

Объединенный  
институт  
ядерных  
исследований  
Дубна

3663/2-80

4/8-80

P2-80-311

Н.С.Амелин, Г.И.Лыкасов

РОЛЬ РЕЗОНАНСОВ  
В ОБРАЗОВАНИИ КУМУЛЯТИВНЫХ  
 $\pi$ -МЕЗОНОВ НА ЯДРАХ

Направлено в ЯФ

1980

Многочисленные экспериментальные данные <sup>/1-6/</sup> свидетельствуют о том, что при высоких энергиях в адрон-адронных столкновениях  $\pi$ -мезоны рождаются, в основном, не сразу, а посредством образования резонансов и их распада. В адрон-ядерных соударениях при взаимодействии налетающего или перерассеянного адрона с нуклонами внутри ядра также могут образовываться резонансы, они иногда существенно влияют на механизм адрон-ядерных реакций. В ряде работ <sup>/7-9/</sup> было показано, что при энергиях вблизи порога образования резонансов вылет частиц в заднюю полусферу в адрон-ядерных взаимодействиях можно объяснить рассеянием промежуточных резонансов на нуклонах ядра. Представляет несомненный интерес исследование таких эффектов и при высоких энергиях налетающего адрона.

В последнее время изучение процессов взаимодействия адронов и ядер с ядрами при высоких энергиях с вылетом энергичных частиц в заднюю полусферу, так называемых кумулятивных частиц <sup>/10/</sup>, привлекает к себе неослабевающее внимание. Форма инклюзивных энергетических спектров вторичных частиц в таких реакциях, согласно гипотезе ядерного скейлинга <sup>/11/</sup>, подтвержденного экспериментально <sup>/12,13/</sup>, не зависит от энергии и типа налетающих частиц, а энергия регистрируемых частиц намного может превышать соответствующий кинематический предел для свободных адрон-нуклонных столкновений <sup>/13/</sup>. Существует целый ряд теоретических объяснений этого интересного явления <sup>/10,13-16/</sup>.

В настоящей работе подробно исследуется вклад процессов образования резонансов в промежуточном состоянии в инклюзивный спектр  $\pi$ -мезонов, испущенных в заднюю полусферу в нуклон-ядерных реакциях. В рамках модели перерассеяния лидирующей частицы на нуклонах ядра <sup>/17-19/</sup>, последующего рождения бозонных резонансов и их взаимодействия с нуклонами анализируется  $A$ -зависимость инклюзивных спектров кумулятивных пионов в нуклон-ядерных соударениях, т.е. зависимость от атомного номера ядра-мишени.

Предположим вначале, что  $\pi$ -мезоны в реакциях  $NA \rightarrow \pi X$  образуются путем двукратного взаимодействия с нуклонами ядра, т.е. последовательно происходят следующие процессы:  $NN \rightarrow RX$  и  $RN \rightarrow \pi X$ , где  $R$ -резонанс. Проанализируем кинематику такого мезообразования, считая для простоты, что нуклоны ядра покоятся, а резонанс - стабильная частица. Внемассовыми эффектами также пренебрежем, т.к.  $R$  - бозонный или барионный резонанс, т.е. час-

тица с большой массой <sup>/20/</sup>. Используя законы сохранения энергии-импульса в каждом из указанных процессов, легко найти пределы изменения следующих кинематических переменных промежуточной частицы:

$$\vec{q}_{1\perp}^{(-)} \leq \vec{q}_{1\perp} \leq \vec{q}_{1\perp}^{(+)}; \quad y_1 \leq y \leq 1;$$

$$\vec{q}_{1\perp}^{(\pm)} = \frac{m}{\Delta} \left\{ y \vec{p}_{\perp} \pm \sqrt{y^2 \vec{p}_{\perp}^2 + y [ym(2E-m) - 2\Delta(E + \frac{B}{m})] - \frac{m_R^2 \Delta^2}{m^2}} \right\};$$

$$y_1 = \frac{\Delta(2E-r)}{2m(2E-m)} + \sqrt{\frac{\Delta^2(2E-r)^2}{4m^2(2E-m)^2} + \frac{m_R^2 \Delta^2}{m^2(2E-m)}}.$$

Здесь введены обозначения:

$$y = 1 - \frac{m_X^2}{s}; \quad \Delta = E - p_z - m; \quad s = 2m(E_0 + m);$$

$$r = (m_R^2 - 2m\mu)/m; \quad B = \frac{1}{2}(m_X^2 - m^2 - m_R^2 - \mu^2);$$

$m_{X1}, m_{X2}$  - эффективные массы в процессах  $NN \rightarrow RX_1, RN \rightarrow \pi X_2$ ;  $m, m_R, \mu$  - массы нуклона, резонанса, и  $\pi$ -мезона соответственно;  $\vec{p}_{\perp}, p_z$  - поперечная и продольная компоненты импульса  $\pi$ -мезона в л.с.,

$$E = \sqrt{\vec{p}^2 + \mu^2},$$

$\vec{q}_{1\perp}, q_{1z}$  - поперечный и продольный импульсы в л.с. - промежуточные частицы.

Отсюда легко получить ограничение на энергию рожденного  $\pi$ -мезона. В случае вылета пионов под очень большими углами, когда  $\Delta \approx 2E - m$ , имеем:

$$E \leq \frac{m}{2} + \frac{r}{2(1 + m_R^2/m^2)}. \quad /1/$$

Из /1/ видно, что кинематический предел вылета пионов назад, например, в нуклон-дейтронном соударении, когда в промежуточном состоянии рождается резонанс, больше соответствующего предела в случае промежуточного реального  $\pi$ -мезона, который подробно рассматривался в работе <sup>/21/</sup>. Таким образом, образование  $\pi$ -мезонов назад в рассматриваемом двукратном процессе на нуклонах ядра с импульсом  $p > 0,4$  ГэВ/с кинематически разрешено лишь диаграммами с промежуточным резонансом

или сильно виртуальным пионом, последнее рассматривалось в работе <sup>/20/</sup>. Заметим, что с учетом фермиевского движения нуклонов в ядре кинематический предел /1/ увеличивается:

$$E \leq \frac{m}{2} + \frac{r + k_z m_R^2/m^2}{2(1 + m_R^2/m^2)}. \quad /2/$$

При выводе /2/ пренебрегалось величинами порядка  $k^2/m^2$ , где  $\vec{k}$  - внутриядерный импульс,  $k_z$  - продольная компонента  $\vec{k}$ .

Приведем еще некоторые кинематические соотношения для случая рождения пионов назад,  $\vec{p}_{\perp} = 0$ , которые нам понадобятся в дальнейшем:

$$q_{1\perp}^2 = \frac{m^2}{\Delta} \{ y^2 m - y(2E-r) - m_R^2 \Delta/m^2 \};$$

$$q_{1z} = \frac{m}{\Delta} y(m-E) - \frac{m(2E-r)}{2\Delta};$$

$$y = \frac{2E-r}{2(m-E)} + \frac{x_1 E_0 \Delta}{m(m-E)},$$

где  $x_1 = 2q_{1z} m/s$ .

При  $x_1 \ll 1$  имеем:

$$E_{1\perp} = \sqrt{q_{1\perp}^2 + m_R^2} \approx \frac{m(E-r/2)}{m-E} \sqrt{1 + \frac{E_0 x_1}{E-r/2}}. \quad /3/$$

Вклад обсуждаемого двукратного процесса взаимодействия в инклюзивный спектр пионов, рожденных в нуклон-ядерном столкновении, согласно работе <sup>/20/</sup>, описывается выражением:

$$E \frac{d\sigma^{(3)}}{d^3\vec{p}} \approx \frac{1}{4\pi} \langle (\vec{r}_1 - \vec{r}_2)^{-2} \rangle \int E_1 \frac{d\sigma_{PN \rightarrow RX_1}(q_{1\perp}^2, x_1)}{d^3\vec{q}} \times$$

$$\times \frac{d\sigma_{RN \rightarrow \pi X_2}(q_{2\perp}^2, x_2)}{d^3\vec{p}} d^3\vec{q}_1, \quad /4/$$

где  $\vec{q}_{1\perp}, \vec{q}_{2\perp}$  - поперечные составляющие импульсов резонанса и  $\pi$ -мезона в системе покоя первого и второго нуклонов соответственно;

$\langle (\vec{r}_1 - \vec{r}_2)^{-2} \rangle$  - среднее значение обратного квадрата расстояния между нуклонами ядра

$$x_1 = 2q_{1z} m/s; \quad x_2 = 2q_{2z} m/s; \quad s_1 = m_R^2 + m^2 + 2E_1 m,$$

$$E_1 = \sqrt{q_1^2 + m^2} \quad - \text{энергия промежуточного резонанса.}$$

Заметим, что выражение /4/ написано в пренебрежении нестабильностью резонансов и немассовыми эффектами.

При высоких энергиях, порядка сотен ГэВ, доля  $\pi$ -мезонов, рождающихся в нуклон-нуклонных взаимодействиях от распада бозонных резонансов, очень велика, превышает 60% от всех пионов, образующихся в реакциях  $NN \rightarrow \pi X$  /1, 2/. Вклад барионных резонансов в рождение  $\pi$ -мезонов в N-N соударениях по сравнению с вкладом мезонных резонансов при высоких энергиях невелик /1/, поэтому им можно пренебречь. Бозонные резонансы в N-N столкновениях рождаются, как известно, в центральной области, т.е. в нашем случае при малых  $x_1$ . Из анализа экспериментальных данных /1, 6/ следует, что спектры вторичных частиц, образующихся в адрон-адронных взаимодействиях при высоких энергиях, универсальны в центральной области по  $x$  и  $p_{\perp}^2$  или  $E_{\perp} = \sqrt{p_{\perp}^2 + m^2}$ , т.е. описываются единой функцией этих переменных независимо от типа начальных частиц. Инклюзивные спектры вторичных частиц при малых  $x$  и небольших  $p_{\perp}^2 / p_{\perp}^2 < 2 \text{ ГэВ}/c$  / / можно представить в факторизованном виде /1, 4/. Согласно экспериментальным данным /1, 6/, распределения по  $p_{\perp}^2$  или  $E_{\perp}$  прямых продуктов адрон-адронных взаимодействий и вторичных частиц, образованных от распада резонансов, в центральной области приближенно экспоненциально совпадают с ростом  $E_{\perp}$ .

Качественно проанализируем поведение  $E \frac{d\sigma}{d^3\vec{p}}$  в зависимости от  $E$ . Учитывая вышесказанное, спектр рождения бозонного резонанса в N-N столкновениях, согласно работам /1, 4/, можно представить в виде:

$$E_1 \frac{d\sigma_{pN \rightarrow \pi X_1}}{d^3\vec{q}_1} \approx C_1 F(x_1) e^{-BE_{1\perp}}, \quad /5/$$

а спектр образования  $\pi$ -мезона во взаимодействии  $RN \rightarrow \pi X$ , при малых  $x_2$  в виде /1, 4, 6/:

$$\frac{d\sigma_{RN \rightarrow \pi X_2}}{d^3\vec{q}_2} \approx C_2 F(x_2) \exp\left(-\frac{\sqrt{q_{2\perp}^2 + \mu^2}}{T_0}\right), \quad /6/$$

где  $T_0 = 0,12 \text{ ГэВ}$  /1, 6/.

Подставляя /5/, /6/ в /4/, учитывая /2/ и используя выражение  $q_{2\perp}^2 \approx p^2 (1 - q_{1\perp}^2 / q_{1\perp}^2 + \dots)$  в случае испускания  $\pi$ -мезонов назад, качественно имеем:

$$E \frac{d\sigma^{(3)}}{d^3\vec{p}} \approx \frac{1}{4\pi} \langle (\vec{r}_1 - \vec{r}_2)^{-2} \rangle C \exp\{-B_1(E - \tau/2) \times \\ \times (1 + \frac{E}{m} + \frac{E^2}{m^2} + \dots) - B_2 E\}, \quad /7/$$

где  $B_2 = 1/T_0$ ;  $C$  - некоторая константа, включающая  $C_1, C_2$ .

Из /7/ видно, что в первом приближении вклад рассматриваемого процесса рождения  $\pi$ -мезона на двухнуклонной системе с образованием бозонного резонанса в промежуточном состоянии в инклюзивный спектр пионов, испущенных назад в нуклон-ядерном столкновении, имеет экспоненциальное поведение в зависимости от  $E$ , что наблюдается на эксперименте.

Рассмотрим теперь весь возможный процесс испускания  $\pi$ -мезонов в заднюю полусферу в нуклон-ядерном взаимодействии.

Как следует из анализа экспериментальных данных /13/,  $A$ -зависимость спектров кумулятивных пионов, образующихся в адрон-ядерных столкновениях, примерно такая же, как и спектров протонов с большими поперечными импульсами при высоких начальных энергиях в реакциях  $pA \rightarrow pX$  /22/. Зависимость таких протонных спектров от  $A$  вполне удовлетворительно описывается в рамках модели перерасеяния лидирующих частиц /17-19/. Поэтому естественно предположить, что  $A$ -зависимость обсуждаемых спектров  $\pi$ -мезонов в реакциях  $NA \rightarrow \pi X$  определяется перерасеянием лидирующих нуклонов под малыми углами, а форма спектров - вкладом процессов образования бозонных резонансов в промежуточном состоянии. Учет перерасеяния  $\pi$ -мезонов, образующихся после взаимодействия резонанса с нуклоном, имеет поправочный характер к рассматриваемой модели, поэтому для качественного анализа вклада промежуточных резонансов им пренебрегаем.

В рамках таких предположений инвариантный инклюзивный спектр  $\pi$ -мезонов, испущенных в заднюю полусферу в процессах  $NA \rightarrow \pi X$ , можно представить в виде /19/:

$$E \frac{d\sigma_{NA \rightarrow \pi X}}{d^3\vec{p}} = E \frac{d\sigma'}{d^3\vec{p}} \sum_{\nu=1}^A N_{\nu} + \sum_{n=1}^A \int d^2b (T(b))^n (n!)^{-1} \exp(-\sigma T(b)) \times \\ \times \prod_{i=1}^n \frac{d\sigma}{d^3\vec{q}_{i\perp} dM_i^2} \delta(E_0 - E - \sum_{i=1}^n (q_{i\perp}^2 + M_i^2 - m^2) / 2m - \quad /7'/$$

$$-(M_{n+1}^2 - t_{n+1} - m_R^2)/2m - (M_{n+2}^2 - t_{n+2} - m_R^2)/2m) \times$$

$$\times \delta(\vec{Q}_\perp - \sum \vec{q}_{1\perp} - \vec{q}_{n+1,\perp} - \vec{q}_{n+2,\perp}) \times$$

$$\times T(b) E \frac{d\sigma'}{d^3\vec{q}_{n+2}} \prod_{i=1}^n d^2\vec{q}_{i\perp} dM_i^2 d^3\vec{q}_{n+1} d^3\vec{q}_{n+2} .$$

/7'/

Здесь введены следующие обозначения /19/:

$$N_\nu = \frac{1}{\sigma} \int d^2b \frac{[\sigma T(b)]^\nu}{\nu!} e^{-\sigma T(b)} ,$$

$M_i$  - эффективная масса в реакции  $NN \rightarrow NX$  ;  
 $\vec{q}_{i\perp}$  - поперечный импульс рассеянного нуклона;  
 $\vec{q}_{n+1}$ ,  $\vec{q}_{n+2}$  - трехимпульсы промежуточного резонанса и  $\pi$ -мезона соответственно;

$$\vec{Q}_{n+1,\perp} = (\vec{q}_n - \vec{q}_{n+1})_\perp ; \vec{Q}_{n+2,\perp} = (\vec{q}_{n+1} - \vec{q}_{n+2})_\perp ;$$

$\vec{Q}_\perp = (\vec{p}_0 - \vec{p})_\perp$  ;  $t_{n+1}$ ,  $t_{n+2}$  - инвариантные передачи в процессах  $NN \rightarrow RX$ ,  $RN \rightarrow \pi X$ .  $\vec{p}_0$ ,  $E_0$  - трехимпульс и энергия начального нуклона соответственно;

$$T(b) = \int_{-\infty}^{\infty} \rho(\sqrt{b^2 + z^2}) dz ; \int \rho(r) d^3r = A ,$$

$A$  - атомный номер ядра;  $\sigma$  - полное сечение неупругого  $N-N$  соударения;  $\rho$  - ядерная плотность,  $b$  - прицельный параметр,

$$E \frac{d\sigma'}{d^3\vec{p}} = E \frac{d\sigma_{NN \rightarrow \pi X}}{d^3\vec{p}} + E \frac{d\sigma^{(3)}}{d^3\vec{p}} .$$

Поскольку перерассеяние лидирующих нуклонов происходит с передачами, намного меньшими передач в рождении резонанса  $NN \rightarrow RX$  и в образовании  $\pi$ -мезона  $RN \rightarrow \pi X$ , вылетающего в заднюю полусферу, то приближенно можно считать

$$\sum_{i=1}^n (\vec{q}_{i\perp}^2 + M_i^2 - m^2)/2m \approx 0 ; \sum_{i=1}^n \vec{q}_{i\perp} \approx 0 ,$$

тогда из /7'/ легко получить:

$$E \frac{d\sigma_{NA \rightarrow \pi X}}{d^3\vec{p}} = E \frac{d\sigma'}{d^3\vec{p}} \left\{ \sum_{\nu=1}^A N_\nu + \int d^2b T(b) [1 - e^{-\sigma T(b)}] \right\} =$$

$$= E \frac{d\sigma'}{d^3\vec{p}} \{A - N_1 + A^{2/3}\} ,$$

/8/

при этом использовалось /19/:

$$\sum_{\nu=1}^A N_\nu \approx A^{2/3} .$$

Выражение /8/ показывает лишь качественную зависимость от  $A$  исследуемых спектров.

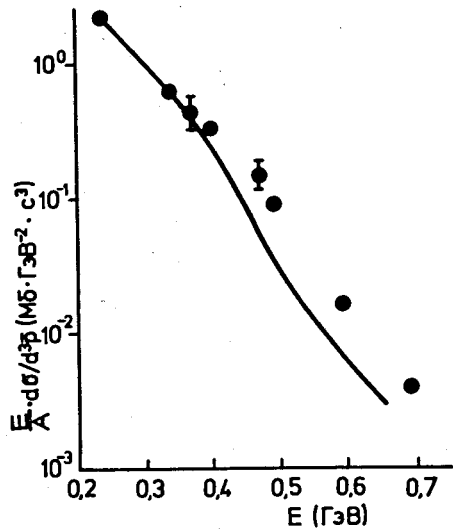
Аккуратное вычисление /7'/ должно дать, согласно работам /18,19/, более сложную  $A$ -зависимость. В настоящей работе мы ограничимся лишь качественным рассмотрением  $A$ -поведения спектров. Исходя из /8/, нормированный на  $A$  инклюзивный спектр пионов приближенно можно представить в виде:

$$\langle (E/A) \frac{d\sigma_{NA \rightarrow \pi X}}{d^3\vec{p}} \rangle = E \frac{d\sigma_{NN \rightarrow \pi X}}{d^3\vec{p}} + E \frac{d\sigma^{(3)}}{d^3\vec{p}} .$$

/9/

Для количественного сравнения теории с экспериментом вычислялся нормированный на  $A$  инклюзивный спектр пионов, испущенных назад в реакции  $p + Ta \rightarrow \pi^- + X$  при  $E_0 = 400$  /ГэВ/, которая экспериментально исследовалась для угла вылета  $\pi$ -мезонов  $\theta = 162^\circ$  в л.с./23/. Экспериментальные данные сравнивались с результатами расчета при  $\theta = 180^\circ$ , т.к. есть основания полагать /13/, что в интервале углов  $\theta = 160^\circ \div 180^\circ$  угловые распределения пионов в реакциях  $pA \rightarrow \pi X$  примерно постоянны /13/.

Часть спектра  $E \frac{d\sigma^{(3)}}{d^3\vec{p}}$  рассчитывалась по /4/. Зависимость инклюзивных спектров рождения бозонных резонансов  $NN \rightarrow RX$  и образования  $\pi$ -мезонов  $RN \rightarrow \pi X$  от  $p_x^2$  при малых  $x$  бралась такой же, как и для реакции  $NN \rightarrow \pi X$  /24,25/. Зависимость спектров резонансов от  $x$ , бралась из работы /5/. При этом считалось, что 80% пионов в  $N-N$  столкновениях образуется



Энергетическая зависимость нормированного на  $A$  инклюзивного инвариантного спектра  $\pi^-$ -мезонов, испущенных назад в реакции  $pTa \rightarrow \pi^- X$  при  $E_0 = 400$  /ГэВ/. • - экспериментальные данные /23/, кривая - результаты расчета.

от распада бозонных резонансов. Нестабильностью резонансов пренебрегалось из-за ее малости, т.к. резонансы довольно энергичны, что следует из разобранной выше кинематики. Все возможные бозонные резонансы суммировались с соответствующими

весами /1,5/. Как отмечалось ранее /20/, в низкоэнергетическую часть обсуждаемого спектра, т.е. при  $E \leq 0,4$  /ГэВ/, могут давать заметный вклад процессы с образованием реального  $\pi$ -мезона в промежуточном состоянии ( $NN \rightarrow \pi X$ ,  $\pi N \rightarrow \pi X$ ). Поэтому они тоже учитывались, как и в работе /20/. Причем кинематические области преимущественных вкладов от резонансов и промежуточных реальных  $\pi$ -мезонов разные /20/, следовательно, интерференцией между ними можно пренебречь.

На рисунке приведено сравнение теоретической кривой, рассчитанной по /9/, и экспериментальных данных об инклюзивном спектре  $\pi^-$ -мезонов, вылетающих в реакции  $pTa \rightarrow \pi^- X$  под углом  $162^\circ$  при  $E_0 = 400$  /ГэВ/, нормированном на  $A$  /23/.

Из рисунка видно качественное согласие теории с экспериментом, причем часть спектра при  $E = 0,4 \div 0,65$  /ГэВ/ целиком определяется вкладом процессов с образованием промежуточных бозонных резонансов.

Заметим, что для простоты вычислений фермиевским движением нуклонов в ядре пренебрегалось, учет которого несколько увеличит кинематическую границу вылета пионов назад, что видно из неравенства /2/.

Подведем итог проведенному исследованию. В адрон-ядерных реакциях с вылетом энергичных пионов в заднюю полусферу кинематически выгодно родиться резонансу в промежуточном состоянии, который взаимодействует с нуклонами ядра, после чего образуется наблюдаемый  $\pi$ -мезон. Наиболее ярко и значительно вклад подобных процессов с образованием бозонных резонансов в инклюзивный спектр пионов в реакциях  $NA \rightarrow \pi X$  проявляется при высоких энергиях и при  $\theta = 180^\circ$  в л.с. Подчеркнем, что

учет таких эффектов, в основном, определяет форму высокоэнергетической части спектра и позволяет качественно описать имеющиеся экспериментальные данные. При меньших углах вылета  $\pi$ -мезонов наряду с упомянутыми могут давать заметный вклад более сложные процессы перерассеяния и мезообразования в промежуточном состоянии.

Заметим, что рассмотренная приближенная модель является лишь одним из возможных качественных теоретических объяснений образования кумулятивных  $\pi$ -мезонов в реакциях  $NN \rightarrow \pi X$ .

В заключение авторы хотели бы выразить глубокую благодарность С.Б.Герасимову, А.Б.Говоркову, В.Б.Копелиовичу, Г.А.Лексину, В.С.Ставинскому за плодотворные обсуждения и замечания. Авторы признательны также Н.В.Славину за помощь при численных расчетах.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Гришин В.Г. ЭЧАЯ, 1979, 10, вып.3, с.608.
2. Jancso G. et al. Nucl.Phys., 1977, B124, No.1, p.1.
3. Ziemenski A. Proc. European Conf. Particle Physics. Budapest, Hungary, 1977, v.1, p.165.
4. Satz H. Proc. European Conf. Particle Physics. Budapest, Hungary, 1977, v.1, p.379.
5. Vlobel V. et al. Phys.Lett., 1974, 48B, No.1, p.73.
6. Bartke J. et al. Nucl.Phys., 1977, B120, p.14.
7. Кондратюк Л.А., Лев Ф.М. ЯФ, 1976, 23, № 5, с.1056.
8. Кондратюк Л.А., Лев Ф.М. ЯФ, 1977, 26, с.294.
9. Копелиович В.Б., Родоманов В.Б. ОИЯИ, P2-11938, Дубна, 1978.
10. Балдин А.М. Докл. АН СССР, 1975, т.22, с.1064; ЭЧАЯ, 1977, т.8, с.429.
11. Лексин Г.А. 3-я школа ИТЭФ по физике. Москва, Атомиздат, 1975, вып.2, с.5; 4-я школа ИТЭФ. Москва, Атомиздат, 1977, вып.2, с.5.
12. Баюков Ю.Д. и др. ЯФ, 1974, 19, № 6, с.1266.
13. Ставинский В.С. ЭЧАЯ, 1979, т.10, вып.5, с.949.
14. Буров В.В., Лукьянов В.К., Титов А.И. ОИЯИ, P2-10244, Дубна, 1976; Phys.Lett., 1977, 67, p.46.
15. Frankfurt L.L., Strikman M.I. Phys.Lett., 1976, 65, p.51.
16. Копелиович В.Б. ЯФ, 1977, 26, с.168.
17. Алавердян Г.Б., Тарасов А.В., Ужинский В.В. ОИЯИ, P2-7875, Дубна, 1974.
18. Алавердян Г.Б., Тарасов А.В., Ужинский В.В. ЯФ, 1977, 25, с.666.

19. Алавердян Г.Б. и др. ОИЯИ, P2-12537, Дубна, 1979.
20. Амелин Н.С., Лыкасов Г.И. ОИЯИ, P2-12579, Дубна, 1979.
21. Кондратюк Л.А., Копелиович В.Б. Письма в ЖЭТФ, 1975, 21, с.88.
22. Cronin J.W. et al. Phys.Rev., 1975, D11, p.3105.
23. Никифоров Н.А. и др. Препринт ИТЭФ-37, М., 1980.
24. Muck H.J. et al. Internal Report DESY-F1-72/1, 1972.
25. Барашенков В.С., Славин Н.В. ОИЯИ, P2-12083, Дубна, 1978.

Рукопись поступила в издательский отдел  
22 апреля 1980 года.