



A. 93

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

В.М.Аульченко, С.И.Долинский, В.П.Дружинин, М.С.Дубровин,
С.И.Эйдельман, В.Б.Голубев, Е.С.Глускин, В.Н.Иванченко,
П.М.Иванов, Г.Я.Кезерашвили, И.А.Кооп,
А.П.Лысенко, А.А.Михайличенко, 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.

ЭКСПЕРИМЕНТЫ С НЕЙТРАЛЬНЫМ ДЕТЕКТОРОМ
НА e^+e^- -НАКОПИТЕЛЕ ВЭПП-2М
В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИИ ОТ 1,0 ДО 1,4 ГэВ

БИБЛИОТЕКА
Института ядерной
физики СО АН СССР
ИНВ. № _____

ПРЕПРИНТ 86-106



НОВОСИБИРСК

1986

+

АННОТАЦИЯ

Приводятся результаты экспериментов, выполненных на e^+e^- -накопителе ВЭПП-2М с Нейтральным Детектором в диапазоне энергии $2E=1,0-1,4$ ГэВ. Измеренное сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ составляет в среднем 6,0 нб, что значительно превышает предсказания модели векторной доминантности. Измеренные сечения процессов $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$, $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ имеют растущий характер и достигают в сумме 70 нб при максимальной энергии $2E=1,4$ ГэВ. Установлен предел произведения электронной ширины на вероятность распада по каналу $\Phi\pi^0$ для возможного кандидата в криптоэкзотическое состояние $C(1490)$, обнаруженного в Серпухове:

$$\Gamma(C \rightarrow e^+e^-) \cdot B(C \rightarrow \Phi\pi^0) < 55 \text{ эВ}.$$

Установлено ограничение на вероятность распада $\Phi \rightarrow a\gamma$, где a — легкая короткоживущая частица, распадающаяся в e^+e^- -пару:

$$B(\Phi \rightarrow a\gamma) \cdot B(a \rightarrow e^+e^-) < 5 \cdot 10^{-5}.$$

В настоящей работе приводятся результаты экспериментов, выполненных с Нейтральным Детектором [1] на накопителе ВЭПП-2М в течение нескольких лет в интервале энергии $2E=1,0-1,4$ ГэВ. Интегральная светимость распределена неравномерно по энергии и составляет около 9 пб^{-1} вблизи Φ -мезонного резонанса и около 4 пб^{-1} в широком интервале энергии $1,04-1,40$ ГэВ. Основная часть записанной информации уже обработана и опубликована [2-6], здесь описываются результаты дальнейшего анализа экспериментальных данных.

1. ПРОЦЕСС $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$

Реакция



изучалась в области ω - и Φ -резонансов на накопителях ВЭПП-2М и АСО [7, 8], а при энергии $2E > 1350$ МэВ на накопителе DCI [9, 10]. В данной работе продолжено начатое нами ранее [3] изучение этой реакции в диапазоне энергии $2E=1050-1400$ МэВ.

Для анализа отбирались события с двумя заряженными частицами и двумя фотонами, в которых выполняются законы сохранения энергии и импульса. Распределения по инвариантной массе пары фотонов для зарегистрированных событий и моделирования методом Монте-Карло представлены на рис. 1. Для дальнейшего анализа отбирались события с эффективной массой пары фотонов

$M_{\gamma\gamma}$ в интервале 100—160 МэВ. Основным источником фоновых событий для реакции (1) являются процессы $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ и $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$. В предположении гладкой зависимости распределения по инвариантной массе $M_{\gamma\gamma}$ для фоновых процессов, уровень фона определялся по числу событий в интервале $M_{\gamma\gamma}$ 70—100 и 160—190 МэВ.

Полное число найденных после вычитания фона событий составляет около 900. Эффективность регистрации, полученная методом Монте-Карло, почти не зависит от энергии. Абсолютное значение эффективности было получено двумя способами: с помощью моделирования и в результате обработки данных в районе Φ -мезонного резонанса [4] в тех же условиях отбора с использованием табличных значений ширины $\Gamma(\Phi \rightarrow e^+e^-)$ и $\Gamma(\Phi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)$ [11]. В обработке использовалось значение эффективности, полученное в эксперименте, $\epsilon = (3,5 \pm 1,0)\%$. Ошибка является систематической, она была оценена исходя из разницы в значениях эффективности, полученных этими двумя способами, кроме того, была учтена возможная систематическая ошибка вычитания фонового процесса.

На рис. 2 приведена измеренная энергетическая зависимость полного сечения реакции (1). Радиационные поправки учитывались по моделированию методом Монте-Карло согласно работе [12], величина поправки при энергии $2E > 1100$ МэВ не превышает 5%. Сечение составляет в среднем 6,0 нб. Систематическая ошибка не показана. В модели векторной доминантности (МВД) сечение реакции (1) в данной области энергии определяется вкладом ω - и Φ -мезонов: $e^+e^- \rightarrow \omega, \Phi \rightarrow \rho\pi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$. Расчетное сечение в модели МВД с учетом зависимости ширины ω - и Φ -мезонов от энергии составляет 1 нб при $2E = 1050$ МэВ и падает до 0,2 нб при $2E = 1400$ МэВ. Видно, что измеренное сечение значительно превышает расчетное и хорошо согласуется с данными DM1 [8], но несколько расходится с данными DM2 [10] на краях исследуемого энергетического интервала (рис. 2). Причины превышения измеренного сечения реакции (1) над предсказанием МВД окончательно не ясны. Возможен вклад промежуточных адронных состояний. Расчет в киральной модели с учетом вклада только диаграммы с промежуточным нуклон-антинуклонным состоянием [13] дает сечение равное 0,1 нб, что тоже значительно меньше измеренного.

Для выяснения состава промежуточного состояния изучалось распределение событий по массам отдачи π -мезонов. На рис. 3 представлены двумерные распределения по массам отдачи для зарегистрированных событий (рис. 3,а), для моделированных собы-

тий реакции (1) в модели Лоренц-инвариантного фазового объема (LIPS) (рис. 3,б) и в предположении промежуточного состояния $\rho\pi$ (рис. 3,с). Аппроксимация наблюдаемого в эксперименте распределения суммой вкладов этих двух процессов дает значение вклада $\rho\pi$ состояния равное $75 \pm 10\%$.

Исследуемый процесс дает значительный вклад в изоскалярную часть полного адронного сечения при данной энергии. Кварковая модель предсказывает для отношения сечений рождения нечетного σ_- и четного числа π -мезонов σ_+ вдали от резонансов величину $K = \frac{\sigma_-}{\sigma_+} = \frac{|q_u + q_d|^2}{|q_u - q_d|^2} = 1:9$. На рис. 4 приведена зависимость величины K от энергии в исследуемом диапазоне с учетом процессов (1), $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ [14], $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ [15] и $e^+e^- \rightarrow 4\pi$ (глава 2 данной работы). Из рис. 4 видно, что несмотря на нерегулярную зависимость величины K от энергии и близость $\rho'(1600)$ состояния, ее среднее значение близко к ожидаемому.

2. ПРОЦЕССЫ $e^+e^- \rightarrow 4\pi$

При энергии $2E > 1$ ГэВ в e^+e^- -аннигиляции начинается рост сечений множественного рождения адронов. Наибольшее сечение в доступной для ВЭПП-2М области энергии $2E < 1,4$ ГэВ имеют процессы:

$$e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0, \quad (2)$$

$$e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-. \quad (3)$$

Эти процессы ранее изучались на накопителях ВЭПП-2М [15, 16, 17], АСО [18, 19], ADONE [20] и DCI [10, 21, 22]. Результаты различных экспериментов согласуются между собой с точностью 20%, величины сечений достигают 30—40 нб в максимуме резонанса $\rho'(1600)$. В настоящей работе измерены сечения процессов (2) и (3) со статистикой, превышающей в три раза суммарную статистику всех предыдущих экспериментов в области энергии до 1,4 ГэВ.

В модели векторной доминантности сечение процессов (2) и (3) описывается совместным вкладом резонансов $\rho(770)$ и $\rho'(1600)$ [23, 24], распадающихся на квазидвухчастичные промежуточные состояния:

$$e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0, \quad (4)$$

$$e^+e^- \rightarrow A_1\pi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0, \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-, \quad (5)$$

$$e^+e^- \rightarrow \epsilon\varrho, f\varrho \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0, \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-. \quad (6)$$

Канал (4) был впервые выделен в эксперименте с Нейтральным Детектором [6] в нейтральной моде распада ω -мезона $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$. Его сечение ~ 15 нб составляет значительную часть полного сечения процесса (2) и определяется суммой вкладов резонансов $\varrho(770)$ и $\varrho'(1600)$. Каналы (5) и (6) плохо различимы, так как они имеют общее промежуточное состояние $\varrho\pi$. Разделение усложняется также из-за интерференции каналов (5) и (6) вследствие большой ширины ϱ -, A_1 -, ϵ - и f -мезонов. Следует добавить также, что параметры A_1 и ϵ -состояний определены со значительными ошибками. В этих условиях приобретают значение надежные измерения полных сечений процессов (2) и (3) независимо от того, что промежуточные состояния известны с плохой точностью.

При выделении реакции (2) были отобраны 4734 события с двумя заряженными частицами и двумя π^0 -мезонами, удовлетворяющие законам сохранения энергии и импульса. Эффективность регистрации, полученная методом Монте-Карло для двух моделей промежуточных состояний $\omega\pi^0$ и LIPS, составляет $4,8 \pm 0,25\%$ и $4,5 \pm 0,25\%$, соответственно. Зависимость эффективности регистрации от энергии не превышает 10%. В дальнейшем эффективность регистрации считалась постоянной величиной равной 4,6%, а связанная с этим допущением дополнительная погрешность была включена в общую систематическую ошибку.

Спектр масс пар заряженных пионов в процессе (2) является гладким (рис. 5) и не содержит никаких особенностей в области массы ϱ -мезона, что указывает на то, что реакция $e^+e^- \rightarrow \varrho^0\pi^0\pi^0$ не является доминирующей. На рис. 6 приведены спектры инвариантных масс $\pi^+\pi^-\pi^0$ -системы, на которых виден пик вблизи массы ω -мезона, соответствующий каналу $\omega\pi^0$. Там же приведены спектры моделированных событий для суммы промежуточных состояний $\omega\pi^0$ и LIPS. Из рис. 6 видно, что наблюдаемый спектр качественно хорошо описывается суммой этих двух каналов.

Полное сечение процесса (2) σ_t получалось из формулы $\alpha_{vis} = \epsilon\beta\sigma_t$, где α_{vis} — сечение регистрации, ϵ — эффективность регистрации, β — фактор, учитывающий радиационные поправки [12] и изменяющийся в пределах 0,90—0,95. Измеренное в нашем эксперименте сечение (рис. 7) согласуется с наиболее точным предыду-

щим измерением, выполненным на детекторе ОЛЯ [17] в этой же области энергии. Вклад канала $\omega\pi^0$ в сечение процесса (2) по нашим данным, оцениваемый по распаду $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, совпадает с результатами наших измерений, использующих распад $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$ [6]. Каналы $A_1\pi$ и $\varrho\pi$ в нашей работе не разделялись.

Таблица 1

Измеренные полные сечения процесса $e^+e^- \rightarrow 4\pi$

$2E, \text{ МэВ}$	$\sigma_{\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-}, \text{ нб}$	$\sigma_{\pi^+\pi^-\pi^0\pi^0}, \text{ нб}$	r	$\sigma_{\text{эк}}, \text{ нб}$
1000—1010	1.9 ± 0.3	9.0 ± 1.1	$.86 \pm .48$	10.9 ± 1.1
1010—1030	—	—	—	—
1030—1050	2.2 ± 0.2	11.4 ± 1.0	$.88 \pm .41$	13.6 ± 1.0
1050—1070	2.4 ± 0.5	11.9 ± 1.8	$1.14 \pm .87$	14.3 ± 1.9
1070—1090	2.2 ± 0.5	16.8 ± 2.2	$.35 \pm .14$	19.0 ± 2.3
1090—1110	4.2 ± 0.7	22.3 ± 2.8	$.38 \pm .11$	26.5 ± 2.9
1110—1130	4.4 ± 0.7	21.6 ± 2.9	$.45 \pm .15$	26.0 ± 3.0
1130—1150	4.1 ± 0.6	21.5 ± 2.6	$.44 \pm .14$	25.6 ± 2.7
1150—1170	6.7 ± 0.7	28.4 ± 2.8	$.43 \pm .09$	35.1 ± 2.9
1170—1190	7.8 ± 0.8	27.4 ± 3.0	$.54 \pm .13$	35.2 ± 3.1
1190—1210	9.0 ± 0.6	25.5 ± 2.1	$.74 \pm .14$	34.5 ± 2.2
1210—1230	12.4 ± 0.7	30.8 ± 2.2	$.72 \pm .10$	43.2 ± 2.3
1230—1250	15.5 ± 0.7	33.9 ± 3.1	$.78 \pm .13$	49.4 ± 3.2
1250—1270	16.1 ± 1.1	28.5 ± 2.8	$1.12 \pm .24$	44.6 ± 3.1
1270—1290	17.1 ± 0.7	36.0 ± 2.3	$.80 \pm .09$	63.1 ± 2.4
1290—1310	17.2 ± 0.6	37.2 ± 1.9	$.77 \pm .07$	54.4 ± 2.1
1310—1330	20.2 ± 0.7	40.3 ± 2.2	$.80 \pm .05$	60.5 ± 2.3
1330—1350	22.5 ± 0.8	41.4 ± 2.3	$.86 \pm .08$	63.9 ± 2.4
1350—1370	23.3 ± 0.7	41.1 ± 1.9	$.91 \pm .07$	64.4 ± 2.0
1370—1390	25.4 ± 0.8	42.3 ± 2.1	$.96 \pm .08$	67.7 ± 2.2
1390—1400	25.5 ± 1.2	44.9 ± 3.2	$.89 \pm .11$	70.4 ± 3.4

Для выделения процесса (3) было отобрано 6212 события с четырьмя заряженными частицами, удовлетворяющие законам сохранения энергии и импульса. Вычисленная по моделированию эффективность регистрации при таком отборе растет с энергией от 15% при $E=500$ МэВ до 19% при $E=700$ МэВ. Величина эффективности для двух разных моделей $\rho_{\text{Л}}$ и LIPS практически одинакова.

Энергия каждого π -мезона восстанавливалась по измеренным углам вылета. Спектр масс пар π -мезонов имеет гладкий вид и не содержит пика вблизи массы ρ -мезона. Результаты предыдущих экспериментов, однако, свидетельствуют о наличии ρ -мезонов в конечном состоянии [15]. Это противоречие может объясняться тем, что в Нейтральном Детекторе не различается знак π -мезонов, поэтому пики в распределениях выделяются значительно хуже.

Полное сечение процесса (3) с учетом радиационных поправок приведено в табл. 1 и на рис. 8 вместе с данными некоторых других экспериментов. Резонанс $\rho'(1600)$ доминирует в этом процессе. В интервале энергии $2E=1,0-1,2$ ГэВ данные разных экспериментов удовлетворительно согласуются между собой. В области $1,2 < 2E < 1,4$ ГэВ наши данные близки к результатам КМД, но лежат на 20% выше результатов детектора ОЛЯ [17].

Полное сечение реакции $e^+e^- \rightarrow 4\pi$, являющееся суммой сечений процессов (2) и (3), приведено на рис. 9 и в табл. 1. В изучаемом энергетическом диапазоне $2E=1,0-1,4$ ГэВ сечение линейно растет с энергией.

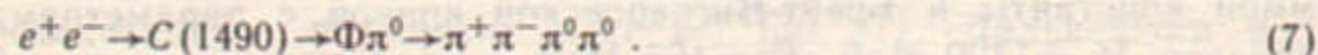
Систематическая ошибка в полных сечениях процессов (2) и (3) принята равной 10%. Эта ошибка обусловлена в основном точностью моделирования и неопределенностью модели конечного состояния. Систематическая ошибка не включена в данные табл. 1 и рисунки 7-10.

Информацию о промежуточных состояниях можно получить из величины r — отношения сечений процессов (2) и (3) (с вычетом вклада от процесса (4)). Из условия изотопической инвариантности в предположении узких резонансов величина $r=1$ для канала $A_1\pi$ и $r=2$ для каналов 2π , ρf . Фактически, как показано в работе [25], при учете тождественности конечных π -мезонов вблизи порога возникает интерференция, значительно изменяющая величину r . Исходя из результатов этой работы и наших данных (рис. 10) можно прийти к заключению, что ни один из каналов (4-6) в отдельности не объясняет наблюдаемого поведения величины r . Необходимая для анализа данных взаимная интерференция разных

каналов пока никем не рассчитывалась, поэтому вопрос о природе промежуточных состояний в процессах (2) и (3) остается открытым.

3. ПОИСК ВОЗМОЖНОГО ЭКЗОТИЧЕСКОГО СОСТОЯНИЯ $C(1490)$

Полученные при изучении процесса (2) данные могут быть использованы для поиска возможного экзотического состояния $C(1490)$, обнаруженного в Серпухове в реакции $\pi^-P \rightarrow C+n$, распадающегося по каналу $C \rightarrow \Phi\pi^0$ [26]. Это состояние может рождаться также в электрон-позитронных столкновениях в однофотонном канале, если его квантовые числа совпадают с квантовыми числами фотона $J^{PC}=1^{--}$. Хотя масса $C(1490)$ превышает максимальную энергию накопителя ВЭПП-2М 1400 МэВ, тем не менее, вследствие большой ширины состояния $C(1490)$ $\Gamma_C=165$ МэВ, его левый склон должен наблюдаться на ВЭПП-2М. Поиск резонанса $C(1490)$ проводился в двух реакциях, одна из них следующая:



Спектр инвариантных масс $\pi^+\pi^-\pi^0$ -системы показан на рис. 6, б для энергии $2E=1350-1400$ МэВ. Четко виден пик при массе M_{ω} от реакции (4), тогда как пик на массе Φ -мезона 1020 МэВ не наблюдается, поэтому может быть установлен лишь верхний предел произведения вероятности распада $C(1490)$ по каналу $\Phi\pi^0$ на его электронную ширину:

$$B(C \rightarrow \Phi\pi^0) \cdot \Gamma(C \rightarrow e^+e^-) < 1,1 \text{ кэВ} \quad (\text{уровень достоверности } 90\%).$$

Поиск резонанса $C(1490)$ был проведен также в следующем чисто нейтральном канале его распада:



Многофотонное конечное состояние является удобным для поиска распада $C \rightarrow \Phi\pi^0$, поскольку полное сечение в нейтральные частицы в интересующей области энергии сравнительно невелико и определяется в основном хорошо известным процессом:



Для поиска резонанса $C(1490)$ в диапазоне энергии

$2E = 1,1 - 1,4$ ГэВ использовались события с 5 и более фотонами, зарегистрированными в детекторе. Для подавления космического и пучкового фона требовалось, чтобы суммарный поперечный импульс частиц в событии был меньше 200 МэВ. Так как часть фотонов в событиях процесса (8) не попадает в детектор, а K_L -мезон дает в детекторе небольшое энерговыделение, то были отобраны только те события, в которых выделившаяся в калориметре энергия лежит в пределах от $0,5E$ до $1,4E$. Основной особенностью искомого процесса (8) является наличие монохроматического π^0 -мезона. Спектр масс отдачи π^0 -мезонов в реакции (8), полученный с помощью моделирования, содержит пик на массе Φ -мезона (рис. 11,а). Аналогичный спектр, построенный для отобранных по описанным критериям событий (рис. 11,б), не содержит такого пика. На рис. 12 приведено сечение регистрации событий, имеющих инвариантную массу отдачи π^0 -мезона в области Φ -мезона. Величина эффективности регистрации при максимальной энергии пучков $2E = 1,4$ ГэВ для процесса $e^+e^- \rightarrow \Phi\pi^0$ составила около 0,5%. Аппроксимируя полученную энергетическую зависимость сечения суммой константы и Брейт-Вигнеровской кривой с параметрами резонанса $M_C = 1490$ МэВ, $\Gamma_C = 165$ МэВ, можно получить верхний предел сечения рождения состояния $C(1490)$ в максимуме $\sigma_C < 3,7$ нб, откуда следует верхний предел произведения электронной ширины на относительную вероятность распада $C \rightarrow \Phi\pi^0$:

$$B(C \rightarrow \Phi\pi^0) \cdot \Gamma(C \rightarrow e^+e^-) < 85 \text{ эВ} \quad (\text{уровень достоверности } 90\%). \quad (10)$$

Ранее поиск процесса $e^+e^- \rightarrow \Phi\pi^0$ проводился также при энергии 1,348 ГэВ детектором КМД на ВЭПП-2М [15] и в интервале энергии 1,5—2,2 ГэВ детектором DM1 в Орсе [28]. В обоих экспериментах использовалась мода распада $\Phi \rightarrow K^+K^-$. Событий искомого реакции обнаружено не было, что позволило установить верхние пределы сечения. Используя эти результаты вместе с ограничениями, полученными в нашем эксперименте по моде $\Phi \rightarrow K_S K_L$, можно найти несколько лучший верхний предел на произведение лептонной ширины искомого резонанса на вероятность его распада в $\Phi\pi^0$:

$$B(C \rightarrow \Phi\pi^0) \cdot \Gamma(C \rightarrow e^+e^-) < 55 \text{ эВ} \quad (\text{уровень достоверности } 90\%). \quad (11)$$

Векторные мезоны в этой области масс — $\rho(770)$, $\omega(783)$, $\Phi(1020)$ и $\rho'(1600)$ — являются согласно общепринятой классификации двухкварковыми состояниями и имеют электронные ширины

порядка 1 кэВ. Расчетное значение электронной ширины состояния $C(1490)$ оценивается также на уровне 0,5 кэВ [27]. Полученный предел в канале распада $\Phi \rightarrow K_S K_L$ примерно на порядок лучше чем в канале $\Phi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ и значительно ниже этой теоретической оценки. Если квантовые числа состояния $C(1490)$ действительно равны $J^{PC} = 1^{--}$ и распад $C \rightarrow \Phi\pi^0$ является основным каналом распада, то полученный предел свидетельствует в пользу его экзотического кваркового состава.

4. ПОИСК РАСПАДА Φ -МЕЗОНА НА ФОТОН И ЛЕГКУЮ НЕЙТРАЛЬНУЮ ЧАСТИЦУ, РАСПАДАЮЩУЮСЯ В e^+e^- -ПАРУ

Недавно в спектрах позитронов, рождающихся при столкновениях тяжелых ядер, были обнаружены узкие пики [29, 30]. В качестве одного из возможных объяснений этого явления была предложена гипотеза о рождении новой легкой нейтральной частицы a , распадающейся по каналу $a \rightarrow e^+e^-$ [30, 31]. Дальнейшим подтверждением этой гипотезы было обнаружение в столкновениях тяжелых ядер аналогичных пиков в энергетических спектрах электронов, испускающихся одновременно с позитронами [32]. Исходя из ширин и положений наблюдаемых пиков, в работе [30] были установлены ограничения на параметры a : масса около 1,8 МэВ и время жизни более 10^{-19} с. Теоретический анализ [31] показал возможность интерпретации a как стандартного аксиона — легкой псевдоскалярной частицы, предложенной ранее в работах [33] для объяснения CP-инвариантности сильных взаимодействий. Эти результаты вновь оживили интерес к поискам аксиона на встречных e^+e^- пучках в распадах тяжелых кваркониев. Соответствующие ограничения для распада $\Upsilon \rightarrow a\gamma$, были в последнее время установлены группами CLEO и CUSB [34] на уровне:

$$B(\Upsilon \rightarrow a\gamma) \cdot B(a \rightarrow e^+e^-) < 5 \cdot 10^{-3},$$

что, как показано в этих работах, полностью исключает интерпретацию этой гипотетической частицы как стандартного аксиона. Представляют интерес также поиски радиационных распадов легких векторных мезонов $V \rightarrow a\gamma$, где $V = \rho, \omega, \Phi$, хотя стандартная модель аксиона предсказывает чрезвычайно малые вероятности соответствующих распадов. Ранее на НД проводился поиск распада

$\Phi \rightarrow a\gamma$ в предположении, что время жизни a велико и частица не регистрируется в детекторе. Был установлен верхний предел вероятности распада $B(\Phi \rightarrow a\gamma) < 0,7 \cdot 10^{-5}$ [4]. В настоящей работе приводятся результаты поиска реакции

$$\Phi \rightarrow a\gamma, a \rightarrow e^+e^- \quad (12)$$

в предположении, что a — легкая (\sim нескольких МэВ) короткоживущая частица с временем жизни $t_a < 10^{-11}$ с. В НД процесс (12) должен наблюдаться как два коллинеарных ливня с энергией, равной энергии пучка каждый, причем ливень от электрон-позитронной пары неотличим от ливня, вызванного одиночным электроном ввиду малого угла между частицами электрон-позитронной пары ($\sim m_a/E$). Были обработаны данные, записанные во время эксперимента по изучению распадов Φ -мезона, с интегральной светимостью около $2,7 \text{ пб}^{-1}$ в области энергии от 500 до 524 МэВ.

Для анализа отбирались события с одной заряженной частицей и одним фотоном, с углом расколлинеарности, не превышающим 10° , и энерговыделением в детекторе, превышающим 0,65 от энергии пучка для каждой из частиц. Эти условия полностью подавляют фон от адронных распадов Φ -мезона. Основными источниками фона являются двухквантовая аннигиляция с конверсией одного из фотонов в веществе перед координатными камерами детектора и процесс $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$, сечение которого имеет резкий пик при малых инвариантных массах e^+e^- -пары (своего рода внутренняя конверсия фотона). Сечение регистрации фона довольно велико, но, в отличие от искомого процесса, не имеет резонансной зависимости от энергии пучков.

На рис. 13 приведена зависимость видимого сечения от энергии для отобранных $1,1 \cdot 10^4$ событий. Видно, что пик в области Φ -мезона отсутствует. Для определения верхней границы видимого сечения процесса (12), с помощью программы MINUIT была проведена аппроксимация экспериментального сечения суммой Брейт-Вигнеровского сечения с учетом радиационных поправок и нерезонансного фона, зависящего от энергии как $1/E^2$. Результат аппроксимации также приведен на рис. 13. Величина наблюдаемого фонового сечения в максимуме Φ -резонанса равна $3,33 \pm 0,04$ нб (ошибка статистическая), что хорошо согласуется с результатами моделирования процессов $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$, или $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$: $3,6 \pm 0,4$ нб. Верхняя граница резонансного сечения составляет 0,1 нб на уровне достоверности 90%. С учетом вычисленной методом Монте-Кар-

ло эффективности регистрации процесса (12), равной 45%, получаем верхнюю границу вероятности распада (12):

$$B(\Phi \rightarrow a\gamma) \cdot B(a \rightarrow e^+e^-) < 5 \cdot 10^{-5}.$$

Соответствующие ограничения для случая, когда время жизни или масса a больше полученных в работах [30, 32], приводятся на рис. 14. Здесь учитывались также результаты нашей предыдущей работы [4]. Полученные в настоящей работе ограничения на вероятность распада $\Phi \rightarrow a\gamma$ справедливы не только в случае, когда a — аксион, но и для любых легких экзотических частиц, распадающихся на e^+e^- -пару.

ЛИТЕРАТУРА

1. Golubev V.B. et al. Nucl. Instr. and Methods 227 (1984) 467.
2. Druzhinin V.P. et al. Phys. Lett. 144B (1984) 136.
Голубев В.Б. и др. Ядерная Физика 41 (1985) 1176.
Голубев В.Б. и др. Ядерная Физика 41 (1985) 1183.
3. Dolinsky S.I. et al. Preprint INP 85-98. Novosibirsk, 1985.
4. Druzhinin V.P. et al. Preprint INP 85-97. Novosibirsk, 1985.
5. Druzhinin V.P. et al. Preprint INP 84-93. Novosibirsk, 1984.
6. Dolinsky S.I. et al. Preprint INP 86-69. Novosibirsk, 1986.
7. Бухин А.Д. и др. Ядерная Физика 27 (1978) 976.
Курдадзе Л.М. и др. Письма в ЖЭТФ 36 (1982) 221.
Курдадзе Л.М. и др. Препринт ИЯФ 84-7. Новосибирск, 1984.
8. Cordier A. et al. Nucl. Phys. B172 (1980) 13.
9. Paulot C. Preprint LAL/79-14. Orsay, 1979.
10. Augustin J.E. et al. Preprint LAL/83-21. Orsay, 1983.
11. Review of Particle Properties, Particle Data Group, 1984.
12. Кураев Э.А., Фадин В.С. Ядерная Физика 41 (1985) 733.
13. Бельков А.А. и др. Препринт ИЯФ 84-82. Новосибирск, 1984.
14. Barkov L.M. et al. Nucl. Phys. B256 (1985) 365.
15. Anikin G.V. et al. Preprint INP 83-85. Novosibirsk, 1983.
16. Sidorov V.A. Proc. of the 18 International Conference on High Energy Physics, v.2, p.183, Tbilisi, 1976.
17. Kurdadze L.M. et al. Preprint INP 79-69. Novosibirsk, 1979.
18. Cosme G. et al. Phys. Lett. 63B (1976) 349.
19. Cordier A. et al. Phys. Lett. 81B (1979) 389.
20. Bacci C. et al., Nucl. Phys. B184 (1981) 31.
21. Cosme G. et al. Nucl. Phys. B152 (1979) 215.
22. Cordier A. et al. Phys. Lett. 109B (1982) 129.
23. Алтухов А.М., Хрипович И.Б. Ядерная Физика 14 (1971) 783.
24. Layssac Y., Renard F.M. Lett. Nuovo Cim. 1 (1971) 197.
25. Эйдельман С.И. Письма в ЖЭТФ 26 (1977) 563.
26. Битюков С.И. и др. Письма в ЖЭТФ 42 (1985) 310.

27. Close F.E. and Lipkin H.J. Phys. Rev. Lett. 41 (1978) 1263.
 28. Delcourt B. et al. Phys. Lett. 113B (1982) 93.
 29. Schweppe J. et al. Phys. Rev. Lett. 51 (1983) 2261.
 Clemente M. et al. Phys. Lett. 137B (1984) 41.
 30. Cowan T. et al. Phys. Rev. Lett. 54 (1985) 1761.
 31. Balantekin A.B. et al. Phys. Rev. Lett. 55 (1985) 461.
 Schafer A. et al. J.Phys. G11 (1985) L69.
 32. Cowan T. et al. Phys. Rev. Lett. 56 (1986) 444.
 33. Peccei R.D. and Quinn H.D. Phys. Rev. Lett. 38 (1977) 1440.
 Weinberg S. Phys. Rev. Lett. 40 (1978) 223.
 Wilczek F. Phys. Rev. Lett. 40 (1978) 279.
 34. Bowcock T. et al. Preprint CLNS 86-719, CLEO 86-2.
 Mageras G. et al. Preprint MP-PAE/EXP. E1. 161.

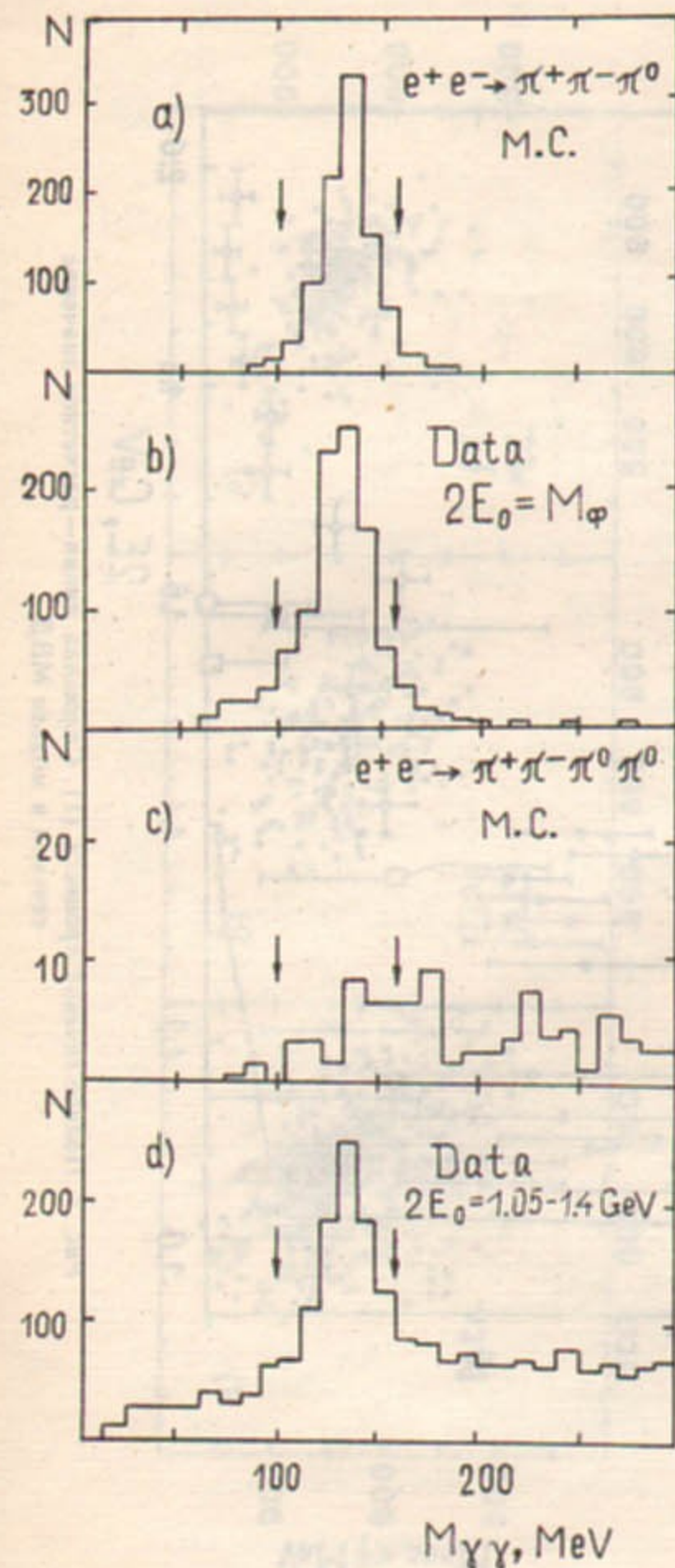


Рис. 1. Распределение по инвариантной массе двух фотонов $M_{\gamma\gamma}$:

a—моделирование процесса (1),
 b—эксперимент при $2E_0 = M_\phi$, c—моделирование фонового процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$, d—эксперимент при $2E_0 = 1,05-1,40$ ГэВ.

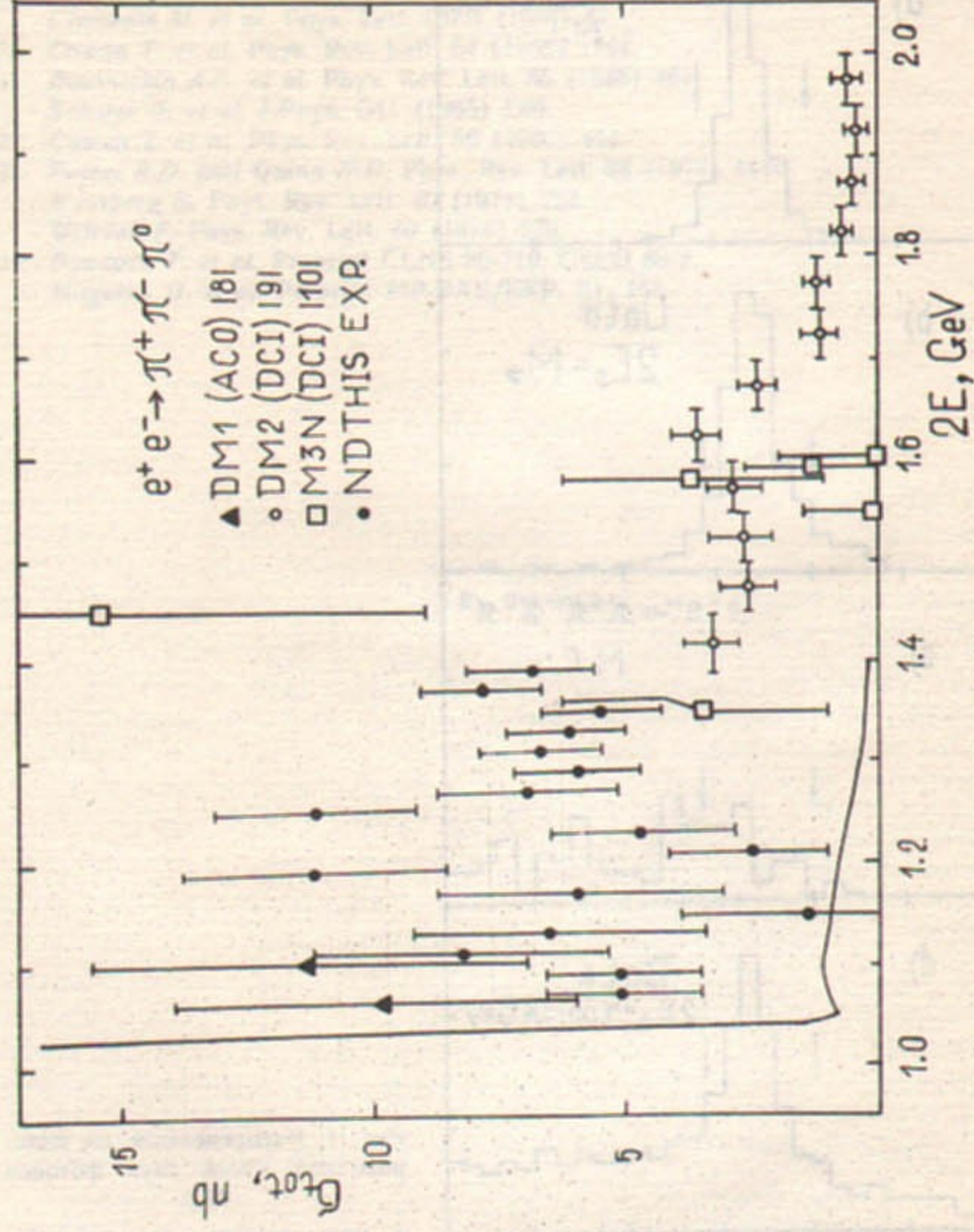


Рис. 2. Полное сечение процесса (1). Сплошная линия — расчетное значение сечения в модели МВД.

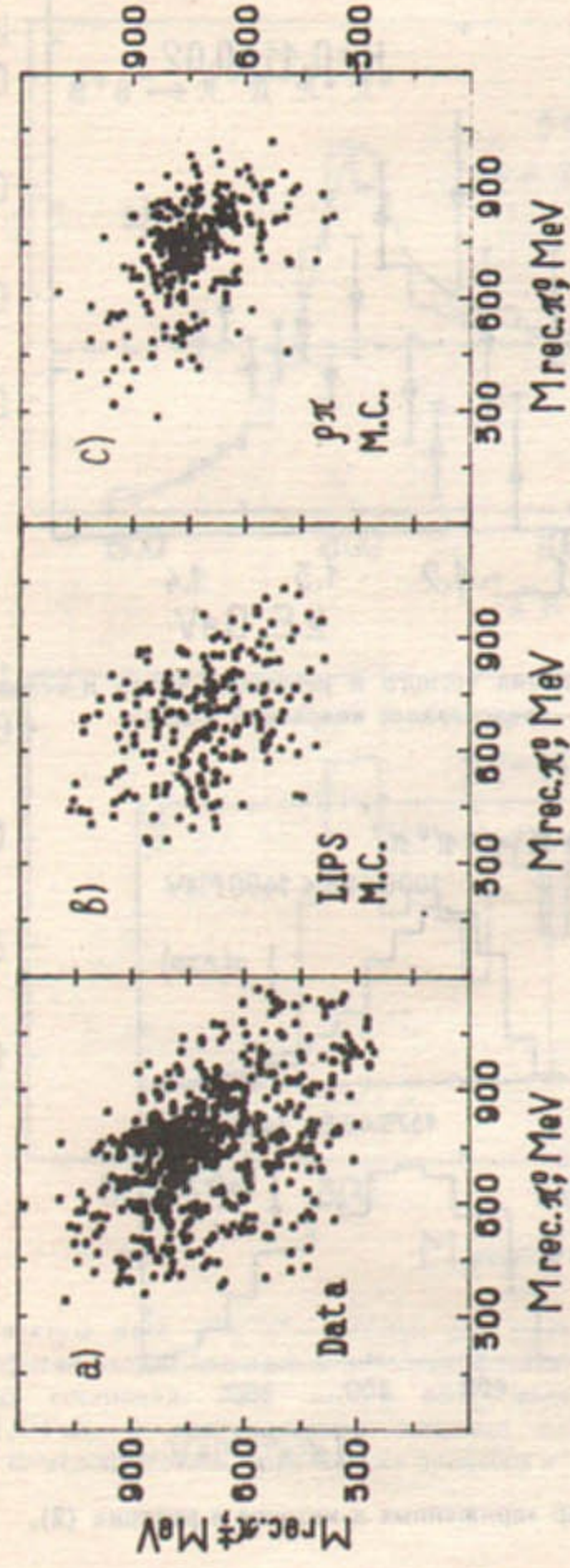


Рис. 3. Распределение по массам отдачи π -мезонов: а — эксперимент, б — моделирование процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ (LIPS), в — моделирование процесса $e^+e^- \rightarrow \rho\pi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$.

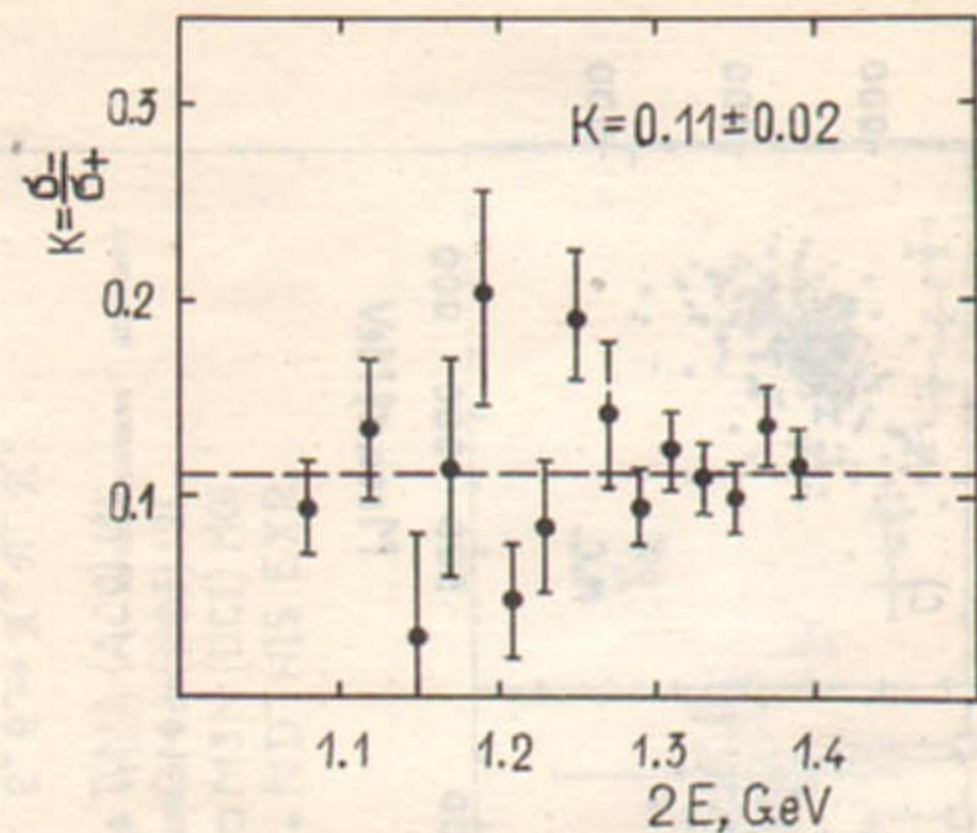


Рис. 4. Отношение сечений рождения четного и нечетного числа π -мезонов. Пунктирная линия — предсказание кварковой модели.

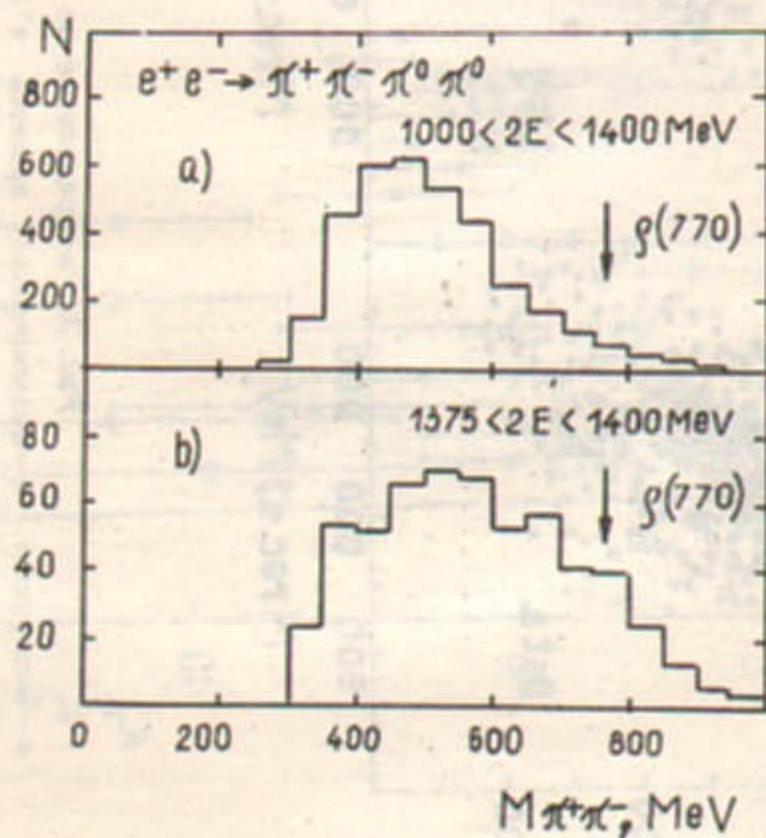


Рис. 5. Спектр масс пар заряженных π -мезонов в реакции (2).

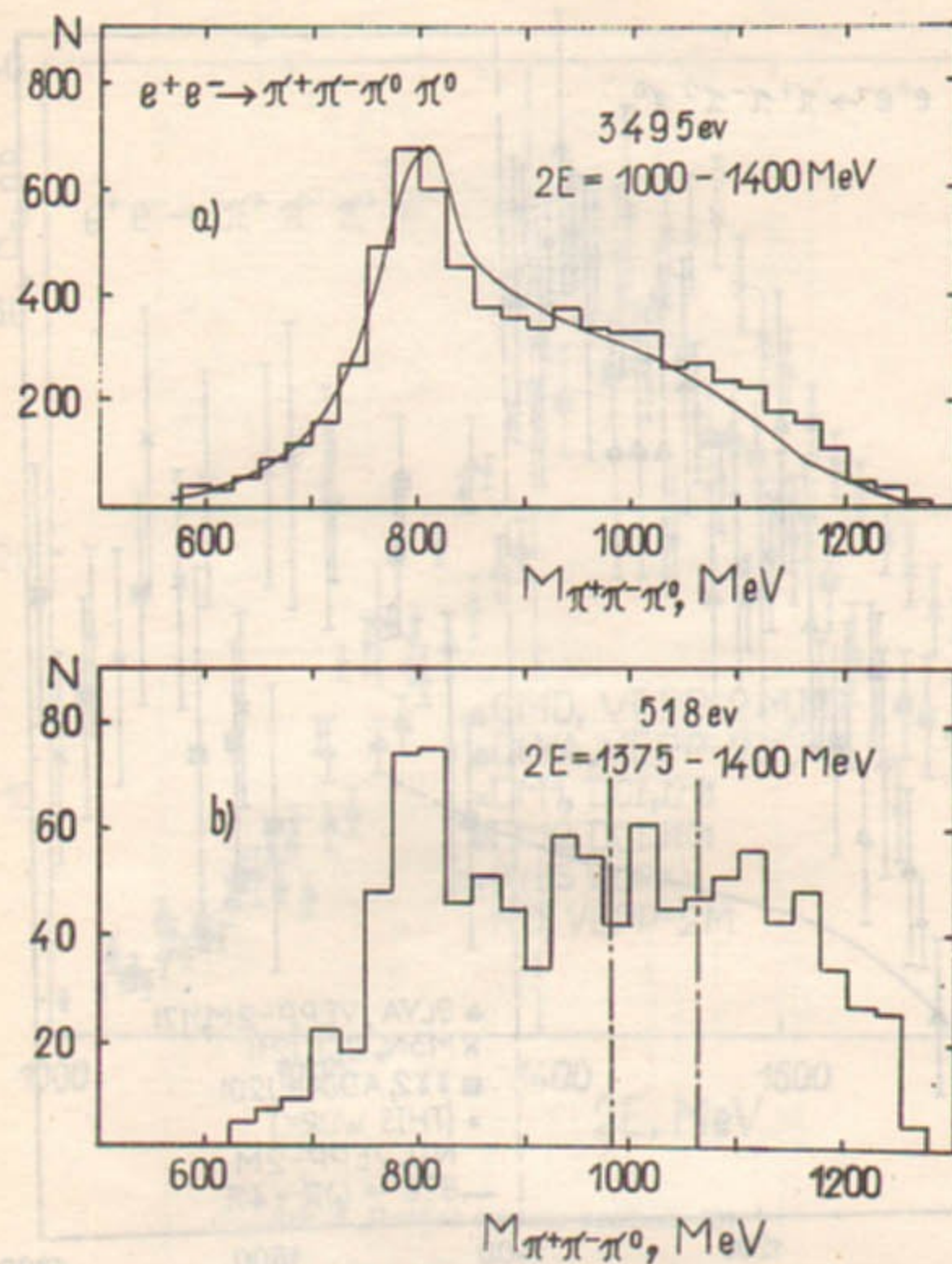


Рис. 6. Спектры масс $\pi^+\pi^-\pi^0$ -системы для разных энергетических интервалов. Каждое событие входит дважды. *a* — сплошной линией показано моделирование промежуточных состояний: 50% — $\omega\pi^0$ и 50% — модель LIPS в области энергии $2E = 1,2 - 1,4$ ГэВ, *b* — вертикальными линиями показано ожидаемое положение Φ -мезонного пика при поиске процесса $e^+e^- \rightarrow \Phi\pi^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$.

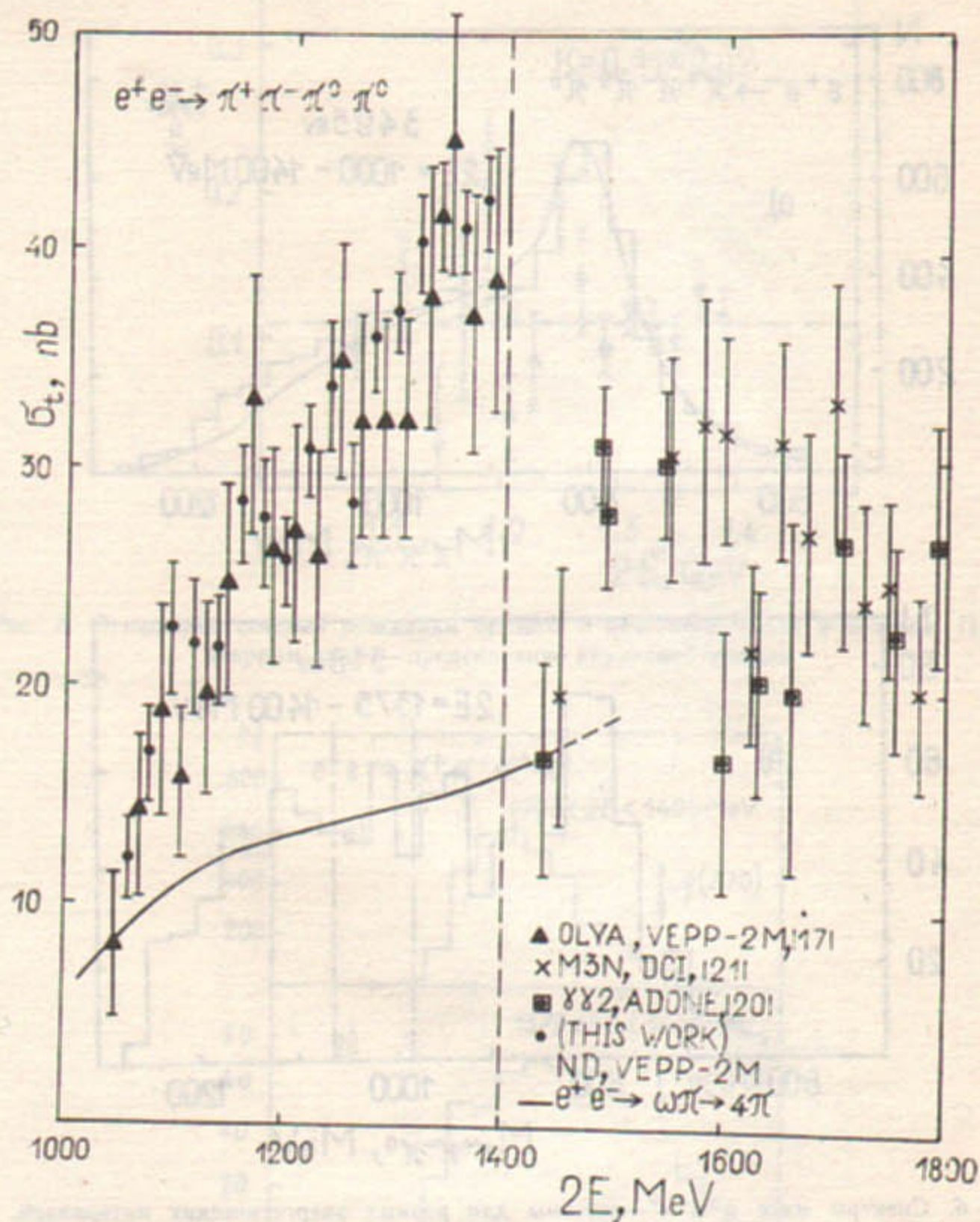


Рис. 7. Полное сечение реакции (2). Сплошной линией показано сечение реакции $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ по данным работы [6]. Вертикальная линия соответствует максимальной энергии ВЭПП-2М.

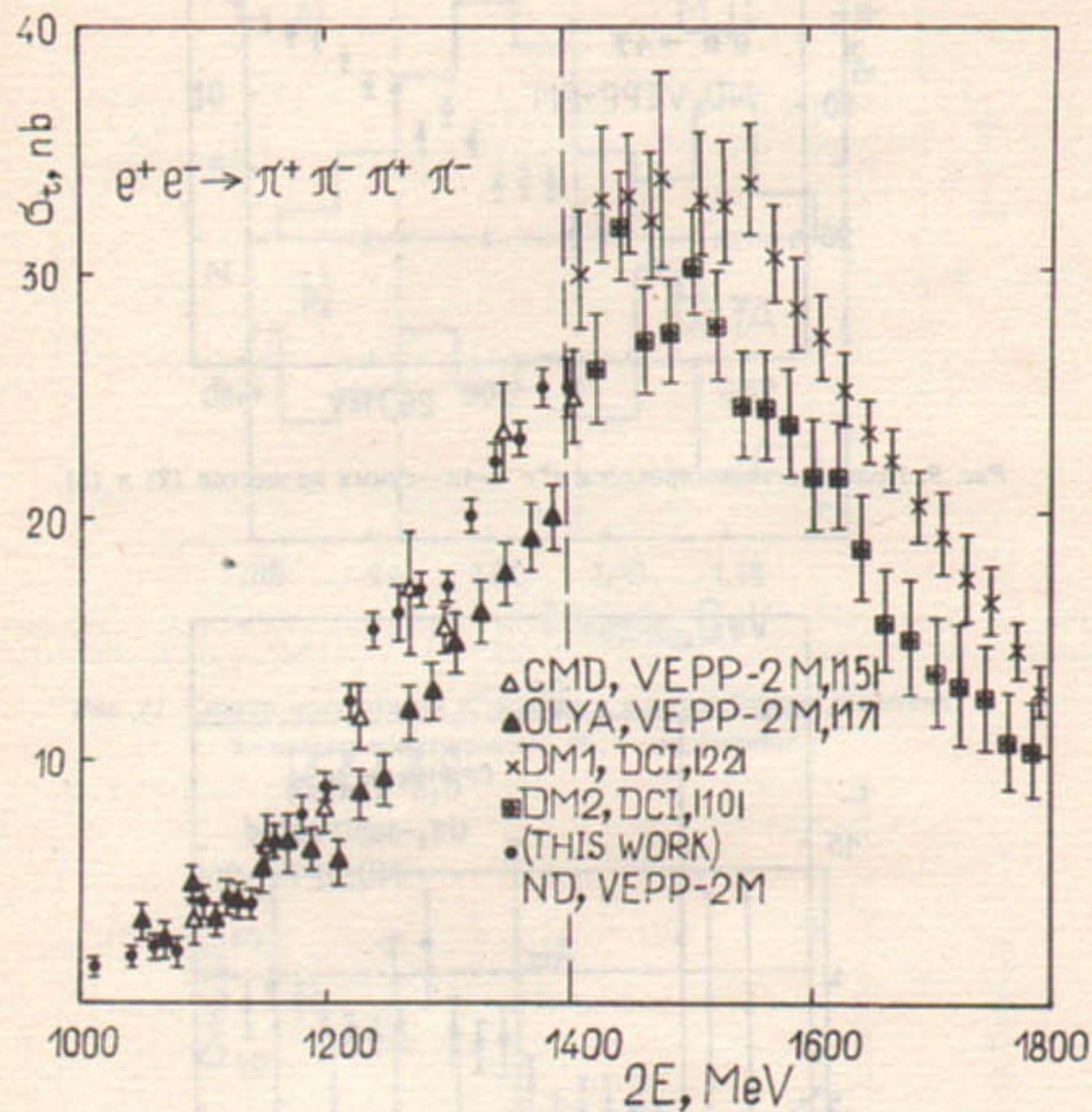


Рис. 8. Полное сечение реакции (3).

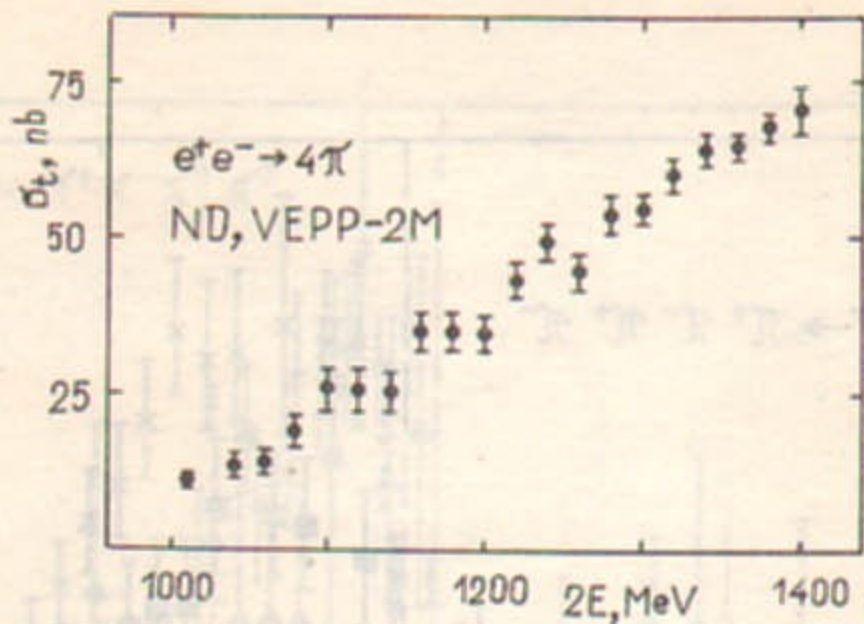


Рис. 9. Полное сечение процесса $e^+e^- \rightarrow 4\pi$ — сумма процессов (2) и (3).

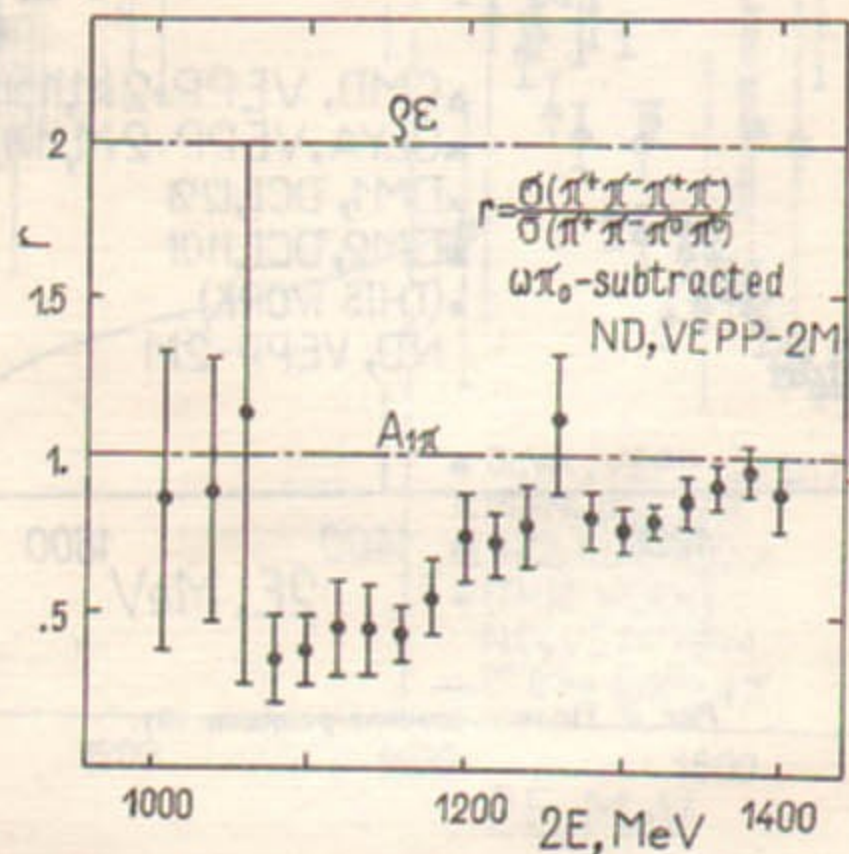


Рис. 10. Отношение сечений реакции (2) и (3), процесс $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$ вычтен. Горизонтальными линиями показаны ожидаемые значения отношения сечений для промежуточных состояний $A_1\pi$ и $\phi\pi$ в приближении узких резонансов.

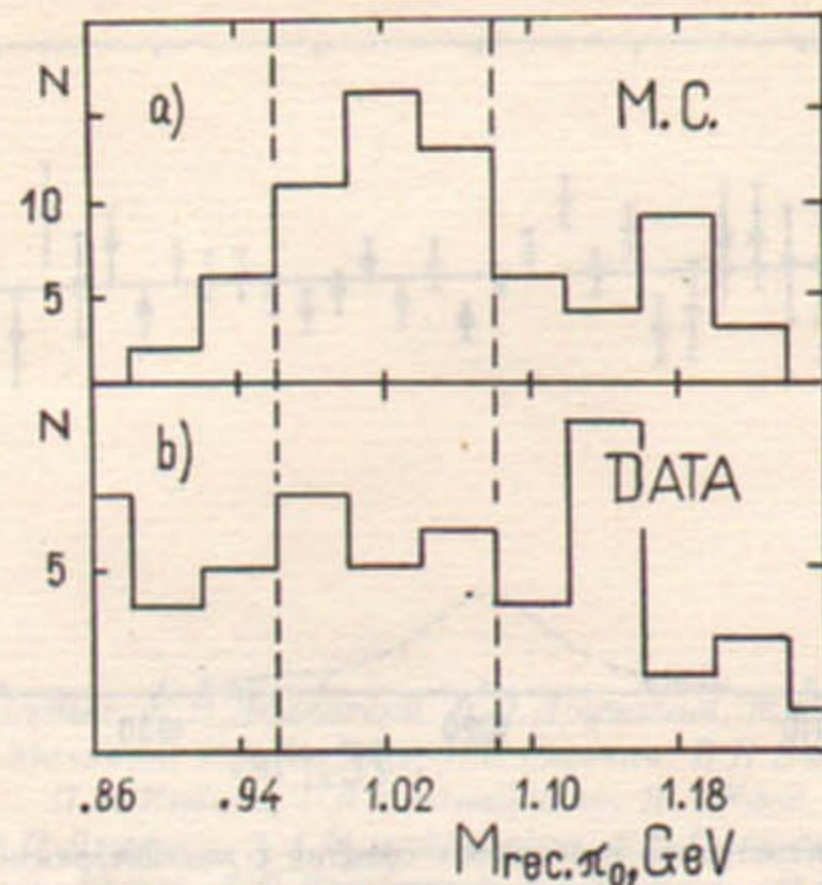


Рис. 11. Спектр масс отдачи π^0 -мезона в многофотонных событиях: *a* — моделирование процесса (8), *b* — эксперимент.

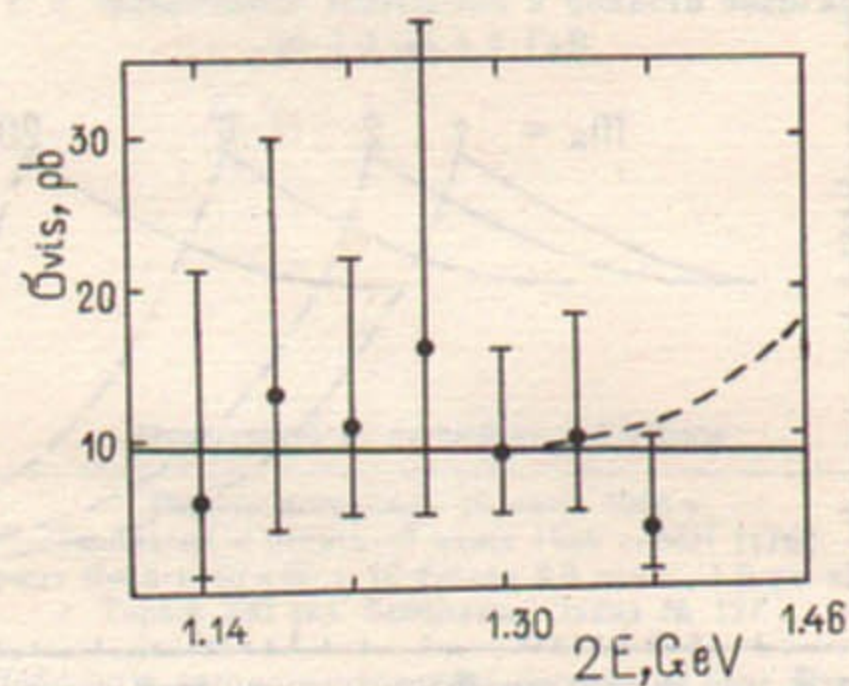


Рис. 12. Сечение регистрации событий, имеющих массу отдачи π^0 -мезона в области Φ -мезона. Сплошная линия — среднее сечение, пунктирная линия — вклад $C(1490)$ на уровне установленного верхнего предела.

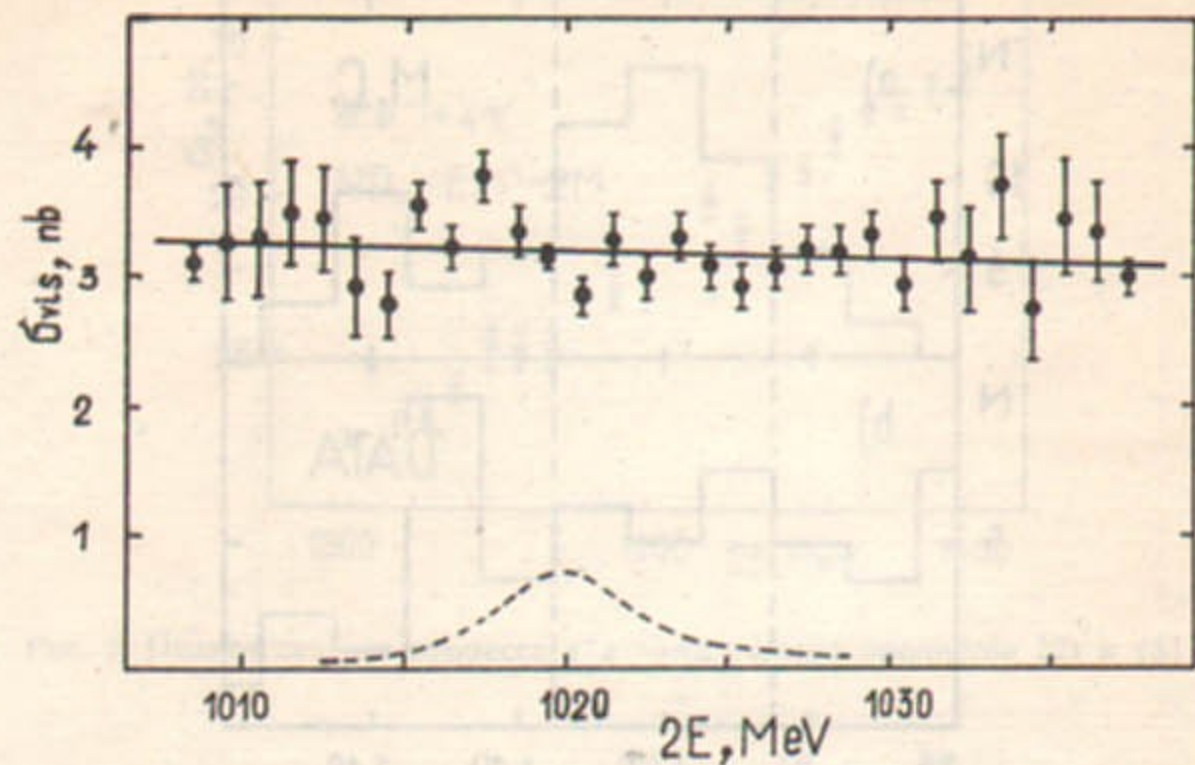


Рис. 13. Сечение регистрации отобранных событий с коллинеарными электроном и фотоном в зависимости от энергии. Сплошная линия—результат аппроксимации, пунктирная—кривая возбуждения Φ -резонанса.

В.М.Аульченко, С.И.Долинский, В.П.Дружинин, М.С.Дубровин,
С.И.Эйдельман, В.Б.Голубев, Е.С.Глускин, В.Н.Иванченко,
П.М.Иванов, Г.Я.Кезерашвили, И.А.Кооп,
А.П.Лысенко, А.А.Михайличенко, 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

Эксперименты с Нейтральным Детектором на
 e^+e^- -накопителе ВЭПП-2М в области энергии
от 1.0 до 1.4 ГэВ

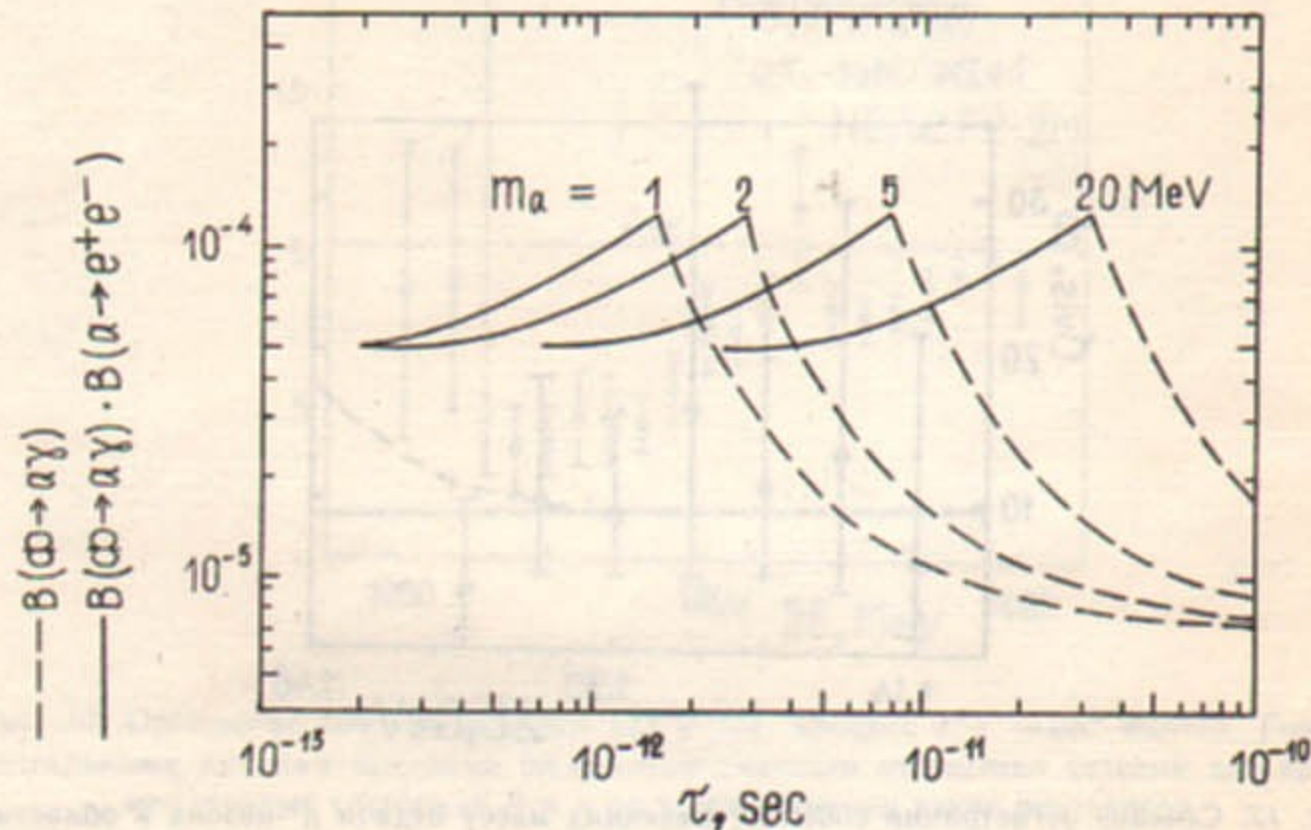


Рис. 14. Верхняя граница произведения вероятности распадов $\Phi \rightarrow \alpha\gamma$ и $a \rightarrow e^+e^-$ в зависимости от времени жизни и массы a .

Ответственный за выпуск С.Г.Попов

Работа поступила 24 июня 1986 г.
Подписано в печать 27 июня 1986 г. МН 11765
Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 2,3 печ.л., 1,9 уч.-изд.л.
Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ № 127

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