

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА**

P1-87-72

Г.Д.Алексеев, Т.Д.Блохинцева, В.В.Карпухин,  
А.В.Купцов, В.П.Курочкин\*, Л.Лучан,  
Л.Л.Неменов, Ж.П.Пустыльник, Д.М.Хазинс

**НАБЛЮДЕНИЕ ОБРАТНОГО ЭЛЕКТРОРОЖДЕНИЯ  
ПИОНОВ НА ЯДРЕ  $^{12}\text{C}$   
ПРИ ЭНЕРГИИ ПИОНОВ 164 МэВ  
И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ФОРМФАКТОРА НУКЛОНА  $F_1^{\nu}$**

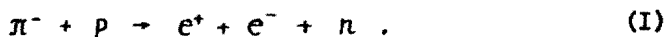
Направлено в журнал "Ядерная физика"

---

\* Научно-исследовательский институт ядерной физики  
МГУ, Москва

## I. Введение

Реакция обратного электророждения пионов (ОЭП) детально изучалась на протонах /1-4/:

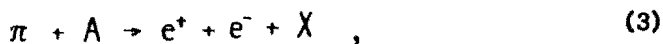


Экспериментальные распределения описывались с помощью дисперсионной модели /5/, которая содержит два свободных параметра: изовекторный формфактор нуклона  $F_1^V(k^2)$  и формфактор пиона  $F_\pi(k^2)$ . Здесь  $k^2$  - квадрат четырехимпульса виртуального фотона во времени-подобной области ( $k^2 > 0$ ). При определении формфакторов использовалось соотношение

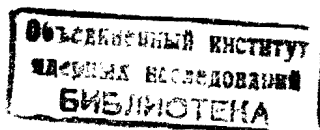
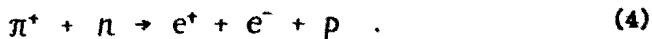
$$F_1^V(k^2) - F_\pi(k^2) = \delta(k^2) , \quad (2)$$

а разность  $\delta(k^2)$  рассчитывалась на основании работ /6,7/. Формфакторы были определены при десяти значениях  $k^2$  в интервале от 0,05 до 0,12 (ГэВ/с)<sup>2</sup> с точностью ~10%.

В последнее время начаты эксперименты по изучению реакции обратного электророждения на ядрах /8-10/



где  $A$  - начальное ядро,  $X$  - конечное ядро или продукты его развала. Ядерные мишени позволяют ускорить набор статистики по сравнению с водородом в несколько раз. Опыты на ядрах дают также возможность исследовать ОЭП на нейтроне

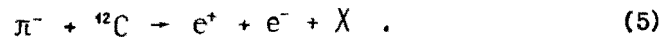


Наконец, как показано в работе /11/, разность сечений реакции ОЭП на протоне (1) и нейтроне (4) при одинаковой энергии определяется практически одним фактором нуклона  $F_1^v$ . В итоге появляется возможность независимого определения изовекторного фактора нуклона без дополнительных предположений о его связи с фактором пions.

В эксперименте /8/ были зарегистрированы  $e^+e^-$ -пары, возникающие при остановках  $\Pi^-$ -мезонов в бериллии.

В работах /9,10/ на пучке  $\Pi^+$ -мезонов с энергией 380 МэВ было зарегистрировано ~ 260 событий реакции ОЭП на ядре  ${}^7\text{Li}$ . Было измерено сечение реакции и определен фактор  $F_1^v$  при значении  $K^2 = 0,13 (\text{ГэВ}/c)^2$ .

В настоящей работе зарегистрировано ~ 160 событий процесса ОЭП на ядре углерода



Описана процедура выделения событий реакции. Определено сечение реакции на ядре  ${}^{12}\text{C}$  и протоне. Определен фактор  $F_1^v$  при  $K^2 = 0,055 (\text{ГэВ}/c)^2$ .

## 2. Экспериментальная установка

Экспериментальная установка (рис.1) размещалась на пучке  $\Pi^-$ -мезонов с кинетической энергией 164 МэВ синхротрона ЛЯП ОИЯИ.

Установка состоит из мониторингового телескопа Т1 (С1, С2, С3, С4) и двух одинаковых боковых телескопов Т2, Т3, с помощью которых производится регистрация электронов и позитронов.

Боковые телескопы установлены под углом  $90^\circ$  к оси пучка. Они состоят из дрейфовых камер DC2, DC3 /12/, сцинтилляционных счетчиков S2, S3 /13/, водяных черенковских счетчиков  $\check{C}2, \check{C}3$  /14/

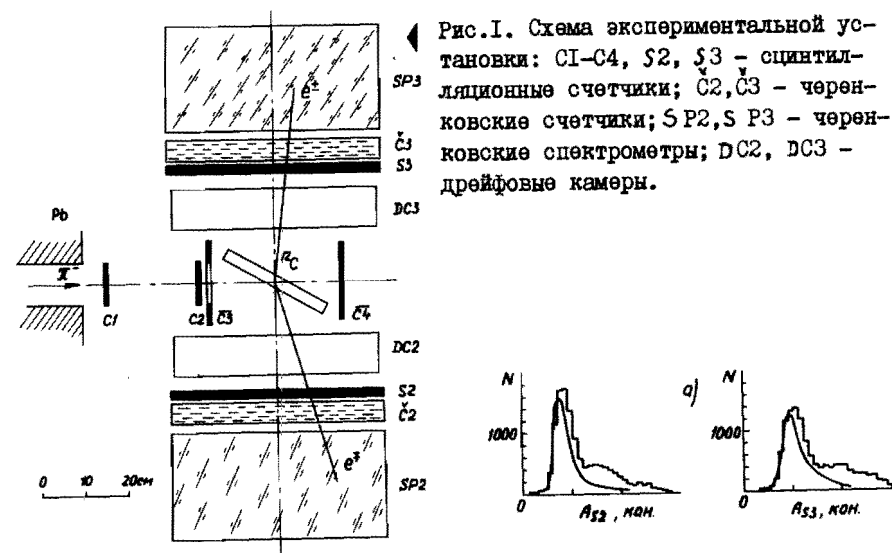
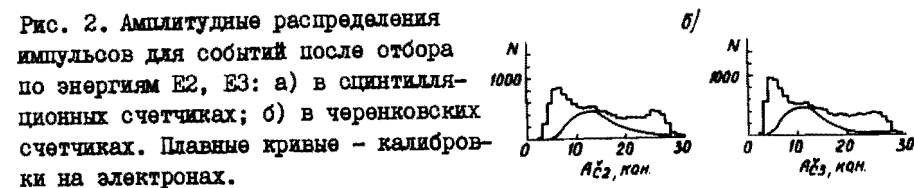


Рис.1. Схема экспериментальной установки: С1-С4, S2, S3 — сцинтилляционные счетчики; С2, С3 — черенковские счетчики; SP2, SP3 — черенковские спектрометры; DC2, DC3 — дрейфовые камеры.



и стеклянных спектрометров SP2, SP3 /15/. Рабочая площадь всех детекторов равна  $50 \times 50 \text{ см}$ .

Набор статистики в эксперименте проводился на трех мишенях из графита. Толщина мишени № 1 — 1,4 см, мишени № 2 — 3,3 см. Мишень № 3 являлась объединением двух перных. Мишени устанавливались под углом  $30^\circ$  к оси пучка. Количество углерода по пучку в мишенях равно  $4,7 \text{ г}/\text{см}^2$ ,  $11,2 \text{ г}/\text{см}^2$  и  $15,9 \text{ г}/\text{см}^2$  соответственно.

Событием считалось совпадение сигналов с телескопов Т1, Т2 и Т3. При этом на ЭВМ для контрольной обработки и записи на магнитную ленту передавалось 36 параметров — амплитуды импульсов и времени срабатываний детекторов, номера сработавших проволок и времени дрейфа в камерах.

### 3. Обработка. Анализ фона

За 70 часов работы на ускорителе через мониторный телескоп было пропущено  $1,2 \cdot 10^{11}$  частиц. На магнитную ленту было записано 160 тыс. событий.

При обработке этой информации отбирались события, удовлетворяющие следующим критериям:

- 1) имеются треки в дрейфовых камерах;
- 2) энергии E<sub>2</sub>, E<sub>3</sub> вторичных частиц в точке взаимодействия превышают 60 МэВ;
- 3) события имеют точку взаимодействия, лежащую в пределах мишени.

В процессе обработки в амплитуды импульсов с детекторов вводились поправки на угол входа и координату попадания частицы в детектор. Времена срабатывания поправлялись с учетом зависимости их от амплитуды импульса и координаты попадания.

После отбора по этим критериям осталось 7,8 тыс. событий. Распределения событий по амплитудам импульсов в боковых сцинтилляционных и черенковских счетчиках (до отбора по точке взаимодействия) приведены на рис.2. На этом же рисунке нанесены калибровочные распределения, полученные на релятивистских электронах. Сравнение экспериментальных распределений с калибровочными показывает, что помимо событий с электронами имеются события с большими амплитудами импульсов в сцинтилляционных и черенковских счетчиках и малыми амплитудами в черенковских счетчиках.

Фоновые процессы, регистрируемые экспериментальной установкой при данной энергии, можно объединить в 2 группы.

#### I. Реакции с образованием $\gamma$ -квантов:

$$\pi^- C \rightarrow \pi^+ X \rightarrow 2\gamma + X, \quad (6)$$

$$\pi^- C \rightarrow \pi^0 X \rightarrow 3\gamma + X, \quad (7)$$

$$\pi^- C \rightarrow \pi^- \gamma X \quad (8)$$

II. Реакции без образования  $\gamma$ -квантов (рассеяние пиона на ядре):

$$\pi^- C \rightarrow \pi^- X. \quad (9)$$

Процессы типа I (фон I) могут регистрироваться в тех случаях, когда  $\gamma$ -кванты конвертируются в мишени на  $e^+e^-$ -пары. Такая пара, имея малый угол разлета, попадает в один из телескопов и дает сигналы с большими амплитудами в сцинтилляционных и черенковских счетчиках. Из рассмотрения двумерных распределений по амплитудам импульсов в боковых сцинтилляционных счетчиках (рис.3) следует, что фоновые процессы этого типа обусловлены, главным образом, процессом (8), так как удвоенные ионизационные потери наблюдаются только в одном из двух сцинтилляционных счетчиков.

Регистрация фоновых реакций второго типа (фон II) возможна лишь благодаря случайным совпадениям по времени двух налетающих пионов и рассеянию их в разные боковые телескопы. На рис.4 изображено двумерное распределение части статистики по временам срабатываний боковых сцинтилляционных счетчиков. Коррелированные по времени события попадают в видимое на рисунке сгущение, а запуски от случайных совпадений при двух рассеяниях образуют равномерное распределение в каждом телескопе. При этом пионы дают малые (по сравнению с электронами) сигналы в черенковских счетчиках.

При последующей обработке фон случайных совпадений был подавлен введением критериев на времена срабатываний боковых детекторов и на амплитуды импульсов в черенковских счетчиках. Оставались события, у которых время срабатывания отличалось от средних значений, полученных при калибровочных измерениях, не более чем на 2 среднеквадратичных ошибки, и амплитуды импульсов  $A_{C2}^X$  и  $A_{C3}^X$  были больше, чем  $0,6 \cdot A_{Свер}^X$  ( $A_{Свер}^X$  - наиболее вероятная амплитуда импульса от одного электрона в черенковском счетчике). После введения этих критериев осталось 2,4 тыс. событий, а доля фона случайных совпадений уменьшилась с ~40% до 8%.

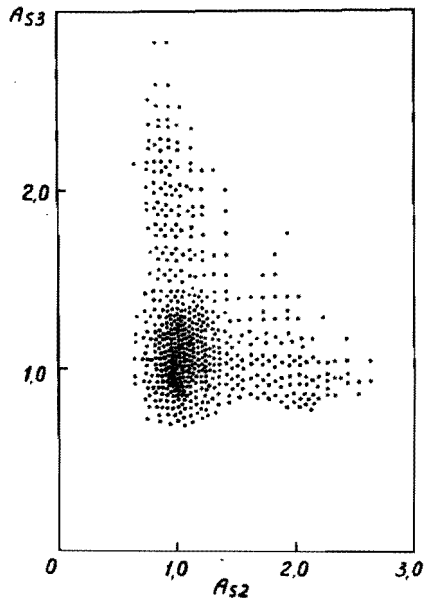
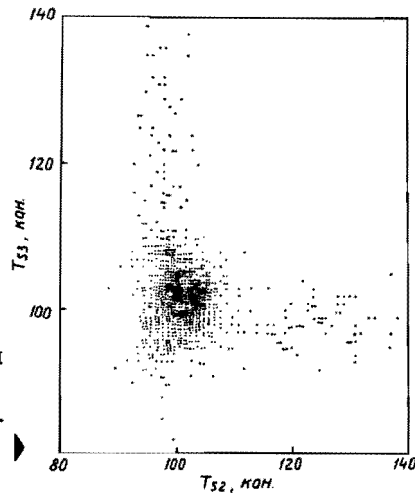


Рис. 3. Двумерное распределение событий после отбора по точке взаимодействия по амплитудам  $A_{S2}$ ,  $A_{S3}$  импульсов в сцинтилляционных счетчиках. Амплитуды импульсов отложены в единицах наиболее вероятной амплитуды от одного электрона  $A_{вер}$ . Одна точка на гистограмме - 10 событий.

Рис. 4. Двумерное распределение части статистики после отбора по точке взаимодействия по временам срабатываний  $T_{S2}$ ,  $T_{S3}$  сцинтилляционных счетчиков. Одна точка - 1 событие.



Среди отобранных событий, если не учитывать небольшой примеси случайных совпадений, могут содержаться только события ОЭП и фонового процесса (8). Для подавления фоновых запусков отбрасывались события с большими амплитудами импульсов  $A_{S2}$ ,  $A_{S3}$  в сцинтилляционных счетчиках. Требовалось, чтобы  $A_{S2}$ ,  $A_{S3}$  были меньше  $1,7 \cdot A_{вер}$ . Этот критерий улучшил отношение эффект/фон в 3 раза и практически полностью подавил те случаи реакции (8), когда в сцинтилляционном счетчике регистрируется  $e^+e^-$ -пара от конверсии  $\gamma$ -кванта. Случай, когда регистрируется только одна из частиц пары, а другая поглощается в мишени, остались неотброшенными.

В результате проведенной обработки для дальнейшего анализа было отобрано 790 событий.

#### 4. Определение числа событий ОЭП

Для определения числа событий реакции (5) распределение отобранных событий по квадрату недостающей массы  $M_X^2$  описывалось суммой распределений эффекта  $f_3$  и фона  $f_\phi$ :

$$F(M_X^2) = N_3 \cdot f_3(M_X^2) + N_\phi \cdot f_\phi(M_X^2).$$

Параметры  $N_3$  и  $N_\phi$  (число событий эффекта и фона) определялись из условия минимума  $\chi^2$ . Такое описание проводилось для каждой мишени независимо. Вклад от случайных совпадений в анализируемое распределение был вычтен.

Распределение эффекта было получено моделированием элементарной реакции (1) с учетом ферми-импульса протона. Матричный элемент рассчитывался по дисперсионной модели /5/. Учитывались условия эксперимента. Импульсы и энергии электрона и позитрона, полученные моделированием элементарной реакции, использовались для вычисления квадрата недостающей массы в реакции (5).

В качестве фонового распределения бралось экспериментальное распределение по  $M_X^2$  для событий с большими амплитудами импульсов в сцинтилляционных счетчиках ( $A_{S2}$  или  $A_{S3} > 1,7 \cdot A_{вер}$ ). Вклад от случайных совпадений и от процесса ОЭП в это распределение вычитался. Для каждой мишени бралось свое экспериментальное фоновое распределение.

На рис.5 приведены распределения отобранных событий по  $M_X^2$  и результаты их описания суммой распределений эффекта и фона. Хорошее описание достигается на всех трех мишенях ( $\chi_1^2 = 13$ ,  $\chi_2^2 = 21$ ,  $\chi_3^2 = 14$  при ожидаемом  $\bar{\chi}^2 = 20$ ). Использование только фонового распределения не дает согласия с экспериментальными данными ( $\chi_1^2 = 101$ ,  $\chi_2^2 = 57$ ,  $\chi_3^2 = 48$ ).

В таблице I приведены число событий  $N$ , отобранных для анализа (после вычитания вклада от случайных совпадений), и результаты разделения - число событий эффекта  $N_3$  и фона  $N_\phi$ .

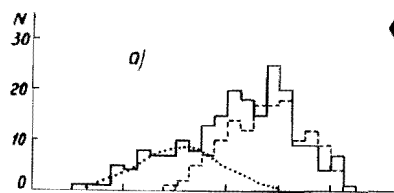


Рис. 5. Распределение отобранных событий по  $M_X^2$  отдельно по мишеням (сплошная гистограмма). Точки - распределение эффекта, штриховая линия - распределение фона: а) мишень 1; б) мишень 2; в) мишень 3.

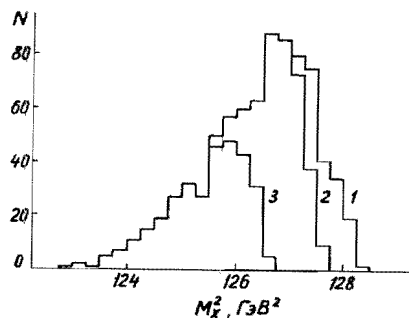
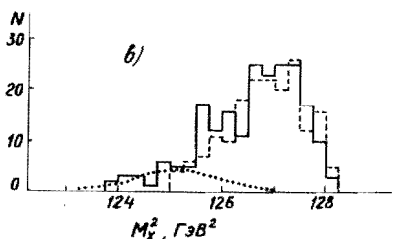
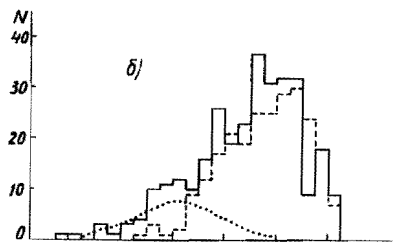


Рис. 6. Распределение отобранных событий по  $M_X^2$  (сумма по трем мишеням). 1 - без отбора по  $\omega$ ; 2 -  $\omega > 150$  МэВ; 3 -  $\omega > 200$  МэВ.

Таблица 1

Мишень	1	2	3
$N$	208	305	210
$N_3$	$68 \pm 13$	$59 \pm 16$	$35 \pm 13$
$N_\phi$	$140 \pm 17$	$246 \pm 24$	$175 \pm 17$

В качестве дополнительного подтверждения правильности выделения процесса ОЭП был использован критерий по эффективной массе электрон-позитронной пары  $\omega$ .

Рассматривалась группа экспериментальных событий с  $M_X^2 < 126$  ГэВ<sup>2</sup>, где согласно процедуре разделения подавляющее большинство событий принадлежит ОЭП. 95% событий этой группы имеют  $\omega > 200$

МэВ. Это совпадает с результатами моделирования процесса ОЭП, согласно которому ~93% событий ОЭП имеют  $\omega > 200$  МэВ. На рис.6 показано, как действует критерий по  $\omega$  на распределение по  $M_X^2$  всех анализируемых событий. Видно, что условие  $\omega > 200$  МэВ в значительной степени подавляет фон и практически не действует на события эффекта.

### 5. Определение сечения ОЭП на ядре $^{12}\text{C}$

Экспериментальное сечение вычислялось для каждой мишени независимо. Поток пионов  $J_\pi$  определялся по числу частиц, сосчитанных монитором, с учетом доли пионов в пучке (61%) и с поправкой (до 23% для мишени 3) на ослабление пучка по глубине мишени. Учитывались эффективность детекторов (65%) и потери при введении критериев (62%).

В таблице 2 приведены значения  $J_\pi$  и полученные величины сечений  $\Delta\sigma_i$  процесса ОЭП на ядре для каждой мишени.

Таблица 2

Мишень	1	2	3
$J_\pi / 10^{10}$	3,77	1,73	0,755
$\Delta\sigma_i / 10^{-33} \text{ см}^2$	$31,2 \pm 7,4$	$25,9 \pm 7,9$	$24,0 \pm 9,5$

Средневзвешенная по трем мишеням величина сечения реакции ОЭП, измеряемого в телесном угле данной установки, составляет

$$\Delta\sigma = (27,6 \pm 4,7) \cdot 10^{-33} \text{ см}^2. \quad (10)$$

Это сечение соответствует энергиям E2, E3 электрона и позитрона, превышающим 60 МэВ, и углам их вылета  $\theta \sim 90^\circ$  в лабораторной системе.

## 6. Пересчет сечения ОЭП на I протон и определение

формфактора нуклона  $F_1^V$

Для пересчета сечения реакции ОЭП на ядре на один протон использовались результаты работы /16/. В ней показано, что при кинетической энергии пиона 164 МэВ эффективное число протонов в ядре углерода для реакции обратного электророждения пионов равно  $3,48 \pm 0,36$ . Экранирование протонов в реакции ОЭП при наших условиях регистрации происходит, в основном, за счет поглощения пионов на коррелированных нуклонных парах в ядре. Упругие перерассеяния пионов на нуклонах ядра установки не различаются и поэтому не приводят к экранированию протонов.

Сечение (10), приведенное на I протон, получается равным

$$(\Delta \sigma)_{Z=1} = (7,9 \pm 1,6) \cdot 10^{-33} \text{ см}^2. \quad (11)$$

Произведение телесных углов  $\Omega^2$  установки равно  $1,48 \text{ ср}^2$ .

Таким образом, дифференциальное сечение процесса ОЭП, приведенное на I протон, равно

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega^2}\right)_{Z=1} \approx \frac{(\Delta \sigma)_{Z=1}}{\Omega^2} = (5,3 \pm 1,1) \cdot 10^{-33} \text{ см}^2/\text{ср}^2. \quad (12)$$

Для сравнения приводим значение дифференциального сечения реакции ОЭП на водороде, измеренного в работе /17/ при близких условиях (энергия пиона 164 МэВ,  $E_2, E_3 > 50 \text{ МэВ}$ ,  $\theta_{\text{д.с.}} \sim 70^\circ$ ):

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega^2}\right)_{H_2} = (5,1 \pm 1,3) \cdot 10^{-33} \text{ см}^2/\text{ср}^2, \quad (13)$$

Сечение ОЭП (11) использовалось для определения формфактора нуклона  $F_1^V$ . Теоретическое значение сечения ОЭП на протоне вычислялось по дисперсионной модели с учетом условий эксперимента. Параметром модели являлся формфактор  $F_1^V$ , а формфактор пиона  $F_\pi$  выражался через  $F_1^V$  с помощью соотношения (2). Величина

$\delta(k^2)$  при наших значениях  $K^2$  близка к 0,06. Равенство теоретического сечения и экспериментального (11) достигалось при

$$F_1^V = 1,15 \pm 0,09,$$

при этом среднее значение  $K^2 = 0,055 \text{ (ГэВ/с)}^2$ .

На рис.7 приведены значения формфактора  $F_1^V$  при малых времениподобных  $K^2$ , полученные в настоящей работе и работах /1-4,16/. На рисунке нанесены также кривые, соответствующие дипольной формуле и расчету /7/.

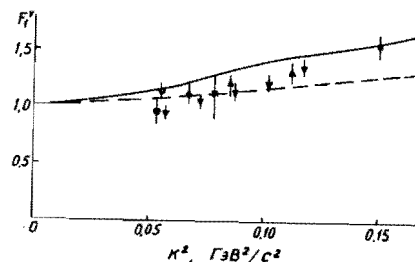


Рис. 7. Формфактор нуклона  $F_1^V$  при малых времениподобных  $K^2$ . 0 — настоящая работа, ж — работа /1/,  $\blacktriangle$  — работа /2/,  $\blacktriangledown$  — работа /3/,  $\blacksquare$  — работа /4/,  $\bullet$  — работа /16/. Сплошная линия — расчет /7/, штриховая — расчет по дипольной формуле.

Таким образом, измеренное сечение реакции ОЭП на ядре  $^{12}\text{C}$  согласуется с сечением, полученным на водороде, и позволяет определять формфактор  $F_1^V$  с достаточной точностью.

Авторы благодарны Н.А.Калининой, О.Е.Горчакову, А.В.Демьянову, Н.А.Владимировой, Г.В.Покидовой и В.Ф.Чуркиной за помощь в наборе экспериментального материала.

## Литература

1. Акимов Ю.К. и др.—ЯФ, 1971, 13, с.748.
2. Бережнев С.Ф. и др.—ЯФ, 1973, 18, с.102.
3. Бережнев С.Ф. и др.—ЯФ, 1977, 26, с.547.
4. Ализаде В.В. и др.—ЯФ, 1981, 33, с.357.
5. Блохинцева Т.Д., Суровцев Ю.С., Ткебучава Ф.Г.—ЯФ, 1975, 21, с.850.

6. Budnev N.M., Budnev V.M., Serebryakov V.V. Phys. Lett. 1976, 64B, 307
7. Hohler G., Pietarinen E. Nucl. Phys., 1975, B95, p. 210.
8. Lebrun M. et al. Phys. Rev., 1981, 24C, p. 754.
9. Алексеев Г.Д. и др. ЯФ, 1982, 36, с. 322.
10. Алексеев Г.Д. и др. ОИЯИ Р1-86-300, Дубна, 1986.
11. Блохинцева Т.Д., Неменов Л.Л. ЯФ, 1982, 35, с. 971.
12. Алексеев Г.Д. и др. ОИЯИ Р13-81-762, Дубна, 1981.
13. Горчаков О.Е., Кушцов А.В., Лучан Л.-ИТЭ, 1983, № 6, с. 45.
14. Кушцов А.В. и др. ИТЭ, 1984, № 1, с. 79.
15. Алексеев Г.Д. и др. ОИЯИ Р13-81-848, Дубна, 1981.
16. Курочкин В.П., Кушцов А.В. Сообщение ОИЯИ Р4-87-70, Дубна, 1987.
17. Ализаде В.В. и др. ОИЯИ I-12074, Дубна, 1979.

Рукопись поступила в издательский отдел  
9 февраля 1987 года.

P1-87-72

Алексеев Г.Д. и др.  
Наблюдение обратного электророждения пионов на ядре  $^{12}\text{C}$   
при энергии пионов 164 МэВ и определение формфактора нуклона  $F_1^V$

Проведен эксперимент по регистрации процесса обратного электророждения пионов (ОЭП) на ядрах углерода ( $\pi^-^{12}\text{C} \rightarrow e^+e^-X$ ) при кинетической энергии пионов 164 МэВ. Регистрировались электроны и позитроны. Произведение телесных углов установки составляет 1,48 ср<sup>2</sup>. В результате обработки выделено ~160 событий реакции ОЭП. Экспериментальная величина сечения реакции ОЭП на ядре углерода получилась равной  $\Delta\sigma(^{12}\text{C}) = (27,6 \pm 4,7) \cdot 10^{-33}$  см<sup>2</sup> при условии, что энергии электрона и позитрона превышают 60 МэВ, а углы их вылета  $\theta \sim 90^\circ$  в лабораторной системе. Отсюда получено значение дифференциального сечения процесса ОЭП на одном протоне ( $\pi^-p \rightarrow e^+e^-p$ ) при тех же условиях:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega^2}(p) = (5,3 \pm 1,1) \cdot 10^{-33} \text{ см}^2/\text{ср}^2, \text{ при этом учитывалось экранирование протонов.}$$

Определен дираковский изовекторный формфактор нуклона  $F_1^V = 1,15 \pm 0,09$  при значении квадрата четырехимпульса фотона  $K^2 = 0,055$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1987

Перевод О.С. Виноградовой

P1-87-72

Alekseev G.D. et al.  
Observation of Inverse Electroproduction of Pions  
on  $^{12}\text{C}$  Nucleus at 164 MeV Pion Energy and  
Determination of  $F_1^V$  Nucleon Form Factor

An experiment on detection of inverse electroproduction of pions (IEP) on carbon nuclei ( $\pi^-^{12}\text{C} \rightarrow e^+e^-X$ ) has been carried out, the kinetic energy of pions being 164 MeV. Electrons and positrons were detected. The product of solid angles of the set-up is 1.48 sr<sup>2</sup>. Processing yielded ~160 events of the IEP reaction. The experimental value of the cross section for the IEP reaction on the carbon nucleus was  $\Delta\sigma(^{12}\text{C}) = (27.6 \pm 4.7) \cdot 10^{-33}$  cm<sup>2</sup> if the electron and positron energies exceed 60 MeV, and their emission angles are  $\theta \sim 90^\circ$  in the lab frame. Hence the following value is obtained for the differential cross section of the IEP process on a proton ( $\pi^-p \rightarrow e^+e^-p$ ) under the same conditions:  $\frac{d^2\sigma}{d\Omega^2}(p) = (5.3 \pm 1.1) \cdot 10^{-33}$  cm<sup>2</sup>/sr<sup>2</sup>, taking into account screening of protons. The Dirac isovector form factor on the nucleon is found to be  $F_1^V = 1.15 \pm 0.09$  for the squared four-momentum of the photon  $K^2 = 0.055$  (GeV/c)<sup>2</sup>.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1987