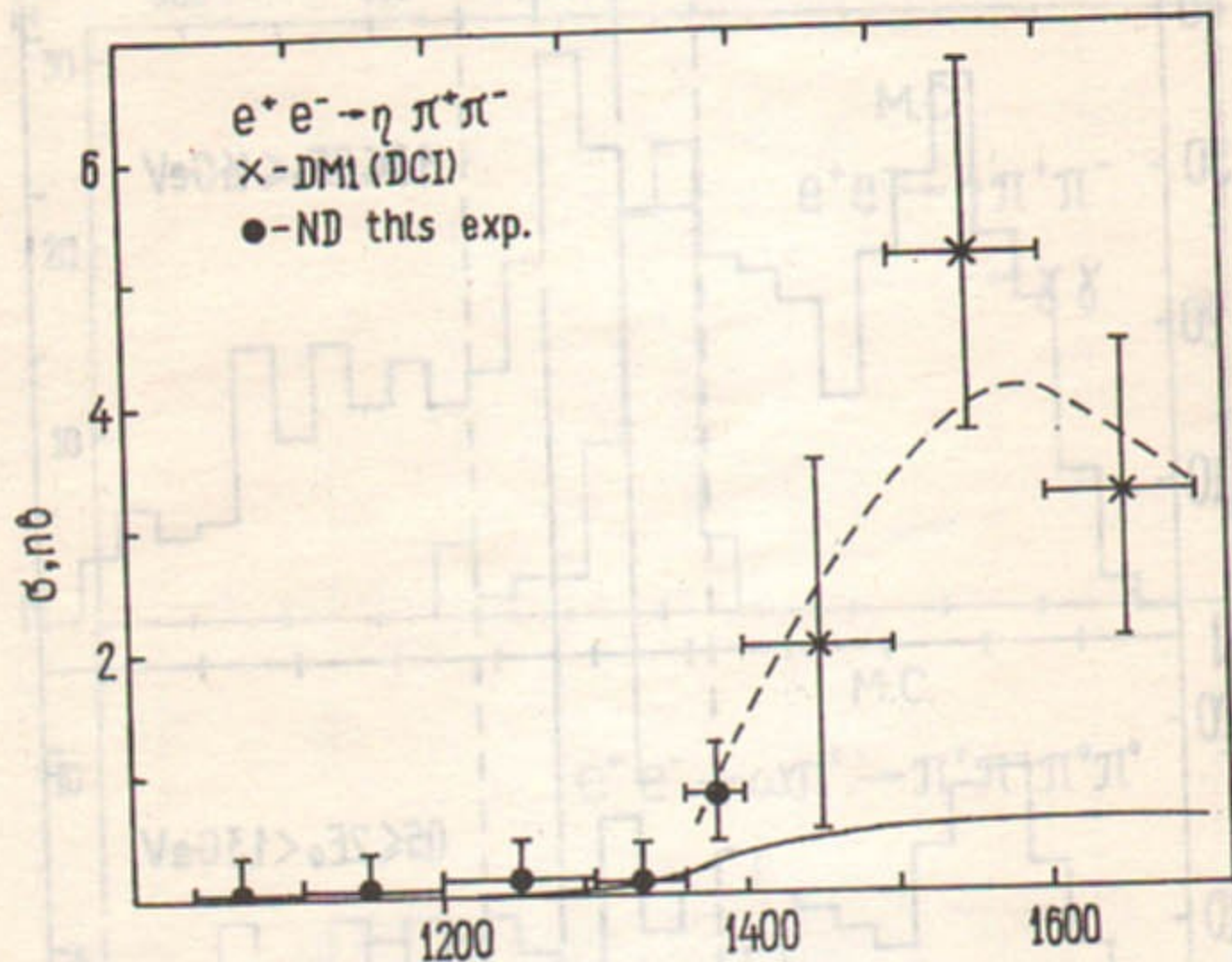


Рис.10. Полное сечение реакции $e^+e^- \rightarrow \eta \pi^+ \pi^-$ в зависимости от энергии. \circ — настоящая работа, \times — результаты DM1 [29], сплошная линия расчет в модели векторной доминантности с учетом только $\rho(770)$ [27], пунктирная линия — подгонка с учетом $\rho'(1600)$ [29].

В.П.Дружинин, М.С.Дубровин, С.И.Эйдельман, В.Б.Голубев,
И.Б.Вассерман, П.В.Воробьев, 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

Результаты экспериментов с Нейтральным детектором на
накопителе ВЭПП-2М в области энергии $2E = 1050 - 1400$ МэВ.

Ответственный за выпуск С.Г.Попов

Работа поступила 6 июля 1985 г.
Подписано в печать 6 августа 1985 г. МН 06693
Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 2,2 печ.л., 1,8 уч.-изд.л.
Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ № 111

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.