

К.93

1

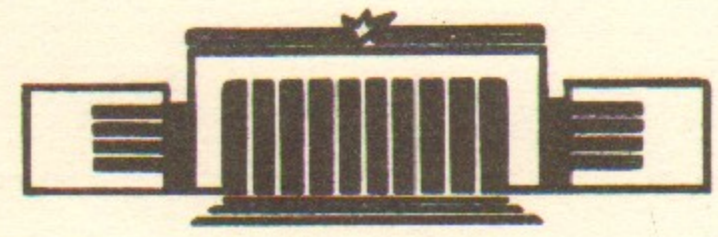


ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

Л.М.Курдадзе, М.Ю.Лельчук, Е.В.Пахтусова,
В.А.Сидоров, А.Н.Скринский, А.Г.Чилингаров,
Ю.М.Шатунов, Б.А.Шварц, С.И.Эйдельман.

ИЗУЧЕНИЕ ω , Φ -РЕЗОНАНСОВ И
 ω - Φ -ИНТЕРФЕРЕНЦИИ

ПРЕПРИНТ № 84-7



НОВОСИБИРСК

L.M. Kurdadze, M.Yu. Lelchuk, E.V. Pakhtusova,
V.A. Sidorov, A.N. Skrinsky, A.G. Chilingarov,
Yu.M. Shatunov, B.A. Shwartz, S.I. Eidelman

INVESTIGATION OF THE ω - Φ -RESONANCES
AND ω - Φ -INTERFERENCE

A B S T R A C T

At the storage ring VEPP-2M reactions $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ from 680 to 1050 MeV in the center of mass and $e^+e^- \rightarrow K_S^0 K_L^0$ from 1010 to 1040 MeV have been investigated. The parameters of the ω - and Φ -resonances have been obtained:

$$\Gamma_\omega = (9.8 \pm 0.9) \text{ MeV},$$

$$M_\omega = (782.2 \pm 0.4) \text{ MeV},$$

$$\sigma_{peak}(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) = (1.42 \pm 0.10) \mu\text{b},$$

$$\Gamma(\omega \rightarrow e^+e^-) = (0.64 \pm 0.05) \text{ keV},$$

$$\Gamma_\Phi = (4.08 \pm 0.14) \text{ MeV},$$

$$\sigma_{peak}(\Phi \rightarrow K_S^0 K_L^0) = (1.44 \pm 0.06) \mu\text{b},$$

$$\sigma_{peak}(\Phi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) = (0.66 \pm 0.04) \mu\text{b},$$

$$\Gamma(\Phi \rightarrow e^+e^-) = (1.24 \pm 0.04) \text{ keV}.$$

It is shown that in the whole energy range the cross section of the process $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ is described by ω - Φ -interference with a relative phase $\alpha = \pi$.

А н н о т а ц и я

На накопительном кольце ВЭПП-2М исследованы процессы $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ в области энергий от 680 до 1050 МэВ в системе центра масс и $e^+e^- \rightarrow K_S^0 K_L^0$ от 1010 до 1040 МэВ. Получены параметры ω - и Φ -мезонов:

$$\begin{array}{ll} \Gamma_\omega = (9.8 \pm 0.9) \text{ МэВ}, & \Gamma_\Phi = (4.08 \pm 0.14) \text{ МэВ}, \\ M_\omega = (782.2 \pm 0.4) \text{ МэВ}, & \sigma_{\text{peak}}(\Phi \rightarrow K_S^0 K_L^0) = (1.44 \pm 0.06) \text{ мкб}, \\ \sigma_{\text{peak}}(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) = (1.42 \pm 0.10) \text{ мкб}, & \sigma_{\text{peak}}(\Phi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) = (0.66 \pm 0.04) \text{ мкб}, \\ \Gamma(\omega \rightarrow e^+e^-) = (0.64 \pm 0.05) \text{ кэВ}, & \Gamma(\Phi \rightarrow e^+e^-) = (1.24 \pm 0.04) \text{ кэВ}. \end{array}$$

Показано, что во всем диапазоне энергий поведение сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ согласуется с картиной ω - Φ -интерференции с фазой $\alpha = \pi$.

1. Введение

Первые эксперименты на встречных пучках были посвящены изучению векторных мезонов ρ , ω , Φ [1—4]. Скромная светимость первых установок компенсировалась большим сечением рождения резонансов. В дальнейшем увеличение светимости позволило уточнить параметры резонансов и приступить к изучению интерференционных явлений вблизи резонансов и вдали от них. Впервые ω - Φ -интерференция наблюдалась в экспериментах, выполненных в ОРСЕ и Новосибирске [5,6]. В этих работах был определен относительный знак интерференции, чувствительный к модели нарушения SU(3) симметрии. Экспериментальные данные свидетельствовали в пользу модели «смешивания масс» ($\alpha = \pi$). Следующее исследование ω - Φ -интерференции было проведено в ОРСЕ [7]. В работе было измерено сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ в диапазоне от 750 до 1100 МэВ. Поведение сечения от ω до Φ хорошо согласовалось с картиной ω - Φ -интерференции, однако, выше Φ -мезона экспериментальные данные существенно превышали расчетные значения, что объяснялось вкладом открывающихся каналов e^+e^- аннигиляции. В настоящей работе приводятся результаты обработки экспериментальной информации, набранной в измерениях 1978 года [8]. Целью работы было уточнение параметров ω - и Φ -резонансов и изучение ω - Φ -интерференции в канале $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ в интервале энергий от 680 до 1050 МэВ.

2. Детектор.

Эксперимент был проведен с помощью детектора ОЛЯ, подробное описание которого можно найти в работах [9,10]. Детектор состоял из четырех идентичных квадрантов, окружающих область встречи пучков. Полезный телесный угол детектора составлял $0.64 \times 4\pi$ стерадиан. Каждый из квадрантов содержал сцинтилляционные счетчики, участвующие в запуске детектора; координатные проволочные искровые камеры для определения геометрических характеристик заряженных частиц; ливневый детектор и пробежную систему. Ливневый детектор состоял из сцинтилляционного сэндвича ($4 \times 1X_0$) и двух ливневых проволочных искровых камер. Запуск детектора осуществлялся двумя заряженными частицами в противоположных квадрантах или двумя заряженными частицами в соседних квадрантах, сопровождающимися срабаты-

ванием сэндвича в свободных от заряженных частиц квадрантах. Порог срабатывания сэндвича составлял 0.75 от амплитуды, выделяемой в сэндвиче минимально ионизирующей частицей.

3. Обработка данных

В работе использованы данные сканирования энергетического интервала от 680 до 1050 МэВ в системе центра масс ($2E$). Сканирование проводилось с шагом 0.5 МэВ. Светимость определялась по числу событий упругого электрон-позитронного рассеяния на большие углы [11]. Точность вычисления светимости во всем диапазоне энергий равна 2%. Полный интеграл светимости составил около 1200 нб^{-1} .

Сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ в изучаемом диапазоне энергий определится наличием двух резонансов ω и Φ и их интерференцией. В районе резонансов сечение этого процесса порядка 1 мкб, вне резонансов снижается до 10 нб, т.е. перепад сечения составляет два порядка. Это обстоятельство определило разный подход к обработке событий в области резонансов и вне их. Вне резонансов для улучшения отношения эффекта к фону необходимы жесткие условия отбора событий, что усугубляет дефицит статистики в этой области. В то же время, большие сечения изучаемых процессов в области резонансов и малая ширина резонансов позволяют иметь более широкие условия отбора событий и соответственно высокую статистическую точность в определении параметров резонансов.

ω -мезон был изучен в реакции $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ в диапазоне энергий от 760 до 800 МэВ. Для получения параметров Φ -мезона была произведена совместная обработка событий $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ и $e^+e^- \rightarrow K_S^0 K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^- K_L^0$ в интервале от 1010 до 1040 МэВ. Для изучения ω - Φ -интерференции во всем диапазоне энергий в одних условиях были выделены события $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$.

В обработку вошли события, содержащие две заряженные частицы, выходящие из одной точки внутри области взаимодействия пучков. Коллинеарные события процессов $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, $\pi^+\pi^-$, $\mu^+\mu^-$, удовлетворяющие условиям $|\Delta\Theta| < 10^\circ$ и $|\Delta\Phi| < 10^\circ$, исключались из дальнейшего анализа. $\Delta\Theta$, $\Delta\Phi$ -полярный и азимутальные углы отклонения от коллинеарности.

В области ω -резонанса события процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ были выделены по двум заряженным частицам и одному или двум

γ -квантам от распада π^0 , зарегистрированным в сцинтилляционном сэндвиче. Амплитуда в сэндвиче хотя бы одного квадранта, свободного от заряженных частиц, должна была превышать 0,75 амплитуды, выделяемой в сэндвиче минимально ионизирующей частицей, независимо от типа запуска. Дополнительно требовалось, чтобы $|\Delta\Phi| > 6^\circ$ независимо от величины $\Delta\Theta$. Отобранные события в соответствии с видом запуска были разделены на две группы: события с треками в противоположных квадрантах и события с треками в соседних квадрантах. В целях уменьшения фона для событий первой группы дополнительно требовалось, чтобы γ -квант был зарегистрирован в ливневой камере. Таких событий было найдено 723. Для событий второй группы оказалось достаточным наличие только сигнала в сэндвиче. Таких событий было 765. Суммарное распределение найденных событий по энергии приведено в табл.1.

В области Φ -резонанса события процессов $e^+e^- \rightarrow K_S^0 K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^- K_L^0$ и $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ были выделены по двум неколлинеарным заряженным пионам, удовлетворяющим условию $|\Delta\Phi| > 15^\circ$. Разделение процессов производилось по пространственному углу отклонения от коллинеарности $\Delta\omega$. При заданной энергии $2E$ скорость рождающихся K_S^0 фиксирована (с точностью до радиационных поправок), поэтому в л.с. пространственный угол отклонения от коллинеарности пионов от распада $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ лежит в пределах от 0 до $\Delta\omega_{max}$. Для того, чтобы эффективность регистрации K_S^0 не зависела от энергии, в качестве граничного значения было принято $\Delta\omega = 46^\circ$, соответствующее предельному углу (с учетом углового разрешения) при $2E = 1050$ МэВ. В область $\Delta\omega < 46^\circ$ попадали события $K_S^0 K_L^0$ и $\pi^+\pi^-\pi^0$, а в область $\Delta\omega > 46^\circ$ только $\pi^+\pi^-\pi^0$.

События с $\Delta\omega < 46^\circ$ были разделены еще и по типу запуска. Для дальнейшей обработки были отобраны только те события, которые дали запуск детектора без участия сцинтилляционного сэндвича. Это позволило избавиться от неопределенности эффективности регистрации K_L^0 в ливневой части детектора.

На рис.1 приведено распределение по углу $\Delta\omega$ выделенных таким образом событий. Обрыв распределения при $\Delta\omega \lesssim 15^\circ$ связан с ограничением на углы $\Delta\Theta$ и $\Delta\Phi$. В окончательную обработку вошли события, имеющие $\Delta\omega > 15^\circ$. На рис.1 пунктиром показаны граничные значения $\Delta\omega = 15^\circ$ и $\Delta\omega = 46^\circ$. Число событий $N(K_S^0 K_L^0 + 3\pi)$

в интервале углов $15^\circ < \Delta\omega < 46^\circ$ равно 10567, а событий $N(3\pi)$ с $\Delta\omega > 46^\circ$ — 3147. Распределение выделенных событий по энергии приведено в табл. 2.

Для исследования процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ во всем диапазоне энергий были рассмотрены события, содержащие две заряженные частицы и два γ -кванта, зарегистрированные в ливневых камерах разных квадрантов. Заряженные частицы, как и раньше, должны были удовлетворять условиям «точечности» и «пучковости». Координаты γ -квантов определялись по «центру тяжести» искр в ливневых камерах. Прямая, соединяющая точку рождения заряженных частиц с координатой γ -кванта в ливневой камере, определяла направления вылета γ -кванта.

Знание углов вылета всех четырех частиц и их суммарной полной энергии $2E$ позволяет полностью восстановить кинематику события и вычислить инвариантную массу двух γ -квантов $M_{\gamma\gamma}$. Точность восстановления кинематики зависит от конфигурации события и существенно ухудшается при приближении к вырожденному случаю (когда все частицы лежат в одной плоскости). Поэтому был введен параметр, определяющий степень приближения к вырожденному случаю и равный минимальному из всех возможных смешанных произведений направляющих векторов зарегистрированных частиц. События, имеющие геометрию, близкую к вырожденной, не рассматривались. Кроме того, естественно, отбрасывались те события, все частицы которых находились в одной полусфере. На рис. 2 представлено распределение отобранных таким образом событий по инвариантной массе 2-х фотонов $M_{\gamma\gamma}$ в районе ω -мезона и распределение, построенное по моделированным событиям. В окончательную обработку вошли события, у которых значение $M_{\gamma\gamma}$ лежит в пределах $100 \text{ МэВ} < M_{\gamma\gamma} < 170 \text{ МэВ}$. В табл. 3 приведено распределение найденных 524 событий по энергии.

4. Радиационные поправки, эффективность регистрации

Излучение фотонов начальными частицами (радиационные поправки) приводит к тому, что столкновение частиц происходит при энергии, отличной от начальной, вследствие чего изменяется сечение процесса. Кроме того, меняются энергии родившихся частиц и направления их вылета. Это вызывает изменение эффективности регистрации конечного состояния.

Сечение процесса при энергии частиц в пучке E с учетом излучения фотонов модифицируется следующим образом:

$$\sigma^{p.n.}(E) = \int_0^E \sigma(E') p(E, k) dk = \sigma(E) (1 + \delta_{p.n.}) \quad (1)$$

Здесь $\sigma(E)$ — сечение без учета излучения фотонов; k — энергия излучаемого фотона, $E' = [E(E-k)]^{1/2}$ — энергия в системе центра масс сталкивающихся частиц после излучения фотона; $\delta_{p.n.}$ — радиационная поправка. Функция $p(E, k)$ имеет вид [12]

$$p(E, k) = t \exp\left(\frac{13}{12}t\right) \left(\frac{k}{E}\right)^t \left(1 - \frac{k}{E} + \frac{k^2}{2E^2}\right) \frac{1}{k},$$

где $t = \frac{4\alpha}{\pi} \left(\ln \frac{2E}{m_e} - \frac{1}{2}\right)$; m_e — масса электрона; $\alpha = \frac{1}{137}$.

Наблюдаемое в эксперименте сечение регистрации процесса $\sigma_p(E)$ определяется выражением:

$$\sigma_p(E) = \sigma(E) \bar{\varepsilon}(E) (1 + \delta_{p.n.}),$$

где $\bar{\varepsilon}(E)$ — эффективность регистрации процесса, усредненная по спектру излучаемых первичными частицами фотонов.

Радиационная поправка $\delta_{p.n.}$ и эффективность $\varepsilon(E)$ зависят от поведения сечения процесса при энергиях $E' \leq E$, которое само является предметом изучения.

Радиационная поправка $\delta_{p.n.}$ вычислялась итерационной процедурой при оптимизации сечения изучаемых процессов. На рис. 3 приведены зависимости радиационных поправок от энергии для процессов $e^+e^- \rightarrow K_S^0 K_L^0$ и $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ вблизи ω - и Φ -резонансов при оптимальных значениях параметров резонансов.

Эффективность $\varepsilon(E)$ определялась моделированием изучаемых процессов методом Монте-Карло с учетом излучения фотонов начальными частицами и взаимодействия конечных частиц с веществом детектора.

При определении эффективности регистрации для всех типов событий вводились поправки, связанные с отличием реальных распределений по параметрам отбраковки от расчетных распределений, и поправки на ядерное взаимодействие π -мезонов с веществом детектора.

Поправки на ядерное поглощение были найдены по четырехтрековым событиям процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$, также изучавшегося на детекторе ОЛЯ [13]. По углам всех четырех зарегистрированных π -мезонов была восстановлена кинематика события и тем самым найдена энергия каждого пиона. Запуск детектора производился только по двум частицам, поэтому оставшиеся частицы позволяли найти реальные вероятности поглощения π -мезонов в веществе и их зависимость от энергии.

В области ω -мезона эффективность регистрации событий $\pi^+\pi^-\pi^0$, приведенных в табл. 1, в принятых условиях отбора не зависит от энергии и составляет $(4.3 \pm 0.2)\%$.

В области Φ -мезона эффективность регистрации $\varepsilon(K_S^0 K_L^0)$ событий $K_S^0 K_L^0$ для принятых критериев отбора слабо зависит от энергии и равна $(7.4 \pm 0.3)\%$ при энергии $2E=1012$ МэВ и $(8.3 \pm 0.2)\%$ при энергии $2E=1018$ МэВ и выше. Эффективность регистрации событий $\pi^+\pi^-\pi^0$ в области Φ -резонанса постоянна и для $\Delta\omega < 46^\circ$ равна $\varepsilon_1(3\pi) = (3.0 \pm 0.1)\%$, а для $\Delta\omega > 46^\circ$ $\varepsilon_2(3\pi) = (4.9 \pm 0.1)\%$. Вероятность регистрации $K_S^0 K_L^0$ для углов $\Delta\omega > 46^\circ$ пренебрежимо мала.

На получаемые параметры Φ -мезона влияет фон, связанный с другими модами распада Φ -мезона: $\Phi \rightarrow K^+K^-$ и $\Phi \rightarrow \eta\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\gamma$, $\pi^+\pi^-\gamma\gamma$. Относительная доля фоновых событий была найдена по вероятности регистрации этих процессов, полученной с помощью моделирования методом Монте-Карло, и была учтена в дальнейшей обработке. Примесь фона (в процентах) приведена ниже.

Эффект Фон	$\Phi \rightarrow K_S^0 K_L^0$	$\Phi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$
$\Phi \rightarrow K^+K^-$	0.3 ± 0.2	2.5 ± 1.0
$\Phi \rightarrow \eta\gamma$	< 0.1	2.2 ± 0.6

Эффективность регистрации процесса $\pi^+\pi^-\pi^0$ с отбором событий по инвариантной массе $M_{\gamma\gamma}$ двух γ -квантов характеризуется сильной зависимостью от энергии, определяемой значением фазы интерференции ω - и Φ -мезонов. Это связано с тем, что радиационные поправки, величина которых обусловлена поведением сечения процесса при энергиях ниже энергии частиц в пучках, приводят к расширению пика в распределении событий по инвариантной массе и к уменьшению доли событий, попадающих в выбранный интервал по $M_{\gamma\gamma}$. В районе ω -резонанса и ниже эффект ω - Φ -интерференции пренебрежим, поэтому энергетическая зависимость эффективности регистрации для разных фаз интерференции одна и та же.

Эффективность регистрации процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ во всем изучаемом диапазоне энергий для выбранных критериев отбора была найдена методом Монте-Карло для двух значений относи-

тельной фазы ω - Φ -интерференции: 180° и 0° . На рис. 4 приведены значения эффективности $\varepsilon(E)$ и их интерполяция. В эффективность включена поправка, связанная с эффективностью ливневых камер к двум частицам (96.5%). Систематическая ошибка вычисления эффективности составляет 6% и связана в основном с точностью вычисления поправки на ядерное взаимодействие пионов.

Для этих критериев отбора относительная доля фоновых процессов, связанных с Φ -мезоном, от каналов $\Phi \rightarrow K^+K^-$ и $\Phi \rightarrow \eta\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\gamma$, $\pi^+\pi^-\pi^0\gamma\gamma$ составляет меньше 0.2% , а от $\Phi \rightarrow K_S^0 K_L^0$ равна $(2 \pm 1)\%$.

5. Оптимизация и результаты эксперимента.

Сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ в рассматриваемом диапазоне энергий определяется интерференцией ω - и Φ -резонансов и может быть представлено в виде:

$$\sigma_1(\pi^+\pi^-\pi^0) = \left| \sqrt{\frac{\sigma_{peak}(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)}{F(M_\omega^2)}} \cdot \frac{M_\omega \Gamma_\omega}{M_\omega^2 - s - i\sqrt{s} \Gamma_\omega(s)} + e^{i\alpha} \sqrt{\frac{\sigma_{peak}(\Phi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)}{F(M_\Phi^2)}} \cdot \frac{M_\Phi \Gamma_\Phi}{M_\Phi^2 - s - i\sqrt{s} \Gamma_\Phi(s)} \right|^2 F(s)(1 + \delta_{p.n.}^{(1)})(1 + \delta_n^{(1)}), \quad (2)$$

где $\sigma_{peak}(V \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)$ — значение сечения процесса $V \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ ($V = \omega, \Phi$) при энергии, равной массе резонанса; $s = 4E^2$; M_V , Γ_V — масса и ширина резонансов ($\Gamma_V \equiv \Gamma_V(M_V^2)$); $F(s)$ — фактор, учитывающий переход $V \rightarrow \rho\pi \rightarrow 3\pi$ [14]; $\delta_{p.n.}^{(1)}$ — радиационная поправка для процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, α — относительная фаза ω - Φ -интерференции, δ_n — поправка, связанная с разбросом энергии частиц в пучке.

Поправка на разброс энергии частиц в пучке, введенная только на Φ -мезоне, определяется сверткой по энергии сечения $\sigma^{p.n.}(E)$ (1) с распределением по энергии частиц в пучке и вычисляется следующим образом:

$$1 + \delta_n = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \sigma^{p.n.}(E+x/2) \exp(-x^2/2\Delta^2) dx}{\sqrt{2\pi}\Delta\sigma^{p.n.}(E)},$$

где Δ — среднеквадратичный разброс энергии ($2E$) частиц в пучке. Значение этой величины составляет $\Delta = 0.26$ МэВ при $2E = 1020$ МэВ.

Сечение процесса $e^+e^- \rightarrow K_S^0 K_L^0$ в районе Φ -мезона аппроксимировалось формулой

$$\sigma_2(K_S^0 K_L^0) = \sigma_{peak}(\Phi \rightarrow K_S^0 K_L^0) \left(\frac{\beta_{K^0}(s)}{\beta_{K^0}(M_\Phi^2)} \right)^3 \frac{M_\Phi^4 \Gamma_\Phi^2 (1 + \delta_{p.n.}^{(2)}) (1 + \delta_n^{(2)})}{s (M_\Phi^2 - s)^2 + s \Gamma_\Phi^2(s)}, \quad (3)$$

где $\beta_{K^0}^2(s) = 1 - 4m_{K^0}^2/s$; m_{K^0} - масса нейтрального каона, $\delta_{p.n.}^{(1)}$ - рад. поправка для процесса $e^+e^- \rightarrow K_S^0 K_L^0$; $\delta_{\pi}^{(2)}$ - поправка на разброс в пучке. Зависимость полной ширины резонансов от энергии имеет вид

$$\Gamma_\Phi(s) = \Gamma_\Phi \frac{s^{1/2}}{M_\Phi} \left[B(\Phi \rightarrow K^+ K^-) \left(\frac{\beta_{K^\pm}(s)}{\beta_{K^\pm}(M_\Phi^2)} \right)^3 + B(\Phi \rightarrow K_S^0 K_L^0) \left(\frac{\beta_{K^0}(s)}{\beta_{K^0}(M_\Phi^2)} \right)^3 + B(\Phi \rightarrow 3\pi) \frac{s}{M_\Phi^2} \frac{F(s)}{F(M_\Phi^2)} \right],$$

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

где B — относительные вероятности соответствующих мод распада Φ мезона.

ω -мезон.

Параметры ω -мезона были получены по событиям $\pi^+\pi^-\pi^0$ (табл. 1) из области энергий от 760 до 800 МэВ [15]. В этом диапазоне энергий эффект ω - Φ -интерференции пренебрежимо мал и не учитывался. Свободными параметрами при оптимизации являлись масса и ширина ω -резонанса, сечение в максимуме $\sigma_{peak}(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)$, а также уровень равномерного фона. Для определения параметров ω -мезона события, принадлежавшие разным типам запуска, обрабатывались независимо. Были получены статистически согласующиеся результаты. Окончательная обработка проведена по сумме всех событий. Для определения массы ω -мезона был произведен пересчет энергетической шкалы накопителя из области Φ -мезона, масса которого известна с высокой точностью: $M_\Phi = (1019.61 \pm 0.07)$ МэВ [16]. Привязка шкалы была осуществлена по положению Φ -резонанса в каналах $K_S^0 K_L^0$ и $\pi^+\pi^-\pi^0$. При пересчете использовались результаты измерений магнитного поля накопителя и данные о долговременной стабильности абсолютной энергии.

На рис.5 показаны экспериментальные значения сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ и аппроксимирующая их кривая, соответствующая оптимальным параметрам ω -мезона, найденным методом максимального правдоподобия

$$\begin{aligned} M_\omega &= (782.2 \pm 0.4) \text{ МэВ} \\ \Gamma_\omega &= (9.8 \pm 0.9) \text{ МэВ} \\ \sigma_{peak}(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) &= (1.42 \pm 0.10) \text{ мкб.} \end{aligned}$$

Используя соотношения

$$\Gamma(\omega \rightarrow e^+e^-) = \frac{4\pi\alpha^2 M_\omega}{3g_\omega^2},$$

$$\sigma_{peak}(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) = \frac{12\pi \Gamma(\omega \rightarrow e^+e^-) \Gamma(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)}{M_\omega^2 \Gamma_\omega^2}$$

и табличное значение $B(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) = 0.899$ [16], имеем

$$\begin{aligned} B(\omega \rightarrow e^+e^-) &= (6.6 \pm 0.5) \cdot 10^{-5} \\ \Gamma(\omega \rightarrow e^+e^-) &= (0.64 \pm 0.05) \text{ кэВ} \\ g_\omega^2/4\pi &= 21.6 \pm 1.9 \end{aligned}$$

Согласие эксперимента с расчетом по критерию $P(\chi^2)$ составляет 14%. Сравнение результатов данной работы с полученными ранее на встречных пучках наиболее точными значениями параметров ω -мезона приведено в табл. 4.

Φ -мезон

Форма Φ -резонанса в канале $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ чувствительна к ω - Φ -интерференции, в то время как в канале $e^+e^- \rightarrow K_S^0 K_L^0$ интерференция пренебрежимо мала. Поэтому большая экспериментальная статистика, набранная в районе Φ -мезона, позволяет определить с высокой точностью параметры Φ -мезона и по относительно-му сдвигу резонанса в каналах $\pi^+\pi^-\pi^0$ и $K_S^0 K_L^0$ исследовать ω - Φ -интерференцию. Такой подход был использован в работе [6].

Параметры Φ -мезона были получены по событиям $N(K_S^0 K_L^0 + 3\pi)$ и $N(3\pi)$ в диапазоне энергий от 1010 до 1040 МэВ (табл. 2). Для этого набора данных составлялась функция правдоподобия. Ожидаемое число событий в каждой точке по энергии $\bar{N}(K_S^0 K_L^0 + 3\pi)$ и $\bar{N}(3\pi)$ определялось набранным в этой точке интегралом светимости $L(E)$ и суммой сечений регистрации процессов, входящих в рассматриваемый класс событий. Для $N(K_S^0 K_L^0 + 3\pi)$ такими процессами являются $K_S^0 K_L^0$, $\pi^+\pi^-\pi^0$ и фон в интервале углов $15^\circ < \Delta\omega < 46^\circ$, а для $N(3\pi) - \pi^+\pi^-\pi^0$ и фон в области $\Delta\omega > 46^\circ$:

$$\bar{N}(K_S K_L + 3\pi) = (\sigma_p(K_S^0 K_L^0) + \sigma_p^{(1)}(\pi^+\pi^-\pi^0) + \sigma_{фон}^{(1)}) \cdot L(E),$$

$$\bar{N}(3\pi) = (\sigma_p^{(2)}(\pi^+\pi^-\pi^0) + \sigma_{фон}^{(2)}) \cdot L(E),$$

где $\sigma_{фон}^{(1)}$ и $\sigma_{фон}^{(2)}$ — сечения нерезонансных фоновых процессов.

Сечения регистрации $\sigma_p(K_S^0 K_L^0)$, $\sigma_p^{(1)}(\pi^+ \pi^- \pi^0)$, $\sigma_p^{(2)}(\pi^+ \pi^- \pi^0)$ с учетом формул (2, 3) определяются выражениями

$$\sigma_p(K_S^0 K_L^0) = \sigma_2(K_S^0 K_L^0) \bar{\varepsilon}(K_S^0 K_L^0)$$

$$\sigma_p^{(1)}(\pi^+ \pi^- \pi^0) = \sigma_1(\pi^+ \pi^- \pi^0) \bar{\varepsilon}_1(3\pi),$$

$$\sigma_p^{(2)}(\pi^+ \pi^- \pi^0) = \sigma_1(\pi^+ \pi^- \pi^0) \bar{\varepsilon}_2(3\pi).$$

Функция правдоподобия оптимизировалась по следующему набору параметров: Γ_Φ , M_Φ — ширина и масса Φ -мезона; $\sigma_{peak}(\Phi \rightarrow K_S^0 K_L^0)$ и $\sigma_{peak}(\Phi \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0)$ — пиковые сечения изучаемых процессов, величины фоновых пьедесталов для событий $N(K_S^0 K_L^0 + 3\pi)$ и $N(3\pi)$; α — относительная фаза ω - и Φ -резонансов. В обработке были использованы табличные значения относительных мод распада Φ -мезона $B(\Phi \rightarrow K^+ K^-) = 0.491 \pm 0.010$, $B(\Phi \rightarrow \eta \gamma) = 0.015 \pm 0.0002$ [16] и полученные в настоящей работе значения параметров ω -мезона с учетом их точностей. Положение Φ -резонанса найдено по событиям $N(K_S^0 K_L^0 + 3\pi)$. Точность определения положения составляла 0.04 МэВ. Оптимальное значение фазы интерференции ω - и Φ -резонансов равно

$$\alpha = 155^\circ \pm 18^\circ.$$

В дальнейшем параметры Φ -мезона получены при $\alpha = 180^\circ$:

На рис.6,7 приведены экспериментальные данные и теоретические кривые, полученные в результате подгонки. Оптимальные значения параметров Φ -мезона равны:

$$\Gamma_\Phi = (4.08 \pm 0.14) \text{ МэВ},$$

$$\sigma_{peak}(\Phi \rightarrow K_S^0 K_L^0) = (1.44 \pm 0.06) \text{ мкб},$$

$$\sigma_{peak}(\Phi \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0) = (0.66 \pm 0.04) \text{ мкб}.$$

На основе этих данных были вычислены следующие величины:

$$\sigma_\Phi = (4.26 \pm 0.17) \text{ мкб},$$

$$B(\Phi \rightarrow K_S^0 K_L^0) = 0.338 \pm 0.010,$$

$$B(\Phi \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0) = 0.155 \pm 0.008,$$

$$B(\Phi \rightarrow e^+ e^-) = (3.05 \pm 0.12) \cdot 10^{-4},$$

$$\Gamma(\Phi \rightarrow e^+ e^-) = (1.24 \pm 0.04) \text{ кэВ},$$

$$g_\Phi^2/4\pi = 14.6 \pm 0.5$$

Согласие эксперимента с теорией по критерию $P(\chi^2)$ составляет 12%. Сравнение результатов данной работы с полученными ра-

нее наиболее точными значениями параметров Φ -мезона проведено в табл.4.

ω - Φ -интерференция.

События, отобранные по инвариантной массе двух γ -квантов, близкой к массе π^0 (табл.3), были использованы для изучения процесса $e^+ e^- \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ в диапазоне от 680 до 1050 МэВ.

Подгонка экспериментальных данных теоретической кривой производилась при свободных параметрах ω - и Φ -мезонов. Фон предполагался линейно зависящим от энергии пучков. Эта зависимость определялась оптимизируемыми значениями фона на ω - и Φ -мезонах. При фиксированной фазе интерференции $\alpha = 180^\circ$ были получены следующие параметры резонансов:

$$M_\omega = (782.1 \pm 0.5) \text{ МэВ},$$

$$\Gamma_\omega = (9.0 \pm 1.3) \text{ МэВ},$$

$$\sigma_{peak}(\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0) = (1.2 \pm 0.2) \text{ мкб},$$

$$M_\Phi = (1019.41 \pm 0.22) \text{ МэВ},$$

$$\Gamma_\Phi = (3.8 \pm 0.6) \text{ МэВ},$$

$$\sigma_{peak}(\Phi \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0) = (0.67 \pm 0.09) \text{ мкб},$$

Видно, что параметры резонансов хорошо согласуются со значениями, полученными отдельно по ω и Φ . Согласие эксперимента с теорией по критерию $P(\chi^2)$ составляет 91%.

В дальнейшем использовались полученные в данной работе значения параметров ω -мезона с учетом их точностей и положение Φ -резонанса, найденное по событиям $N(K_S^0 K_L^0 + 3\pi)$. Сравнение эксперимента с теоретическими предсказаниями проводилось для значений фазы 0° и 180° . Свободными параметрами являлись Γ_Φ , $\sigma_{peak}(\Phi \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0)$, линейно зависящий от энергии фон.

При значении фазы 180° согласие эксперимента с теорией по критерию $P(\chi^2)$ составляет 93%. Полученное значение фона на Φ -мезоне $(6.7 \pm 2.3) \cdot 10^{-5}$ мкб не противоречит оценке фона от нерезонансных процессов $e^+ e^- \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 \pi^0$, $e e \gamma$, $e e e e$, $e e \mu \mu$.

Сравнение экспериментальных данных с теоретическими предсказаниями для значения фазы интерференции 0° дает согласие 0.08%. На рис.8 приведены экспериментальные данные и теоретические кривые для двух значений фазы. Видно, что сечение $\sigma_1(\pi^+ \pi^- \pi^0)$ при значении фазы 180° хорошо согласуется с экспериментальными данными вплоть до энергии 1050 мэВ в системе центра масс и нет превышения эксперимента над предсказаниями теории.

В заключение авторы благодарят Н.Н.Ачасова, А.Д.Букина и Г.Н.Шестакова за плодотворные обсуждения и весь коллектив сотрудников, принимавших участие в проведении эксперимента.

Таблица 1

Литература

1. V.L. Auslander et al., Phys. Lett., 28B (1967) 433.
2. I.E. Augustin et al. Phys. Lett., 28B (1969) 513.
3. В.Е. Балакин и др. Труды международного семинара «Векторные мезоны и электромагнитные взаимодействия», Дубна, 1969, с.479.
4. I.J. Augustin et al., Phys. Lett., 28B (1969) 517
5. G. Parrou et al., Phys. Lett., 63B (1976) 357. 6. А.Д.Букин и др. Ядерная Физика, 27 (1978) 976.
7. A. Cordier et al. Nucl. Phys., B172 (1980) 13. 8. V.A. Sidorov. Proc. Intern. Symp. On Lept. And Phot. Inter., Batavia, USA, 1979, p.490.
9. В.М. Аульченко и др. Труды V международного симпозиума по физике высоких энергий и элементарных частиц. Варшава, 1975, с.163, Дубна, 1975.
10. И.Б. Вассерман и др. Ядерная Физика, 28 (1978) 968.
11. L.M. Kurdadze et al. Preprint INP 82-97, Novosibirsk, 1982.
12. Я.И. Азимов и др. Письма в ЖЭТФ, 21 (1975) 378.
C. Tavernier. These de doctorat 3eme cycle, RI 68/7, Orsay, 1968.
13. L.M. Kurdadze et al. Preprint INP 79-69, Novosibirsk, 1979.
14. N.N. Achasov et al. Preprint IM tp-82, Novosibirsk, 1975.
15. Л.М. Курдадзе и др. Письма в ЖЭТФ, 36 (1982) 221.
16. Review of Particle Properties. Phys. Lett., 111B, (1982) 1.
17. G. Parrou et al. Phys. Lett., 63B (1976) 362.
18. D. Benaksas et al. Phys. Lett., 42B (1972) 507.

$2E, \text{ МэВ}$	$N(e^+e^- \rightarrow e^+e^-)$	$L, \text{ нб}^{-1}$	$N(\pi^+\pi^-\pi^0)$
762.8	1819	2.23	7
763.8	1525	1.87	10
764.8	1693	2.09	18
765.8	1579	1.95	9
766.8	1593	1.97	14
767.8	1532	1.90	14
768.8	1535	1.91	15
769.8	1534	1.92	15
770.8	1608	2.01	13
771.8	1526	1.92	20
772.8	1446	1.82	14
773.8	1343	1.69	23
774.8	1342	1.70	27
775.8	1480	1.88	40
776.8	1387	1.76	48
777.8	1749	2.23	58
778.8	1414	1.81	65
779.8	1375	1.76	86
780.8	1532	1.97	95
781.8	1303	1.68	106
782.8	1336	1.73	79
783.8	1455	1.88	76
784.8	1412	1.83	71
785.8	1418	1.85	57
786.8	1437	1.87	57
787.8	1563	2.04	47
788.8	1413	1.85	62
789.8	1369	1.80	43
790.8	1385	1.83	27
791.8	1410	1.86	38
792.8	1400	1.85	30
793.8	1352	1.80	25
794.8	1665	2.22	29
795.8	1744	2.33	29
796.8	1713	2.29	19
797.8	1681	2.25	30
798.8	1636	2.20	13
799.8	1628	2.19	22
800.8	1590	2.15	17
801.8	1552	2.10	20

Таблица 2

$2E, \text{ МэВ}$	$N(e^+e^- \rightarrow e^+e^-)$	$L, \text{ нб}^{-1}$	$N(K_S K_L + 3\pi)$	$N(3\pi)$
1	2	3	4	5
1012.8	2371	5.53	69	40
1013.3	2349	5.49	84	42
1013.8	2315	5.41	85	37
1014.5	2210	5.18	105	50
1014.8	2259	5.30	92	57
1015.3	2324	5.45	121	55
1015.8	2379	5.59	151	81
1016.3	2333	5.48	173	66
1016.8	2413	5.68	207	92
1017.3	2320	5.46	264	95
1017.8	2409	5.68	329	100
1018.3	2486	5.87	447	139
1018.8	2665	6.30	628	174
1019.3	2024	4.79	507	126
1019.8	2771	6.56	697	177
1020.3	2048	4.85	514	122
1020.8	2451	5.81	509	108
1021.3	2654	6.30	448	105
1021.8	2504	5.95	418	101
1022.3	2581	6.14	325	81
1022.8	2344	5.58	272	63
1023.3	1891	4.51	167	41
1023.8	2187	5.22	181	34
1024.3	2308	5.51	162	55
1024.8	2350	5.62	188	36
1025.3	2293	5.49	182	44
1025.8	2148	5.15	147	34
1026.3	2398	5.75	122	33
1026.8	3395	8.15	177	37

Таблица 2.
(Продолжение)

1	2	3	4	5
1027.3	3653	8.77	154	44
1027.8	2923	7.03	138	44
1028.3	2861	6.89	133	33
1028.8	3113	7.50	140	29
1029.3	3099	7.47	129	33
1029.8	2754	6.65	114	33
1030.3	2729	6.59	109	38
1030.8	3537	8.55	145	54
1031.3	3320	8.04	127	42
1031.8	3088	7.48	116	37
1032.3	2528	6.13	67	30
1032.8	2365	5.74	85	19
1033.3	2503	6.08	95	28
1033.8	2651	6.45	84	33
1034.3	3153	7.68	96	31
1034.8	2316	5.65	109	36
1035.8	2885	7.05	85	24
1036.3	2521	6.16	65	33
1036.8	2624	6.42	75	26
1037.3	3203	7.84	85	41
1037.8	2856	7.00	92	28
1038.3	2932	7.20	76	24
1038.8	2642	6.49	84	26
1039.3	2543	6.25	80	25
1039.8	2468	6.07	68	26
1040.3	2379	5.86	55	32
1040.8	2414	5.95	68	26
1041.3	2257	5.57	62	23
1041.8	2262	5.59	60	24

Таблица 3

$2E, \text{ МэВ}$	$N(e^+e^-)$	$L, \text{ нб}^{-1}$	$N(\pi^+\pi^-\pi^0)$	$2E, \text{ МэВ}$	$N(e^+e^-)$	$L, \text{ нб}^{-1}$	$N(\pi^+\pi^-\pi^0)$
687.6	28876	28.6	4	922.3	26534	49.1	3
712.6	35699	38.1	1	942.3	27192	52.6	1
732.6	36025	40.8	3	962.3	21756	44.1	4
752.6	33515	40.2	7	982.3	20618	43.7	3
764.35	6616	8.2	5	1002.3	24468	54.1	14
768.35	6194	7.7	8	1011.55	9381	21.8	10
772.35	5923	7.5	4	1013.05	4720	11.0	5
775.35	2822	3.6	6	1014.05	4525	10.6	5
777.35	3136	4.0	13	1015.05	4583	10.7	3
779.35	2789	3.6	20	1016.05	4712	11.1	13
781.35	2835	3.7	25	1017.05	4733	11.1	19
783.35	2791	3.6	21	1018.05	4895	11.5	29
785.35	2830	3.7	13	1019.05	4689	11.1	34
787.35	3000	3.9	17	1020.05	4819	11.4	30
789.35	2782	3.7	11	1021.05	5105	12.1	26
791.35	2795	3.7	5	1022.05	5085	12.1	12
793.35	2752	3.7	4	1023.55	8730	20.8	12
796.87	6803	9.2	7	1025.55	9189	22.0	9
800.35	6406	8.7	9	1027.55	12832	30.9	10
807.6	14527	20.2	12	1030.55	24168	58.5	12
822.3	32828	47.5	13	1034.48	18394	44.9	8
842.3	32631	49.7	11	1038.55	21647	53.3	12
862.3	33169	53.1	8	1042.1	11250	27.9	4
882.3	32220	54.2	6	1046.55	18049	45.2	7
902.3	31396	55.4	6				

	Новосибирск (1983)	Лучший результат
ω-мезон		
$M_\omega, \text{ МэВ}$	782.2 ± 0.4	783.3 ± 0.4 [7]
$\Gamma_\omega, \text{ МэВ}$	9.8 ± 0.9	9.1 ± 0.8 [18] 9.0 ± 0.8 [7]
$\sigma_{\text{reak}}(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0), \text{ мкб}$	1.42 ± 0.10	1.41 ± 0.13 [7]
$\Gamma(\omega \rightarrow e^+e^-), \text{ кэВ}$	0.64 ± 0.05	0.68 ± 0.07 [7]
$B(\omega \rightarrow e^+e^-)$	$(6.6 \pm 0.5) \cdot 10^{-5}$	$(6.8 \pm 0.7) \cdot 10^{-5}$ [7]
Φ-мезон		
$\Gamma_\Phi, \text{ МэВ}$	4.08 ± 0.14	4.36 ± 0.29 [6]
$\sigma_\Phi, \text{ мкб}$	4.26 ± 0.17	4.26 ± 0.30 [6]
$\sigma_{\text{reak}}(\Phi \rightarrow K_S^0 K_L^0), \text{ мкб}$	1.44 ± 0.06	1.40 ± 0.09 [6]
$\sigma_{\text{reak}}(\Phi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0), \text{ мкб}$	0.66 ± 0.04	0.60 ± 0.03 [5]
$B(\Phi \rightarrow K_S^0 K_L^0)$	0.338 ± 0.010	0.328 ± 0.024 [6]
$B(\Phi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)$	0.155 ± 0.008	0.139 ± 0.007 [17]
$\Gamma(\Phi \rightarrow e^+e^-), \text{ кэВ}$	1.24 ± 0.04	1.30 ± 0.06 [5]
$B(\Phi \rightarrow e^+e^-)$	$(3.05 \pm 0.12) \cdot 10^{-4}$	$(3.10 \pm 0.14) \cdot 10^{-4}$ [5]

Подписи к рисункам

Рис.1 Распределение событий $N(K_S^0 K_L^0 + 3\pi)$ и $N(3\pi)$ по углу отклонения от коллинеарности $\Delta\omega$. Штриховой линией показаны граничные значения $\Delta\omega$.

Рис.2 Распределение событий, содержащих две заряженные частицы и два γ -кванта, по инвариантной массе двух γ -квантов. Точки—эксперимент, гистограмма—моделирование. Штриховой линией показаны граничные значения $M_{\gamma\gamma}$.

Рис.3а Радиационная поправка к сечению процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ в районе ω -мезона.

Рис.3б Радиационные поправки к сечению процессов $e^+e^- \rightarrow K_S^0 K_L^0$ (1) и $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ (2) в районе Φ -мезона.

Рис.4 Эффективность регистрации $\varepsilon(E)$ процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ с отбором событий по инвариантной массе $M_{\gamma\gamma}$ двух γ -квантов. Фаза интерференции равна: а) $\alpha=\pi$, б) $\alpha=0$.

Рис.5 Экспериментальные значения сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ в районе ω -мезона. Сплошная линия—теоретическая кривая, штриховая—нерезонансный фон.

Рис.6 Результат подгонки экспериментальных данных $N(K_S^0 K_L^0 + 3\pi)$. Штриховой линией указан фоновый пьедестал, сплошная тонкая линия—примесь процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$.

Рис.7 Результат подгонки экспериментальных данных $N(3\pi)$. Штриховая прямая—фоновый пьедестал. Сплошная тонкая линия соответствует сечению процесса при фазе ω - Φ -интерференции $\alpha=0$.

Рис.8 Экспериментальные значения сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ с отбором событий по инвариантной массе двух γ -квантов. Сплошная толстая линия соответствует фазе ω - Φ -интерференции $\alpha=\pi$, тонкая— $\alpha=0$. Штриховой линией обозначен уровень фона.

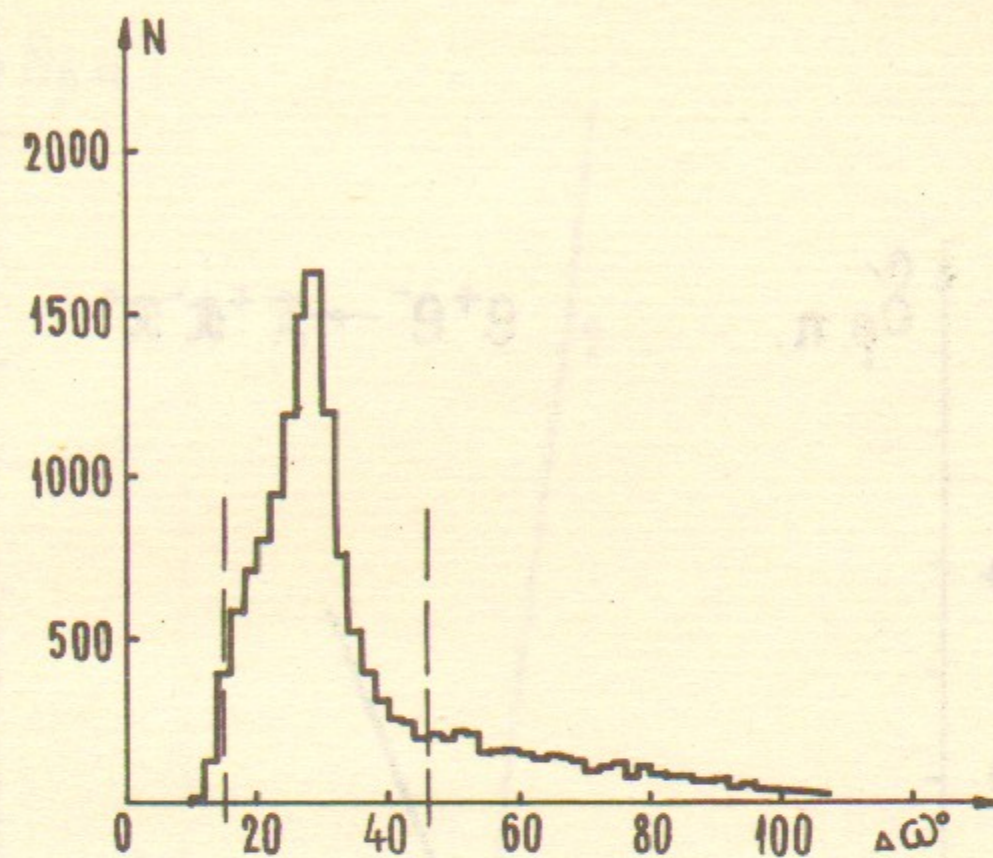


Рис. 1

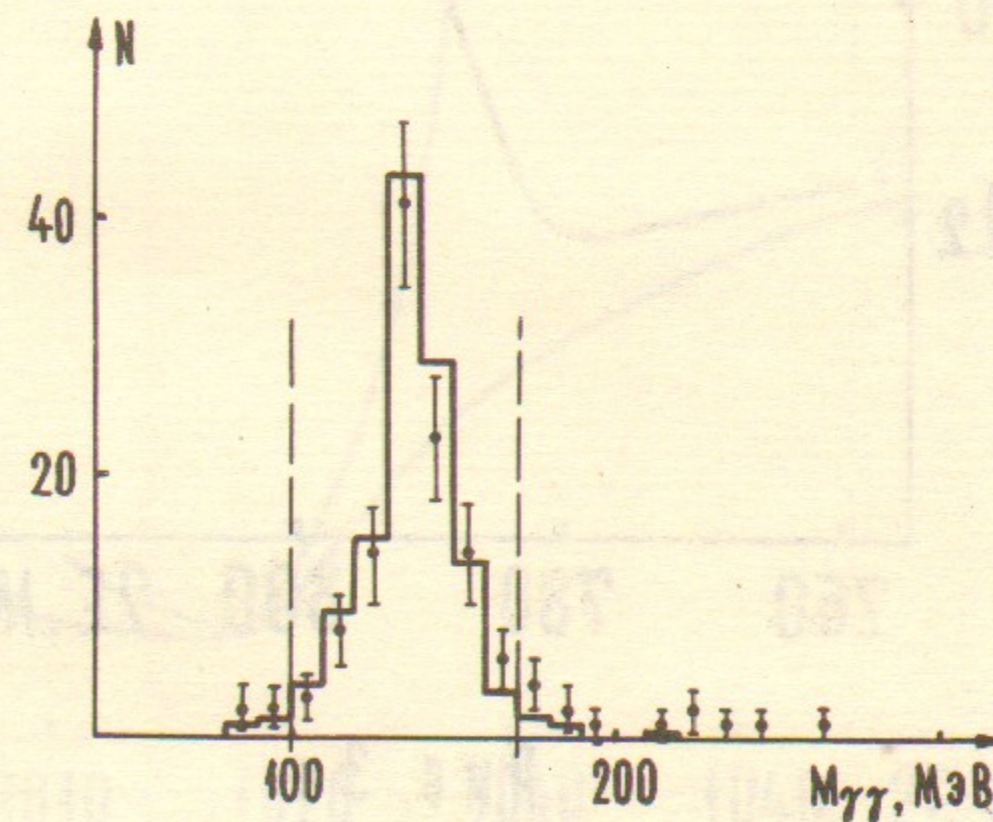


Рис. 2

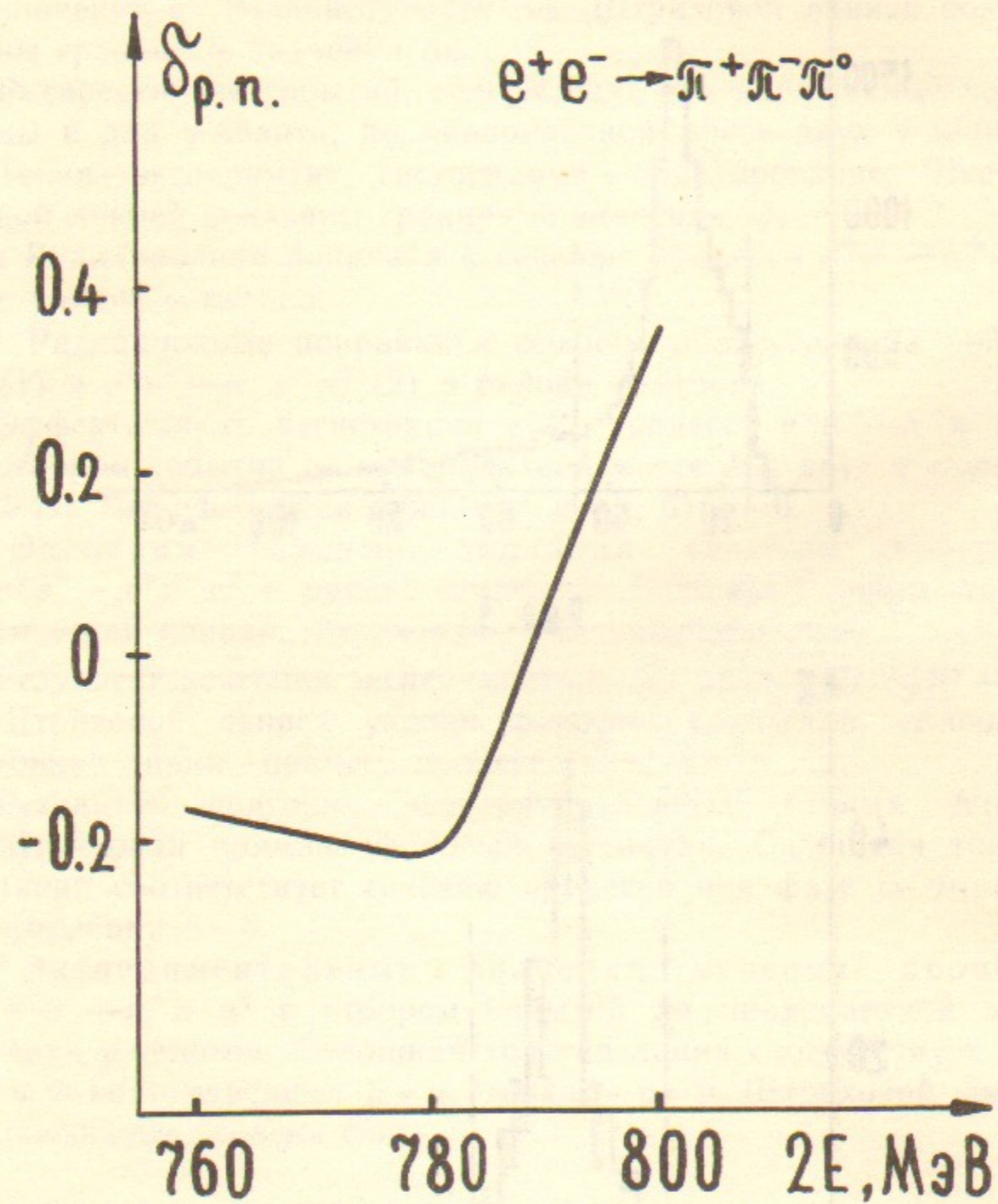


Рис. 3а

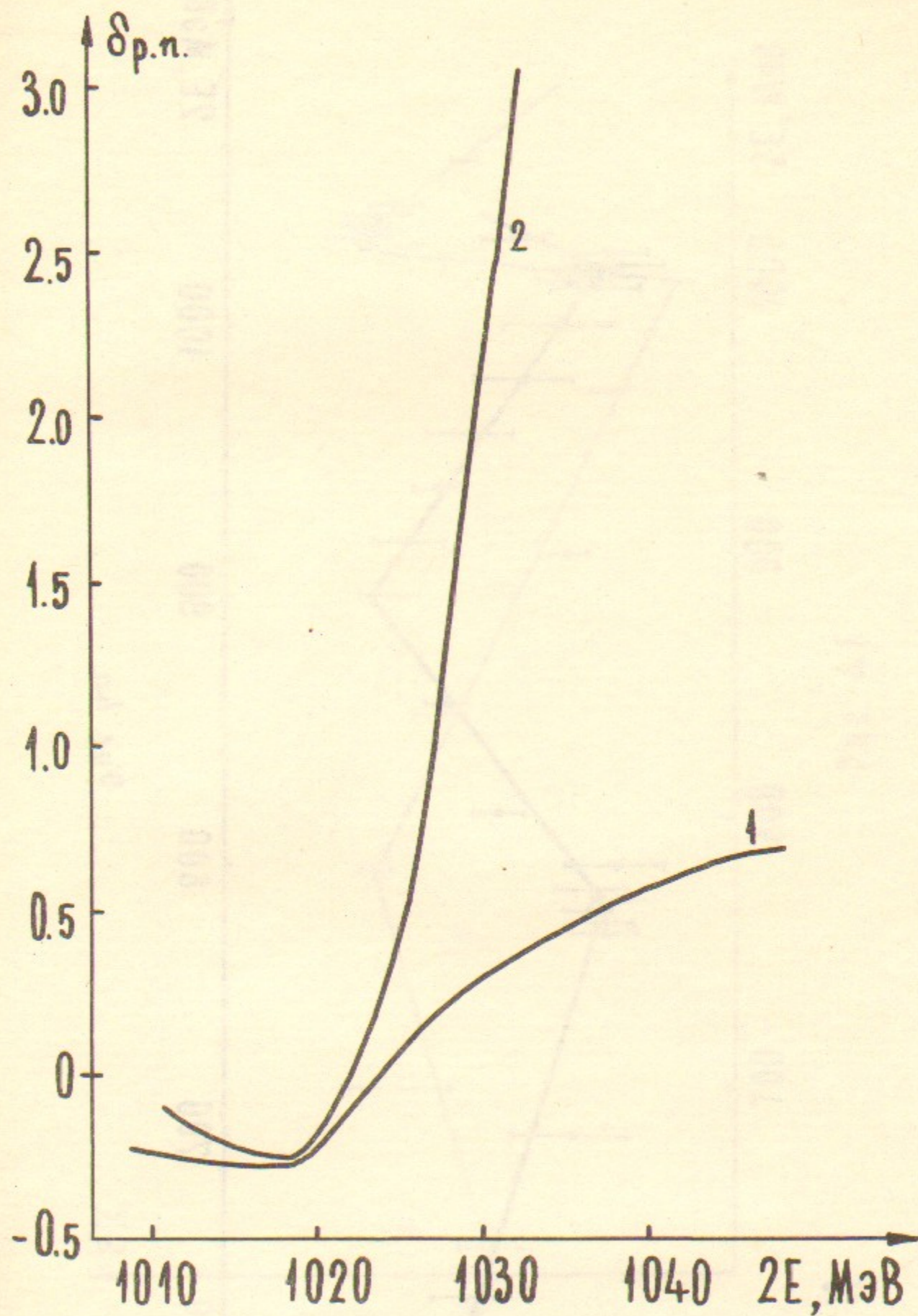


Рис. 3б

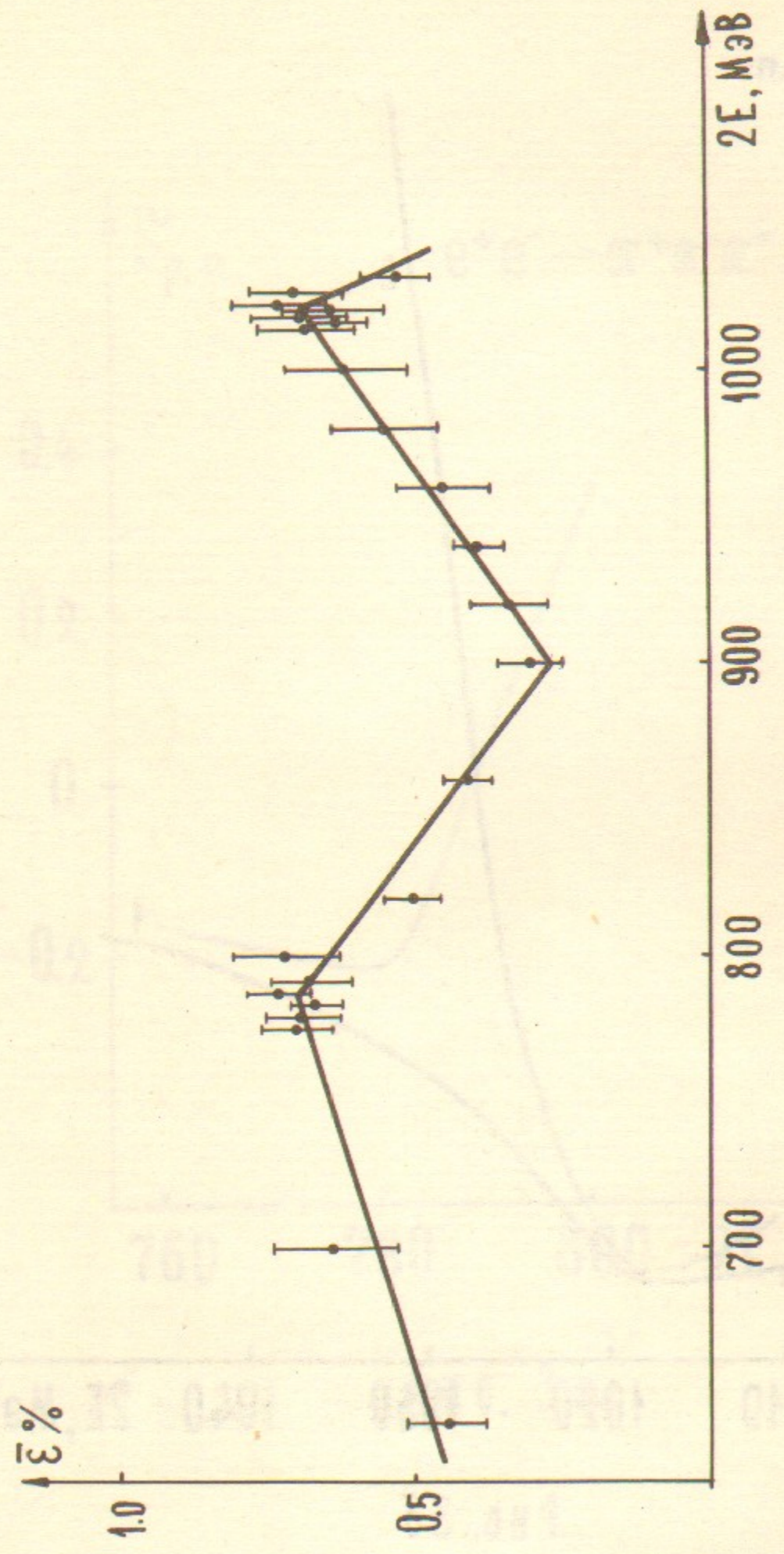


Рис 4а.

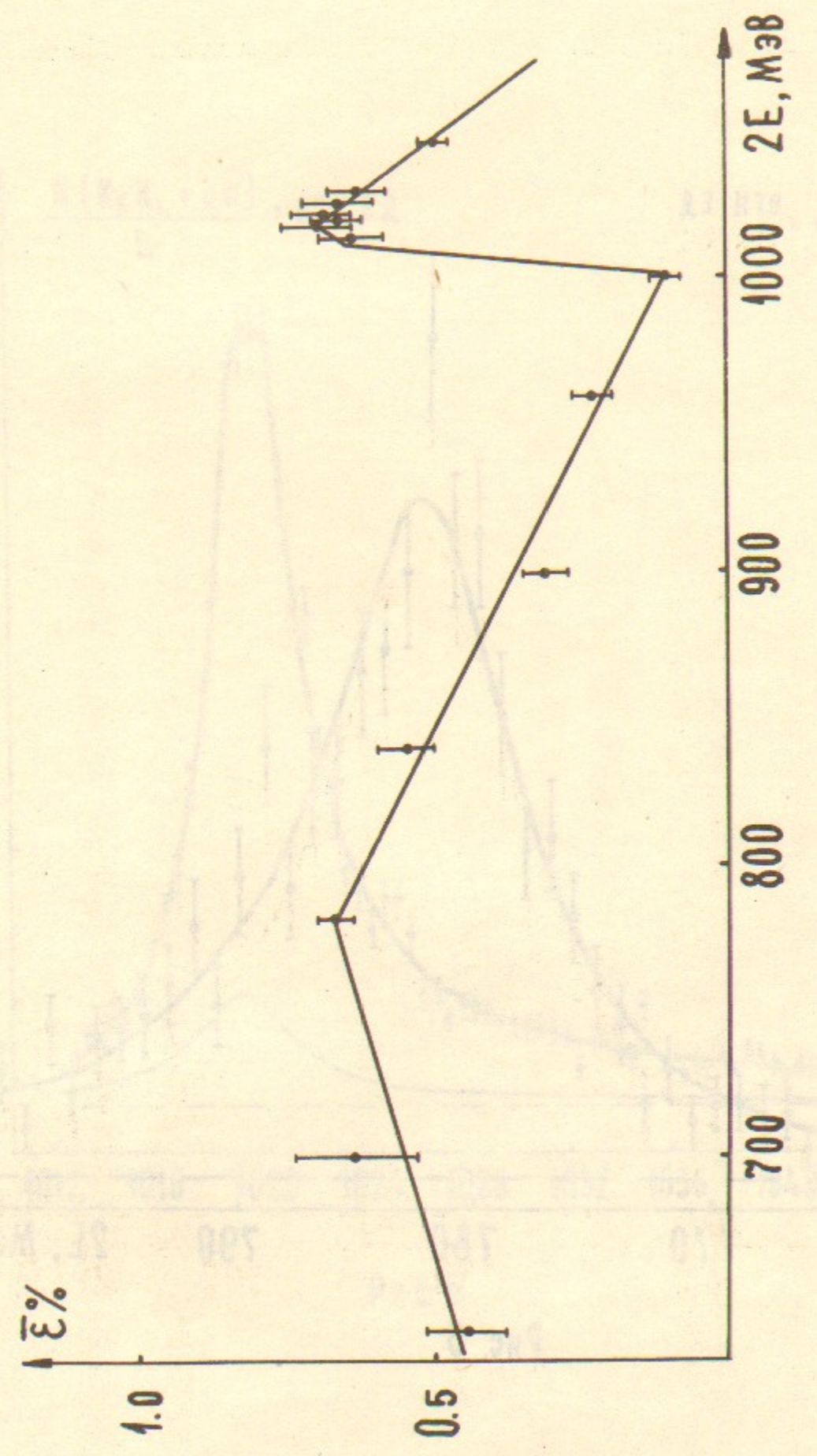


Рис. 4б

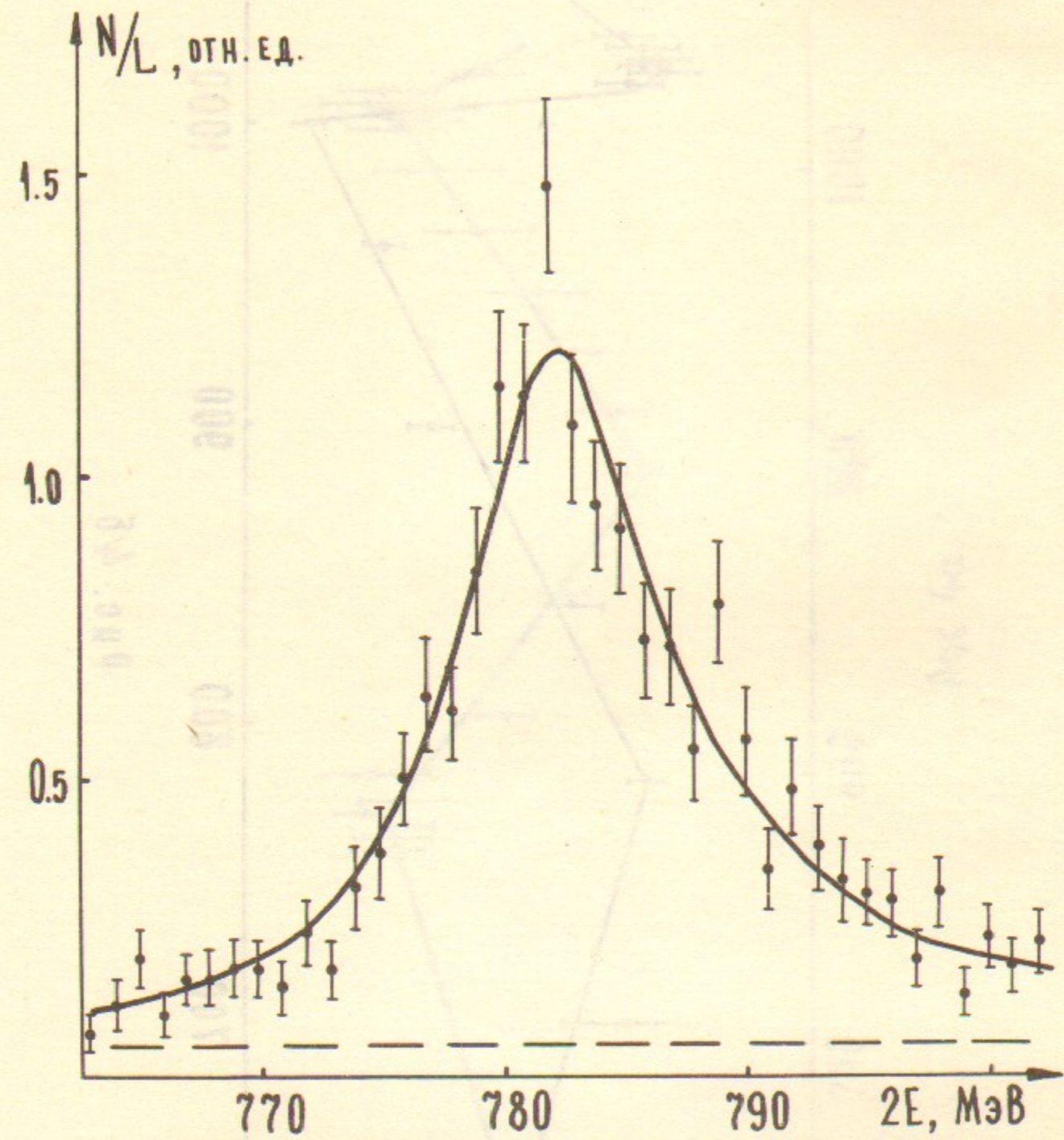


Рис. 5

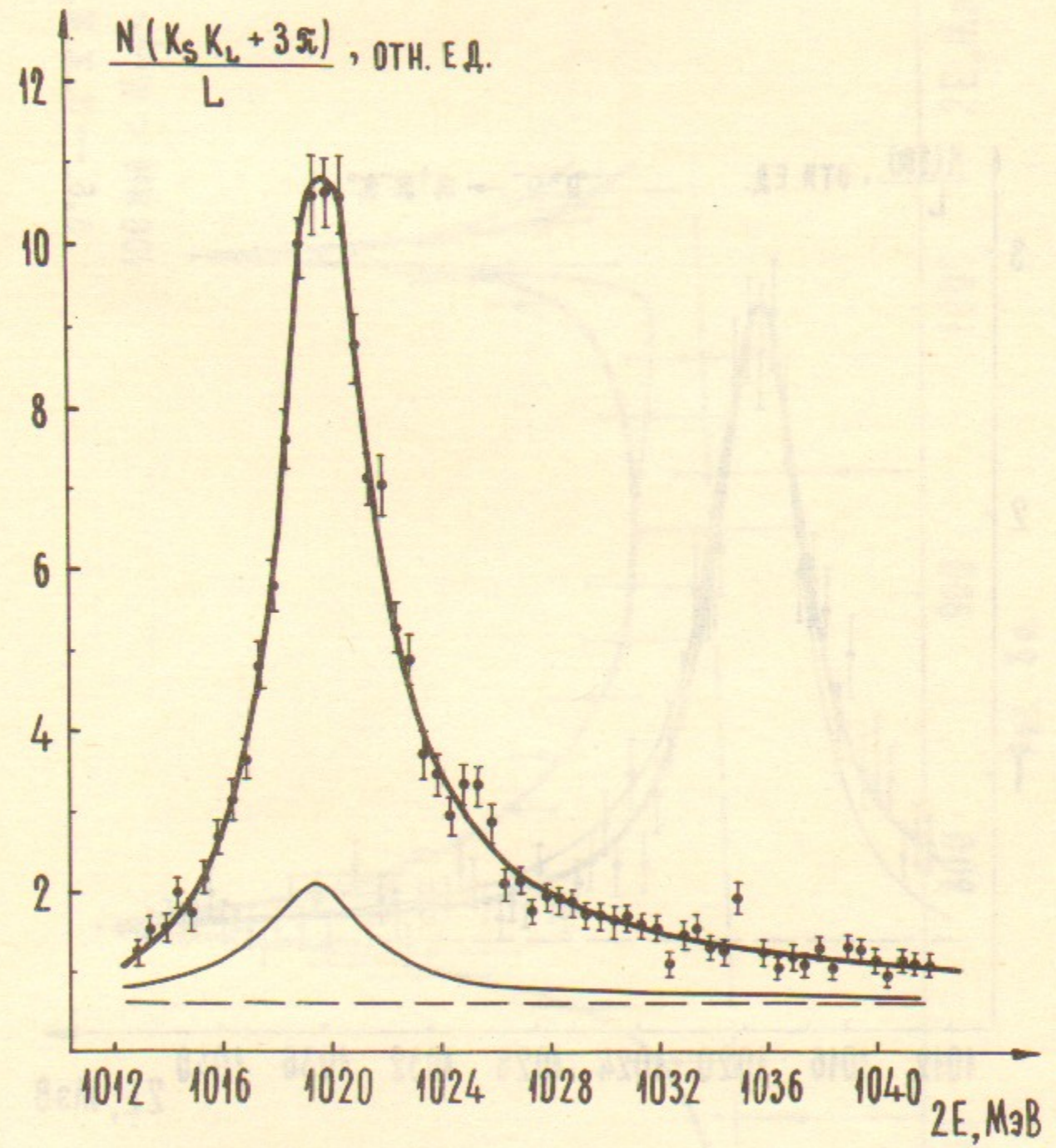


Рис. 6

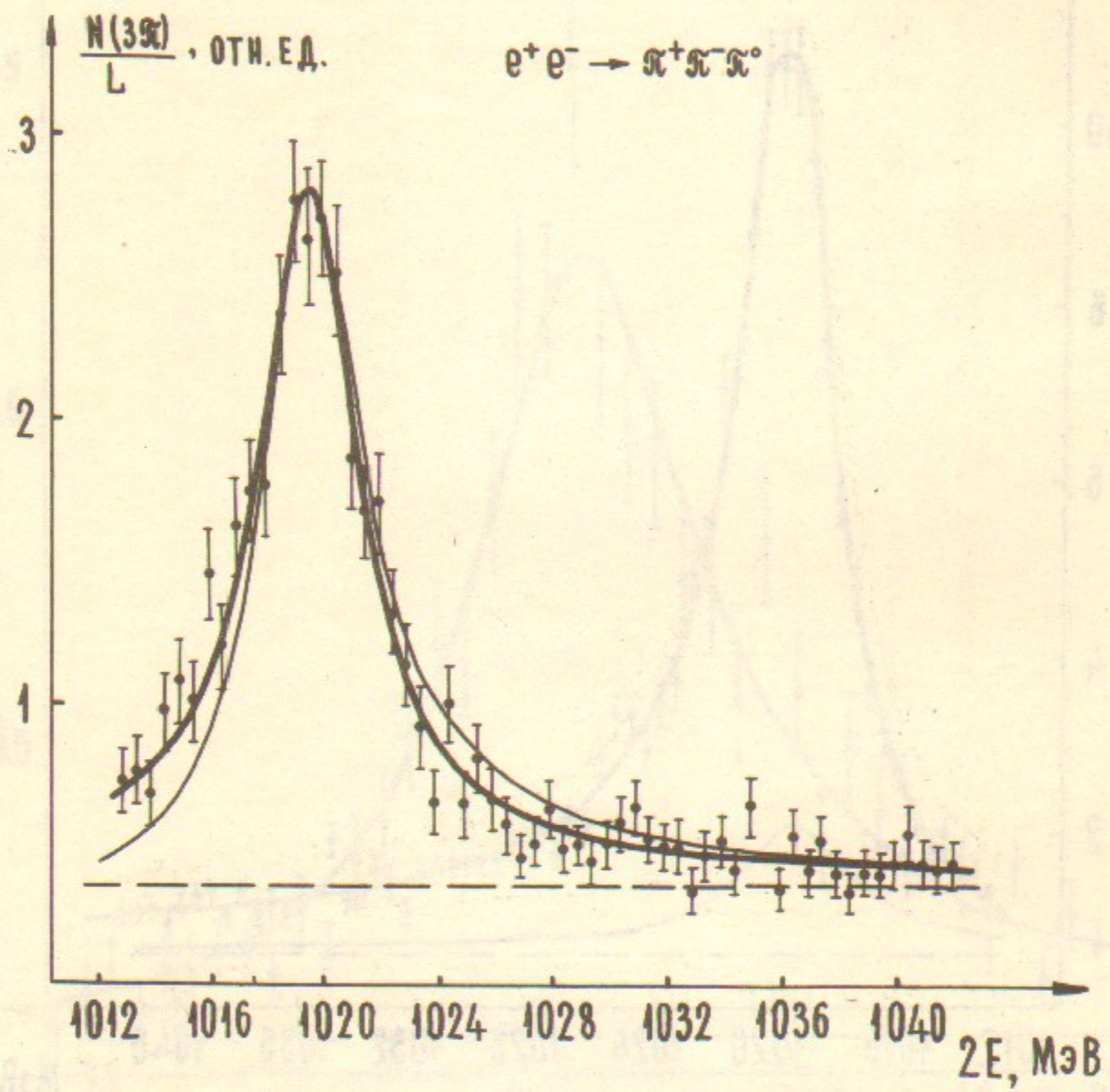


Рис. 7

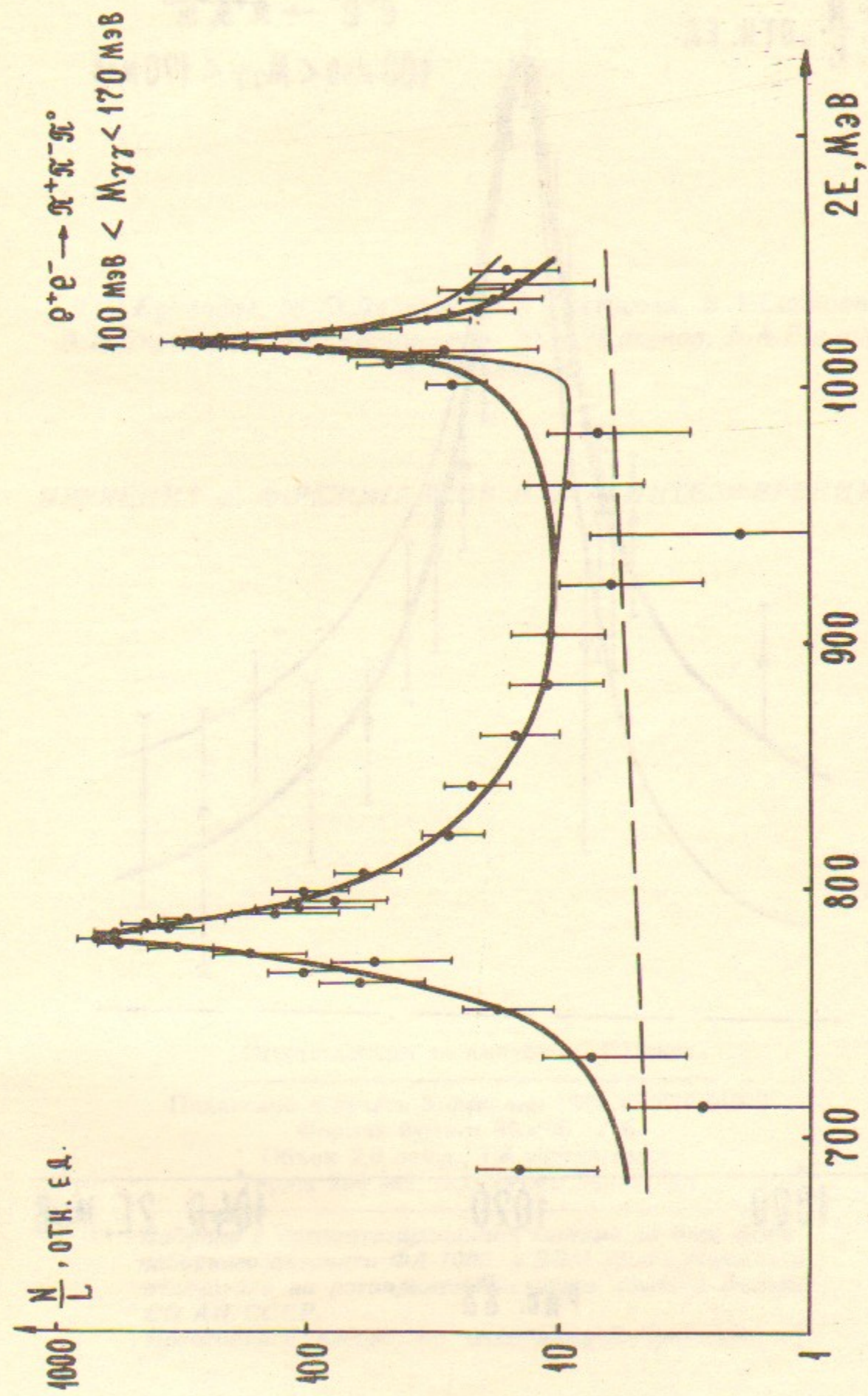


Рис. 8а

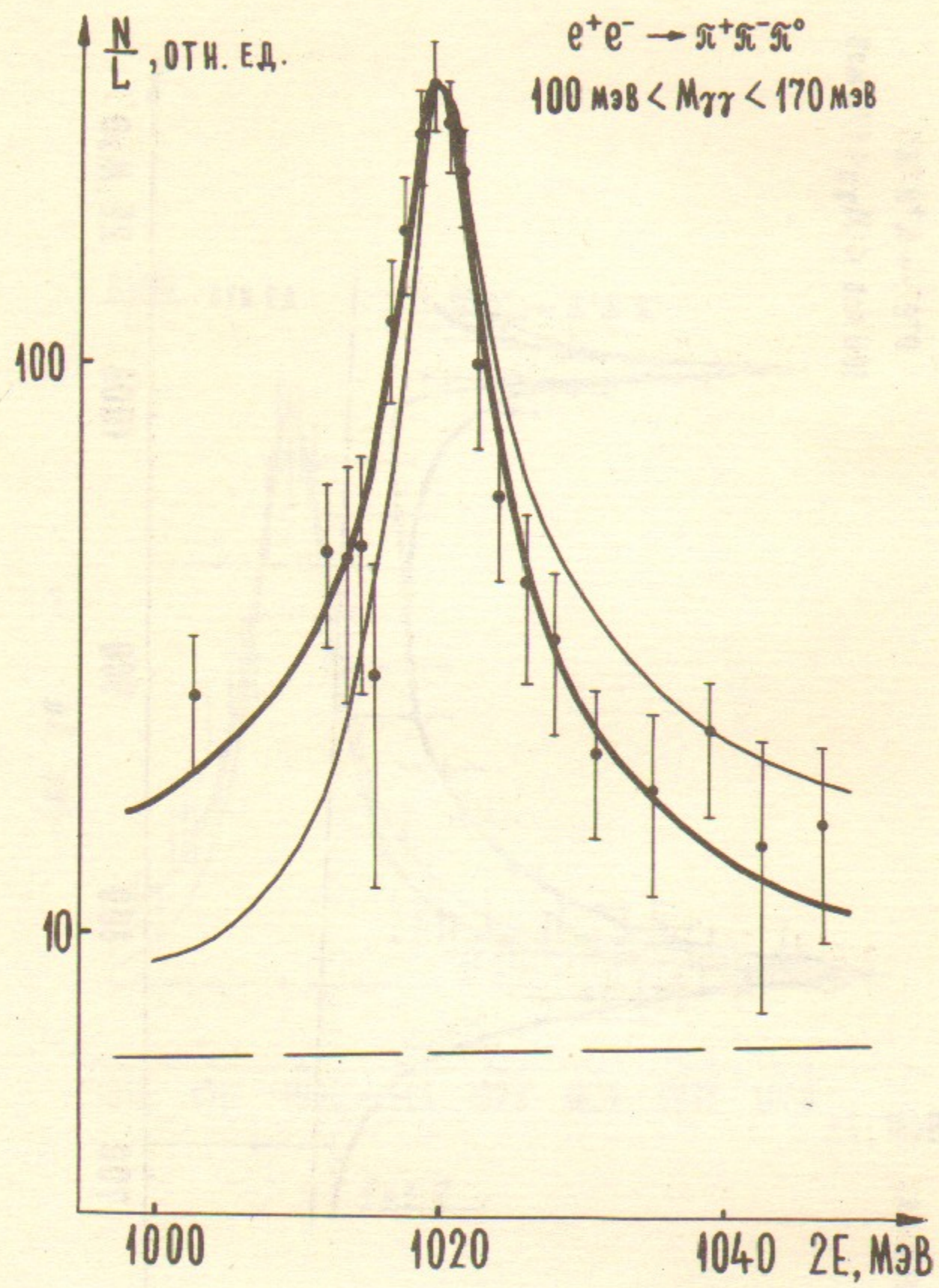


Рис. 85

Л.М.Курдадзе, М.Ю.Лельчук, Е.В.Пахтусова, В.А.Сидоров,
 А.Н.Скринский, А.Г.Чилингаров, Ю.М.Шатунов, Б.А.Шварц,
 С.И.Эйдельман.

ИЗУЧЕНИЕ ω , Φ -РЕЗОНАНСОВ И ω - Φ -ИНТЕРФЕРЕНЦИИ.

Ответственный за выпуск—С.Г.Попов

Подписано в печать 3 февраля 1984 г. МН 04042
 Формат бумаги 60×90 1/16.
 Объем 2,0 печ.л., 1,6 учетно-изд.л.
 Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ № 7

Набрано в автоматизированной системе на базе фото-
 наборного автомата ФА-1000 и ЭВМ «Электроника» и
 отпечатано на ротапинтере Института ядерной физики
 СО АН СССР,
 Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11