

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



С346.48

С-506

14/VI-76

P1 - 9574

2225 / 2-76

Г.И.Смирнов

АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ
ПО РЕАКЦИИ $\pi^- + p \rightarrow e^+ + e^- + n$
В РАМКАХ ИЗОБАРНОЙ МОДЕЛИ

1976

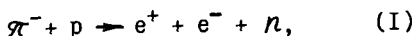
P1 - 9574

Г.И.Смирнов

АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ
ПО РЕАКЦИИ $\pi^- + p \rightarrow e^+ + e^- + n$
В РАМКАХ ИЗОБАРНОЙ МОДЕЛИ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

В настоящей работе для анализа данных по реакции (I)



полученных при энергии пионов $276 \text{ МэВ}^{/1/}$, используется изобарная модель^{/2/}. Сравнение теоретических и экспериментальных сечений процесса (I) дает возможность определить электрический формфактор пиона $F_{\pi}(k^2)$ и дираковский изовекторный формфактор нуклона $F_1^{\nu}(k^2)$, а также вычислить среднеквадратичные радиусы пиона r_{π} и нуклона r_1 . Величина, на которую отличаются формфакторы, полученные при анализе одних и тех же экспериментальных данных^{/1/} в рамках дисперсионной^{/3/} и изобарной моделей, характеризует модельные неопределенности анализа.

I. Экспериментальные данные

Анализируемые экспериментальные данные содержали 1040 событий, идентифицированных в работе^{/1/}. Из распределения этих случаев по квадрату недостающей массы M_X^2 следует, что среди них имеется 793 ± 38 событий реакции (I) и 247 ± 30 событий фоновых процессов. Введение критерия $M_X^2 < 1,0 (\text{ГэВ}/c^2)^2$ уменьшает число случаев исследуемой реакции до 748 ± 36 , а число фоновых событий - до 97 ± 12 . При этих же условиях фон от пустой мишени составляет 70 ± 26 событий. Именно этот статистический материал разбивался на пять групп в зависимости от значения квадрата передаваемого 4-импульса k^2 . Число случаев в каждой группе и процент фоновых событий приведены в таблице I.

Т а б л и ц а I

№ группы	Интервал k^2 (ГэВ/с) ²	$\overline{k^2}$ (ГэВ/с) ²	$\overline{k^2}$ ϕ^{-2}	Число событий	Число фоновых событий	Доля фоновых событий, %
1	0,050÷0,065	0,058	1,48	98	12	12,2
2	0,065÷0,080	0,073	1,88	163	27	16,6
3	0,080÷0,095	0,088	2,26	203	26	12,8
4	0,095÷0,110	0,103	2,65	219	22	10,0
5	0,110÷0,130	0,119	3,05	216	11	5,1

Для каждой группы строились распределения по трем независимым кинематическим переменным: косинусу угла θ^* вылета виртуального фотона по отношению к пиону в πN с.ц.м., косинусу угла φ между плоскостью реакции образования виртуального фотона и плоскостью распада виртуального фотона $\gamma \rightarrow e^+e^-$, косинусу угла θ между импульсами нейтрона и электрона в с.ц.м. (e^+e^-)-пары. Определение формфакторов осуществлялось в процессе анализа экспериментальных распределений по косинусу угла θ^* , два других распределения служили для проверки качества описания моделью экспериментальных данных с помощью найденных параметров $F_{\pi}(k^2)$ и $F_1^{\nu}(k^2)$.

2. Параметры модели

Параметрами изобарной модели, применявшейся для анализа экспериментальных данных, являются дираковские и паулиевские изовекторные и изоскалярные формфакторы нуклона: $F_1^{\nu}(k^2)$, $F_2^{\nu}(k^2)$, $F_1^s(k^2)$ и $F_2^s(k^2)$, электрический формфактор пиона $F_{\pi}(k^2)$, а также формфакторы $C_3(k^2)$, $C_4(k^2)$ и $C_5(k^2)$, входящие в резонансные амплитуды S -канала^{/2/}.

Оценки показывают, что в исследуемой области переданных 4-импульсов величина мнимой части как пионного, так и нуклонного формфакторов мала^{/4,5/}. Это дает основание при расчетах полагать все параметры модели действительными. Ряд параметров, к которым сечение обладает малой чувствительностью, полагались при расчетах константами: $C_4(k^2) = C_5(k^2) = -0,0043^{/6,7/}$, $F_2^{\nu}(k^2) = 3,7$, $F_1^s(k^2) = 1,0$, $F_2^s(k^2) = -0,12$. Для вычисления формфактора $C_3(k^2)$ было использовано предположение, сделанное в работе^{/8/} о том, что формфактор, входящий в амплитуду M_{1+} , может быть выражен с помощью изовекторного магнитного формфактора нуклона:

$$C_3(k^2) = C_3(0) \cdot G_M^{\nu}(k^2) / G_M^{\nu}(0). \quad (2)$$

Как показало сравнение экспериментальных данных по магнитному формфактору изобары $\Delta(1236)$ с формфактором $G_M^{\nu}(k^2)$, выполненное в работе^{/9/}, соотношение (2) справедливо в области передаваемых 4-импульсов k^2 от 0 до 10 ϕ^{-2} . При расчетах было использовано также предположение о равенстве нулю электрического формфактора нейтрона $G_E^n = 0$ и о подобии формфакторов нуклона:

$$G_E^p = \frac{G_M^p}{\mu_p} = \frac{G_M^n}{\mu_n}$$

Эти два предположения позволили выразить формфактор $C_3(k^2)$ через изовекторный дираковский формфактор нуклона:

$$C_3(k^2) = \frac{0,37 F_1^{\nu}(k^2)}{1 - \frac{3,7k^2}{4M - k^2}},$$

где M - масса нуклона. Таким образом, свободными оставались два параметра: электрический формфактор пиона $F_{\pi}(k^2)$ и дираковский изовекторный формфактор нуклона $F_1^{\nu}(k^2)$.

3. Определение формфакторов пиона и нуклона

Значения формфакторов $F_{\pi}(k^2)$ и $F_N^{\nu}(k^2)$ определялись методом наименьших квадратов из анализа экспериментальных распределений по косинусу угла вылета виртуального фотона в πN с.ц.м. $\cos \theta^{\delta}$. Эти распределения, как было показано в работе /10/, наиболее чувствительны к изменениям пионного и нуклонного формфакторов. В каждой из пяти групп событий формфакторы полагались независимыми от k^2 , а их значения определялись из условия минимума функционала, аналогичного описанному в /3/. Для проведения анализа экспериментальных данных использовалось предположение о равенстве пионного и нуклонного форм-

$$F_{\pi}(k^2) = F_N^{\nu}(k^2) \quad (3)$$

факторов (3)*). Теоретические сечения вычислялись с помощью программы SIMUL2 /13/. Расчеты были сделаны для набора параметров $F_{\pi}(F_N^{\nu})$, значения которых лежали в интервале от 0,6 до 1,6 с шагом 0,05.

В ходе фитирования оказалось, что группа данных, соответствующая среднему значению $k^2 = 1,88 \Phi^{-2}$, плохо описывается теоретическими расчетами: $\chi^2 > 22$ при ожидаемой величине $\bar{\chi}^2 = 7$. Результаты определения формфакторов для четырех групп событий приведены в таблице 2. Во второй строке записаны значения формфакторов с ошибками, учитывающими только статистические погрешности и неточности в определении числа фоновых событий. Для того чтобы учесть ошибку δ в величине сечения, обусловленную неточностями определения состава пучка, эффективностей детекторов и обработки, формфакторы вычисля-

*). Результаты опытов по прямому и обратному электророжению пионов свидетельствуют в пользу соотношения (3) /11,12,4/.

Т а б л и ц а 2

k^2, Φ^{-2}	1,48	2,26	2,65	3,05
$F_{\pi}(k^2) = F_N^{\nu}(k^2)$	$0,80 \pm 0,08$	$1,02 \pm 0,08$	$1,04 \pm 0,07$	$1,17 \pm 0,07$
	$0,80 \pm 0,10$	$1,02 \pm 0,10$	$1,04 \pm 0,09$	$1,17 \pm 0,09$
χ^2	12	11	11	8

лись для сечений, увеличенных и уменьшенных на величину δ . Оказалось, что эта процедура приводит к уменьшению и, соответственно, к увеличению значений формфакторов на величину $\xi = 0,07$. Для получения полной ошибки в определении формфакторов величина ξ квадратично складывалась с погрешностями, приведенными во второй строке. Величины формфакторов с полными ошибками записаны в третьей строке таблицы 2.

На рис. I сплошными кривыми приводятся теоретические сечения, вычисленные с формфакторами из таблицы 2. Пунктирными линиями нанесена

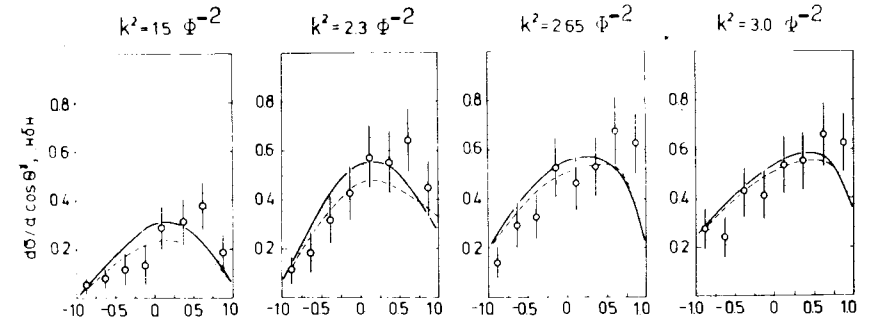


Рис. I Распределение событий по косинусу угла θ^{δ} вылета фотона в πN с.ц.м. Сплошная кривая – полное сечение, пунктирная – величина сечения, обусловленная борновскими амплитудами.

часть дифференциального сечения, обусловленная только борновскими членами. Из сопоставления этих кривых следует, что относительный вклад борновских амплитуд в дифференциальное сечение возрастает по мере роста значений k^2 . Этот результат подтверждает вывод работы [14] о квазипороговом поведении амплитуд процесса образования виртуального фотона. Доминирующая роль борновских членов указывает на незначительность модельных неопределенностей.

На рисунках 2 и 3 приведены распределения событий по косинусам углов θ и φ . Сплошные кривые вычислены с формфакторами, приведенными в таблице 2. Из рисунков следует, что используемая для теоретических расчетов модель с параметрами, найденными из распределения по $\cos \theta^x$, хорошо описывает дифференциальные сечения по другим независимым переменным.

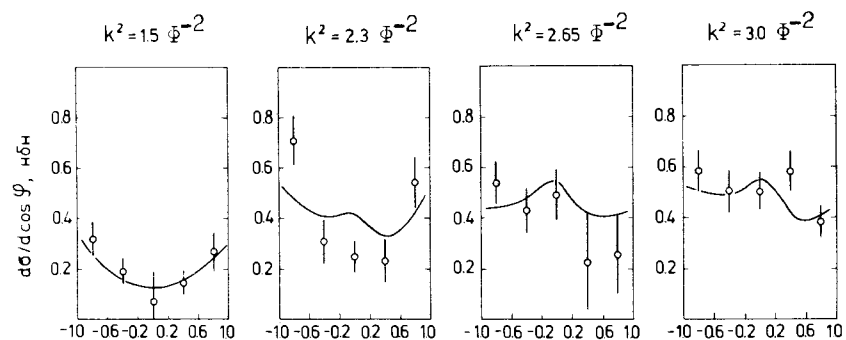


Рис. 2 Распределение событий по косинусу угла φ между плоскостью реакции $\pi^- p \rightarrow n \gamma$ и плоскостью распада $\gamma \rightarrow e^+ e^-$. Сплошные кривые получены расчетом с параметрами, взятыми из таблицы 2.

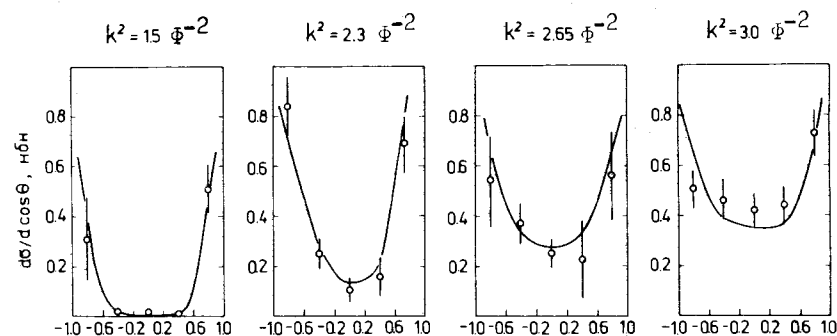


Рис. 3 Распределение событий по косинусу угла θ между электроном и нейтроном в с.ц.м. ($e^+ e^-$). Сплошные кривые получены расчетом с параметрами, взятыми из таблицы 2.

Для того чтобы количественно оценить величину модельных неопределенностей полученного результата, сравнивались значения формфакторов, определенные при анализе одних и тех же экспериментальных данных с помощью изобарной и дисперсионной [3] моделей (таблица 3).

Т а б л и ц а 3

k^2, Φ^{-2}		1,48	2,26	2,65	3,05
$F_\pi = F_1^\nu$	Дисперс.	$0,86 \pm 0,10$	$1,05 \pm 0,08$	$1,07 \pm 0,08$	$1,20 \pm 0,09$
	Изобарн.	$0,80 \pm 0,10$	$1,02 \pm 0,10$	$1,04 \pm 0,09$	$1,17 \pm 0,09$
$\xi, \%$	экспер.	11,6	7,6	7,5	7,5
	модельн.	7,0	2,9	2,8	2,5

Сравнение показало, что относительная величина модельной погрешности ϵ модельн уменьшается с ростом квадрата передаваемого 4-импульса k^2 и всюду меньше величины экспериментальной погрешности ϵ эксперим.

Значения формфакторов, приведенные в таблице 2, использовались для определения среднеквадратичного радиуса пиона r_π и радиуса r_1 , соответствующего дираковскому изовекторному формфактору нуклона $F_1^v(k^2)$. Ошибки формфакторов брались из второй строки таблицы 2, а погрешность $\epsilon = \pm 7\%$ приписывалась величине $F_\pi(0) = F_1^v(0) = 1,0$. Пять взятых значений удовлетворительно аппроксимировались зависимостью (4) ($\chi^2 = 8$, $\bar{\chi}^2 = 3$)

$$F_\pi(k^2) = 1 + \frac{1}{6} \langle r_\pi^2 \rangle k^2 \quad (4)$$

при значении радиусов

$$r_\pi = r_1 = 0,56 \pm 0,15 \text{ ф.} \quad (5)$$

Полученное значение радиуса находится в согласии с результатом анализа тех же экспериментальных данных в рамках дисперсионной модели: $r_\pi = r_1 = 0,62 \pm 0,12 \text{ ф.}^{/3/}$, а также с результатом анализа большой совокупности экспериментальных данных, который был выполнен авторами работы ^{/15/}: $r_\pi = 0,58 \text{ ф.}$ Величина (5) несколько меньше значения радиуса r_1 , которое было получено в работе ^{/16/}: $r_1 = 0,77 \text{ ф.}^{*)}$, и значения радиуса пиона, определенного в опыте по упругому рассеянию пионов на электронах: $r_\pi = 0,78 \pm 0,10 \text{ ф.}^{/17/}$.

На рис. 4 приведены значения формфактора пиона, измеренного в области времениподобных переданных 4-импульсов. Сплошная кривая вычислена с помощью метода дисперсионных соотношений и правил сумм ^{/15/}.

*) В работе ^{/16/} были проанализированы результаты опытов по упругому eN -рассеянию.

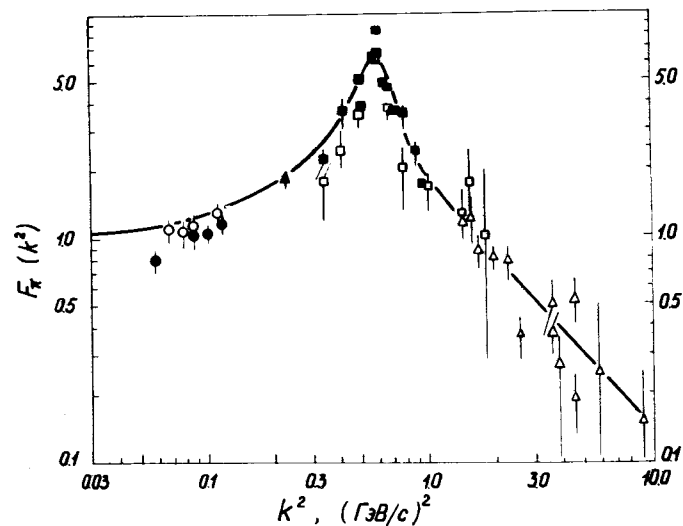


Рис. 4 Формфактор пиона $F_\pi(k^2)$ во времениподобной области переданных импульсов, измеренный в опытах на встречных e^+e^- пучках \square - ^{/18/}, \blacksquare - ^{/19/}, \triangle - ^{/20/}, \blacktriangle - ^{/21/} и \circ - ^{/4, 10/}, в опытах по исследованию процесса $\pi^-p \rightarrow e^+e^-n$ \bullet - настоящая работа.

Был проведен также анализ дифференциальных сечений по косинусу угла вылета виртуального фотона $d\sigma/d\cos\theta^d$ с независимо варьируемыми формфакторами $F_\pi(k^2)$ и $F_1^v(k^2)$. Анализ показал, что введение второго параметра не улучшает качества описания экспериментальных распределений теоретическими кривыми. Отсутствие ярко выраженного минимума величины χ^2 не позволяет определить значение исследуемых формфакторов. Ситуация улучшается, если потребовать выполнения двух условий в изучаемой области малых времениподобных 4-импульсов:

$$F_{\pi}(k^2) > 1,0 \quad (6)$$

$$F_1^{\nu}(k^2) > F_{\pi}(k^2). \quad (7)$$

Условия (6) и (7) при независимом варьировании форм-факторов дают возможность определить их величину при трех значениях k^2 (таблица 4).

Т а б л и ц а 4

k^2, ϕ^{-2}	2,26	2,65	3,05
$F_{\pi}(k^2)$	$1,03 \pm 0,03$	$1,05 \pm 0,05$	$1,11 \pm 0,10$
$F_1^{\nu}(k^2)$	$1,13 \pm 0,11$	$1,10 \pm 0,07$	$1,22 \pm 0,14$

Величина χ^2 описания экспериментальных данных для всех трех k^2 равна 11, при ожидаемом значении $\overline{\chi^2} = 6$.

Значения среднеквадратичных радиусов пиона и нуклона, вычисленные с помощью аппроксимации (4) результатов, приведенных в таблице 4, составляют:

$$\begin{aligned} r_{\pi} &= 0,36 \pm 0,25 \text{ ф} \\ r_1 &= 0,54 \pm 0,19 \text{ ф}. \end{aligned} \quad (8)$$

При этом получены значения $\chi^2 = 0,5$, ожидаемое значение - $\overline{\chi^2} = 1$. Следует отметить, что предположения (6) и (7) значительно слабее, чем (3); вследствие этого величина ошибки в (8) превышает величину ошибки результата (5).

Автор благодарен С.Ф.Бережневу, Т.Д.Блохинцевой и Л.Л.Неменову за помощь при выполнении настоящей работы.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В.В.Ализаде, С.Ф.Бережнев, А.В.Демьянов, А.В.Купцов, В.П.Курочкин, Л.Л.Неменов, Ж.П.Пустыльник, Г.И.Смирнов, Д.М.Хазинс. ОИЯИ, Р1-9470, Дубна, 1976.
2. Г.И.Смирнов, Н.М.Шумейко. Р2-6871, ОИЯИ, Дубна, 1972.
Г.И.Смирнов, Н.М.Шумейко. ЯФ, 17, 1266, 1973.
3. С.Ф.Бережнев, Т.Д.Блохинцева, А.В.Демьянов, А.В.Купцов, В.П.Курочкин, Л.Л.Неменов, Г.И.Смирнов, Д.М.Хазинс. ОИЯИ, Р1-9575, Дубна, 1976.
4. 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. ЯФ, 18, 102, 1973.
5. А.В.Кравцов, Л.Л.Неменов. Препринт ЛИЯФ, №198, Ленинград, 1975.
6. G.von Gehlen. Springer Tracts in Modern Physics. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1971, 59, p. 164.
7. J.-P.Loubaton. Nuovo Cim. 39, 591, 1965.
8. S.Fubini, Y.Nambu, V.Watagir. Phys.Rev. 11, 329, 1959.
9. Г.И.Смирнов. ОИЯИ, Р1-6289, Дубна, 1972.
10. С.Ф.Бережнев, Л.С.Вертоградов, А.В.Демьянов, А.В.Куликов, А.В.Купцов, Г.Г.Мкртчян, Л.Л.Неменов, Г.И.Смирнов, Д.М.Хазинс, Ю.М.Чиркин. ЯФ, 16, 185, 1972.
11. C.M.Braun, C.R.Canizares, W.E.Cooper, A.M.Eisner, G.I.Feldman, C.A.Lichtenstein, L.Litt, W.Lockeretz, V.V.Montana, F.M.Pipkin. Phys.Rev.D8, 92, 1973.
12. K.Berkelman. Proc.1971 Intern.Symp.Electron and Photon Interact. at High Energies. Ed. N.B.Mistry, Cornell Univ., Ithaca, N.Y., p. 262 - 279.
13. С.Ф.Бережнев, Т.Д.Блохинцева, Г.И.Смирнов. ОИЯИ, Р1-9174, Дубна, 1975.
14. Ю.С.Суровцев, Ф.Г.Ткебучава. ЯФ, 16, 1204, 1972.
15. S.Dubnicka, V.A.Meshcheryakov. Nucl.Phys. B83, 311, 1974.
16. G.Nöhler, E.Pietarinen, ТКР 20/74, Karlsruhe, 1974.
17. G.Adylov, F.Aliev, D.Bardin, W.Gajewski, I.Ioan, B.Kulakov, G.Michelbacher, P.Niczyporuk, T.Nigmatov, E.Tsyganov, N.Turala, A.Vodopianov, K.Wala, E.Dally, D.Drickey, A.Lieberman, P.Shepard, J.Tompkins et al. Phys.Lett. 51B, 402, 1974.

18. V.L.Auslander, G.I.Budker, Ju.N.Pestov, V.A.Sidorov, A.N.Skrinsky, A.G.Khabakhpashev, Phys.Lett. 25B, 433, 1967;
В.Л.Ауслендер, Г.И.Будкер, Е.В.Пахтусова, Д.Н.Пестов, В.А.Сидоров, А.Н.Скринский, А.Г.Хабакпашев. ЯФ, 9, 114, 1969;
V.E.Balakin, G.I.Budker, L.M.Kurdadze et.al.Phys.Lett.41B,205,1972
19. J.E.Augustin, D.Benaksas, J.C.Bizot et al. Phys.Lett. 28B, 503, 1969; D.Benaksas et al. Phys.Lett. 39B, 289, 1972.
20. G.Barbellini et al. Lett.Nuovo Cim. 6, 557, 1973;
M.Bernardini et al. Phys Lett. 46B, 261, 1973.
21. A.Quenzer, F.Rumpf, J.L.Bertrand et al. L.A.L. 1282,ORSAY, 1975.

Рукопись поступила в издательский отдел
1 марта 1976 года.