

3. Joachain C.J. Quantum Collision Theory. New York: North Holland, 1975.
4. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. М.: Наука, 1984.
5. Меркурьев С.П., Фаддеев Л.Д. Квантовая теория рассеяния для систем нескольких частиц. М.: Наука, 1985.

6. Комаров В.В., Попова А.М., Шаблов В.Л. Динамика нескольких квантовых частиц. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1996.
7. Тейлор Дж. Теория рассеяния. М.: Мир, 1969.

Поступила в редакцию  
15.12.97

УДК 539.12

## ЭФФЕКТЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ В НАЧАЛЬНОМ И КОНЕЧНОМ СОСТОЯНИЯХ В ПРОЦЕССАХ РОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ $\pi^- \Delta^{++}$ НА ПРОТОНЕ РЕАЛЬНЫМИ И ВИРТУАЛЬНЫМИ ФОТОНАМИ

Е. Н. Головач, В. С. Замиралов, Б. С. Ишханов, В. И. Мокеев, М. В. Осипенко, Д. А. Родионов, Г. В. Федотов, М. Батгальери\*), А. Лонги\*), Дж. Рико\*), М. Рипани\*), М. Таути\*)

(НИИЯФ)

Проведен анализ эффектов поглощения в начальном и конечном состояниях в реакции  $\gamma p \rightarrow \pi^- \Delta^{++}$  с реальными и виртуальными фотонами. Параметры поглощения получены из условия наилучшего воспроизведения экспериментальных данных.

### Введение

Процессы рождения пар пионов на протоне реальными и виртуальными фотонами могут эффективно использоваться для исследования структуры нуклонных резонансов с массами свыше 1,5 ГэВ, а также для поиска missing-резонансов, предсказываемых конститuentными кварковыми моделями, но не обнаруженных в эксперименте. Измерения эксклюзивных ( $e, e' \pi^+ \pi^- p$ )- и ( $\gamma, \pi^+ \pi^- p$ )-сечений являются важной частью обширной программы изучения нуклонных резонансов, осуществляемой международной коллаборацией CLAS в TJNAF [1–3].

В работах [1, 4] развита модель описания процессов рождения пар пионов на протоне реальными и виртуальными фотонами, позволяющая из экспериментальных данных по эксклюзивным сечениям этих процессов определить электромагнитные форм-факторы нуклонных резонансов, возбуждаемых во взаимодействии фотонов с протоном. Используется феноменологический подход, в котором параметризуются основные механизмы рождения пар пионов, а параметры определяются из всей совокупности данных, полученных в экспериментах на пучках фотонов и адронов.

Рождение пар пионов на протоне описывается совокупностью двух квазидвухчастичных механизмов:

$$\begin{aligned} \gamma_{r,v} p &\rightarrow \pi^- \Delta^{++}, \\ \gamma_{r,v} p &\rightarrow \rho^0 p \end{aligned} \quad (1)$$

и фазового объема.

При описании реакции (1) важную роль играют эффекты взаимодействия в начальном и конечном состояниях. Учет этих эффектов выполнен феноме-

нологически [5] с использованием определяемых из экспериментальных данных параметров: коэффициентов связи с неупругими каналами в начальном и конечном состояниях  $C_{in}, C_{out}$ , склонов дифракционного конуса для упругого  $pp$ - и  $\pi^- \Delta^{++}$ -рассеяния, а также фазы  $\phi$  между амплитудами резонансных и нерезонансных процессов в реакции (1).

В настоящей работе перечисленные выше параметры определены из данных [6–10], полученных в экспериментах с реальными и виртуальными фотонами. Исследовано влияние взаимодействий в начальном и конечном состояниях на сечения реакции (1) как в фотонной точке, так и в зависимости от квадрата 4-импульса виртуального фотона  $Q^2$ .

### 1. Описание взаимодействий в начальном и конечном состояниях

В модели [1, 4] реакция (1) описывается совокупностью амплитуд возбуждения нуклонных резонансов и нерезонансных процессов, представляемых минимальным набором диаграмм, удовлетворяющим требованиям градиентной инвариантности. Как известно [10], дифференциальные сечения рождения пионов фотонами, рассчитанные в подобных приближениях, завышены по сравнению с их измеренными значениями. При этом расхождение возрастает при увеличении полной энергии  $W$  сталкивающихся частиц и угла эмиссии пиона  $\theta^*$  в системе центра масс реакции и может достигать 100–200%. Это обусловлено тем, что по мере увеличения  $W$  и  $\theta^*$  возрастает вклад неупругих каналов во взаимодействие частиц в начальном и конечном состояниях, не учитываемый минимальным набором механизмов [4, 10]. Несмотря на то что реакция (1) происходит под действием фо-

\*) Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Sez. di Genova, Italia.

тонов, взаимодействия в начальном состоянии становятся также значительными при  $W > 1,7$  ГэВ (порог рождения  $\rho$ -мезона) вследствие переходов фотона в  $\rho$ -мезон и последующих неупругих взаимодействий  $\rho$ -мезона.

Последовательный учет эффектов взаимодействий в начальном и конечном состояниях требует расчетов по методу связанных каналов, в которых используются амплитуды неупругих взаимодействий падающих и испущенных частиц. Современные данные по таким амплитудам позволяют выполнить подобные расчеты лишь для  $W < 1,6$  ГэВ [11, 12]. Поскольку основная часть сечения реакции (1) располагается в диапазоне  $W > 1,7$  ГэВ, для описания эффектов взаимодействия в начальном и конечном состояниях использовался феноменологический подход [5]. В этом подходе предполагается, что поглощение во входном и выходном каналах зависит от полного момента  $j$ , поскольку в квазиклассическом приближении значения  $j$  связаны с расстояниями между взаимодействующими частицами. При описании реакции (1) учет эффектов взаимодействия в начальном и конечном состояниях сказывается лишь на нерезонансных амплитудах. Это связано с тем, что возбуждения и распады нуклонных резонансов описываются вершинными функциями, определенными из экспериментальных данных. Рассчитанные амплитуды нерезонансных процессов  $f_{\lambda_\Delta \lambda_\gamma \lambda_p}(\theta^*, \varphi)$  разлагаются по состояниям с определенным моментом  $j$ :

$$f_{\lambda_\Delta \lambda_\gamma \lambda_p}(\theta^*, \varphi) = \sum_j f_{\mu\lambda}^j d_{\mu\lambda}^j(\theta^*) \exp\{i(\lambda - \mu)\varphi\},$$

$$f_{\mu\lambda}^j = \int d\Omega \frac{2j+1}{4\pi} f_{\lambda_\Delta \lambda_\gamma \lambda_p}(\theta^*, \varphi) d_{\lambda\mu}^j(\theta^*) \exp\{i(\lambda - \mu)\varphi\},$$

(2)

где  $\lambda = -\lambda_\Delta$ ;  $\mu = \lambda_\gamma - \lambda_p$ ;  $\lambda_\gamma, \lambda_p, \lambda_\Delta$  — спиральности фотона, протона и  $\Delta$ . Эффекты поглощения в начальном и конечном состояниях учитываются путем умножения амплитуд  $f_{\mu\lambda}^j$  на соответствующие коэффициенты поглощения в начальном и конечном состояниях  $f_{ISI}^j$  и  $f_{FSI}^j$ , при этом вводится фаза интерференции между резонансными и нерезонансными процессами  $\phi$ , которая рассматривается как параметр. Требования унитарности позволяют связать коэффициенты поглощения  $f_{FSI}^j$  с амплитудой упругого  $\pi^- \Delta^{++}$ -рассеяния. Модель векторной доминантности в сочетании с требованиями унитарности дает связь между коэффициентом поглощения в начальном состоянии  $f_{ISI}^j$  и амплитудой упругого  $\rho\rho$ -рассеяния. Согласно [5], коэффициенты поглощения в начальном и конечном состояниях  $f_{ISI}^j$  и  $f_{FSI}^j$  описываются соотношениями

$$f_{ISI}^j = \left[ 1 - C_{in} \exp \left\{ -\frac{(j - 1/2)^2}{2A_{in} p_\gamma^{*2}} \right\} \right]^{1/2},$$

$$f_{FSI}^j = \left[ 1 - C_{out} \exp \left\{ -\frac{(j - 1/2)^2}{2A_{out} p_\pi^{*2}} \right\} \right]^{1/2},$$

(3)

где  $A_{in}, A_{out}$  — склоны дифракционного конуса для реакций упругого  $\pi^- \Delta^{++}$ - и  $\rho\rho$ -рассеяния,  $C_{in}, C_{out}$  — коэффициенты связи частиц в начальном и конечном состояниях с неупругими каналами. Поскольку экспериментальные данные о сечениях реакций упругого  $\pi^- \Delta^{++}$ -рассеяния отсутствуют, а данные по упругому  $\rho\rho$ -рассеянию получены со значительными модельными приближениями, величины  $C_{in}, C_{out}, A_{in}, A_{out}$  рассматривались как параметры модели. При этом величины  $A_{in}$  и  $A_{out}$  варьировались в пределах от 5 ГэВ<sup>-2</sup> (склон дифракционного конуса в  $\pi^- p$ -рассеянии) до 12 ГэВ<sup>-2</sup> (склон дифракционного конуса в фоторождении  $\pi^- \Delta^{++}$  [13]).

$Q^2$ -зависимость коэффициента связи с неупругими каналами в начальном состоянии  $C_{in}(Q^2)$  описывалась в рамках модели векторной доминантности следующим образом:

$$C_{in}(Q^2) = \frac{C_{in}(Q^2 = 0)}{1 - Q^2(\text{ГэВ}^2)/0,59}, \quad Q^2 < 0. \quad (4)$$

При значениях  $W$ , меньших порога рождения  $\rho$ -мезона, взаимодействие в начальном состоянии становится пренебрежимо малым, поскольку обусловлено лишь электромагнитными процессами. Конечная ширина  $\rho$ -мезона приводит к плавному, а не скачкообразному изменению коэффициента  $C_{in}$  вблизи порога рождения  $\rho$ -мезона. Эффекты конечной ширины  $\rho$ -мезона учитывались путем умножения коэффициента  $C_{in}$  в (3) на величину

$$\int_0^{(W - m_N)^2} \frac{1}{\pi} \frac{M_\rho \Gamma_\rho}{(M^2 - M_\rho^2)^2 + M_\rho^2 \Gamma_\rho^2} dM^2, \quad (5)$$

где  $M_\rho, \Gamma_\rho$  — масса и ширина  $\rho$ -мезона,  $m_N$  — масса нуклона.

## 2. Результаты

Для определения параметров  $C_{in}, C_{out}, A_{in}, A_{out}$  и фазы интерференции  $\phi$  использовались данные по сечениям реакции (1), полученные в фотонной точке [6, 9]. На рис. 1 показаны измеренные интегральные сечения реакции (1) в зависимости от  $W$  [6, 9] и результаты расчетов для различных значений параметров  $C_{in} = C_{out}$ , не зависящих от  $W$ . Фаза интерференции  $\phi$  полагалась равной нулю, а  $A_{in} = A_{out} = 10$  ГэВ<sup>-2</sup>. Как следует из сравнения результатов расчета с данными [9], ни одна из величин  $C_{in} = C_{out}$  не обеспечивает воспроизведения измеренных сечений во всей области  $W$ . Наиболее близко к экспериментальным данным расположена кривая, полученная для  $C_{in} = C_{out} = 0,7$ . На рис. 2 приведены измеренные интегральные сечения реакции (1) и рассчитанные для  $C_{in} = C_{out} = 0,7$  при различных величинах  $A_{in} = A_{out}$ . Видно, что рассчитанные сечения менее чувствительны к изменениям параметров  $A_{in}, A_{out}$ , чем к изменениям  $C_{in}, C_{out}$ . Наиболее близко к экспериментальным данным во всей области  $W$  расположена кривая, полученная при  $C_{in} = C_{out} = 0,7$ ,

$A_{in} = A_{out} = 8 \text{ ГэВ}^{-2}$ . При этом рассчитанные величины сечений при  $W > 1,9 \text{ ГэВ}$  выше измеренных.

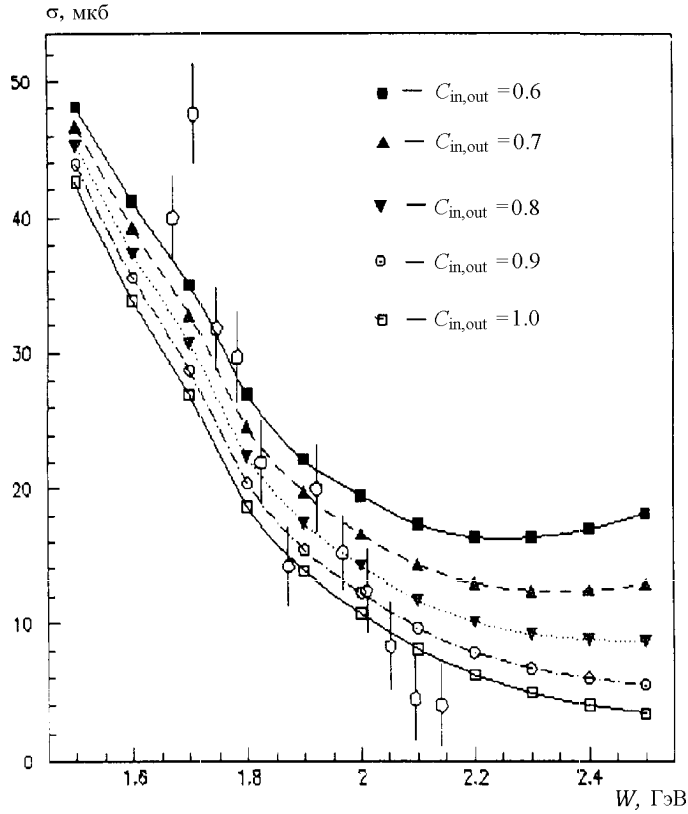


Рис. 1. Рассчитанные и измеренные [9] интегральные сечения реакции  $\gamma p \rightarrow \pi^- \Delta^{++}$  при  $A_{in} = A_{out} = 10 \text{ ГэВ}^{-2}$  и различных значениях параметров  $C_{in,out}$

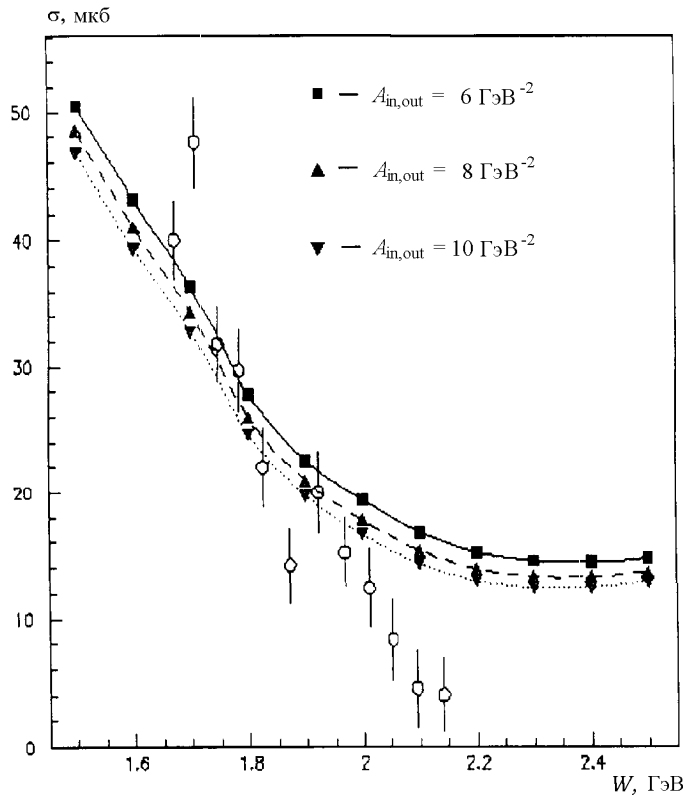


Рис. 2. Рассчитанные и измеренные [9] интегральные сечения реакции  $\gamma p \rightarrow \pi^- \Delta^{++}$  при  $C_{in} = C_{out} = 0,7$  и различных значениях параметров  $A_{in,out}$

Как известно [14], при  $W > 2 \text{ ГэВ}$  значительный вклад в  $t$ -канал наряду с учитываемым в модели [4, 10] однопионным обменом вносит обмен другими частицами, и для адекватного описания сечений при  $W > 2 \text{ ГэВ}$  необходимо учитывать более сложные  $t$ -канальные механизмы. С другой стороны, в области энергий возбуждения резонансов  $W < 2 \text{ ГэВ}$  однопионный обмен является хорошим приближением в описании  $t$ -канала реакции (1) [11]. Возможной причиной расхождения между рассчитанными и измеренными величинами сечений реакции (1) является зависимость от  $W$  как коэффициентов связи с неупругими каналами, так и фазы интерференции  $\phi$ .

Для определения  $W$ -зависимости параметров  $C_{in}$  и  $C_{out}$  и фазы интерференции  $\phi$  использовались данные [6] по угловым распределениям пионов в системе центра инерции, полученные при различных значениях  $W$  (рис. 3). Параметры  $C_{in}$ ,  $C_{out}$  и фаза интерференции  $\phi$  определялись путем фитирования данных [6] при каждом значении  $W$  в предположении  $C_{in} = C_{out}$ ,  $A_{in} = A_{out} = 8 \text{ ГэВ}^{-2}$ . Полученные величины параметров и результаты фитирования данных [6] приведены на рис. 3. При  $W > 1,7 \text{ ГэВ}$  коэффициенты  $C_{in}$ ,  $C_{out}$  становятся равными единице, что отвечает максимальному поглощению во входном и выходном каналах. При  $W < 1,5 \text{ ГэВ}$  фитирование дает значения  $C_{in} = C_{out} = 0$ , что свидетельствует об отсутствии поглощения, хотя уменьшение влияния взаимодействий в начальном и конечном состояниях по мере приближения  $W$  к порогу реакции (1) снижает чувствительность результатов фитирования к величинам  $C_{in}$ ,  $C_{out}$  и значения  $C_{in} = C_{out} < 0,3$  не противоречат имеющимся данным.

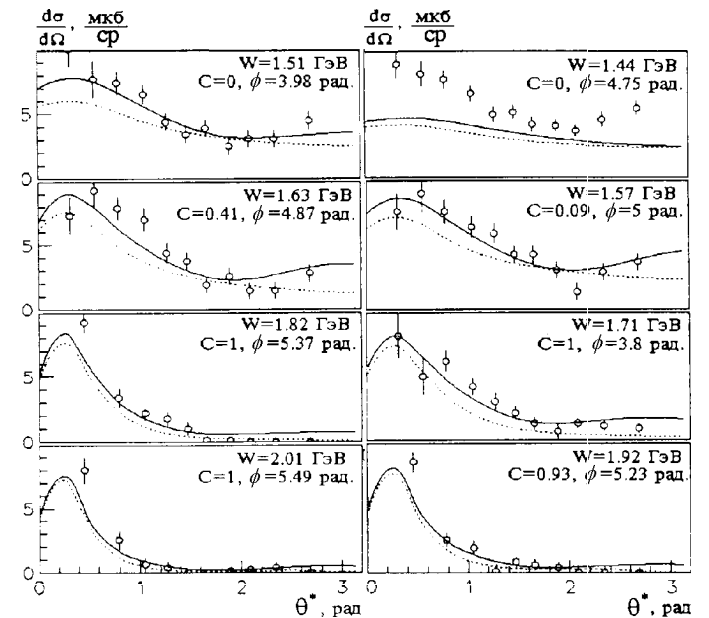


Рис. 3. Результат фитирования рассчитанных угловых распределений пионов в реакции  $\gamma p \rightarrow \pi^- \Delta^{++}$  к данным [6] и определенные зависимости параметров  $C = C_{in} = C_{out}$  и  $\phi$  от  $W$ . Сплошная линия соответствует учету вкладов резонансов и фона, точечная — учету вклада только борновских членов

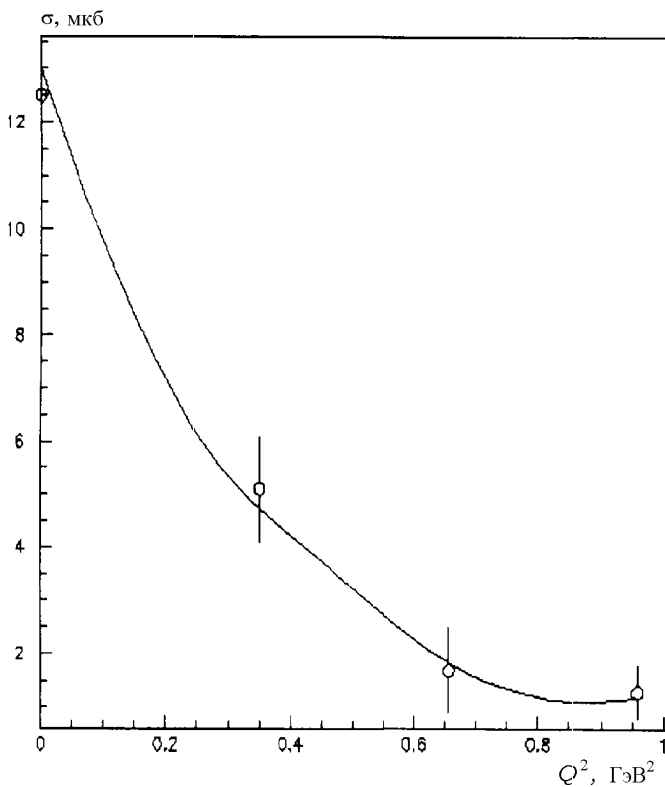


Рис. 4. Зависимость полного сечения реакции  $\gamma p \rightarrow \pi^- \Delta^{++}$  от  $Q^2$

Подобное поведение коэффициентов связи с неупругими каналами обусловлено следующими обстоятельствами. Неупругие процессы в  $\pi^- \Delta^{++}$ -взаимодействиях становятся кинематически разрешенными при  $W > 1,5$  ГэВ. Поэтому коэффициенты связи с неупругими каналами начинают быстро возрастать при  $W > 1,5$  ГэВ. Неупругие взаимодействия во входном канале, как уже отмечалось, становятся возможными, лишь если  $W$  превышает порог рождения  $\rho$ -мезона (1,71 ГэВ), когда коэффициенты  $C_{in}$  и  $C_{out}$  достигают максимальных значений. На рис. 2 сплошной линией показаны рассчитанные интегральные сечения реакции (1) со значениями параметров  $C_{in}$ ,  $C_{out}$ , полученными в нашей модели. Согласно рис. 2, 3, модель хорошо воспроизводит как интегральные, так и дифференциальные сечения реакции (1) в фотонной точке при  $1,5 < W < 2$  ГэВ.

Для исследования  $Q^2$ -зависимости коэффициентов связи с неупругими каналами в начальном состоянии данные [8] по интегральным сечениям реакции (1), полученные при  $W = 2,1$  ГэВ и различных значениях  $Q^2$ , сравнивались с результатами расчета (рис. 4). При  $W > 2$  ГэВ вкладом резонансных

возбуждений можно пренебречь и  $Q^2$ -зависимость сечения определяется поведением лишь нерезонансных процессов. Как видно из рис. 4, наблюдается хорошее согласие между измеренными и рассчитанными величинами интегральных сечений реакции (1). Это свидетельствует о том, что модель векторной доминантности хорошо воспроизводит  $Q^2$ -зависимость коэффициентов связи с неупругими каналами  $C_{in}(Q^2)$  (4).

### Заключение

Исследованы эффекты взаимодействий частиц в начальном и конечном состояниях в реакции  $\gamma_{r,v} p \rightarrow \pi^- \Delta^{++}$  в рамках модели [1, 4]. Из экспериментальных данных по сечениям этой реакции в фотонной точке определены величины коэффициентов связи с неупругими каналами в начальном и конечном состояниях, а также величина фазы  $\phi$  между амплитудами резонансных и нерезонансных процессов в зависимости от  $W$ . Показано, что модель хорошо воспроизводит данные [6, 9] в фотонной точке при  $1,5 < W < 2$  ГэВ. Модель векторной доминантности позволяет описать  $Q^2$ -зависимость коэффициентов связи с неупругими каналами в начальном состоянии  $C_{in}(Q^2)$ .

### Литература

1. Ripani M. // Nucl. Phys. 1997. **A623**. P. 110.
2. Burkert V., Ripani M. CEBAF Experiment E-93-003 // Report at the Meeting of the CEBAF Program Advisory Committee PAC8 (June 13–17 1994).
3. Napolitano J. CEBAF Experiment E-91-039 // Report at the Meeting of the CEBAF Program Advisory Committee PAC8 (June 13–17 1994).
4. Головач Е.Н., Замиралов В.С., Иуханов Б.С. и др. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1999. №1. С. 34 (Moscow University Phys. Bull. 1999. No. 1).
5. Gottfried K., Jackson J.D. // Nuovo Cimento. 1964. **34**. P. 736.
6. Cambridge Bubble Chamber Group // Phys. Rev. 1967. **155**. P. 1477; ABBHM-Collaboration // Phys. Rev. 1968. **175**. P. 1669.
7. Damman I. // Nucl. Phys. 1973. **B54**. P. 355.
8. Wacker K. // Nucl. Phys. 1978. **B144**. P. 269.
9. Klein F.J. // Bonn University Thesis BONN-IR-96-08.
10. Lüke D., Söding P. // Springer Tracts in Modern. Physics. 1971. **59**. P. 39.
11. Nozawa S., Blankleider B., Lee T.S.H. // Nucl. Phys. 1990. **A513**. P. 459.
12. Surya Y., Gross F. Preprint CEBAF-TH-95-04.
13. Buschorn G. // Phys. Lett. 1970. **B33**. P. 241.
14. Guidal M., Laget J.-M., Vanderhaeghen M. // Phys. Lett. 1997. **B400**. P. 6.

Поступила в редакцию  
08.06.98