

C.346.2a

22/1-72

C-506

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

1709/2-72

P1 - 6289



Г.И.Смирнов

ИССЛЕДОВАНИЕ  
ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ СТРУКТУРЫ ПИОНА,  
ИЗОБАРЫ И НЕЙТРОНА В ЭЛЕКТРОРОЖДЕНИИ  
ПИОНОВ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

1972

P1 - 6289

Г.И.Смирнов

ИССЛЕДОВАНИЕ  
ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ СТРУКТУРЫ ПИОНА,  
ИЗОБАРЫ И НЕЙТРОНА В ЭЛЕКТРОРОЖДЕНИИ  
ПИОНОВ

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

## Введение

1. Электромагнитные взаимодействия и формфакторы. Для описания взаимодействия элементарных частиц с произвольным электромагнитным полем необходимо знание электромагнитных формфакторов этих частиц. Электромагнитное поле описывается при помощи фотонов, которые могут быть как реальными, так и виртуальными. Взаимодействие произвольного фотона с нуклоном может быть представлено диаграммой, показанной на рис. 1. Нетрудно убедиться в том, что этой диаграмме можно сопоставить несколько разновидностей процесса взаимодействия фотона с нуклоном. Простейшие реакции, в которых пион не участвует, а фотон является виртуальным – это упругое рассеяние электрона на нуклоне и процесс аннигиляции:

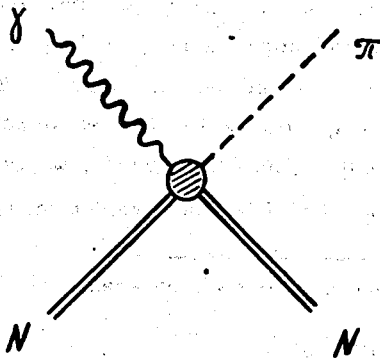


Рис. 1. Диаграмма, соответствующая общему случаю взаимодействия фотона с нуклоном.

$$e^{-} + N \rightarrow e^{-} + N , \quad (1a)$$

$$e^{-} + e^{+} \rightarrow N + \bar{N} . \quad (16)$$

Реальному фотону на диаграмме рис. 1 соответствуют процессы фоторождения пионов и обратного фоторождения пионов:

$$\gamma + N \rightarrow N + \pi , \quad (2)$$

$$\pi^{-} + p \rightarrow n + \gamma .$$

Более сложными, пятичастичными процессами (виртуальный фотон на диаграмме рис. 1) являются процессы прямого и обратного электророждения пионов:

$$e^{-} + N \rightarrow e^{-} + N + \pi , \quad (3a)$$

$$\pi^{-} + p \rightarrow n + e^{+} + e^{-} . \quad (36)$$

Электромагнитные формфакторы зависят лишь от квадрата четырехимпульса фотона. В процессах (2) фотон лежит на массовой поверхности:  $k^2 = 0$ . Это дает возможность изучать формфакторы, связанные с переходом нуклонов в возбужденные состояния ( $\gamma NN^*$  transition form factors). Процессы (1a) и (3a) позволяют исследовать формфакторы в пространственноподобной области передаваемых импульсов  $k^2 < 0$ , а процессы (16) и (36) – во времениподобной области  $k^2 > 0$ . Динамика взаимодействия в процессах (1a,6) позволяет получить безмодельное определение нуклонных формфакторов  $x/$ ; формфакторы пиона и нуклона, определяемые в процессе (3), являются модельнозависимыми.

---

<sup>x/</sup> То же самое относится к определению пионного формфактора в процессах

$$\pi^{-} + e^{-} \rightarrow \pi^{-} + e^{-} , \quad (4a)$$

$$e^{+} + e^{-} \rightarrow \pi^{+} + \pi^{-} . \quad (46)$$

2. Упругое рассеяние электронов (1а), (4а). Со времени первых экспериментов Хофштадтера по рассеянию электронов на протонах /1/ и электронов на дейтронах /2/ по электромагнитным формфакторам протона и нейтрона в пространственноподобной области передаваемых импульсов накоплено значительное количество данных /3,4/. На основании этих данных установлен так называемый "масштабный закон" /5/, связывающий нуклонные формфакторы следующим образом:

$$\frac{G_{\mu p}(k^2)}{\mu_p} = \frac{G_{\mu n}(k^2)}{\mu_n} = G_{Ep}(k^2); \quad G_{En} \sim 0,$$

причем  $G_{Ep} \approx (1 - k^2/0,71)^{-2}$  ( $k^2$  измеряется в  $(\text{Гэв}/c)^2$ ). Последнее соотношение получило название "дипольной формулы". С повышением точности экспериментов удалось заметить нарушения масштабного закона /6/, который, конечно, является не законом, а удобной аппроксимацией экспериментальных данных. Теоретически масштабный закон получается из нерелятивистской кварковой модели и  $SU_6$ .  $SU_6$ , однако, предсказывает  $\mu_p / \mu_n = 1,5$ , тогда как эксперимент дает  $\mu_p / \mu_n = 1,45978$ . Проведенные недавно анализы экспериментальных данных указывают на величину отклонений от дипольной формулы /7/ и масштабного закона /8/ порядка нескольких процентов.

Упругое рассеяние пионов на электронах, в принципе, позволяет получить модельнезависимую информацию об электромагнитной структуре пиона для  $k^2 < 0$ . До настоящего времени экспериментаторам в этом процессе была доступна лишь область малых значений передаваемого импульса ( $k^2 \sim 0,003 (\text{Гэв}/c)^2$ ), что позволило дать оценки среднеквадратичного радиуса пиона /9,10/ (см. табл. 1).

3. Встречные ( $e^+e^-$ ) пучки (1б), (4б). До настоящего времени не было поставлено экспериментов по изучению нуклонных формфакторов в процессе (1б)  $x/$ . В работах /11,12/ были сделаны попытки наблюдения процесса  $p\bar{p} \rightarrow e^+e^-$ . Не зарегистрировав ни одного события, авторы работы /11/ приводят оценку нуклонных формфакторов во времениподобной области передаваемых импульсов:  $|G_{Ep}| = |G_{Mp}| \leq 0,15$  при

$x/$  Предварительные данные, касающиеся регистрации процесса  $e^+e^- \rightarrow N\bar{N}$ , опубликованы в /81/.

$k^2 = 6,8$  (Гэв/с)<sup>2</sup>. Оценки, сделанные авторами работы /12/, основаны на наблюдении двух событий, которые можно было бы приписать процессу аннигиляции нуклонов в ( $e^+e^-$ ) пару при  $k^2 = 5,1$  (Гэв/с)<sup>2</sup>:  $|G_{E\rho}| = |G_{M\rho}| < 0,20$ . При  $k^2 = 6,6$  (Гэв/с)<sup>2</sup> ими не было зарегистрировано ни одного события:  $|G_{E\rho}| = |G_{M\rho}| < 0,16$ .

Т а б л и ц а I

Результаты экспериментального измерения  
среднеквадратичного радиуса пиона

Автор	$\langle r_\pi^2 \rangle^{1/2}$ (f)	Метод
Crowe et al. Block et al.	$2,96 \pm 0,43$ < 0,9	$\pi^+/\pi^-$ упругое рассеяние на He <sup>4</sup>
Allan et al. Cassel et al.	< 4,5 < 3,3	$\pi$ -е упругое рассеяние
Akerlof et al. Akerlof + Mistretta	$0,80 \pm 0,10$ $0,86 \pm 0,14$	Прямое электророждение пионов
Devons et al.	< 1,9	Обратное электророждение пионов
Auslender et al. Augustin et al.	$0,632 \pm 0,009$ $0,628 \pm 0,003$	$e^- + e^+ \rightarrow \pi^- + \pi^+$

Изучение процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$  дает возможность получать информацию лишь о модуле пионного формфактора  $|F_\pi|$  в области  $k^2 > 4m_\pi^2 - 2f^{-2}$ . В настоящее время имеется ольшое количество экспериментальных данных /14-18/ в области  $k^2 > 8f^{-2}$ . При использовании предположения о брейтвигнеровской форме  $\rho$ -резонанса, среднеквадратичный радиус пиона определяется по этим данным с высокой точностью (см. табл. 1).

4. Прямое электророждение пионов (3а). Эксперименты по электророждению пионов дают возможность изучать как нуклонные формфакторы, так и формфактор пиона. Однако в отличие от методов, описанных в пунктах 2 и 3, информация о формфакторах существенно зависит от теоретической модели, применяемой для описания эксперимен-

тальных данных. Большинство экспериментов по прямому электророждению посвящено изучению формфактора изобары  $\Delta$  (1236), доминирующей в сечении при  $W \sim 1,3$  Гэв /19-24/, ( $W$  - полная энергия в  $\pi N$  с.ц.м.) и формфактору пиона /25-30/. При извлечении сведений о пионном формфакторе используют данные по нуклонным формфакторам, полученные в экспериментах по упругому  $eN$ -рассеянию. Электрический формфактор нейтрона  $G_{E_n}(k^2)$  специально изучался лишь в двух экспериментальных работах /31,32/; несколько теоретических работ было посвящено анализу экспериментальных данных для извлечения сведений о  $G_{E_n}(k^2)$  /33-35/.

5. Обратное электророждение пионов (36). Для времени-подобной области передаваемых импульсов этот процесс предоставляет такие же возможности для изучения формфакторов нуклона и пиона, как и процесс (3а) для пространственноподобной области. Бедность экспериментальных данных /36-38/ объясняется отсутствием пионных пучков с интенсивностями  $10^6 - 10^7$  сек<sup>-1</sup>. В /36/ получена оценка пионного и нуклонного формфакторов при  $k^2 = 2t^{-2}$ :  $F_\pi < 1,25$ ,  $F_\pi^\gamma < 1,3$  (1 стандартное отклонение) и значение формфакторов при условии  $F_\pi = F_\pi^\gamma$ :  $F = 1,07^{+0,14}_{-0,17}$ .

Процесс обратного электророждения дает практически единственную возможность исследовать формфакторы пиона и нуклона в допороговой области процессов аннигиляции:  $k^2_{\text{порог.}} (e^+ e^- \rightarrow \pi^+ \pi^-) = 4m_\pi^2$ ;

$k^2_{\text{порог.}} (e^+ e^- \rightarrow N\bar{N}) = 4M^2$ . Кроме того, сечение процесса (36) чувствительно не только к модулю формфакторов, но и к фазе формфакторов, которые в послепороговой области процессов (16) и (46) являются комплексными. В этом процессе сильно подавлен вклад изобары в сечение /38,39/, что позволяет, в принципе, дать теоретическое описание с высокой точностью.

6.  $\pi$ -<sup>4</sup>He-рассеяние. Электромагнитную структуру пиона, в принципе, можно изучать и в процессах рассеяния пионов на ядрах /40/. Было проведено три эксперимента /41-43/ по рассеянию положительных и отрицательных пионов на ядрах <sup>4</sup>He. В этих экспериментах квадрат пере-

даваемого четырехимпульса фотона не превышает  $0,09$  (Гэв/с)<sup>2</sup>. Из сравнения экспериментальных и теоретических угловых распределений пионов были получены данные о среднеквадратичном радиусе пиона (см. табл. 1). Видно, что данные по  $\pi - {}^4\text{He}$  рассеянию находятся в противоречии между собой. Дело в том, что анализ этих экспериментальных данных (некоторые из них получены со статистической ошибкой  $\sim 3\%$ ) подвержен значительным теоретическим неопределенностям, связанным с проблемой описания сильного взаимодействия пионов с ядрами. R. Christensen /44/ проанализировал результаты работ /41-43/ и отметил, что учет релятивистских эффектов чрезвычайно сильно изменяет величину  $r_\pi$  (см. табл. II). Таким образом, трудности теоретического описания не позволяют пока получить надежную информацию о структуре пиона в процессах  $\pi - {}^4\text{He}$  рассеяния.

Т а б л и ц а II

Влияние релятивистских поправок на величину  $\langle r_\pi^2 \rangle^{1/2}$ , определяемую в  $\pi - \text{He}^4$  рассеянии

Автор	Энергия пиона (Мэв)	$\langle r_\pi^2 \rangle^{1/2} (f)$	
		Нерелятивистские расчеты	Релятивистские расчеты
Nordberg et al.	24,0	1,46	0,87
Block et al.	50	1,90	1,46
	58	2,91	1,31
	65	1,45	1,00
Crowe et al.	51,3	2,90	0,85
	59,7	2,45	0,66
	67,6	2,39	0,99
	75,0	2,39	0,99



## 1. Модельное описание электророждения

В однофотонном приближении, справедливость которого была проверена во многих экспериментах /45/, прямое электророждение пионов может быть описано при помощи диаграмм, изображенных на рис. 2. Это соответствует тому, что амплитуда электророждения описывается суммой амплитуд, соответствующих взаимодействию виртуального фотона а) с протоном, б) с нейтроном, в) с виртуальным пионом и г) с изобарой.

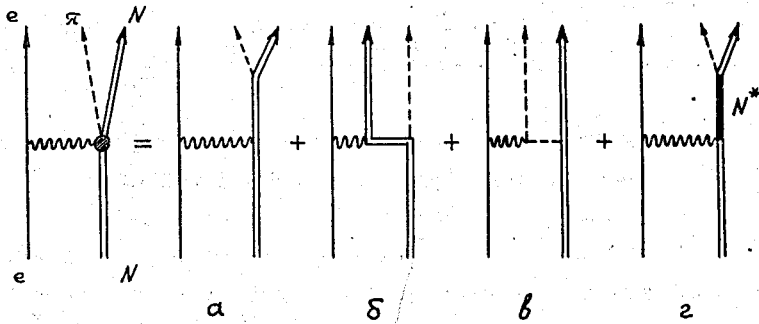


Рис. 2. Диаграммы, описывающие электророждение пиона в однофотонном приближении.

Сечение электророждения может быть записано в следующем виде:

$$\frac{d\sigma}{dE' d\Omega_e d\Omega_\pi^*} = \Gamma_v \frac{d\sigma_v}{d\Omega_\pi^*},$$

где  $\Gamma_v$  представляет число виртуальных фотонов, отнесенных к числу электронов, рассеянных в интервал  $dE'$  и в элемент телесного угла

$d\Omega_e$ ;  $\frac{d\sigma_v}{d\Omega_\pi^*}$  соответствует сечению фоторождения виртуальными фотонами и записывается так:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_v}{d\Omega_\pi^*} = & A + \epsilon B + \epsilon C \sin^2 \theta_\pi^* \cos 2\phi + \\ & + [\epsilon(\epsilon + 1)]^{1/2} D \sin \theta_\pi^* \cos \phi. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь  $\epsilon$  - параметр поляризации виртуального фотона (см. /48/),  $\theta_{\pi}^*$  - полярный угол вылета пиона по отношению к фотону в  $\pi N$  с.п.м.,  $\phi$  - азимутальный угол между плоскостью рассеяния электрона и плоскостью фоторождения пиона.

Информация о структуре адронов в рассматриваемом процессе электроррождения содержится в четырех функциях  $A$ ,  $B$ ,  $C$  и  $D$  от трех переменных:  $W$ ,  $k^2$  и  $\theta_{\pi}^*$ . Для того чтобы выделить формфакторы, связанные с вершинами  $(\gamma pp)$ ,  $(\gamma pp)$ ,  $(\gamma pp)$  и  $(\gamma N \Delta)$ , необходимо использовать детальное теоретическое описание процесса электроррождения. Рядом авторов были развиты различные подходы к описанию электроррождения, которые можно было бы сгруппировать следующим образом:

1а. Одномерные дисперсионные соотношения. Этот подход впервые был использован Фубини, Намбу и Ватагиным /47/ (в дальнейшем  $FNW$ ), которые развили для электроррождения теорию Чу, Голдбергера, Лоу и Намбу /48/, созданную для фоторождения пионов. В этом подходе, оказавшемся довольно удачным для области первого  $\pi N$  резонанса, предполагается, что наиболее важные физические эффекты могут быть учтены с помощью борновских членов и резонансного магнитного перехода в конечное состояние с квантовыми числами  $3/2 - 3/2$ . При этом расчеты проводились в рамках статической модели. Оценивая область применимости модели, авторы приводят цифру  $k^2 \leq 6f^{-2}$ .

1б. Представление Манделъштама. Такое название получил метод двойных дисперсионных соотношений для электроррождения, развитый в работах **Dennery** /49/ и **Jones** /50/. Здесь осуществлено релятивистское рассмотрение процесса, однако метод не получил применения для анализа экспериментальных данных.

1в. Релятивистские дисперсионные модели. Для описания электроррождения многими авторами использовались релятивистские одномерные дисперсионные соотношения /51-58/, однако, лишь некоторые из них /52,55/ применялись для анализа экспериментальных данных.

Теории Загури /52/ и Адлера /55/ представляют собой некоторое улучшение модели  $FNW$ . Основным их достоинством является полностью реля -

тивистское рассмотрение отдачи нуклона. При этом, как отмечают и Адлер и Загури, при малых значениях передаваемого импульса их модели согласуются с результатами раздела 3 ("Статическое приближение") работы FNW.

В работах фон Гелена /56-58/ получены решения интегральных уравнений для резонансных мультиполей  $M_{1+}$ ,  $E_{1+}$  и  $S_{1+}$ , определяемых в экспериментах по электроррождению  $\pi^0$  - мезонов.

2а. Изобарная модель. Целью создания этой полуфеноменологической модели /59/ явилось простое описание уже существующих экспериментальных данных по фоторождению пионов, которое, тем не менее, не ограничивалось бы рамками статмодели. Впоследствии эта модель была развита для электроррождения Салэном /60,33/. Для описания изобарного члена использовались электрический  $E_{1+}$  и магнитный  $M_{1+}$  мультиполи, форма которых предполагалась резонансной. Кроме того использовались четыре неизвестных параметра: ширина резонанса и три константы взаимодействия. Эти параметры определялись из условия наилучшего согласия модели с экспериментальными данными, полученными в фоторождении. При рассмотрении электроррождения нет необходимости заново определять параметры, то есть такая простая модель имеет предсказательную силу.

К этому же типу моделей следует отнести модель /39/ "изобара плюс борновские члены", которая описывает обратное электроррождение пионов в области  $\Delta$  (1236) резонанса.

2б. Борновские модели. Так же как и изобарные модели, борновские модели успешно применялись при описании фоторождения /61/ при малых значениях передаваемого четырехимпульса  $t = (p - p')^2$ , где  $p$  и  $p'$  - четырехимпульсы нуклонов. Естественно поэтому было использовать такой же подход при малых  $t$  и  $k^2$  в электроррождении пионов. В модели этого типа /62/ рассматриваются борновские диаграммы и дисперсионные коррекции для учета вклада  $\Delta$  (1236) изобары аналогично тому, как это было предложено для фоторождения /63/. Девиниш и Лит /64/ рассматривали помимо этого влияние других резонансов, а Шмидт /65/ учитывал  $\rho$  - обмен для описания вклада изоскалярных фотонов. Как бу-

дет показано в дальнейшем, использование именно этих моделей дает наиболее точные в настоящее время значения пионного формфактора.

3. Модель доминантности векторных мезонов (VDM). Проблеме использования идеи векторной доминантности для связи сечений фоторождения пионов с сечениями процессов  $\pi N \rightarrow \rho N$  и  $\pi N \rightarrow \omega N$  посвящено значительное количество работ /66/. Появление экспериментальных данных по электророждению стимулировало распространение этих исследований /67,68/ на процесс виртуального фоторождения пиона (3). Для вычисления сечения (5) в модели VDM используется аналогия парциальных сечений электророждения с известными сечениями фоторождения и элементами матрицы плотности для процесса  $\pi^- p \rightarrow \rho^0 p$ . Сравнение модели с экспериментальными данными указывает на то, что  $k^2$  - зависимость сечений электророждения может быть учтена фактором  $F_\rho = (1 - k^2 / m_\rho^2)^{-1}$  до величин  $k^2 \leq 1$  (Гэв/с)<sup>2</sup>. Этот факт свидетельствует об удовлетворительном согласии поведения формфактора пиона с зависимостью  $(1 - k^2 / m_\rho^2)^{-1}$ , где  $m_\rho = 765$  Мэв.

### II. Электромагнитный формфактор пиона

Впервые на возможность определения формфактора  $F_\pi(k^2)$  в экспериментах по электророждению пионов было указано Фрэзером /72/. Для выделения амплитуды, соответствующей диаграмме в) на рис. 2; среди других, дающих значительный вклад в суммарную амплитуду, Фрэзер предложил экстраполировать угловое распределение пионов в полюс, лежащий вне физической области:  $t = (p - p')^2 = m_\pi^2$ . Ни в одном из экспериментов не была достигнута пока точность, необходимая для надежной экстраполяции. Однако во всех экспериментах авторы старались максимально приблизиться к нефизической области для увеличения чувствительности сечения к формфактору пиона.

Все эксперименты, посвященные исследованию формфактора пиона  $F_\pi(k^2)$ , можно разбить на три группы по области кинематической переменной  $W$ : а) эксперименты вблизи порога /27/, б) в окрестности  $\Delta$  (1236) резонанса /25,26/, в) в окрестности резонанса  $\Delta$  (1520) /28-30/ ( $W > 2$  Гэв).

В /27/ (а) было сделано лишь грубое определение формфактора  $F_{\pi}(k^2)$ , так как эксперимент был главным образом предназначен для определения аксиально-векторного формфактора нуклона  $G_A(k^2)$ <sup>x/</sup>.

Эксперимент Корнельской группы /25/ был первым экспериментом, давшим результаты по формфактору пиона. Для увеличения вклада пионного полюса исследовалась область малых углов вылета пионов по отношению к виртуальному фотону. Варьируемой кинематической переменной (при фиксированном  $k^2$ ) был параметр поляризации фотона  $\epsilon$ . В этой же области переменной  $W$  ( $W \sim 1,3$  Гэв) был выполнен эксперимент Кембриджской группы /26/. Здесь при фиксированном  $\epsilon$  варьировался угол между плоскостью реакции и плоскостью рождения пиона  $\phi$ . Значения формфактора пиона, измеренного в экспериментах групп а) и б), показаны на рис. 3 светлыми значками. Приведенные ошибки учитывают как экспериментальные ошибки, так и модельные погрешности. Среднеквадратичный радиус пиона, определенный в экспериментах группы б) (см. табл. 1) близок к протонному радиусу /7/.

Анализ экспериментальных данных группы в) позволил определить значения формфактора пиона  $F_{\pi}(k^2)$  с малыми модельными ошибками. Это было достигнуто тем, что для анализа были отобраны лишь данные в области малых значений  $|t|$ . Результаты вычисления  $F_{\pi}(k^2)$  с учетом только экспериментальных ошибок показаны на рис. 3 темными значками. Они не противоречат более ранним данным, однако вся совокупность данных по формфактору  $F_{\pi}(k^2)$  указывает на то, что среднеквадратичный радиус пиона меньше среднеквадратичного радиуса протона.

Вследствие того, что при регистрации процесса обратного электро-рождения пионов /38/ пока набран малый статистический материал, формфактор пиона, показанный на рис. 3 при  $k^2 = 0,078$  (Гэв/с)<sup>2</sup>, определен в предположении  $F_{\pi} = F_1^{xx/}$ .

---

<sup>x/</sup> Проблемы определения формфактора  $G_A(k^2)$  в электророждении подробно освещены в обзорах *E. Amaldi* /73/.

<sup>xx/</sup> В отличие от работ по прямому электророждению, здесь формфактор нуклона, так же как и  $F_{\pi}$ , является неизвестным параметром.

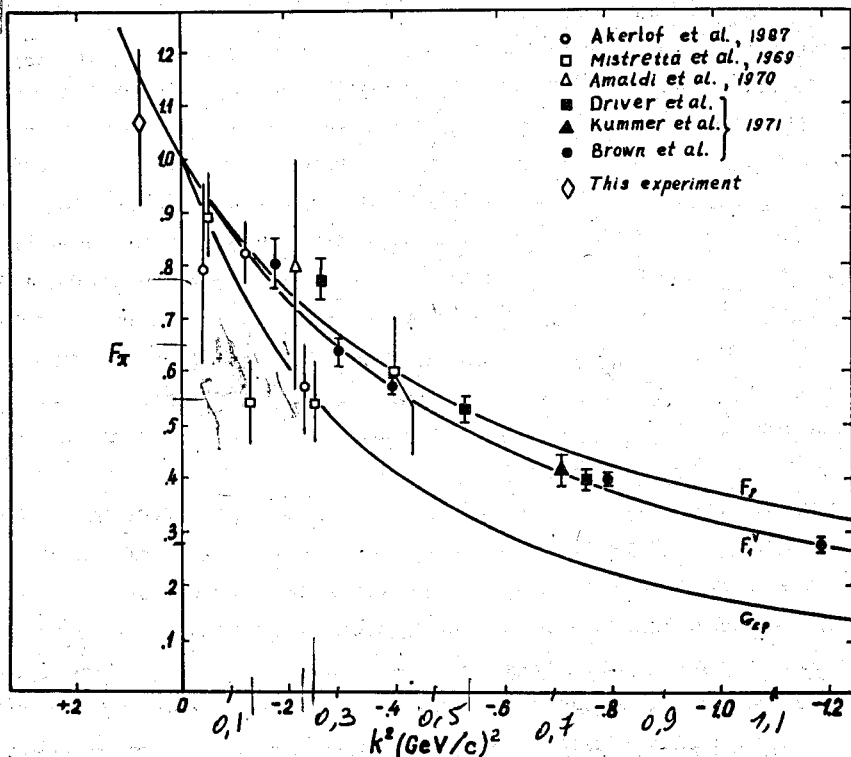


Рис. 3. Данные по пионному формфактору, полученные в экспериментах по электроррождению. Результаты эксперимента Amaldi и сотр. /27/ об-работаны в модели De Tollis и Nicolo /74/, экспериментов Akerlof /25/ и Mistretta /26/ - в модели Zagury. Резуль-таты, обозначенные темными значками, получены в борновской модели: (●, ■) - /62,75/, (▲) - /64/. Для определения  $F_{\pi}$  во времениподобной области /38/ использовались расчеты работы /76/, основанные на дисперсионной модели FNW /47/.

### III. Неопределенности модельного описания и точность определения формфактора пиона

Характерная величина статистических и систематических ошибок в экспериментах по электророждению пионов составляет 5%, а в некоторых работах /28/ - 2%. Это означает, что точность определения формфакторов, главным образом, обусловлена точностью теоретических расчетов, применяющихся для описания сечения электророждения. Как правило, теоретическая модель используется для определения формфакторов лишь после того, как осуществлена проверка возможности описания экспериментальных данных в некоторой области кинематических переменных. Хорошим способом проверки модели является сравнение теоретических расчетов, выполненных без свободного параметра  $F_\pi$ , с экспериментальными данными по электророждению  $\pi^0$  - мезонов. Оценка модельных неопределенностей в  $\pi^+$  - электророждении может быть сделана из сравнения результатов при одинаковых значениях  $k^2$ , но различных значениях других переменных. Как правило, при вычислениях авторы используют различные упрощающие предположения, которые могут привести к различным значениям формфакторов даже при адекватном описании разными моделями одних экспериментальных данных. В этом случае представление о величине модельной ошибки достигается при помощи сравнения результатов одного и того же эксперимента, обработанных с использованием различных моделей. Так, например, экспериментальные данные работы /26/ были проанализированы в рамках четырех моделей, три из которых дисперсионные /52,55,69/, а одна - типа борновской /70/. Результаты этого анализа приведены на рис. 4. Поскольку каждая группа точек при фиксированном значении  $k^2$  соответствует одной экспериментальной точке, разброс значений  $F_\pi(k^2)$  обусловлен модельными неопределенностями. Как видно из рисунка, неопределенности достигают величины 30%, однако типичной величиной, по-видимому, можно считать цифру 12-15%. Основным препятствием для повышения точности расчетов в этой области кинематических переменных  $\sqrt{s} \sim 1,3$  Гэв являются неопределенности описания изобары  $\Delta(1236)$ , которая дает значительный вклад в сечение электророждения. В /70/ высказывается мнение, что помимо этого неопределенности в формфакторе  $F_\pi(k^2)$  вызваны незнанием аксиально-векторного формфактора нуклона  $G_A(k^2)$ , от которого, в принципе, тоже зависит сечение электророждения.

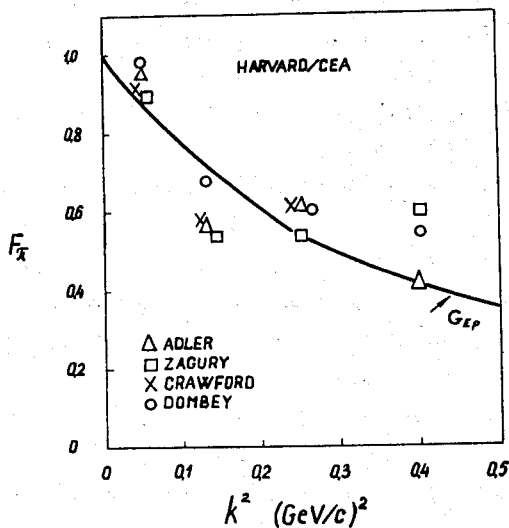


Рис. 4. Иллюстрация величин модельных погрешностей при описании электрождения в окрестности  $\Delta(1236)$  резонанса.

В 1971 году было проведено три эксперимента в области  $W \sim 2$  Гэв. В этой области нуклонные резонансы дают незначительный вклад в сечение; кроме того, при анализе отбирались данные с малыми значениями передаваемого импульса  $|t|$ , что давало возможность максимально приблизиться к пионному полюсу. Так, данные работы /28/ проанализированы в модели Berends /62/ при  $|t| \leq 0,06 \text{ (Гэв/с)}^2$ , а данные работы /29/ при  $|t| \leq m_\pi^2 = 0,0195 \text{ (Гэв/с)}^2$ . В этой области кинематических переменных модель /62/ очень хорошо описывает экспериментальные данные (см. рис. 5) при учете лишь  $M_{1+}$  мультиполя в дисперсионном интеграле. Учет мультиполей  $S_{1+}$  и  $E_{1+}$  изменял величину сечения лишь на 5% /28/. Этот факт свидетельствует о малой величине модельной неопределенности. Анализ экспериментальных данных в других моделях /64/ дает, согласно замечанию К. Беркельмана /71/, результаты, идентичные результатам модели Berends. Модель Schmidt /65/ дает слегка завышенные (по сравнению с Berends) значения  $F_\pi(k^2)$  при малых  $k^2$ .



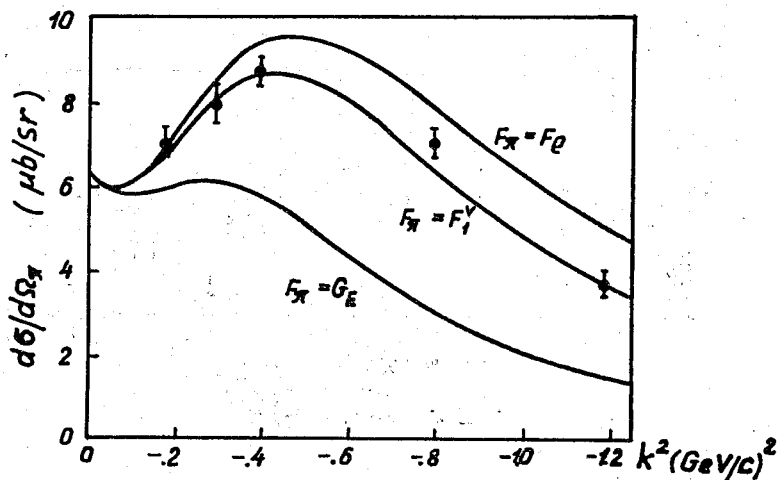


Рис. 5. Зависимость сечения электророждения <sup>/28/</sup> от  $k^2$  при  $W = 2,15$  Гэв,  $0 < \theta_\pi^* < 2,4$ . Кривые получены в модели Berends <sup>/62/</sup> при  $G_{E_n} = 0$ .

Как уже отмечалось в пункте (4) Введения, существуют основания надеяться, что при описании процесса обратного электророждения пионов в некоторых кинематических областях удастся достичь точности, сравнимой с результатами работ <sup>/28-30/</sup> по прямому электророждению пионов.

#### IV. Электрический формфактор нейтрона

В матричный элемент сечения электророждения формфактор  $G_{E_n}(k^2)$  входит из диаграммы б) рис. 2. Как было показано в одном из первых экспериментов по электророждению пионов <sup>/31/</sup>, сечение обладает заметной чувствительностью к  $G_{E_n}(k^2)$ . Это дает основания надеяться получить информацию о нейтронном формфакторе в электророждении независимо от экспериментов по  $e d$ -рассеянию. На рис. 6 показаны значения электрического формфактора нейтрона, известные в настоящее время из рассеяния электронов на дейтронах <sup>/77/</sup>. Большая величина модельной ошибки объясняется высокой чувствительностью формфактора к выбору волновой функции дейтрона, используемой при анализе. На практике оказалось, что погрешности в нейтронном формфакторе, получаемые

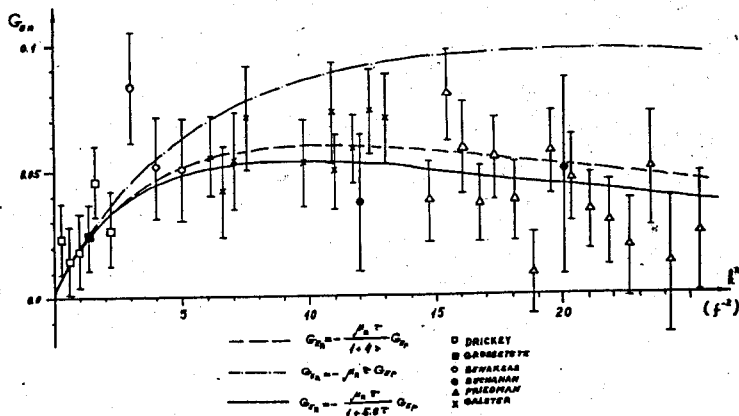


Рис. 6. Электрический формфактор нейтрона, измеренный в экспериментах по  $ed$ -рассеянию. Здесь  $r = k^2 / 4M^2$ . При анализе использовалась волновая функция Фешбаха-Ломона.

в электророждении, имеют такой же порядок, что в  $ed$ -рассеянии. Они обусловлены как неточностями значения пионного формфактора, так и погрешностями дисперсионных моделей.

На рис. 7 показаны значения электрического формфактора нейтрона  $G_{E_n}(k^2)$ , полученные в электророждении. Основная масса точек, лежащая ниже нуля, получена из анализа экспериментов, в которых детектировался лишь рассеянный электрон /31-33,35/. Анализ /69/ эксперимента Кембриджской группы /26/, в котором регистрировалось совпадение рассеянного электрона и пиона, дал значения  $G_{E_n}(k^2)$ , близкие к значениям, полученным в  $ed$ -рассеянии.

#### V. Формфактор изобары $\Delta$ (1236).

Электророждение  $\pi^0$ -мезонов дает возможность изучать формфактор, связанный с вершиной  $(\gamma N \Delta)$  (рис. 2г) /49,19/. Наиболее надежно этот процесс может быть изучен при регистрации рассеянного электрона и протона отдачи на совпадении /19-24/. Измеряемые угловые распределения протонов анализи-

руются в терминах  $s$ - и  $p$ -волн. При этом функции  $A$ ,  $B$ ,  $C$ ,  $D$  выражения для сечения (5) записываются в следующем виде:

$$\begin{aligned} A &= A_0 + A_1 \cos \theta_\pi^* + A_2 \cos^2 \theta_\pi^* \\ B &= B_0 + B_1 \cos \theta_\pi^* + B_2 \cos^2 \theta_\pi^* \\ C &= C_0 \\ D &= D_0 + D_1 \cos \theta_\pi^* \end{aligned} \quad (6)$$

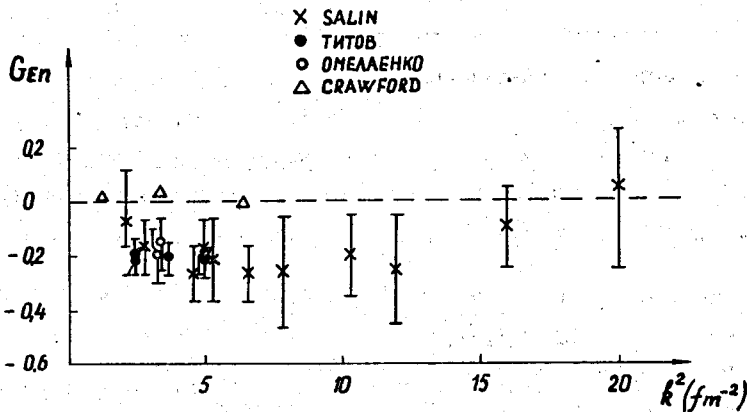


Рис. 7. Электрический формфактор нейтрона, измеренный в экспериментах по электророждению пионов.

Феноменологический анализ данных групп DESY /22/ и NINA /23/ позволил определить величины

$$\begin{aligned} \bar{A}_0 &= A_0 + \epsilon B_0 & \bar{A}_1 &= A_1 + \epsilon B_1 \\ \bar{A}_2 &= A_2 + \epsilon B_2 & C_0, D_0, D_1 & \end{aligned} \quad (7)$$

которые могут быть выражены с помощью мультиполей  $M_{1+}$ ,  $E_{1+}$  и  $S_{1+}$ .  
 В таблице III приведены результаты, полученные в работе /23/.

Т а б л и ц а III

Значения резонансных мультиполей, определяемых  
 в электророжении  $\pi^0$  мезонов при  $W = 1,205 - 1,265$  Гэв

Мультиполь	Эксперимент %	Теория von Gehlen %	Передаваемый импульс $k^2$ (Гэв/с) <sup>2</sup>
$E_{1+} / M_{1+}$	< 5	- 6	0,3 - 0,76
$S_{1+} / M_{1+}$	$-7,9 \pm 1,7$	- 12	0,3
	$-7,3 \pm 1,6$	-	0,45
	$-2,9 \pm 2,1$	-	0,6
	$-4,8 \pm 1,7$	- 8	0,76

Вообще говоря, с мультиполями  $M_{1+}$ ,  $E_{1+}$  и  $S_{1+}$  связывают три формфактора  $C_3$ ,  $C_4$ ,  $C_5$  /78,79/, соответствующие вершине  $(\gamma N \Delta)$ . Обычно ограничиваются изучением магнитного формфактора изобары  $G_M^*(k^2)$ , который определяется зависимостью доминирующего мультиполя  $M_{1+}$  от квадрата передаваемого четырехимпульса /21/:

$$G_M^*(k^2) = 2M \left[ \frac{3}{2a} \frac{q^* \Gamma}{\sin^2 \delta_{33}} \frac{|M_{1+}|^2}{|k|^2} \right]^{1/2}, \quad (8)$$

где  $a = 1/137$ ,  $\delta_{33}$  - фазовый сдвиг 3-3 резонанса,  $\Gamma$  - ширина резонанса,  $q^*$  и  $k^*$  - трехимпульсы пиона и фотона в  $\pi N$  с.ц.м.

Результаты измерения формфактора  $G_M^*(k^2)$  в экспериментах на сопадения приведены на рис. 8. Следует отметить хорошее согласие с результатами работ по фоторождению /80/:  $G_M^*(k^2=0) = 3,00$ .

В модели FNW /47/ магнитный формфактор изобары  $G_M^*(k^2)$  пропорционален изотопвекторному магнитному формфактору нуклона  $G_M^v(k^2)$ . Этот модельный результат показан на рис. 8 сплошной линией. Видно, что в области  $k^2 < 10 t^{-2}$  существует хорошее согласие экспериментальных данных с предсказанием работы FNW.

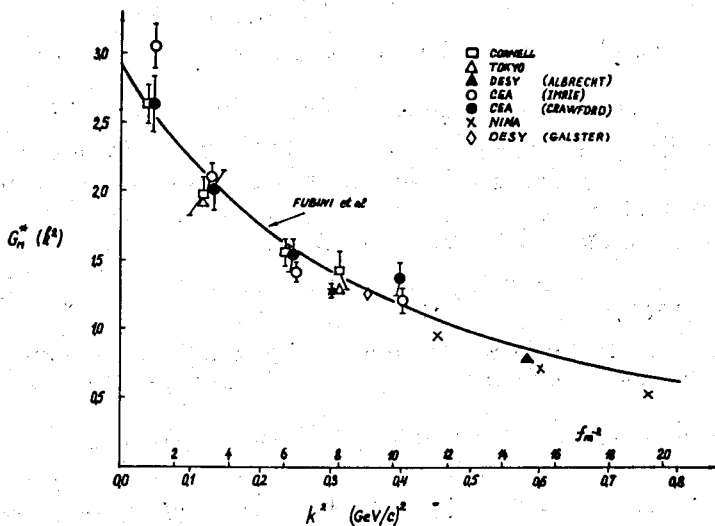


Рис. 8. Магнитный формфактор изобары  $\Delta$  (1236).

### Заключение

Процесс прямого электророждения пионов (3а) совместно с обратным электророжждением пионов (3б) дает возможность исследовать формфакторы пиона  $F_\pi$ , нуклонов  $G_{E_N}$ ,  $F_1^Y$ ,  $G_A$  и переходные формфакторы ( $\gamma N \Delta$ ) в области как положительных, так и отрицательных значений квадрата передаваемого четырехимпульса  $k^2$ . В настоящее время, благодаря наличию возможности надежного модельного описания, прямое электророждение пионов является практически единственным источником информации о формфакторе пиона  $F_\pi(k^2)$  и переходных формфакторах ( $\gamma N \Delta$ ) в пространственноподобной области. Обратное электророждение пионов позволит определить фазы комплексных формфакторов во времениподобной области передаваемых импульсов, а также изучить пионный и нуклонный формфакторы в допороговой области процессов (16) и (46).

Автор благодарен К. Беркельману, Л.Л. Неменову и Н.Ф. Северину за полезные обсуждения.

Литература

1. R.H.Hofstadter, R.W.McAllister. Phys.Rev., 98, 217 (1955).
2. M.R.Yearian, R.H.Hofstadter. Phys.Rev., 110, 552 (1958).
3. J.C.Rutherford. Proc. of the 4-th Symp. on Electron and Photon Interactions at High Energies, p. 163, Liverpool, 1969.
4. П.С. Исаев. ЭЧЯФ, т. 2, вып. 1, 67 (1971).
5. M.Goitein, J.R.Dunning, R.Wilson. Phys.Rev.Lett., 18, 1018 (1967).
6. Ch.Berger, E.Gersing, G.Knop, B.Langenbeck, R.Rith, F.Schumacher. Phys.Lett., 28B, 276 (1968).
7. С.И. Биленькая, Ю.М. Казаринов, Л.И. Липидус. ЖЭТФ, 60, 460 (1971).
8. L.E.Price, J.R.Dunning, M.Goitein, K.Hauson, T.Kirk, Richard Wilson. Phys.Rev., 4D, 45 (1971).
9. J.Alan, G.Expong, P.Salstrom, K.Fischer. Nuovo Cim., 32, 1144 (1964).
10. D.G.Cassel. Princeton University. Thesis, 1965.
11. M.Conversi, T.Massam, Th.Muller, A.Zichichi. Nuovo Cimento, 40A, 690 (1965).
12. D.L.Hartill, B.C.Barish, D.C.Fong, R.Gomez, J.Pine, A.V.Tollestrup, A.W.Maschke, T.F.Zipf. Phys.Rev., 184, 1415 (1969).
13. T.Massam, A.Zichichi. Nuovo Cim., 43A, 1137 (1966).
14. V.L.Auslander, G.I.Budker, J.N.Pestov, V.A.Sidorov, A.N.Skrinsky, A.G.Khabakhpashev. Phys.Lett., 25B, 433 (1967).
15. В.Л. Ауслендер, Г.И. Будкер, Е.В. Пахтусова, Ю.Н. Пестов, В.А. Сидоров, А.Н. Скринский, А.Г. Хабахпашев. Ядерная физика, 9, 114 (1969).
16. J.E.Augustin, D.Benaksas, J.C.Bizot, J.Buon, B.Delcourt, V.Gracco, J.Haissinski, J.Jeanjean, D.Lalane, F.Laplanche, J.LeFrancois, P.Lehmann, P.Martin, H.Nguen Ngoc, J.Perez-y-Jorba, F.Richard, F.Rumpf, E.Silva, S.Tavenier, D.Treille. Phys.Lett., 28B, 503 (1969); *ibid.* 28B, 508 (1969).

17. J.E. Augustin, D. Benaksas, J. Buon, F. Fulda, V. Gracco, J. Haissinski, D. Lalanne, F. Laplanche, J. Le Francois, P. Lehmann, P.C. Martin, J. Perez-y-Jorba, F. Rumpf, E. Silva, Lett. Nuovo Cim., 2, 214 (1969).
18. J. Lefrancois. Orsay, L.A.L. 1256, 1971.
19. W.W. Ash, K. Berkelman, C.A. Lichtenstein, A. Ramanauskas, R.H. Sieman. Phys. Lett., 24B, 165 (1967).
20. K. Baba, N. Kajlura, S. Kaneko, K. Huke, P. Kikuchi, Y. Kobayashi and T. Yamakawa. Nuovo Cimento., 59A, 53 (1969); N. Kajlura, K. Baba, R. Hamatsu, M. Ishihara, S. Kaneko, T. Katsura, T. Ohsugi, S. Fukui, M. Hongoh, T. Ohsuka, K. Ueno, T. Katayama, Y. Kobayashi, T. Yamakawa. Lett. Nuovo Cimento 3, 714 (1970).
21. D. Imrie, C. Mistretta, R. Wilson. Phys. Rev. Lett., 20, 1074 (1968).
22. W. Albrecht, F.W. Brasse, H. Dorner, W. Flauger, K.H. Frank, J. Gayler, V. Korbelt, J. May, P.D. Zimmerman, A. Courau, A. Diaczek, J.C. Dumas, G. Tristram, J. Valentin, C. Aubert, E. Chazelas, E. Ganssaugue. Nucl. Phys., B25, 1 (1971). W. Albrecht, F.W. Brasse, H. Dorner, W. Fehrenbach, W. Flauger, K.H. Frank, J. Gayler, V. Korbelt, J. May, P.D. Zimmerman, A. Courau, A. Diaczek, J.C. Dumas, G. Tristram, J. Valentin, C. Aubert, E. Chazelas, E. Ganssaugue. Nucl. Phys., B27, 615 (1971).
23. R. Siddie, B. Dickenson, M. Ibotson, R. Lawson, H.E. Montgomery, V.P.R. Nuthakki, O.T. Tumer, W.J. Shuttleworth, A. Sofair. Daresbury, DNPL/P82, 1971.
24. S. Galster, G. Hartwig, H. Klein, J. Moritz, K.H. Schmidt, W. Schmidt-Parzefall, D. Wegener, J. Bleckwenn, Hamburg, DESY 71/44, 1971.
- $F_3$  (25) C.W. Akerlof, W.W. Ash, K. Berkelman, C.A. Lichtenstein, A. Ramanauskas, R.H. Sieman. Phys. Rev., 163, 1483 (1967).
- $F_7$  (26) C. Mistretta, J.A. Appel, R.J. Budnitz, L. Carrol, J. Chen, J. Dunning Jr., M. Goitein, K. Hanson, A. Litke and Richard Wilson, Phys. Rev., 184, 1437 (1969).
- $F_8$  (27) E. Amaldi, B. Borgia, P. Pistilli, M. Balla, G.V. Di Giorgio, A. Glazotto, S. Serbassi, G. Stoppani. Nuovo Cimento 65A, 377 (1970).

- F<sub>g</sub> 28. C.N.Brown, C.R.Canizares, W.E.Cooper, A.M.Eisner, G.J.Feldman, C.A.Lichtenstein, L.Litt, W.Lockeretz, V.B.Montana, F.M.Pipkin. Phys.Rev.Lett., 26, 987 (1971).  
ibid. 26, 991 (1971).
- F<sub>g</sub> 29. C.Driver, K.Heinloth, K.Höhne, G.Hofmann, P.Karow, D.Schmidt, G.Specht, J.Rathje. Phys.Lett., 35B, 77, 1971; ibid. 35B, 81 (1971); K.Heinloth. Hamburg, DESY 71/35, 1971.
- F<sub>g</sub> 30. P.S.Kummer, A.B.Clegg, F.Foster, G.Hughes, R.Siddle, J.Allison, B.Dickenson, E.Evangelides, M.Ibotson, R.Lawson, R.S.Meaburn, H.E.Montgomery, W.J.Shuttleworth, A.Sofair. Lett.Nuovo Cim., 1, 1026 (1971).
31. L.N.Hand. Phys.Rev., 129, 1834 (1963).
32. Ю.И. Титов, Н.Ф. Северин, Н.Г. Афанасьев, Р.В. Ахмеров, С.А. Бывалин, А.С. Омеланко, Е.В. Степула, Е.М. Смелов. Ядерная физика, 13, 541 (1971).
33. Ph.Salin. Nuovo Cimento., 32, 521 (1964).
34. J.-P.Loubaton. Nuovo Cimento. 39, 591 (1965).
35. А.С. Омеланко. Ядерная физика, 13, 363, 1971.
36. S.Devons, C.Sabat, P.Nemethy, E.Capua, A.Lanzara, Phys. Rev., 184, 1356 (1969).
37. M.N.Khachatryan, M.A.Azimov, A.M.Baldin, A.S.Belousov, I.V.Chuvilo, R.Firkowski, J.Hladky, M.S.Khvastunov, J.Manca, A.T.Matyushin, V.T.Matyushin, G.A.Ososkov, L.N.Shtarkov, L.I.Zhuravleva. Phys.Lett., 24B, 349 (1967).
- F<sub>π</sub> 38. 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. ОИЯИ, Р1-6197, Дубна, 1971.
39. M.Karatchentzeff, G.Cochard, P.Kessler, B.Roehner. Collège de France. P.A.M. 71-05, Paris, 1971.
40. M.M.Sternheim and R.Hofstadter. Nuovo Cimento, 38, 1854 (1965).
41. M.E.Nordberg and K.F.Kinsey. Phys.Lett., 20, 692 (1966).
42. M.M.Block, L.Konyon, J.Kern, D.Koetke, P.Malhotra, R.Wolker, H.Winzeler. Phys.Rev., 169, 1074 (1968).
43. K.M.Crowe, A.Fainberg, J.Miller, A.S.L.Parsons. Phys. Rev., 180, 1349 (1969).
44. R.A.Chritensen. Phys.Rev., D1, 1469 (1970).



45. W.K.H.Panofsky. Proc. of the 14-th International Conf. on High Energy Physics, Vien, 1968.
46. C.W.Akerlof, W.W.Ash, K.Berkelman, M. Tinger. Phys. Rev.Lett., 14, 1036 (1955).
47. S.Fubini, Y.Nambu, V.Wataghin. Phys.Rev., 111, 329 (1958).
48. G.F.Chew, M.L.Goldberger, F.E.Low, Y.Namby. Phys.Rev., 106, 1345 (1957).
49. P.Dennery. Phys.Rev., 124, 2000 (1961).
50. H.F.Jones. Nuovo Cimento 40A, 1018 (1965).
51. F.A.Berends, A.Donnachie, D.Weaver. CERN 66/1120/5-TH, 703; CERN 67/146/5-TH, 744.
52. N.Zagury. Phys.Rev., 145, 1112 (1966); *ibid.* 150, 1406 (1966); *ibid.* 165, 1934 (1967); Nuovo Cimento 52A, 506 (1967).
53. D.Schwella, H.Rollnik, R.Weitzel, W.Korth. Z.Physik., 202, 452 (1967); D.Schwella, R.Weizel. Z.Physik., 221, 71 (1969).
54. F.Gutbrod, D.Symon. Nuovo Cim., 51A, 602 (1967).
55. S.L.Adler. Ann.Phys., (N.Y.). 50, 189 (1968).
56. G.v.Gehlen. Nucl.Phys., B9, 17 (1969); *ibid.* B20, 102 (1970).
57. G.v.Gehlen and M.G.Schmist. Nucl.Phys., B20, 173 (1970).
58. G.v.Gehlen. Bonn University. Preprint PI-2-80, 1970.
59. M.Gourdin and Ph.Salin. Nuovo Cimento., 27, 193 (1963).
60. Ph.Salin. Nuovo Cimento., 27, 1294 (1963).
61. H.Harari. Proc. of the 4-th Symp. on Electron and Photon Interactions of High Energies, p. 107, Liverpool, 1969; H.Harari, Rapporteur talk given at the 5-th Intern.Symp. on Electron and Photon Interactions at High Energies, WIS-71/35-Ph., Rehovot, 1971.
62. F.A.Berends. Phys.Rev., D1, 2590 (1970).
63. J.Engels, G.Schwiderski, W.Schmist. Phys.Rev., 166, 1343 (1968).
64. R.C.E.Devenish and D.H.Lith. Preprint, Lancaster University, 1971.

Phys. Rev

1972

65. W.Schmidt. Hamburg, DESY 71/22 (1971).
66. K.Lubersmeyer. Proc. of the 4-th Symp. on Electron and Photon Interactions at High Energies, p. 45, Liverpool, 1969.
67. H.Fraas and D.Schildknecht. Phys.Lett., 35B, 72 (1971); DESY 71/59 (1971).
68. F.A.Berends and R.Gastmans. Phys.Rev.Lett., 27, 124 (1971).
69. R.L.Crawford. Nucl.Phys. B28, 573 (1971).
70. Norman Dombey and B.J.Read. Preprint. University of Sussex, 1971.
71. K.Berkerman. Proc. of the 5-th Symp. on Electron and Photon Interactions at High Energies, Ithaca, 1971.
72. W.Frazer. Phys.Rev., 115, 1763 (1959).
73. E.Amaldi. Universita di Roma. Preprint No. 299 (1971); Frascati Preprint LNF-71/41 (1971); Universita di Roma, Preprint No 326 (1971).
74. B.De Tollis, F.Nicolo. Nuovo Cimento 48A, 281 (1967).
75. F.A.Berends, R.Gastmans. Harvard University Preprint, 1971.
76. Ю.С. Суровцев, Ф.Г. Ткебучава. ОИЯИ, P2-4561, Дубна, 1968.
77. S.Galster, H. Klein, J.Moritz, K.H.Schmidt, D.Wegener, J.Bleckwenn. Nucl.Phys., B32, 221 (1971).
78. J.D.Bjorken and J.D.Walecka. Ann. of Phys. (N.Y.), 38, 35 (1966).
79. G.v.Gehlen. Bonn University. Preprint PI 2-93, 1971.
80. G.Fischer, H.Fischer, H.J.Kampgen, G.Knap, P.Schulz, H.Wessels. Proc. of the 13-th Intern.Conf. on High Energy Physics, Berkeley, 1966.
81. G.Di Giugno, J.W.Hamphrey, E.Sassi, G.Troise, U.Troya, S.Vitale, M.Castellano. Lett.Nuovo Cimento 2, 873(1971).

Рукопись поступила в издательский отдел  
17 февраля 1972 года.