

2/11-72

Б-484
ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

311/2-72

P1 - 6197



6197

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

ОЦЕНКА ПИОННОГО И НУКЛОННОГО
ФОРМФАКТОРОВ ДЛЯ $k^2 = 2f^{-2}$ ИЗ АНАЛИЗА
ПРОЦЕССА $\pi^- p \rightarrow e^+ e^- n$ ПРИ КИНЕТИЧЕСКОЙ
ЭНЕРГИИ ПИОНОВ 275 МЭВ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

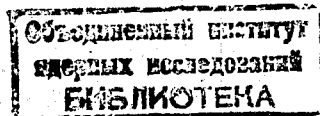
1971

P1 - 6197

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

ОЦЕНКА ПИОННОГО И НУКЛОННОГО
ФОРМФАКТОРОВ ДЛЯ $k^2 = 2t \cdot 2$ ИЗ АНАЛИЗА
ПРОЦЕССА $\pi^- p \rightarrow e^+ e^- n$ ПРИ КИНЕТИЧЕСКОЙ
ЭНЕРГИИ ПИОНОВ 275 МЭВ

Направлено в ЯФ



S U M M A R Y

The first experimental data on the $\pi^- p \rightarrow e^+ e^- n$ reaction in the $\Delta(1236)$ resonance region were reported in paper^{/1/}. This paper represents an analysis of the measured cross sections using theoretical calculations^{/4/}. Such an analysis can extract information on the pion and nucleon form factors in the time like region of virtual photon four-momentum transfers. Theoretical predictions of paper^{/4/} are based on dispersion theory calculations of Fubini, Nambu and Wataghin^{/5/}.

It is shown that the Born terms give the main contribution to the cross section. Interference between Born terms and magnetic dipole transition amplitude almost completely cancels the isobar contribution. These two facts allow, in principle, a precision of theoretical description not worse than 10% to be obtained.

Experimental data on total and differential cross sections agree well with the theory (see fig.7).

The theory is sensitive to the pion electric form factor F_π and the isovector Dirac-nucleon form factor F_1^V , but is absolutely insensitive to the isovector nucleon magnetic form factor G_M^V . We assumed F_π and F_1^V to be real all over the region of momentum transfers $0.75 f^{-2} < k^2 < 3 f^{-2}$.

The following upper bound limits of form factors at $k^2 = 2 f^{-2} = 0.078 \text{ (GeV/c)}^2$ are obtained:

$$F_1^V < 1.3, \quad F_\pi < 1.25 \quad (1 \text{ st. deviation})$$

$$F_1^V < 1.44, \quad F_\pi < 1.33 \quad (2 \text{ st. deviations})$$

Assumptions concerning one of these form factors give:

a) if $F_\pi = (1 - k^2/m_p^2)^{-1} = 1.15$ then $F_1^V = 0.7 \pm 1.2$

b) if $F_\pi = F_1^V$ then $F_\pi = F_1^V = 1.07_{-0.17}^{+0.14}$

It is shown (see fig.10) that analysis of the angular distributions with better statistics allows one to obtain better precision in form factors determination.

ВВЕДЕНИЕ

Настоящая работа представляет собой анализ экспериментальных данных по сечению реакции обратного электророждения пионов (ОЭП), полученных ранее /1/ в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ с целью исследования электромагнитной структуры пиона и нуклона во времениподобной области передаваемых импульсов ($k^2 > 0$).

Исследование формфакторов в области $k^2 < 3,0 \text{ ф}^{-2}$, доступной в рассматриваемом эксперименте, представляет интерес по двум причинам:

1) при $k^2 > 0$ отсутствуют экспериментальные данные по нуклонным формфакторам; при $k^2 < \text{ф}^{-2}$ нет данных о пионном формфакторе. Имеется лишь оценка радиуса $\langle r_\pi^2 \rangle^{1/2} < 1,9 \text{ ф}^{-2} /2/;$

2) при определении радиуса пиона с помощью методов, основанных на аналитичности формфакторов /3/, r_π весьма чувствителен к значениям $|F_\pi|$ в области $k^2 \sim 2 \text{ ф}^{-2}$.

1. Детектирование реакции

Реакция $\Pi^- p \rightarrow e^+ e^- n$ детектировалась экспериментальной установкой, описанной в работе /1/. Было зарегистрировано 63 ± 18 событий исследуемой реакции и определено сечение $\Delta \sigma_{\text{эксп.}}$

$$\Delta \sigma_{\text{эксп.}} = \int_{\Omega_1, \Omega_2} \frac{d^2 \sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2} d\Omega_1 d\Omega_2 = (0,52 \pm 0,16) \cdot 10^{-33} \text{ см}^2$$

Величина $\Delta \sigma_{\text{эксп.}}$ соответствует той части сечения, которая выделялась телесными углами установки (Ω_1 и Ω_2) при дополнительных ограничениях на энергии электрона и позитрона ($E_1, E_2 > 40 \text{ Мэв}$) и на угол между направлениями их вылета ($\theta_{12} < 165^\circ$).

Дифференциальное сечение для электронов с энергией $E_1, E_2 > 40 \text{ Мэв}$, испускаемых под углами, близкими к 90° по отношению к пионному пучку равно:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2} \approx \frac{\Delta\sigma_{\text{эксп}}}{\Omega_1 \Omega_2 \xi} = (3,4 \pm 1,0) \cdot 10^{-33} \text{ см}^2/\text{стер}^2$$

Здесь ξ учитывает потери при введении ограничения $\theta_{12} < 165^\circ$.

Отличие приводящейся здесь цифры для сечения от опубликованной ранее $1/ (3,0 \pm 0,8) \cdot 10^{-33} \frac{\text{см}^2}{\text{стер}^2}$ возникло после того, как для отбора событий реакции была применена более корректная процедура минимизации.

2. Кинематика процесса ОЭП

Для описания процесса ОЭП были выбраны пять кинематических переменных (рис.1): полная энергия в Пр - системе центра масс W (при энергии $E=275$ Мэв $W=1295$ Мэв), квадрат массы виртуального фотона k^2 , угол между импульсом пиона и фотона в Пр - системе центра масс θ^* , угол между импульсом нейтрона и электрона в $(e^+ e^-)$ системе центра масс θ , угол между плоскостью реакции обратного фоторождения и плоскостью распада фотона φ .

Экспериментальная установка позволяла регистрировать события реакции в интервале квадратов передаваемых четырехимпульсов фотона $0,75 \text{ ф}^{-2} < k^2 < 3,0 \text{ ф}^{-2}$, со средним значением $k^2 = 2,0 \text{ ф}^{-2} = 0,078 (\text{Гэв}/c)^2$

Для описания дифференциального сечения мы воспользовались формулами работы^{4/}:

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_k d\Omega_{\tilde{k}} dk^2} = \Phi(W, k^2) [A(W, k^2, \theta^*) (1 + \cos^2\theta) + B(W, k^2, \theta^*) \sin^2\theta \cos 2\varphi + \\ + \frac{k^2}{k_{\text{oc}}^2} C(W, k^2, \theta^*) \sin^2\theta + \frac{\sqrt{k^2}}{k_{\text{oc}}} D(W, k^2, \theta^*) \sin 2\theta \cos \varphi],$$

где $\Phi(W, k^2)$ - известная функция, k_{oc} - полная энергия фотона в πp - системе центра масс; $d\Omega_k$ - элемент телесного угла для фотона в той же системе; $d\Omega_{\tilde{k}}$ - элемент телесного угла электрона в системе центра масс e^+e^- пар.

Функции A, B, C и D связаны с парциальными сечениями образования виртуальных фотонов с различными поляризационными состояниями. Поскольку четыре члена в выражении для дифференциального сечения характеризуются различной зависимостью от углов θ и φ функции A, B, C и D , в принципе, могут быть определены из экспериментальных данных при помощи феноменологического анализа.

3. Дисперсионная модель

Явное выражение для функций A, B, C, D определяется в рамках конкретной теоретической модели, используемой для вычисления амплитуды процесса ОЭП. В работе^{/4/} — это амплитуда, полученная Фубини, Намбу и Ватагиным^{/5/} из одномерных дисперсионных соотношений в статическом пределе. В разложении для амплитуды в ряд по I/M оставались лишь два первых члена. Величина k^2/M^2 может служить оценкой учета эффектов отдачи нуклона. Эта величина составляет 9% для $k^2 = 2 r^{-2}$.

В модели Фубини, Намбу и Ватагина формфактор изобары G_M^* пропорционален изотопвекторному магнитному формфактору нуклона G_M^V . Помимо этого формфактора, в амплитуду входят электрический формфактор пиона F_π и изотопвекторный дираковский формфактор нуклона $F_1^V = F_{1p} - F_{1n}$.

В работе^{/4/}, а также в работах^{/6,7/} указывается на малый вклад изобары $\Delta(I236)$ в сечение процесса ОЭП в окрестности резонанса. В рамках модели Фубини, Намбу и Ватагина нами была вычислена зависимость сечения $\Delta\sigma_T = \Delta\sigma_{изоб.} + \Delta\sigma_{борн.} + \Delta\sigma_{инт.}$ от полной энергии в πp -системе центра масс (рис.2). Здесь $\Delta\sigma_{изоб.}$ — вклад изобары в сечение $\Delta\sigma_T$, $\Delta\sigma_{борн.}$ — вклад борновских членов, а $\Delta\sigma_{инт.}$ — вклад интерференции между борновскими амплитудами и изобарой. В широкой области изменения переменной W изобара

дает существенно меньший вклад в $\Delta\sigma_T$, чем борновские члены. В точке $W = 1295$ Мэв $\Delta\sigma_{\text{изоб.}}/\Delta\sigma_T = 18\%$, а $(\Delta\sigma_{\text{изоб.}} + \Delta\sigma_{\text{инт.}})/\Delta\sigma_T = 3\%$. Это означает, что сечение ОЭП в исследуемой нами области, в основном, определяется борновскими членами:

$\Delta\sigma_T \approx \Delta\sigma_{\text{борн.}}$. Величина соотношений $\Delta\sigma_{\text{изоб.}}/\Delta\sigma_T$ и $(\Delta\sigma_{\text{изоб.}} + \Delta\sigma_{\text{инт.}})/\Delta\sigma_T$, конечно, зависит от используемой при вычислениях модели; однако малость мультиполей E_{1+} и S_{1+} дает основание полагать, что учет их при вычислении $\Delta\sigma_{\text{изоб.}}$ и $\Delta\sigma_{\text{инт.}}$ не изменит величину полученных нами соотношений больше, чем на несколько процентов.

В работе /7/ приведены расчеты дифференциальных сечений для $W = 1236$ Мэв в модели типа "изобара плюс борновские члены". Мы выполнили такие же вычисления для того, чтобы сравнить наши результаты, полученные в статической модели, с результатами релятивистской модели /7/. Как видно из рисунка 3, согласие между обеими моделями хорошее. Расчеты проводились с формфакторами $F_\pi = F_1^V = 1,0$, $G_M^V = 2.35$. При этом полное сечение процесса $\pi^- + p \rightarrow e^+ + e^- + \pi$ составляет $(4,7 \pm 0,1) \cdot 10^{-31}$ см², что согласуется с результатом работы /7/: $4,7 \cdot 10^{-31}$ см².

Рисунок 4 показывает, как происходит вычитание сечений $\Delta\sigma_{\text{изоб.}}$ и $\Delta\sigma_{\text{инт.}}$ по переменным k^2 и $\cos\theta^*$ при детектировании процесса ОЭП нашей экспериментальной установкой.

Почти полное подавление вклада изобары в измеряемое сечение приводит к отсутствию зависимости $\Delta\sigma_T$ от формфактора изобары.

Этот эффект иллюстрирует рисунок 5. При расчетах предполагалось, что $F_\pi = F_1^V = \frac{2}{1 - k^2/4M^2} (G_M^V - \frac{k^2}{4M^2} G_M^V)$.

Таким образом, в $\Delta\sigma_T$ остается зависимость лишь от двух параметров F_π и F_1^V , которые предполагались действительными. Значения F_π и F_1^V варьировались в интервале от

0 до 2,0; для вычисления формфактора изобары использовалось соотношение: $G_M^* \sim G_{\text{изб}} = F_1^V / (1 - \frac{3,7k^2}{4M^2 - k^2})$.

4. Экспериментальные результаты

Сравнение экспериментального сечения $\Delta \sigma_{\text{эксп.}}$ с теоретическим $\Delta \sigma_T$ для двух наборов значений формфакторов показано на рис. 2 и свидетельствует о хорошем согласии теории и эксперимента. Таблица на рис. 6 представляет значения теоретических сечений $\Delta \sigma_T$ в зависимости от двух параметров: электрического формфактора пиона и изотопвекторного дираковского формфактора нуклона. Та область, где в пределах одной экспериментальной ошибки существует согласие между теорией и экспериментом, ограничена сплошными линиями.

Если в рассматриваемой области малых значений квадрата передаваемого импульса k^2 модель справедлива, то описание экспериментальных данных при $F_\pi = F_1^V = 1,0$ должно быть удовлетворительным.

На рис. 7 приводятся экспериментальные распределения по четырем независимым переменным, полученные при помощи процедуры, описанной в работе /1/. Сплошная кривая, вычисленная при $F_\pi = F_1^V = 1,0$, хорошо согласуется с экспериментальными данными, что дает основания использовать модель для определения формфакторов. Воспользуемся данными по полному сечению. Как видно из рисунка 6, специфика поведения теоретического сечения такова, что можно установить только верхнюю границу*) для обоих формфакторов: $F_\pi < 1,25$; $F_1^V < 1,3$

*) Нетрудно заметить, что повышение точности в $\Delta \sigma_{\text{эксп.}}$ лишь уточнит верхние границы формфакторов F_π и F_1^V , но не позволит определить их независимо.

(1 стандартная ошибка) и $F_{\pi} < 1,36$; $F_1^V < 1,44$.

(2 стандартных ошибки). Для наглядности столбец таблицы $F_{\pi} = 1,0$ и строка $F_1^V = 1,0$ показаны на рисунке 8. Из рисунков 6 и 8 следует,

что установление нижнего предела значения формфактора по полному сечению возможно либо при фиксировании одного из них, либо при

наличии связи между ними. Воспользуемся для пионного формфактора

представлением $F_{\pi} = F_{\rho} = (1 - k^2/m_{\rho}^2)^{-1}$. Эта формула описывает поведение модуля пионного формфактора в дорезонансной области при $k^2 > 0$ и близка к значениям пионного формфактора, определяемого в электророждении^{/8/}. Из сравнения теоретического сечения как

функции F_1^V с экспериментальным (см. рис. 9), можно сделать вывод,

что $0,7 < F_1^V < 1,2$. Этот результат не противоречит тому, что в пределах одной экспериментальной ошибки $F_1^V = F_{\pi}$ при $k^2 = 2 f^{-2}$.

Близость формфактора F_{π} к F_1^V наблюдается в электророждении^{/8/}.

Поэтому в качестве следующего предположения мы выбрали равенство

$F_{\pi} = F_1^V$ и во времениподобной области. Соответствующее теоретическое сечение показано на рис. 9: оно позволяет определять формфакторы с большей точностью

$$F_{\pi} = F_1^V = 1,07 \begin{matrix} +0,14 \\ -0,17 \end{matrix}.$$

Рассмотрим дифференциальные сечения процесса ОЭП. Некоторые из этих сечений обладают сильной зависимостью от формфакторов (см. рис.

10), что может позволить определить пионный и нуклонный формфакторы

с большей точностью. Точность, пока полученная в настоящем эксперименте,

недостаточна для использования информации о форме дифференциальных сечений. Поэтому мы ограничиваемся определением верхних

границ формфакторов и определением средних значений формфакторов

пиона и нуклона в точке $k^2 = 2 f^{-2}$ при условии $F_{\pi} = F_1^V$.

Именно это значение формфактора пиона показано на рис. II вместе с мировыми данными, полученными в экспериментах по прямому электро-рождению пиона.

В В О Д Ы

В результате анализа процесса $OЭП \pi^- + p \rightarrow e^+ + e^- + \pi$ при $k^2 = 2 f^{-2}$, $W = 1295$ Мэв, нами были сделаны следующие выводы:

1. Показано, что в настоящем эксперименте основной вклад в сечение вносят борновские члены. Интерференция между борновскими членами и амплитудой магнитного дипольного перехода практически полностью компенсирует вклад изобары.

2. Предыдущие два обстоятельства позволяют, в принципе, дать теоретическое описание процесса с точностью не хуже 10%.

3. Экспериментальные результаты как по полному так и по дифференциальным сечениям хорошо согласуются с теоретическими расчетами.

4. Получены независимые оценки верхних границ формфакторов F_π и F_1^V при $k^2 = 2 f^{-2}$:

$$F_1^V < 1,3 \quad ; \quad F_\pi < 1,25 \quad (1 \text{ ст. ошибка})$$

$$F_1^V < 1,44 \quad ; \quad F_\pi < 1,36 \quad (2 \text{ ст. ошибки})$$

5. При использовании предположений относительно одного из формфакторов получены следующие результаты:

а) если $F_\pi = (1 - k^2/m_p^2)^{-1} = 1,15$, то $F_1^V = 0,7 \pm 1,2$

б) если $F_\pi = F_1^V$, то $F_\pi = F_1^V = 1,07^{+0,14}_{-0,17}$

6. Показано, что анализ дифференциальных сечений (в особенности $d\sigma/d\cos\theta^*$) позволяет при увеличении статистического материала повысить точность определения формфакторов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Д.К.Акимов, Л.С.Вертоградов, А.В.Демьянов, А.В.Купцов, Л.Л.Неменов, Д.М.Хазинс, Д.М.Чиркин, Д.Д.Прокошкин, Н.М.Агабабян, И.А.Керопян, Г.Г.Мкртчян, С.Ф.Бережнев, А.В.Куликов, Г.И.Смирнов, Ядерная физика 13, 748 (1971).
2. S.Devons, C.Sabat, P.Nemethy, E.Carpua, A.Lanzara, Phys.Rev. 184, 1356 (1969).
3. В.Балуяи, ЕФИ-Тф-7(71), Ереван, 1971 (на английском языке).
4. Д.С.Суровцев и Ф.Г.Ткебучава, ОИЯИ, P2-4561, Дубна, 1968.
5. S.Fubini, Y.Nambu, V.Wataghin, Phys.Rev. 111, 329 (1958).
6. А.В.Тарасов и Л.Г.Ткачев, ОИЯИ, P2-4970, Дубна, 1970.
7. M.Karatchentzeff, G.Cochard, P.Kessler, B.Roehner, College de France, P.A.M. 71-05 (1971) (авторы благодарны профессору П.Кесслеру за раннее сообщение результатов вычислений).
8. K.Heinloth, Talk presented at the Daresbury Study Weekend on Inelastic Electron Scattering, June 1971, Hamburg, DESY 71/35.

Рукопись поступила в издательский отдел
29 декабря 1971г.

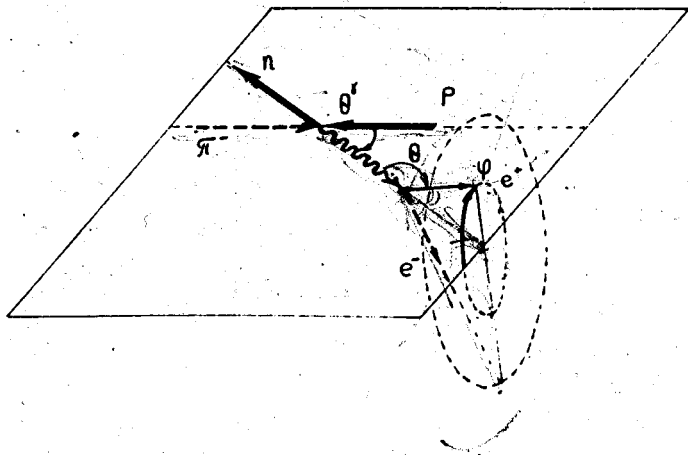
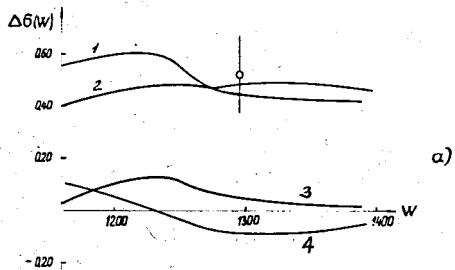
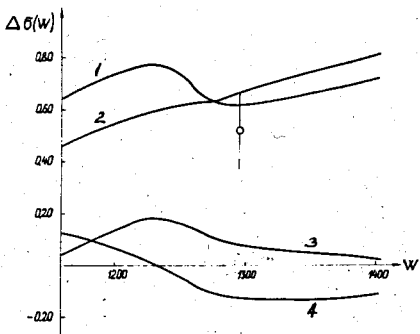


Рис. 1. Кинематика процесса $\pi^- p \rightarrow e^+ e^- n$ в πp системе масс.



а)



б)

Рис. 2. Зависимость сечения $\Delta\sigma_{\pi}$ от полной энергии в $\pi\pi$ системе центра масс.

Кривые рассчитаны при а) $F_{\pi} = F_1^v = 1,0$; $G_M^v = 2,35$;

б) $F_{\pi} = (1 - k^2/m_p^2)^{-1}$, $F_1^v = G_{EP}^v (1 - \frac{3,7k^2}{4M^2 - k^2})$,
 $G_M^v = 2,35 G_{EP}^v$, где $G_{EP}^v = (1 - k^2/0,71)^{-2}$

Кривые описывают суммарное сечение (1); вклад борновских членов (2), изобары (3), интерференции изобары с борновскими членами (4).

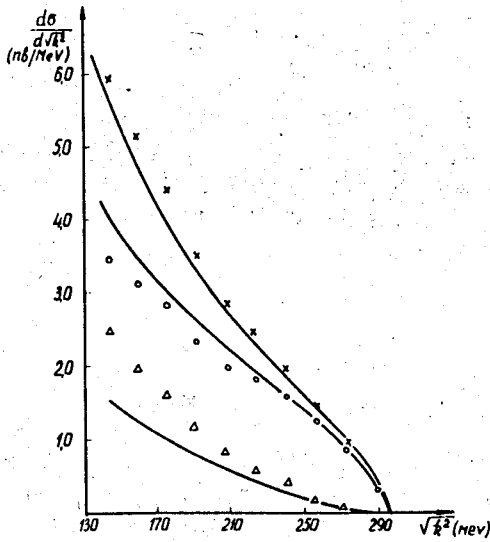


Рис. 3. Дифференциальное сечение ОЭП при $W = 1236$ Мэв ($\sqrt{k^2} > 135$ Мэв), вычисленное в модели Фубини, Намбу и Ватагина при $F_{\pi} = F_1^V = 1,0$; $G_M^V = 2,35$.
 + - суммарное сечение, o - вклад борновских членов, Δ - вклад изобары. Сплошные кривые взяты из работы [7].

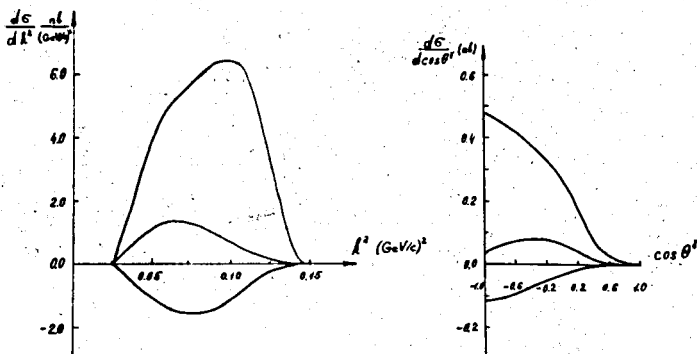


Рис. 4. Вклад в сечение борновских членов (верхняя кривая), изобары (средняя кривая) и интерференции (нижняя кривая) в зависимости от k^2 и $\cos\theta^1$.

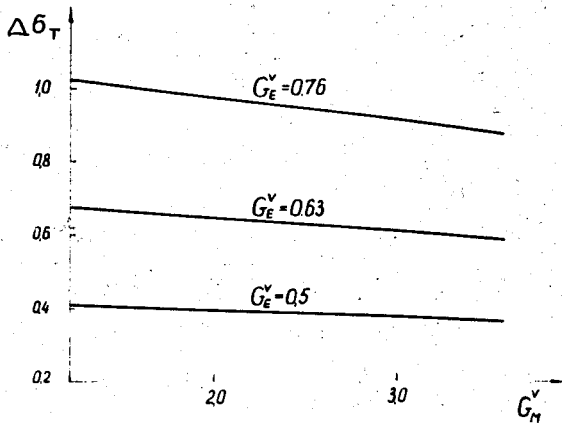


Рис. 5. Иллюстрация слабой зависимости Δb_T в точке $W = 1295$ Мэв от фактора G_M^V .

F_1^v	F_π	2.0	1.8	1.6	1.4	1.2	1.0	0.8	0.6	0.4	0.2	0.0
2.0		1.84	1.66	1.57	1.59	1.69	1.90	2.20	2.59	3.09	3.68	4.36
1.8		1.74	1.49	1.33	1.27	1.30	1.44	1.66	1.99	2.41	2.92	3.53
1.6		1.73	1.41	1.18	1.04	1.00	1.06	1.21	1.46	1.81	2.25	2.79
1.4		1.81	1.41	1.11	0.90	0.79	0.77	0.85	1.03	1.30	1.67	2.14
1.2		1.97	1.50	1.13	0.85	0.66	0.57	0.58	0.68	0.88	1.18	1.57
1.0		2.23	1.68	1.23	0.88	0.62	0.46	0.39	0.42	0.52	0.77	1.09
0.8		2.57	1.95	1.43	1.00	0.67	0.43	0.29	0.25	0.30	0.45	0.70
0.6		2.99	2.30	1.71	1.21	0.80	0.49	0.28	0.17	0.14	0.22	0.39
0.4		3.51	2.74	2.07	1.50	1.02	0.64	0.36	0.17	0.07	0.08	0.17
0.2		4.11	3.27	2.53	1.88	1.33	0.88	0.52	0.26	0.09	0.02	0.04
0.0		4.80	3.89	3.07	2.35	1.73	1.20	0.77	0.43	0.19	0.05	0.00
							$\Delta \bar{b} = 0.68$		$\Delta \bar{b} = 0.52$		$\Delta \bar{b} = 0.36$	

Рис. 6. Сравнение сечения $\Delta \bar{b}_T$ вычисленного в зависимости от параметров F_π и F_1^v с экспериментальным значением $\Delta \bar{b}_{\text{эксп.}} = 0.52 \pm 0.16$ нбн. Та область, где в пределах одной экспериментальной ошибки существует согласие между теорией и экспериментом, ограничена сплошными линиями.

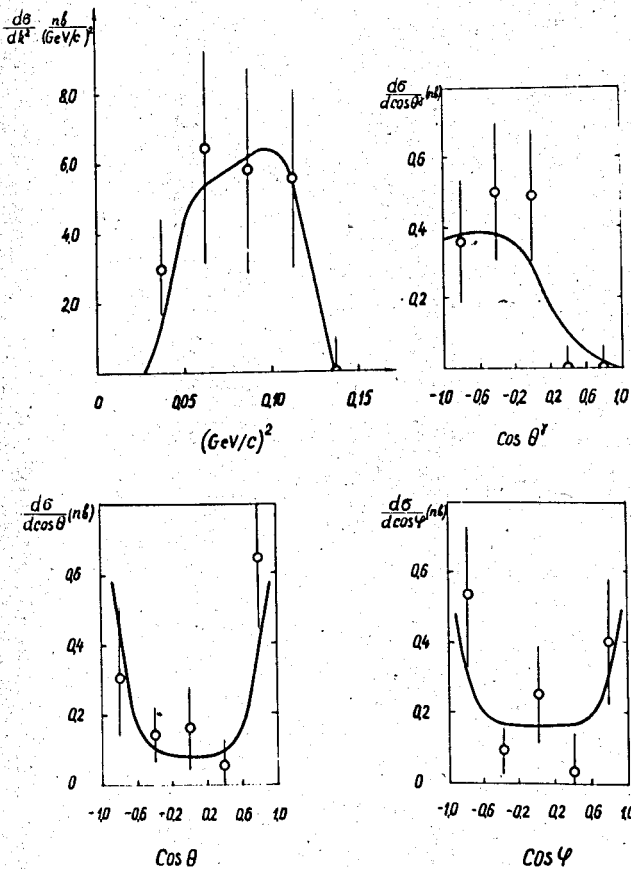


Рис. 7. Сравнение экспериментальных распределений по четырем независимым кинематическим переменным с теоретическими расчетами при $F_\pi = F_i^V = 1,0$.

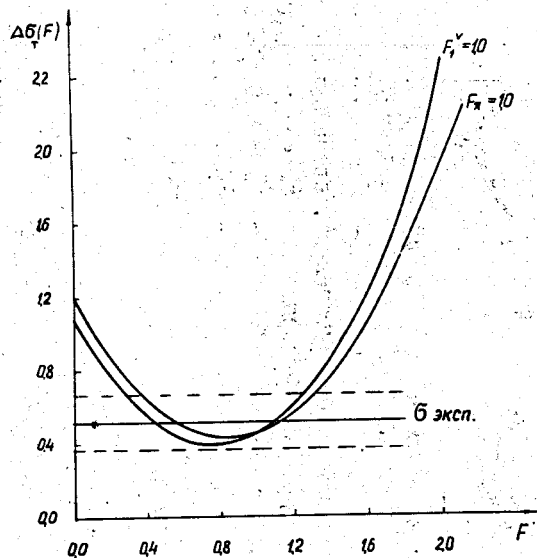


Рис. 8. Поведение теоретического сечения при фиксации одного из формфакторов $\Delta \sigma_{\text{эксп.}} = 0.52 \pm 0.16$ нон.

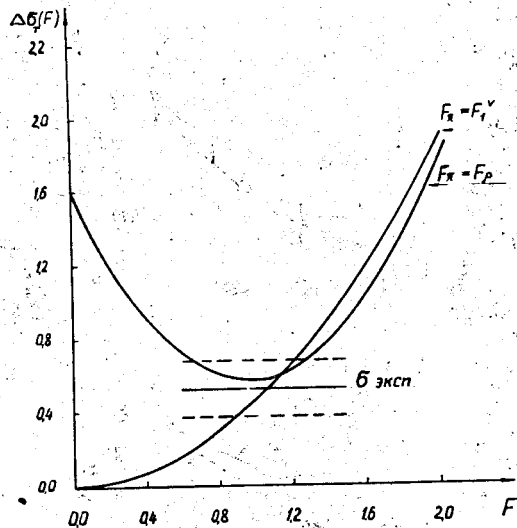


Рис. 9. Поведение теоретического сечения при следующих предположениях:
а) $F_{\pi} = (1 - k^2/m_p^2)^{-1}$, б) $F_{\pi} = F_{\gamma}^y$.

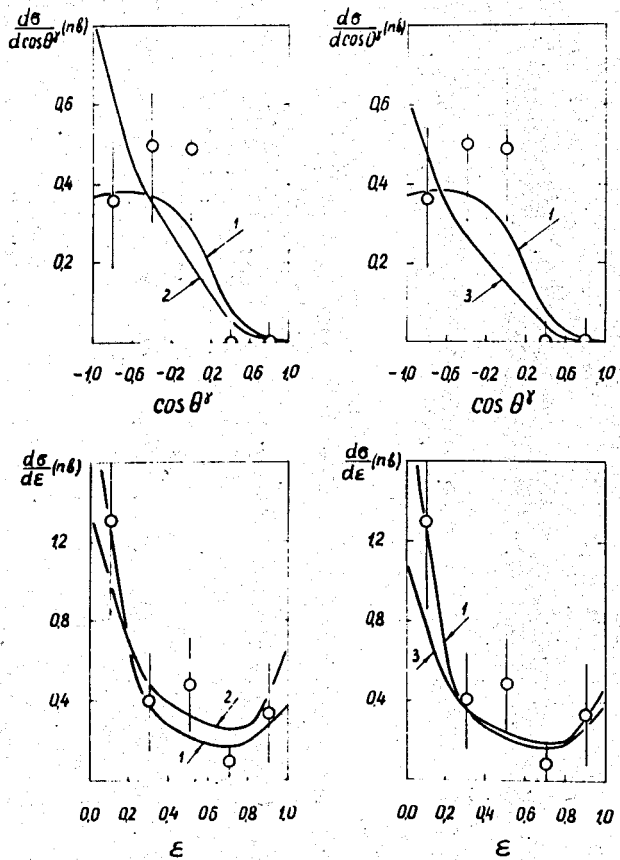


Рис. 10. Зависимость теоретических дифференциальных сечений от формфакторов: 1 - $F_\pi = F_1^\nu = 1,0$; 2 - $F_\pi = 0,8, F_1^\nu = 0,2$; 3 - $F_\pi = 0, F_1^\nu = 0,6$.

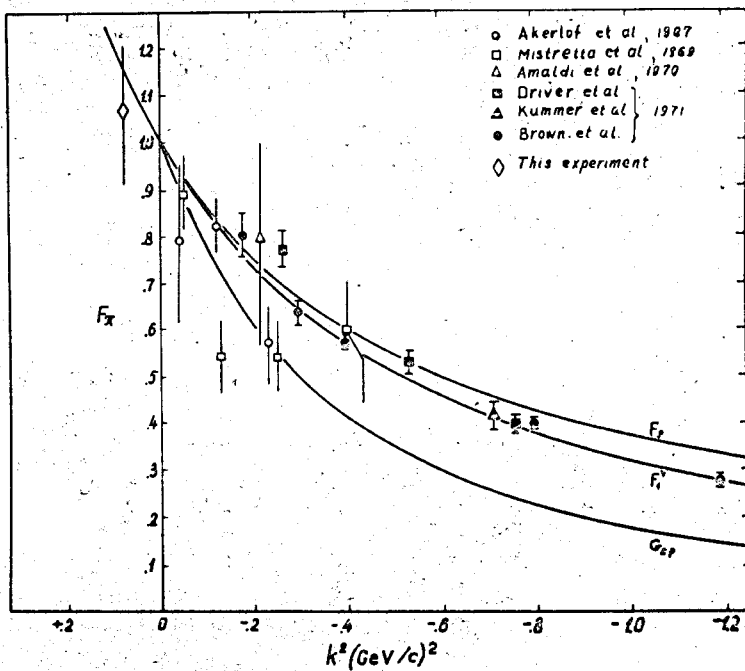


Рис. II. Мировые данные по пионному формфактору, полученные в экспериментах по электроррождению пионов. Значение F_{π} ($2 f^{-2}$) полученное в настоящей работе показано ромбиком.