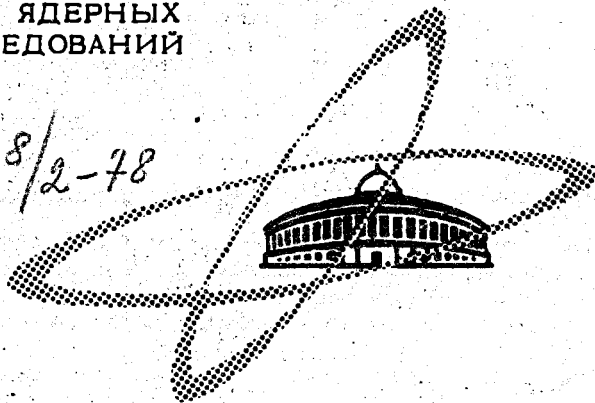


Б-484
ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

3738/2-78

ЭФ, 1973, т. 14, вып. 1, с. 85-92.
30/4-72



P1 - 6624

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

С.Ф.Бережнев, А.В.Демьянов, А.В.Куликов,
А.В.Купцов, В.П.Куручкин, Г.Г.Мкртчян, Л.Л.Неменов,
Ж.П.Пустыльник, Г.И.Смирнов, А.Г.Федунов,
Д.М.Хазинс

ИЗМЕРЕНИЕ
ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИИ
ОБРАТНОГО ЭЛЕКТРОРОЖДЕНИЯ ПИОНОВ
($\pi^- p \rightarrow e^+ e^- n$)
ВБЛИЗИ $\Delta(1236)$ РЕЗОНАНСА

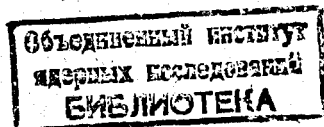
1972

P1 - 6624

С.Ф.Бережнев, А.В.Демьянов, А.В.Куликов,
А.В.Купцов, В.П.Курочкин, Г.Г.Мкртчян, Л.Л.Неменов,
Ж.П.Пустыльник, Г.И.Смирнов, А.Г.Федунов,
Д.М.Хазинс

ИЗМЕРЕНИЕ
ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИИ
ОБРАТНОГО ЭЛЕКТРОРОЖДЕНИЯ ПИОНОВ
($\pi^- p \rightarrow e^+ e^- n$)
ВБЛИЗИ $\Delta(1236)$ РЕЗОНАНСА

Направлено в ЯФ



SUMMARY

The reaction of the inverse pion electroproduction $\pi^- p \rightarrow e^+ e^- n$ has been studied at the 276 MeV pion kinetic energy. Electrons and positrons were detected by two telescopes (Fig. 1) consisting of scintillation and Čerenkov counters, total absorption Čerenkov spectrometers and spark chambers having a charge along the track. Both the spectrometers were fixed at the angle of 90° with respect to the pion beam. The production of the effective solid angles $\Omega_1 \Omega_2$ was 0.37 sr^2 . There was 1.56 g/cm^2 of liquid hydrogen along the beam direction.

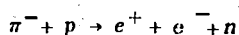
The muster pulse was generated at the coincidence of pulses from all the detectors provided the sum of energies released in both spectrometers exceeded 170 MeV. Tracks in spark chambers were photographed. To obtain pulse-height distributions in scintillation counters and Čerenkov spectrometers and time-of-flight distributions of pulses from scintillation counters the pulses from these counters were fed on-line to the computer.

Data processing has yielded 226 ± 31 events of the reaction under investigation. The missing mass distribution of the events (Fig. 2a) has a prominent peak in the region of neutron mass. The missing mass distribution of background events is shown in Fig. 2b. The procedure of subtracting background events was based on the fact that background events are characterized by greater ionization losses than events of the reaction under study.

The differential cross section of the reaction for the electrons with energies of E_1 and $E_2 > 60 \text{ MeV}$ emitted at angles close to 90° with respect to the pion beam is: $\frac{d^2\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2} = (4.0 \pm 0.6) \cdot 10^{-33} \text{ cm}^2/\text{sr}^2$. Fig. 4 shows event distributions versus four different kinematic variables.

1. Введение

Исследование реакции обратного электророждения пионов (ОЭП)



позволяет получить данные об электромагнитной структуре пиона и нуклона во времениподобной области передаваемых 4-импульсов.

О наблюдении 63 ± 18 событий реакции ОЭП и их теоретическом анализе сообщалось в работах /1-2/. Были определены верхние границы для формфактора пиона F_π и изотопвекторного дираковского формфактора нуклона F_1^v , а также была получена оценка для формфакторов в

предположении $F_\pi = F_1^v$ $F_\pi = F_1^v = 1,07^{+0,14}_{-0,17}$

при $k^2 = 2t^{-2}$ (k^2 - квадрат переданного 4-импульса).

Для увеличения статистического материала была разработана новая экспериментальная установка /3,4/. Были изготовлены детекторы с большей апертурой и лучшими характеристиками по сравнению с описанными в работе /1/. Съем амплитудно-временной информации осуществлялся с помощью системы 6-мерного анализа /5/, работающей совместно с ЭВМ "Минск-22".

В настоящей работе приводятся основные характеристики этой аппаратуры, а также описание обработки статистического материала, в

результате которой было выделено 226 ± 31 событие реакции ОЭП и определено ее сечение.

2. Экспериментальная установка

Эксперимент выполнен на мезонном канале синхротрона Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ при кинетической энергии пионов 276 Мэв. Разброс по энергии пионов составлял ± 18 Мэв, интенсивность пучка была равна $(5 + 6) \cdot 10^5$ частиц.сек⁻¹.

Расположение детекторов показано на рис. 1. Мониторным телескопом ($C_1, C_2, \bar{C}_3, \bar{C}_4$) выделялись взаимодействия пионов с протонами водородной мишени; два идентичных боковых телескопа служили для регистрации электронов и позитронов реакции ОЭП и определения их энергий и углов вылета. Каждый боковой телескоп состоял из сцинтилляционного счетчика (C_5 и C_6 ; $440 \times 440 \times 20$ мм³), водяного черенковского счетчика (\check{C}_1 и \check{C}_2 ; $440 \times 440 \times 44$ мм³), черенковского спектрометра полного поглощения (\check{C}_3 и \check{C}_4 ; стекло ТФ-1; $500 \times 500 \times 242$ мм³) и искровой камеры (ИК₁ и ИК₂). В сцинтилляционных и черенковских счетчиках использовались фотоумножители ФЭУ-30, радиатор каждого спектрометра просматривался девятью фотоумножителями ФЭУ-49.

Боковые сцинтилляционные счетчики C_5 и C_6 применялись для отбора коррелированных во времени событий и анализа по ионизационным потерям.

Водяные черенковские счетчики \check{C}_1 и \check{C}_2 использовались для уменьшения эффективности регистрации медленных частиц. Спектр черенковского излучения смешался в область чувствительности фотокатода аминокислотой, растворенной в воде в концентрации 100 мг/литр^{1/6}. Эффективность черенковских счетчиков к электронам составляла $\epsilon > 99,5\%$.

Черенковские спектрометры полного поглощения \check{C}_3 и \check{C}_4 служили для измерения энергии электронов и позитронов. Во время калибровок на пучок электронов выставлялся весь боковой телескоп. При этом зависимость разрешения спектрометра (ширина на полувысоте) описывалась формулой

$$\Delta = \frac{380}{\sqrt{E - 32}}$$

где E выражено в Мэв, а Δ - в процентах. Влияние угла входа электрона на амплитуду импульса спектрометра описывается эмпирической формулой $A(\phi) = A_0 \cos \phi$, где A_0 - показание спектрометра при нормальном падении пучка. Максимальное изменение амплитуды выходного сигнала спектрометра при смещении центра пучка на 20 см относительно центра спектрометра не превышало 10%.

Искровые камеры ¹⁷¹ применялись для отбора взаимодействий, содержащих две заряженные частицы в конечном состоянии, и для восстановления пространственной картины регистрируемых событий. Каждая искровая камера имела два зазора по 22 мм. Электроды толщиной 1 мм изготовлены из алюминия, размер рабочей области камер равен 260 x 260 мм². Камеры наполнялись неоном и работали в трековом режиме. Горизонтальные и вертикальные проекции обеих искровых камер фотографировались одним киноаппаратом.

Жидководородная мишень имела диаметр 120 мм и эффективную длину 221 мм. Количество водорода по пучку было равно 1,56 г/см² (0,942 · 10²⁴) протонов /см² ^{x/}. Суммарная толщина стенок мишени и

^{x/} Часть измерений (~ 1/3) была проведена с мишенью, эффективная длина которой равнялась 369 мм.

вакуумного кожуха по пути вторичных частиц составляла $0,6 \text{ г/см}^2$ нержавеющей стали. Усредненное по мишени эффективное произведение телесных углов установки составляло $\Omega_1 \Omega_2 = 0,37 \text{ стер}^2$

Коррелированные во времени события выделялись схемами совпадений. Разрешающее время мониторной схемы равно $2\tau = 8 \text{ нсек}$, схем совпадений боковых телескопов $\sim 60 \text{ нсек}$. Импульсы от счетчиков C_5 и C_6 поступали на схемы совпадений через дискриминаторы верхнего уровня, импульсы от черенковских счетчиков \check{C}_1 и \check{C}_2 и спектрометров \check{C}_3 и \check{C}_4 — через интегральные дискриминаторы. Управляющие импульсы вырабатывались в том случае, когда имелись совпадения между тремя телескопами и суммарное энергосодержание в спектрометрах превышало 170 Мэв . Прочеты электроники определялись с помощью световых датчиков /8/.

Информация о событиях регистрировалась по трем каналам:

- а) треки в искровых камерах фотографировались на киноплёнку;
- б) импульсы со всех счетчиков подавались на пятилучевой осциллограф;
- в) основная амплитудно-временная информация поступала на систему многомерного анализа. В этой системе измерялись амплитуды импульсов спектрометров (\check{C}_3 и \check{C}_4) и боковых сцинтилляционных счетчиков (C_5 и C_6), а также временные интервалы между сигналами мониторного счетчика (C_2) и боковых сцинтилляционных счетчиков.

Информация о событиях накапливалась в памяти анализатора АИ-4096, затем передавалась на ЭВМ "Минск-22", где обрабатывалась по программе контрольной обработки статистики. Результатами обработки по этой программе были одномерные распределения регистрируемых параметров, а также средние значения и дисперсии этих распределений. Дрейф средних значений параметров в течение эксперимента позволял судить о стабильности аппаратуры. На осциллографе анализатора можно

было наблюдать распределения событий по всем шести параметрам и таким образом контролировать работу аппаратуры по их внешнему виду.

3. Измерения

За время основных измерений через водородную мишень было пропущено $(2,00 \pm 0,08) \cdot 10^{11}$ пионов. При вычислении этой цифры учитывались состав пучка, отношение числа частиц, прошедших через мишень, к числу частиц, сосчитанных мониторным телескопом, и просчеты аппаратуры. Средняя частота запусков была равна 16 в минуту. Проведены также измерения с пустой мишенью, за время которых число пионов, пропущенных через мишень, составило $0,25 \cdot 10^{11}$ частиц.

Во время экспериментов аппаратура периодически калибровалась на упруго рассеянных пионах. Калибровки проводились с использованием ЭВМ и применялись для временной привязки импульсов боковых сцинтилляционных счетчиков относительно импульсов счетчика C_2 и для контроля стабильности сцинтилляционных счетчиков по времени и амплитуде. По снимкам с искровых камер, полученным на калибровках, определялась относительная эффективность искровых камер и вероятность случайного наложения треков.

4. Обработка результатов

В результате измерений на пучке было получено 172000 фотографий с полной мишенью и 3000 - с пустой. Из них было отобрано 443 кандидата событий реакции ОЭП, удовлетворяющих следующим требованиям:

- 1) В каждой искровой камере зарегистрировано по одному полному треку (искровой разряд прослеживается в обоих зазорах камеры). Наличие двух полных треков в камере не допускалось.

2) Продолжения треков пересекают мишень.

3) Вероятность того, что обе частицы исходят из одной точки, принадлежащей мишени, превышает величину 1,7%. (Соответствующая вероятность определялась после измерений снимков с искровых камер на полуавтоматических устройствах типа ПУОС-50. Результаты измерений обрабатывались по программе геометрической реконструкции /9/).

4) Продолжения треков пересекают спектрометры на расстояниях от краев радиаторов, больших чем 50 мм, и имеют длину пути в радиаторе больше 100 мм. Эти требования вводились для того, чтобы исключить события с неправильно измеренными энергиями электронов из-за краевых эффектов.

5) Угол между треками $\Theta_{12} < 170^\circ$. Этот критерий введен для подавления фона заряженных частиц, проходящих через оба боковых телескопа и не связанных с взаимодействием частиц пучка с мишенью.

6) Энерговыделение в каждом спектрометре $E_1, E_2 > 60$ Мэв.

7) Временные интервалы между импульсом от реперного счетчика и сигналами сцинтилляционных боковых счетчиков лежат в пределах -5 нсек $< t_5, t_6 < 2$ нсек. Граница справа более жесткая из-за наличия фона, задержанного по времени. Эта граница соответствует примерно 2σ (σ -среднеквадратичный разброс временных распределений).

В процессе обработки для повышения точности измерений была проведена коррекция показаний спектрометров (E_1, E_2) на угол входа частиц в радиатор. В результате этой поправки уменьшилось расхождение между максимумом спектра по квадрату недостающей массы M_x^2 для событий реакции (1) и табличным значением квадрата массы нейтрона, а также несколько улучшилось разрешение по M_x^2 .

В амплитуды боковых сцинтилляционных счетчиков вводились поправки, учитывающие координаты и углы входа частиц в сцинтилляторы.

Производилась также коррекция времен t_5 и t_6 , при которой учитывалась их зависимость от амплитуды импульсов, от точки попадания частиц в сцинтиллятор и времени пролета частицы от реперного счетчика до бокового. В результате проведенной коррекции ширины амплитудных и временных распределений импульсов сцинтилляционных счетчиков уменьшились примерно на 35%.

Для выделения событий реакции ОЭП из 443 кандидатов было использовано ранее замеченное обстоятельство ^{1/}, состоящее в том, что события фоновых процессов характеризуются большими амплитудами импульсов боковых сцинтилляционных счетчиков. На рис. 2 показаны распределения по квадрату недостающей массы M_x^2 двух групп кандидатов: а) события, для которых A_5 и $A_6 < A_0$ ($A_0 = .2 A_{\text{вер}}$, где $A_{\text{вер}}$ соответствует наиболее вероятному значению ионизационных потерь); б) остальные события. На рис. 2а выделяется пик, содержащий события реакции ОЭП, который хорошо описывается нормальным распределением со средним значением $M_x^2 = (0,870 \pm 0,007) \text{ Гэв}^2/\text{с}^4$. (Квадрат массы нейтрона $M_n^2 = 0,883 \text{ Гэв}^2/\text{с}^4$). Спектр, приведенный на рис. 2б, содержит небольшое количество событий реакции ОЭП (13,7% от полного числа) и поэтому дает представление о распределении фоновых событий по M_x^2 . Полагая, что распределение фоновых событий по M_x^2 , удовлетворяющих условию A_5 и $A_6 < A_0$, соответствует распределению фоновых событий, не удовлетворяющих этому условию, и опираясь на группу фоновых событий в области $M_x^2 > M_0^2 = 1,05 \text{ Гэв}^2/\text{с}^4$, можно определить долю фоновых событий в районе основного пика и затем вычислить полное количество событий реакции ОЭП среди кандидатов. Количественный анализ распределений событий реакции ОЭП и фона приводит к формуле

$$n'_0 = \frac{1}{\alpha \beta} \cdot \frac{n_1 - n_2 n_3 / n_4}{1 - \frac{1-\beta}{\beta} \cdot \frac{n_2}{n_4} - \frac{1-\alpha}{\alpha} \cdot \frac{n_3}{n_4} + \frac{1-\alpha}{\alpha} \cdot \frac{1-\beta}{\beta} \cdot \frac{n_1}{n_4}}$$

где n_1 - число кандидатов с $M_x^2 < M_0^2$ и $A_5, A_6 < A_0$, n_2 - число кандидатов с $M_x^2 > M_0^2$ и $A_5, A_6 < A_0$, n_3 - число кандидатов с $M_x^2 < M_0^2$ и A_5 или $A_6 > A_0$, n_4 - число кандидатов с $M_x^2 > M_0^2$ и A_5 или $A_6 > A_0$, α - вероятность для событий ОЭП иметь $M_x^2 < M_0^2$, β - вероятность для событий ОЭП иметь A_5 и $A_6 < A_0$.

При значениях $M_0^2 = 1,05 \text{ ГэВ}^2/\text{с}^4$ и $A_0 = 2 A_{\text{вер}}$ была получена величина $n'_0 = 266 \pm 25$. Устойчивость этой величины к изменению параметров M_0^2 и A_0 видна из таблицы:

$A_0/A_{\text{вер}}$	1,8	2,0	2,2	2,4
$M_0^2 (\text{ГэВ}^2/\text{с}^4)$				
1,00		269±26		
1,05	268±28	266±25	278±26	273±26
1,10		253±27		

Величина n'_0 содержит, кроме событий реакции ОЭП, также смесь событий типа реакции ОЭП, генерированных на ядрах стенок мишени, и случайные совпадения. Число событий с пустой мишенью, удовлетворяющих тем же критериям, что и события n'_0 , и приведенное к такому же потоку пионов, равно 33 ± 17 . Оценка числа случайных совпадений на основе анализа временных распределений кандидатов дает величину 7 ± 7 . Таким образом, число событий реакции ОЭП равно $n_0 = 226 \pm 31$.

Основная масса событий реакции ОЭП (83,6%) содержится в группе кандидатов n_1 , удовлетворяющих условиям $M^2 < 1,05 \text{ ГэВ}^2/c^4$ и $A_5, A_6 < 2 A_{\text{вер}}$. Распределения этой группы кандидатов по $t_5, t_6, A_5, A_6, \Theta_{12}$ и Δr (Δr - минимальное расстояние между продолжениями треков в пределах мишени) показаны на рис. 3.

5. Определение сечения реакции ОЭП

Для вычисления сечения реакции ОЭП, кроме потока пионов, прошедших через мишень, и числа зарегистрированных событий, необходимо знать эффективность детекторов и потери событий при обработке.

Основной вклад в неэффективность детекторов вносят искровые камеры. Эффективность искровых камер определялась на пучке пионов. Было найдено, что при угле входа частиц в камеру ϕ , близком к 0, эффективность составляет 97%; начиная с $\phi \approx 30^\circ$ эффективность резко падает и достигает 84% при $\phi = 40^\circ$. Усредненное значение эффективности по угловому распределению электронов реакции ОЭП составляет 95%.

Потери событий из-за неэффективности черенковских счетчиков (\check{C}_1 и \check{C}_2), из-за наличия дискриминаторов верхнего уровня в цепях сцинтилляционных счетчиков (C_5, C_6), а также из-за подавления событий при регистрации нейтронов реакции ОЭП счетчиком антисовпадений составляют в совокупности 3,7%.

Наибольшие потери событий при обработке обусловлены временными критериями (9%) и критерием на угол разлета ($e^+ e^-$) - пары $\Theta_{12} < 170^\circ$ (6,6%). Кроме того, учитывались потери при отбрасывании событий с двумя треками в искровых камерах (случайные наложе-

ния, δ - электроны); потери из-за многократного рассеяния и ошибок измерения треков в искровых камерах, а также потери при просмотре снимков ($\sim 2\%$). Перечисленные потери вместе составляют 5,8%.

Используя эти данные, можно определить сечение реакции ОЭП: $\Delta \sigma = (1,50 \pm 0,24) \cdot 10^{-33} \text{ см}^2$. Эта величина соответствует той части сечения реакции ОЭП, которая определяется геометрией нашей установки при дополнительном условии $E_1, E_2 > 60 \text{ Мэв}$.

Отсюда была определена величина дифференциального сечения реакции ОЭП для электронов с энергией $E_1, E_2 > 60 \text{ Мэв}$, испускаемых под углами $\sim 90^\circ$ относительно направления пионов:

$$\frac{d^2 \sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2} \approx \frac{\Delta \sigma}{\Omega_1 \Omega_2} = (4,0 \pm 0,6) \cdot 10^{-33} \text{ см}^2 / \text{стер.}^2.$$

Этот результат в пределах ошибок совпадает с ранее полученным значением $^{1/2} \frac{\Delta \sigma}{\Omega_1 \Omega_2} = (3,4 \pm 1,0) \cdot 10^{-33} \text{ см}^2 / \text{стер.}^2$. Следует отметить, однако, что такое сопоставление не совсем корректно, так как новый результат получен усреднением по большему интервалу углов и при других значениях порогов в спектрометрах.

6. Дифференциальные распределения

Для получения данных о формфакторах пиона и нуклона могут быть использованы как сечение $\Delta \sigma$, так и распределения событий ОЭП по некоторым кинематическим переменным $^{1/2}$. Для получения дифференциальных распределений реакции ОЭП использовались 234 кандидата, удовлетворяющих условиям $M_x^2 < 1,05 \text{ Гэв}^2/c^4$ и $A_5, A_6 < 2 A_{\text{вер}}$, которые содержат основную массу событий реакции ОЭП. Среди этих кандидатов находится также (20 \pm 7)% фоновых событий (события, генерированные на стенках мишени (12 \pm 6)%, события фоновых реакций на водороде (5 \pm 3)% и случайные совпадения (3 \pm 3)%).

С целью уточнения кинематических параметров зарегистрированных событий использовался тот факт, что для событий реакции ОЭП недостающая масса должна равняться массе нейтрона и треки должны исходить из одной точки, расположенной в мишени. Поиск такого набора параметров производился методом наименьших квадратов по программе /10/ с использованием метода, изложенного в /11/.

На рис. 4 приведены распределения 234 событий по квадрату массы виртуального фотона k^2 , по углу между импульсами фотона и пиона Θ^y в $(\pi^- p)$ -системе центра масс, по углу между импульсами нейтрона и электрона Θ в $(e^+ e^-)$ -системе центра масс и по углу между плоскостью реакции обратного фоторождения и плоскостью распада фотона ϕ .

Для определения разрешения экспериментальной установки по этим переменным события реакции ОЭП разыгрывались по методу Монте-Карло. При этом учитывалось разрешение детекторов, вводились соответствующие критерии, проводилась геометрическая реконструкция событий и уточнение кинематических переменных методом наименьших квадратов. Разрешения слабо зависят от величины переданного импульса k^2 ; ниже приведены значения разрешений (среднеквадратичные значения) для $k^2 = 2 f^{-2}$; $\sigma(k^2) = 0,27 f^{-2}$; $\sigma(\cos \Theta^y) = 0,06$; $\sigma(\cos \Theta) = 0,11$; $\sigma(\cos \phi) = 0,11$.

Авторы благодарны Б.М. Понтекорво за поддержку и постоянный интерес к работе, Л.И. Лapidусу за внимание к проблеме, В.А. Смирнову, В.Б. Швецову за большую помощь при изготовлении экспериментальной установки, Н.А. Владимировой, С.Г. Пластининой и В.Ф. Чуркиной за участие в обработке экспериментального материала и в оформлении результатов.

Литература

1. Ю.К. Акимов и др. ЯФ, 13, 748 (1971).
2. С.Ф. Бережнев и др. ЯФ, 16, 185 (1972).
3. С.Ф. Бережнев и др. Сообщение ОИЯИ, 13-6192, Дубна, 1971.
4. А.В. Купцов и др. Сообщение ОИЯИ, 13-6275, Дубна, 1972.
5. А.Н. Синаев, А.А. Стахин, Н.А. Чистов. Сообщение ОИЯИ, 13-4835, Дубна, 1969.
6. А.В. Купцов, Л.Л. Неменов, Ю.М. Чиркин. ПТЭ, 4, 77 (1971).
7. А.В. Демьянов, Г.Г. Мкртчян. Сообщение ОИЯИ, 13-6200, Дубна, 1971.
8. А.В. Купцов, Д.М. Хазинс. Препринт ОИЯИ, Р13-6018, Дубна, 1971.
9. А.В. Куликов, Г.И. Смирнов. Сообщение ОИЯИ, 10-5386, Дубна, 1970.
10. С.Н. Соколов, И.Н. Силин. Препринт ОИЯИ, Д-810, Дубна, 1961.
11. В.И. Мороз. Препринт ОИЯИ, Р-1958, Дубна, 1965.

Рукопись поступила в издательский отдел
25 июля 1972 года.

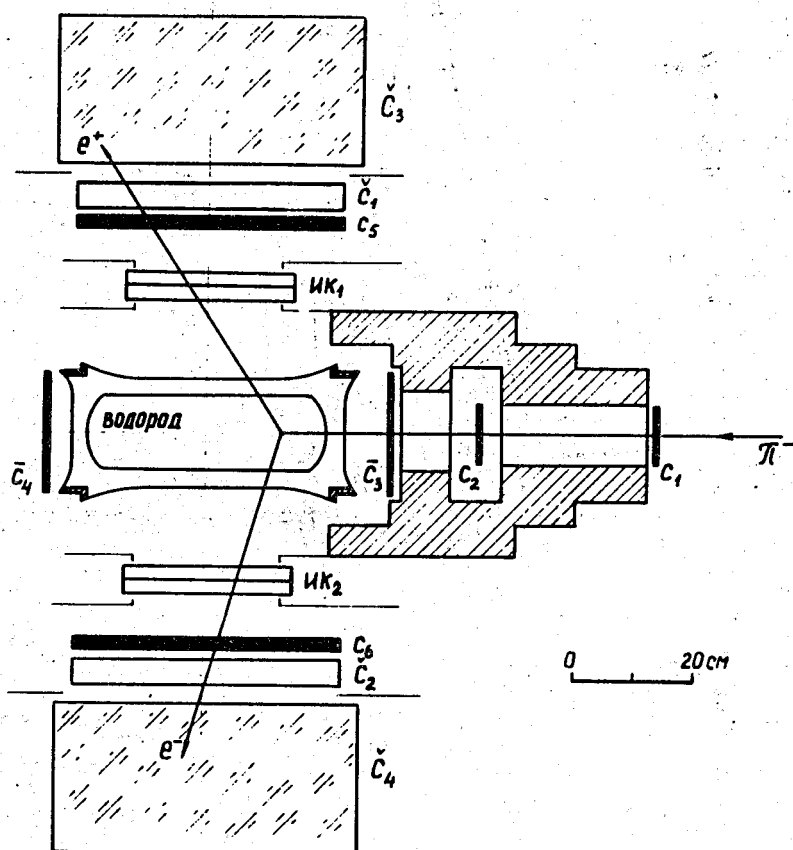


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: $C_1, C_2, \bar{C}_3, \bar{C}_4, C_5, C_6$ - сцинтилляционные счетчики; C_1, C_2 - пороговые водяные черенковские счетчики; \bar{C}_3 и \bar{C}_4 - черенковские спектрометры полного поглощения; $ИК_1, ИК_2$ - искровые камеры.

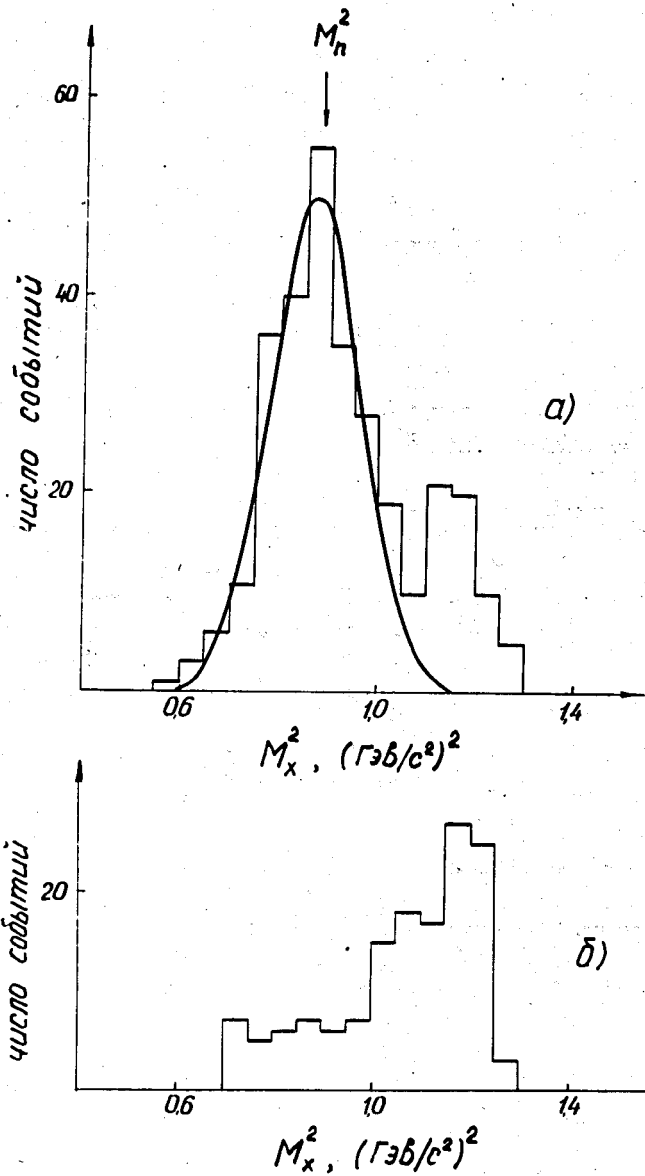


Рис.2. Распределения кандидатов событий реакции ОЭП по квадрату недостающей массы M_x^2 : а) 300 событий с A_5 и $A_6 < A_0 = 2 A_{\text{вер}}$; б) 143 события с A_5 или $A_6 > A_0$.

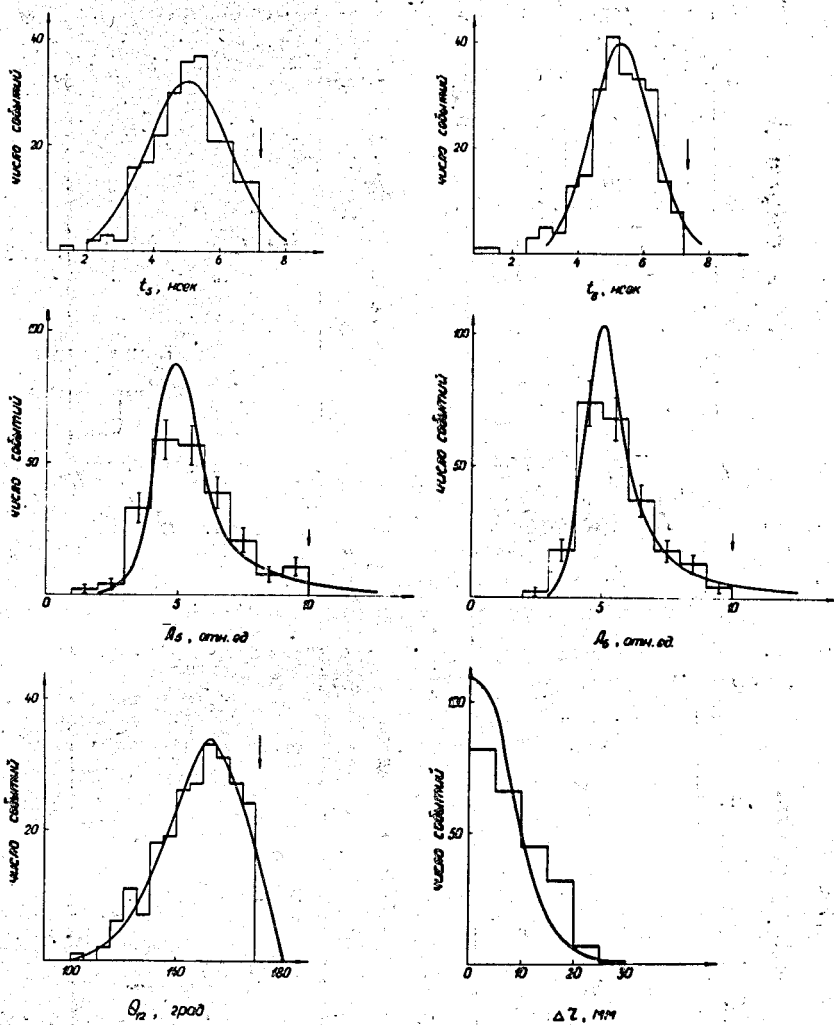


Рис. 3. Распределения кандидатов, удовлетворяющих условиям $M_x^2 < 1,05 \text{ ГэВ}^2/c^4$ и A_5 и $A_6 < 2 A$ вер : по временным сдвигам импульсов боковых сцинтилляционных счетчиков S_5 , S_6 относительно импульсов счетчика S_2 (распределения аппроксимированы нормальными кривыми); по амплитудам импульсов боковых сцинтилляционных счетчиков S_5 , S_6 (сплошные кривые соответствуют амплитудным распределениям, полученным при калибровках на электронах); по углу между треками θ_{12} и минимальному расстоянию между продолжениями треков в пределах мишени Δr (кривые получены в результате моделирования процесса ОЭП).

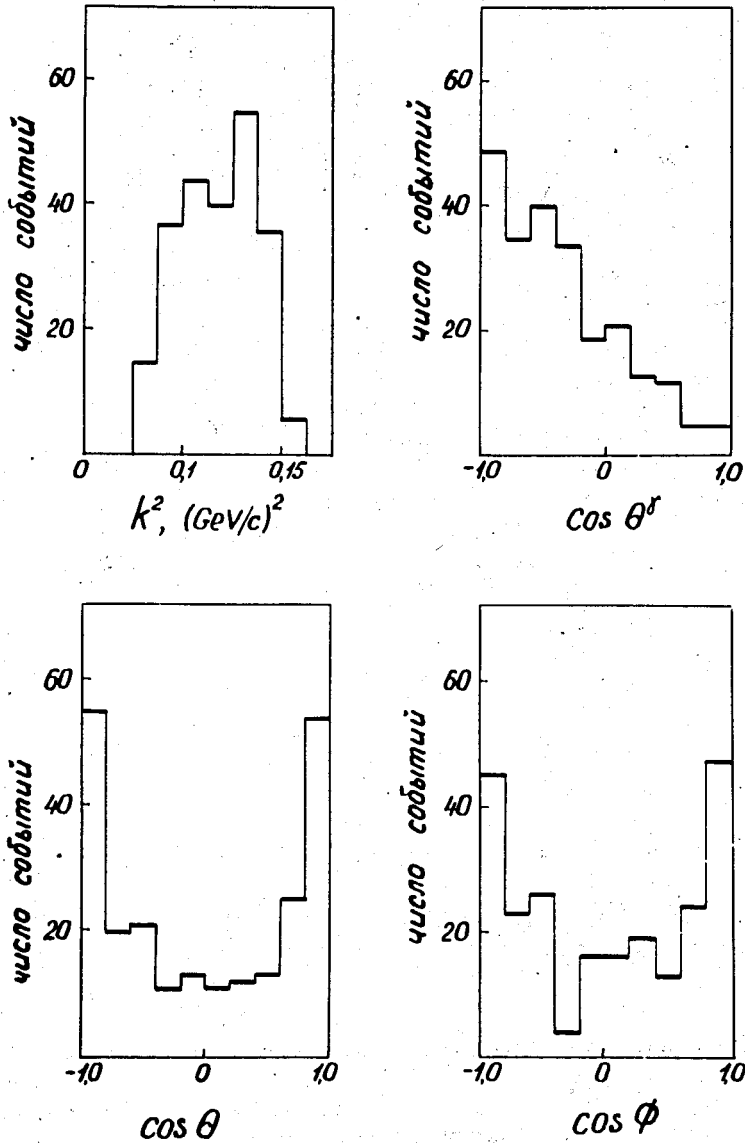


Рис. 4. Распределения событий реакции ОЭП по квадрату массы виртуального фотона k^2 , по углу между импульсами фотона и пиона θ^δ в ($\pi^- p$)-системе центра масс, по углу между импульсами нейтрона и электрона θ в ($e^+ e^-$)-системе центра масс и по углу между плоскостью реакции обратного фоторождения и плоскостью распада фотона ϕ .