

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



13/III-78

T-486

P2 - 11152

1222/2-78

Ф.Г.Ткебучава

ОПРЕДЕЛЕНИЕ  
ИНДУЦИРОВАННОГО ПСЕВДОСКАЛЯРНОГО  
ФОРМФАКТОРА НУКЛОНА  
НА ОСНОВЕ АНАЛИЗА РЕАКЦИИ  $\pi^- p \rightarrow e^+ e^- n$   
В ПОДХОДЕ АЛГЕБРЫ ТОКОВ

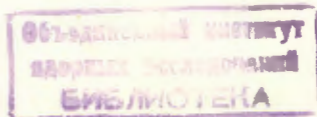
1977

P2 - 11152

Ф.Г.Ткебучава\*

ОПРЕДЕЛЕНИЕ  
ИНДУЦИРОВАННОГО ПСЕВДОСКАЛЯРНОГО  
ФОРМФАКТОРА НУКЛОНА  
НА ОСНОВЕ АНАЛИЗА РЕАКЦИИ  $\pi^- p \rightarrow e^+ e^- n$   
В ПОДХОДЕ АЛГЕБРЫ ТОКОВ

*Направлено в ЯФ*



---

\*Тбилисский государственный университет.

Ткебучава Ф.Г.

P2 - 11152

Определение индуцированного псевдоскалярного формфактора нуклона на основе анализа реакции  $\pi^-p \rightarrow e^+e^-n$  в подходе алгебры токов

Получены значения индуцированного псевдоскалярного формфактора нуклона для инвариантных передач  $-t \leq 5m_\pi^2$  при использовании экспериментальных данных по изучению процесса  $\pi^-p \rightarrow e^+e^-n$ . Метод основан на возможности применения алгебры токов для описания этого процесса на "квазипороге".

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1977

Tkebuchava F.G.

P2 - 11152

Determination of the Induced Pseudoscalar Nucleon Form Factor from the Analysis of the  $\pi^-p \rightarrow e^+e^-n$  Reaction in the Framework of Current Algebra

The analysis of the data on the  $\pi^-p \rightarrow e^+e^-n$  reaction in the region  $-t \leq 5m_\pi^2$  is performed, and the values of the induced pseudoscalar nucleon form factor are obtained. The method is based on the possibility to apply the current algebra techniques to the "quasithreshold".

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research, Dubna 1977

В последнее время усилился интерес к процессу рождения  $e^+e^-$ -пар в  $\pi^-p$ -столкновениях, или так называемому обратному электророждению:



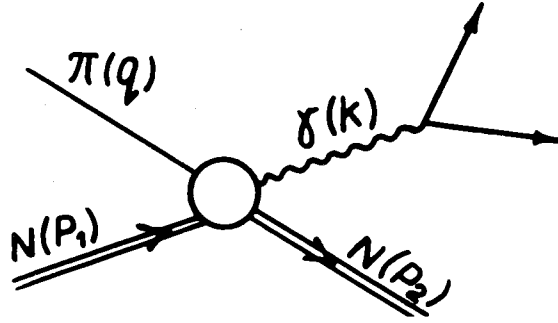
Этот процесс обладает уникальным свойством, названным в работе <sup>/1/</sup> "квазипороговым" поведением: если импульс виртуального фотона в системе центра масс  $\vec{k} > 0$ , то сечение зависит только от электрических мультиполей  $E_{0+}$  и  $E_{2-}$  для всех энергий. Более того, при низких энергиях,  $W \leq 1400$  МэВ, эти мультиполи существенно борновские, т.е. резонансные состояния дают малый вклад в сечение процесса <sup>/1/</sup>. Это обстоятельство позволило измерить в Дубне электромагнитные формфакторы протона и пиона в области малых времени-подобных передач <sup>/2/</sup>.

Тот факт, что на "квазипороге" ( $\vec{k}=0$ ) мультиполи  $E_{0+}$  и  $E_{2-}$  при низких энергиях в основном определяют <sup>/3/</sup> полюсными членами, позволил авторам работы <sup>/3/</sup> в подходе алгебры токов связать процесс <sup>/1/</sup> с аксиальным формфактором нуклона  $G_A(t)$  и с индуцированным псевдоскалярным формфактором  $G_p(t)$ . Влияние  $G_p(t)$  на сечение процесса <sup>/1/</sup> очень сильное. Поэтому появляется возможность определить его с большой точностью, используя экспериментальные данные работы <sup>/2/</sup> для получения значений  $-t \leq 5m_\pi^2$ . Заметим, что при исследовании процесса прямого электророждения



определить формфактор  $G_p(t)$  невозможно, поскольку в этом случае метод алгебры токов применим только на

Рис. 1. Диаграмма процесса  $\pi N \rightarrow e^+ e^- N$  в однофотонном приближении.



пороге  $\vec{q}_\pi = 0$  /квасипорога для электророжения не существует/ и  $G_p(t)$  подавлен кинематически.

Ниже мы излагаем процедуру определения  $G_p(t)$ .

Процессу /1/ в однофотонном приближении соответствует диаграмма на рис. 1. Дифференциальное сечение на квазипороге имеет вид /1/

$$\frac{q}{k} \frac{d\sigma}{dk^2} \Big|_{k \rightarrow 0} = \frac{g^2}{3\pi} \frac{1}{k^2} \frac{M^2}{W^2} \{2|E_{0^+} + E_{2^-}|^2 + |E_{0^+} - 2E_{2^-}|^2\}, \quad /3/$$

где  $W = \sqrt{S}$ ,  $k^2 = (W-M)^2$ ,  $E_{0^+}$  и  $E_{2^-}$  - электрические мультиполи процесса  $\pi^- p \rightarrow n \gamma$ .

Измерить сечение в том виде, как оно представлено формулой /3/, трудно. Для того, чтобы получить распределение по  $k^2$ , нужно менять энергию  $W$  и затем экстраполировать к квазипорогу. Таких данных в настоящее время не существует. Единственный эксперимент по изучению процесса /1/, выполненный в Дубне /2/, соответствует энергии  $W = 1295$  МэВ. При этой энергии  $k^2$  изменяется в интервале  $0 \leq k^2 \leq 6 m_\pi^2$ . Значение  $k^2 = 6 m_\pi^2$  соответствует квазипорогу. Однако данные этого опыта можно использовать для получения распределения на квазипороге при различных  $W$ .

Рассмотрим выражение  $E_{0^+} - 2E_{2^-}$ . Как отмечалось выше, при низких энергиях на квазипороге эти мультиполи с хорошей точностью определяются полюсными вкладом и рассматриваемое выражение имеет вид

$$E_{0^+} - 2E_{2^-} = \sqrt{2} \frac{g_{\pi N}}{\pi} \sqrt{\frac{(W+M)^2 - m_\pi^2}{4MW}} \sqrt{k^2} \left[ \frac{a-1}{M^2 - U} F_1^p(k^2) + \frac{a}{m_\pi^2 - t} F_\pi(k^2) - \frac{a\sqrt{k^2}}{M^2 - U} F_2^p(k^2) \right], \quad /4/$$

где независимой является только одна переменная. Мы выбираем в качестве независимой переменной  $k^2$ . Тогда

$$W = M + \sqrt{k^2},$$

$$t = (m_\pi^2 - k^2) \frac{M}{M + \sqrt{k^2}}, \quad t = \Delta^2 = (p_2 - p_1)^2,$$

$$U = (M - \sqrt{k^2})^2 + (m_\pi^2 - k^2) \frac{\sqrt{k^2}}{M + \sqrt{k^2}}, \quad U = (p_1 - k)^2,$$

$$a = \frac{k^2 - m_\pi^2}{\sqrt{k^2} (M + \sqrt{k^2})}, \quad \frac{g_{\pi N}^2}{4\pi} = 14.7.$$

$F_1^p, F_2^p, F_\pi$  - электромагнитные формфакторы протона и пиона во времениподобной области ( $k^2 > 0$ ),  $F_1^p(0) = F_\pi(0) = 1$ ,  $F_2^p(0) = \frac{\mu_p}{2M}$ .

Как видим, формула /4/ имеет простой вид. В нее практически не дают вклада электромагнитные формфакторы нейтрона  $F_1^n$  и  $F_2^n$ . Это связано с тем, что  $F_1^n$  мал в рассматриваемой области  $k^2 \leq 6 m_\pi^2$ , а вклад  $F_1^n$ , появляющийся в  $E_{0^+}$ , сокращается с частью вклада от  $F_2^p$ . Заметим также, что зависимость  $F_2^p$  от  $k^2$  слабо влияет на численные значения /4/. Изменение  $F_2^p$  на 10% меняет результат меньше чем на 1%. Таким образом, подстановка в /4/ экспериментальных значений  $F_1^p$  и  $F_\pi$ , полученных в Дубне /2/ в интервале  $3 m_\pi^2 \leq k^2 \leq 6 m_\pi^2$ ,

эквивалентна измерению  $E_{0^+ - 2E_{2^-}}$  на квазипороге в этом же интервале. На рис. 2 представлены значения  $E_{0^+ - 2E_{2^-}}$  с ошибками, соответствующими ошибкам измерения  $F_1^p$  и  $F_\pi$ . Вопрос о поправках к формуле /4/, обусловленных вкладами резонансов, исследовался авторами

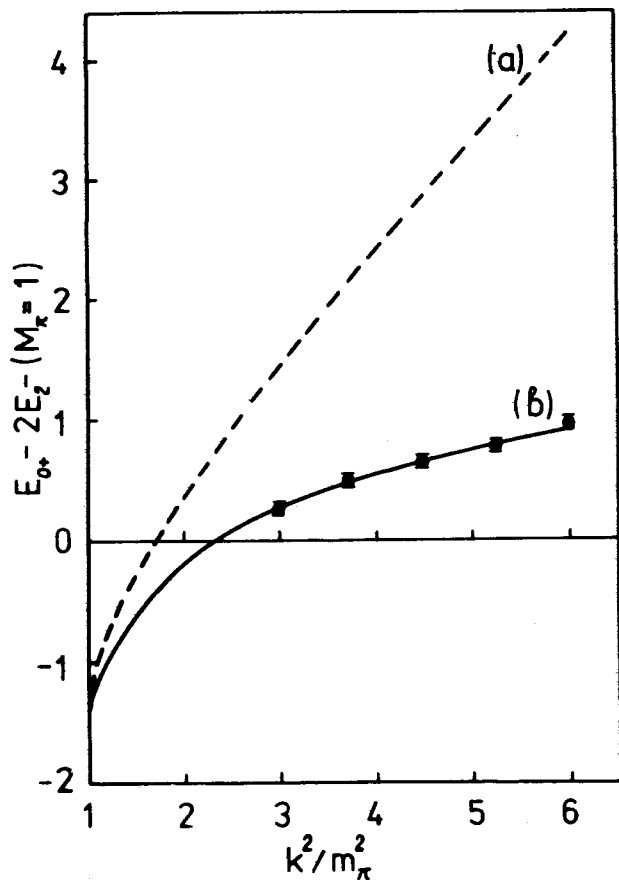


Рис. 2. Сравнение расчетов для  $E_{0^+ - 2E_{2^-}}$  процесса  $\pi^+ \pi^- \rightarrow \mu^+ \mu^-$  в подходе алгебры токов с экспериментальными данными. При расчете /пунктир/ вклад индуцированного псевдоскалярного формфактора нуклона  $G_p(t)$  ограничивался нулевым полюсом. Сплошная кривая соответствует  $G_p(t)$ , рассчитанной по формуле /8/.

работы /4/. На основе мультипольного анализа процессов фоторождения /5/ они показали, что вплоть до энергий, соответствующих на квазипороге  $k^2 = 10m_\pi^2$ , вклад резонансов составляет несколько процентов.

Авторы работы /3/ применили подход алгебры токов, разработанный ими ранее для исследования процесса электророждения /6/, к процессу /1/ на квазипороге и получили для  $E_{0^+ - 2E_{2^-}}$  выражение

$$E_{0^+ - 2E_{2^-}} = \frac{\sqrt{k^2}}{\sqrt{2} m_\pi^2 f_\pi} \sqrt{\frac{(W+M)^2 - m_\pi^2}{2MW}} \{ D(t) - (1 + \frac{\sqrt{k^2}}{2M}) D(m_\pi^2 - k^2) + \frac{m_\pi^2}{2M} [ G_A(m_\pi^2 - k^2) - \frac{t}{2M} G_p(m_\pi^2 - k^2) ] \}, \quad /5/$$

где  $f_\pi$  - константа распада  $\pi \rightarrow \mu + \nu_\mu$ .

Определение формфакторов стандартное:

$$\langle p_2 | A_\mu^\alpha | p_1 \rangle = \frac{\langle r^\alpha \rangle}{2} \bar{u}_2 \gamma_5 [ G_A \gamma_\mu + G_p \Lambda_\mu ] u_1,$$

$$D(t) = -2MG_A + tG_p.$$

Аксиальный формфактор  $G_A$  измерялся во многих работах. Последние экспериментальные данные по электророждению на пороге, полученные на NINA /7/ и в Харькове /8/, проанализированные на основе работ /9-11/, дают

$$G_A(t) = \frac{G_A(0)}{(1 - \frac{t}{M_A^2})^2}, \quad M_A = (0.96 \pm 0.03) \text{ ГэВ}. \quad /6/$$

Единственная неопределенная величина в /5/ - индуцированный псевдоскалярный формфактор  $G_p$ . Анализ данных по  $\mu$ -захвату /12/, в которых  $t \approx -0,5 m_\pi^2$ , дает очень большую ошибку. Мы определяем  $G_p(t)$ , сравнивая формулу /5/ с экспериментальными значениями  $E_{0+} - 2E_2$ . При этом проявляется очень сильная чувствительность к  $G_p(t)$ .

В предположении, что  $G_p$  удовлетворяет дисперсионному соотношению без вычитаний, запишем:

$$G_p(t) = \frac{2f_\pi g_{\pi N}}{m_\pi^2 - t} + \frac{1}{\pi} \int_{9m_\pi^2}^{\infty} \frac{\sigma(t')}{t' - t} dt' \quad /7/$$

При учете только полюсного члена формула /5/ не описывает экспериментальных данных /кривая /а/ на рис. 2/. Хорошее описание получаем /кривая /в/ на рис. 2/, если  $G_p(t)$  представим в виде

$$G_p(t) = \frac{2f_\pi g_{\pi N}}{m_\pi^2 - t} - \frac{1,1m_\pi^{-1}}{1 - \frac{t}{M_p^2}}, \quad M_p = 0,5 \text{ ГэВ.} \quad /8/$$

На рис. 3 приведено отношение  $G_p(t)/G_p^\pi(t)$ , где  $G_p^\pi(t)$  - вклад пионного полюса. Мы видим, что экспериментальные ошибки очень малы и в рамках данного метода  $G_p(t)$  определяется с высокой точностью.

Отметим, что полученный результат можно интерпретировать и иначе: если вместо формулы /7/ представить  $G_p(t)$  в виде

$$G_p(t) = \frac{2f_\pi g(t)}{m_\pi^2 - t}, \quad /9/$$

т.е. приписать константе  $\pi N$ -взаимодействия зависимость от  $t$ , то кривая на рис. 3 будет соответствовать отношению  $g(t)/g(m_\pi^2)$ .

При этом

$$g(0) = 0,94 g(m_\pi^2), \quad g_{\pi N} \equiv g(m_\pi^2). \quad /10/$$

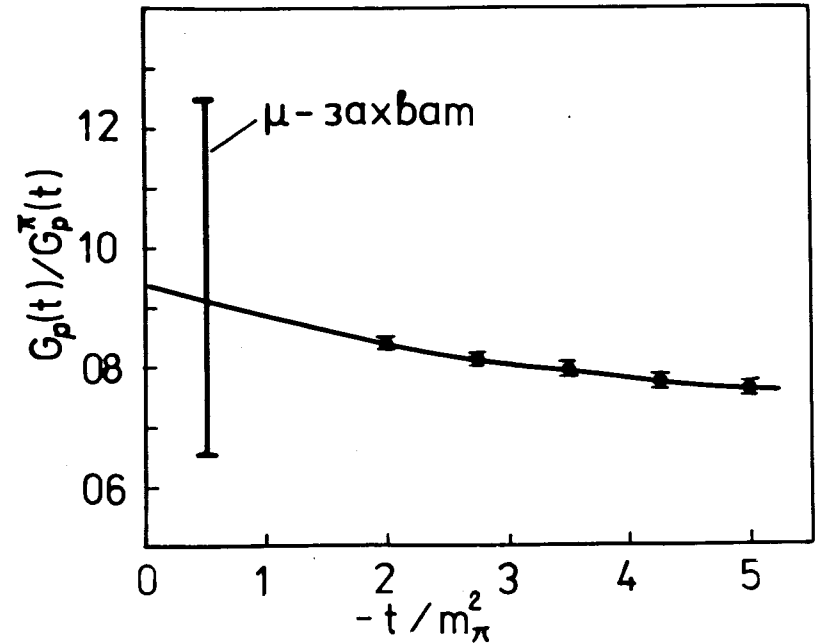


Рис. 3. Значения индуцированного псевдоскалярного формфактора нуклона  $G_p(t)$ . Для удобства представлено отношение  $G_p(t)$  к пионному полюсному вкладу  $G_p^\pi(t)$ . Сплошная кривая соответствует формуле /8/. Показан также результат анализа данных по  $\mu$ -захвату /из работы /12//.

Полученное значение  $g(0)$  удовлетворяет соотношению Голдбергера-Треймана. Интересно, что до  $-t \leq 3 m_\pi^2$   $g(t)$  можно записать в виде

$$g(t) = g(0) \left( 1 + \frac{1}{6} \langle r_p^2 \rangle t \right), \quad /11/$$

где  $\langle r_p^2 \rangle$  - среднеквадратичный радиус протона.

В заключение заметим, что полученные "экспериментальные" значения  $G_p(t)$  /формула /8// зависят от того, насколько справедлив подход алгебры токов к процессу с движущимися  $\pi$ -мезонами. Авторы работы /3/ фактически выходят за рамки алгебры токов и применяют

кварковую модель. Параметры модели входят в выражение для  $E_{0+} + E_{2-}$  /формула /24/ работы<sup>3/</sup>/. Если приравнять его к формуле, полученной из борновских диаграмм на квазипороге, получим

$$\sqrt{2} g_{\pi N} \left[ M + \frac{M^2 - m_\pi^2}{M + \sqrt{k^2}} \right]^{-1} F_1^p(k^2) + \delta(k^2) =$$

$$= \frac{1}{\sqrt{2} f_\pi} \left[ G_A(t) + \frac{4m_p \sqrt{k^2}}{m_\pi^2} G_T^{(s)}(m_\pi^2 - k^2) \right]. \quad /12/$$

где  $m_p$  - эффективная масса протонного кварка, связанная с нарушением  $SU_2 \times SU_2$  симметрии,  $G_T^{(s)}$  - формфактор, связанный с тензорным током,  $\delta(k^2)$  - поправки, обусловленные резонансными вкладами<sup>4/</sup>. Соотношение /12/ хорошо выполняется в рассматриваемом интервале  $k^2$  для значения  $m_p = 15 \text{ МэВ}$ , полученного в работе<sup>3/</sup>, и дипольного поведения  $G_T^{(s)}$ . На наш взгляд, это указывает на справедливость подхода, развитого в работе<sup>3/</sup>.

Анализ экспериментальных данных по процессу  $\pi^- p \rightarrow e^+ e^- n$  в подходе алгебры токов на "квазипороге", по видимому, единственная реальная возможность для исследования индуцированного псевдоскалярного формфактора нуклона.

Автор глубоко признателен Б.М.Понтекорво и А.Н.Тавхелидзе за интерес к работе; С.М.Биленькому, С.Б.Герасимову, Л.И.Лapidусу, В.А.Мещерякову и Л.Л.Неменову за полезные обсуждения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Суровцев Ю.С., Ткебучава Ф.Г. ЯФ, 1972, 16, с.1204.
2. Бережнев С.Ф. и др. ЯФ, 1977, 26, с.547.
3. Furlan G., Paver N., Verzegnassi C. Nuovo Cim., 1976, 32A,75.

4. Bietti A., Petrarca S. Nuovo Cim., 1974, 22A, 595.
5. Metcalf W.J., Walcer. R.L. Nucl.Phys., 1974, B76, p.253.
6. Furlan G., Paver N., Verzegnassi C. Nuovo Cim., 1974, 20A, 295.
7. Del Guerra A. e a. Proceedings of the XVIII International Conference on High Energy Physics, Tbilisi, 1976, JINR, D1,2-10400, Dubna, 1977.
8. Esaulov A.S. e a. Proceedings of the XVIII International Conference on High Energy Physics, Tbilisi, 1976, JINR, D1,2-10400, Dubna, 1977.
9. Кулиш Ю.В. ЯФ, 1971, 13, с.1301.
10. Dombey N., Read B.J. Nucl.Phys., 1973, B60,65.
11. Benfatto G., Nicolo F., Rossi G.C. Nucl.Phys., 1972, B50,205.
12. Доготарь Г.Е., Эрамжян Р.А. ЯФ, 1977, 25, с.1042.

Рукопись поступила в издательский отдел  
9 декабря 1977 года.