

A-615



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

5311/2-79

24/12-79

P2 - 12579

Н.С.Амелин, Г.И.Лыкасов

ТРЕУГОЛЬНЫЕ ДИАГРАММЫ
И РОЖДЕНИЕ ПИОНОВ НАЗАД
НА ЛЕГКИХ ЯДРАХ

1979

P2 - 12579

Н.С.Амелин, Г.И.Лыкасов

ТРЕУГОЛЬНЫЕ ДИАГРАММЫ
И РОЖДЕНИЕ ПИОНОВ НАЗАД
НА ЛЕГКИХ ЯДРАХ

Направлено в ЯФ

Треугольные диаграммы и рождение пионов назад на легких ядрах.

Исследуется вклад треугольных диаграмм в инклюзивный спектр π -мезонов, рожденных назад на легких ядрах. Приводятся их количественная оценка для конкретной реакции $p^4\text{He} \rightarrow \pi^+ X$ при $P_0 = 8,6$ ГэВ/с и сравнение теории с экспериментом. Показано, что при энергиях порядка 10 ГэВ вклад треугольных диаграмм в обсуждаемый спектр пионов не вымирает, и им нельзя пренебрегать.

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1979

Triangular Graphs and the Backward Pion Production on Light Nuclei

The contribution of triangular graphs into the inclusive backward pion spectra on light nuclei is investigated. Evaluation and comparison with experiment is made for the $p^4\text{He} \rightarrow \pi^+ X$ at $P_0 = 8.6$ GeV/c. It is shown that the contribution of triangular graphs into discussed pion spectra at energies of about 10 GeV does not disappears and should be considered.

The investigation has been performed at the Laboratory of Computing Techniques and Automation, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1979

Как известно, "треугольный" механизм с однопионным обменом играет основную роль как в упругом, так и неупругом $p-d$ -рассеянии назад в области промежуточных энергий начальных протонов^{/1-4/}. Поэтому представляется интересным исследовать роль этого механизма в рассеянии протонов на более тяжелых ядрах, чем дейтрон. Как показано в работе^{/5/}, кинематически выгодно родиться π -мезону назад в $P-A$ -взаимодействии посредством резонанса или виртуального пиона в промежуточном состоянии. В настоящей работе изучается вклад треугольных диаграмм в инклюзивный спектр π -мезонов, рожденных назад на легких ядрах, приводится их количественная оценка для конкретной реакции $p^4\text{He} \rightarrow \pi X$ при $P_0 = 8,6 \text{ ГэВ}/c$ и сравнение теории с экспериментом^{/6/}.

Энергия π -мезонов, рожденных назад, в реакции $pN \rightarrow \pi X$ имеет кинематический предел, который значительно меньше их максимальной энергии в образовании пионов назад на ядре. Поэтому сечение рождения π -мезонов назад в протон-ядерном взаимодействии недостаточно представлять как сумму сечений образования пионов на каждом свободном нуклоне ядра. Учет фермиевского движения нуклонов в ядре, как показано в работах^{/7,8/}, расширяет кинематическую область вылета π -мезонов назад, однако совершенно не дает удовлетворительного описания экспериментальных инклюзивных спектров. Несогласие теории с экспериментом составляет 3-4 порядка в высокоэнергетической части спектра π -мезонов^{/8/}. Эффектами релятивизации волновой функции, обсуждаемыми в работе^{/8/}, тоже пренебрегаем, т.к. они практически не дают вклада в исследуемый спектр^{/8/}.

Предположим, что после столкновения начального протона с нуклоном ядра образуется резонанс или пион, который затем перерассеивается на другом нуклоне ядра. Тогда амплитуду реакции $pA \rightarrow \pi X$ можно записать в виде^{19/}:

$$\begin{aligned}
 \mathcal{F} &= \sum_{\substack{i,j=1 \\ i \neq j}}^A \int \Psi_f^*(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_A) \{ e^{-i(\vec{q} - \vec{p}_0) \cdot \vec{r}_i} f_{pN \rightarrow RX_1}(\vec{q} - \vec{p}_0) - \\
 &= \frac{1}{(2\pi)^3 2m} \int e^{-i(\vec{q} - \vec{q}_1) \cdot \vec{r}_i} f_{RN \rightarrow \pi X_2}(\vec{q}_1 - \vec{q}) \frac{G(\vec{q}_1)}{2E(\vec{q}_1)} \cdot \quad /1/ \\
 &\times e^{-i(\vec{q}_1 - \vec{p}_0) \cdot \vec{r}_i} f_{pN \rightarrow RX_2}(\vec{q}_1 - \vec{p}_0) \} \Psi_{in}(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_A) \prod_{k=1}^A d^3 r_k d^3 q_1 .
 \end{aligned}$$

Здесь введены обозначения. Ψ_{in}, Ψ_f - волновые функции начального и конечного состояний ядра в координатном представлении; $f_{pN \rightarrow RX_1}$ - амплитуда рождения резонанса или π -мезона R; $f_{RN \rightarrow \pi X_2}$ - амплитуда инклюзивной реакции $RN \rightarrow \pi X_2$.

$$G(\vec{q}_1) = [E(\vec{p}_0) + M_A - E(\vec{k}) - E(\vec{q}_1) - E_{X_1} - E_{X_2} + i\Gamma/2]^{-1} -$$

- свободная двухчастичная функция Грина, когда в промежуточном состоянии R-резонанс, в случае же π -мезона $\Gamma = 0$; E_{X_1}, E_{X_2} - эффективные энергии систем частиц X_1, X_2 соответственно; $\vec{p}_0, \vec{q}_1, \vec{q}$ - трехимпульсы налетающего протона, промежуточной частицы и конечного π -мезона соответственно; $M_A, E(\vec{q}_1)$ - масса ядра и энергия промежуточной частицы; k - трехимпульс внутриядерного нуклона; $\vec{q}_1 = \vec{p}_{X_2} + \vec{q} - \vec{k}$, где \vec{p}_{X_2} - эффективный импульс системы частиц X_2 .

Пренебрегая величинами порядка $k^2/E^2(q)$, $G(\vec{k})$ можно представить в виде^{13/}

$$G(\vec{k}) = (\lambda + \vec{k} \cdot \vec{q}_0 + i\Gamma/2)^{-1},$$

где

$$\lambda = E_0 + m - E_X; \quad \vec{q}_0 = \frac{\vec{p}_{X_2} + \vec{q}}{E(\vec{p}_{X_2} + \vec{q})}.$$

Нормируя волновую функцию начального состояния ядра, как и в работе /9/, отделяя движение центра тяжести ядра, переходим к координатам Якоби /9/:

$$\Psi_{in}(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_A) = \sqrt{2M(2\pi)^3} \delta\left(\sum_{\ell=1}^A \vec{r}_\ell\right) \Phi(\vec{\xi}_1, \dots, \vec{\xi}_{A-1});$$

$$\vec{\xi}_\ell = \frac{1}{\sqrt{\ell(\ell+1)}} \left(\ell \vec{r}_{\ell+1} - \sum_{k=1}^{\ell} \vec{r}_k \right).$$

Один из членов суммы /1/, соответствующий диаграмме рис. 2, можно записать, делая в интеграле выражения /1/ замену $\vec{q}_1 = \vec{p}_{X_2} + \vec{q} - \vec{k}$ в следующем виде:

$$\begin{aligned} \mathcal{F}^{(3)} &= \frac{1}{(2\pi)^3 2m} \int \Psi_{\vec{r}}^* e^{-i(\vec{k} - \vec{p}_{X_2}) \cdot \vec{r}_2} f_{RN \rightarrow \pi X_2}(\vec{k} - \vec{p}_{X_2}) \times & /2/ \\ &\times \frac{G(\vec{k})}{2E(\vec{p}_{X_2} + \vec{q} - \vec{k})} e^{-i(\vec{p}_{X_2} + \vec{q} - \vec{p}_0 - \vec{k}) \cdot \vec{r}_1} f_{pN \rightarrow RX_1}(\vec{p}_{X_2} + \vec{q} - \vec{p}_0 - \vec{k}) \Psi_{in} \prod_{i=1}^A d^3 r_i d^3 k. \end{aligned}$$

Перейдем теперь в /2/ к координатам Якоби и, учитывая резкое убывание волновой функции ядра с ростом $|\vec{k}|$, вынесем амплитуды $f_{RN \rightarrow \pi X_2}$ и $f_{pN \rightarrow RX_1}$ в точке $\vec{k} = 0$, тогда для $|\mathcal{F}^{(3)}|^2$ получим:

$$\begin{aligned} |\mathcal{F}^{(3)}|^2 &= \frac{|f_{RN \rightarrow \pi X_2}(\vec{p}_{X_2})|^2 |f_{pN \rightarrow RX_1}(\vec{p}_{X_2} + \vec{q} - \vec{p}_0)|^2}{(2\pi)^6 4m^2 4E^2(\vec{p}_{X_2} + \vec{q})} \times \\ &\times \frac{(2\pi)^3 2M}{2A^{3/2}} \int |\Phi(\vec{\xi}_1, \dots, \vec{\xi}_{A-1})| \times & /3/ \\ &\times e^{-i(\vec{\eta} - \vec{\eta}') \cdot \vec{\xi}_1} G(\vec{\eta}) G^*(\vec{\eta}') \prod_{i=1}^{A-1} d^3 \xi_i d^3 \eta d^3 \eta'. \end{aligned}$$

где $\vec{\eta} = \sqrt{2} \vec{k}$. При получении /3/ из /2/ использовалось условие полноты:

$$\sum_f \Psi_f(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_A) \Psi_f^*(\vec{r}'_1, \dots, \vec{r}'_A) = \prod_{i=1}^A \delta(\vec{r}_i - \vec{r}'_i).$$

Используя интегральное представление для функции Грина G, как это делается, например, в работах /3,9/, делая замену в интеграле $\vec{\eta} - \vec{\eta}' = \vec{\delta}$, $\frac{1}{2}(\vec{\eta} + \vec{\eta}') = \vec{\lambda}$, получаем:

$$\begin{aligned} |\mathcal{F}^{(3)}|^2 &= \frac{|f_{RN \rightarrow \pi X_2}|^2 |f_{pN \rightarrow RX_1}|^2}{(2\pi)^6 4m^2 4E^2 (p_{X_2} + q)} \frac{(2\pi)^3 2M}{A^{3/2}} \times \\ &\times \int_0^\infty d\alpha_1 \int_0^\infty d\alpha_2 \int |\Phi(\xi_1, \dots, \xi_{A-1})|^2 e^{-i(\alpha_1 + \alpha_2) \Gamma / \sqrt{2}} e^{i\vec{\delta} \cdot \vec{\xi}_1} \times \\ &\times e^{i(\alpha_1 - \alpha_2) \sqrt{2} \vec{\lambda} \cdot \vec{\xi}_1} e^{-i(\alpha_1 - \alpha_2) \Lambda \vec{q}_0 \cdot \vec{\xi}_1} e^{i(\alpha_1 + \alpha_2) \vec{\delta} \cdot \vec{q}_0 / 2} \prod_{i=1}^{A-1} d^3 \xi_i d^3 \delta d^3 \Lambda. \end{aligned} \quad /4/$$

После простых преобразований из /4/ получаем:

$$|\mathcal{F}^{(3)}|^2 = \frac{|f_{RN \rightarrow \pi X_2}|^2 |f_{pN \rightarrow RX_1}|^2}{(2\pi)^2 q_0^4 m^2 4E^2 (p_{X_2} + q)} (2\pi)^3 2M J, \quad /5/$$

где

$$J = \frac{1}{2A^{3/2}} \int_0^\infty d\alpha e^{-\alpha \Gamma / \sqrt{2}} \int |\Phi(\vec{q}_0, \alpha, \xi_2, \dots, \xi_{A-1})|^2 \prod_{i=1}^{A-1} d^3 \xi_i. \quad /6/$$

Если в промежуточном состоянии стабильная частица с $\Gamma = 0$, то выражение /6/, как показано в работе /9/, есть величина

$$\frac{1}{4\pi} (\vec{r}_i - \vec{r}'_i)^{-2}.$$

Дифференциальное сечение исследуемого процесса запишем в виде:

$$d\sigma = \frac{(2\pi)^4}{4MP_0} \delta(E_{in} - E_f) \delta^{(3)}(P_{in} - P_f) |\mathcal{F}^{(3)}|^2 \frac{d^3 q}{(2\pi)^3 2E(q)} \times$$

$$\times \frac{d^3 p_1 \dots d^3 p_{X_1}}{(2\pi)^3 2E_1 \dots (2\pi)^3 2E_{X_1}} \cdot \frac{d^3 p_{X_1+1} \dots d^3 p_{X_2}}{(2\pi)^3 2E_{X_1+1} \dots (2\pi)^3 2E_{X_2}} ; \quad /7/$$

здесь E_{in}, P_{in} - суммарные энергия и импульс начальных частиц; E_f, P_f - суммарные энергия и импульс конечных частиц.

Из /7/ можно получить выражение для инклюзивного спектра

$$E(q) \frac{d\sigma_A}{d^3q} \text{ рождения } \pi \text{-мезонов на ядре } A.$$

Запишем его в виде:

$$E(q) \frac{d\sigma_A}{d^3q} = E(q) \frac{d\sigma_A^{(1)}}{d^3q} + E(q) \frac{d\sigma_A^{(3)}}{d^3q}; \quad /8/$$

здесь $E \frac{d\sigma_A^{(1)}}{d^3q}$ - часть спектра, обусловленная однократным

рождением пионов /рис. 1/; $E \frac{d\sigma_A^{(3)}}{d^3q}$ - часть спектра, обусловленная диаграммами типа рис. 2.

Интерференцией между диаграммами рис. 1 и рис. 2 можно пренебречь, т.к. кинематические области их преимущественного вклада в спектр разные. Последнее наглядно видно из рис. 3.

Выражение для $E \frac{d\sigma_A^{(1)}}{d^3q}$ в нашем приближении получается довольно простым:

$$E \frac{d\sigma_A^{(1)}}{d^3q} = \sum_{i=1}^A E \frac{d\sigma_{pN_i \rightarrow \pi X_1}}{d^3q}. \quad /9/$$

где $E \frac{d\sigma_{pN_i \rightarrow \pi X_1}}{d^3q}$ - инклюзивный спектр рождения π -мезонов назад на свободном нуклоне. При этом амплитуда элементарного процесса $pN \rightarrow \pi X_1$ нормировалась аналогично амплитуде всего процесса $pA \rightarrow \pi X$ /см. /7//. Промежуточная частица R - на внеэнергетической поверхности. Если R - бозонный или барионный резонанс, то внеэнергетические эффекты незначительны, ими можно пренебречь. В случае промежуточного π -мезона этими эффектами пренебрегать нельзя^{/1-3/}. Для их учета воспользуемся результатами работ^{/10,11/}: амплитуду

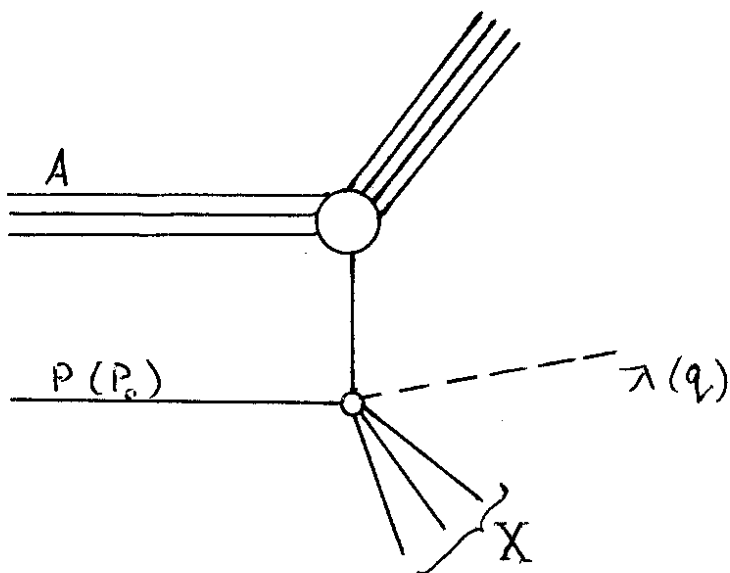


Рис.1. Диаграмма однократного рождения π -мезонов на нуклонах ядра A . Обозначения такие же, как и на рис. 2.

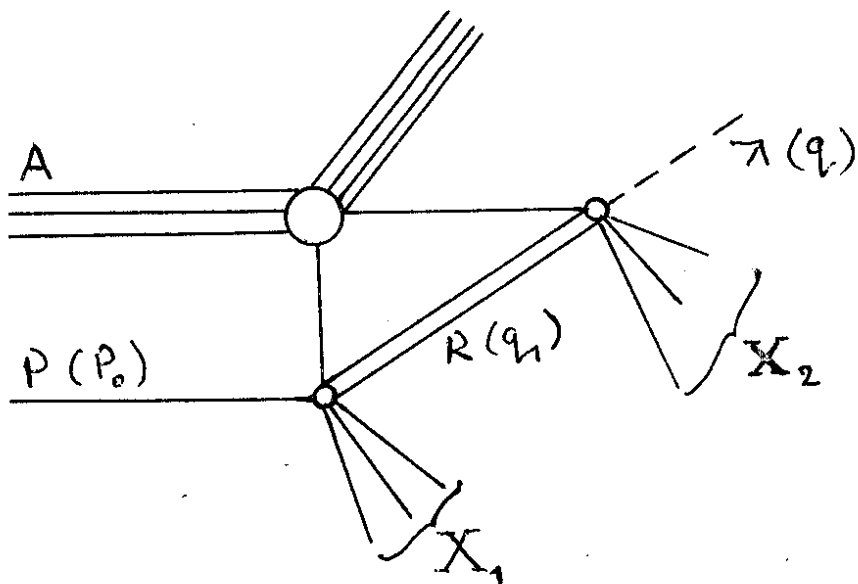


Рис.2. Треугольная диаграмма. R - промежуточная частица, резонанс или π -мезон, A - начальное ядро, P - налетающий протон с импульсом P_0 , π - конечный π -мезон с импульсом q .

рождения внеэнергетической частицы в промежуточном состоянии представим в виде произведения амплитуды образования реальной частицы и формфактора, учитывающего внеэнергетичность частицы R.

Тогда для $E(q) \frac{d\sigma_A^{(3)}}{d^3q}$ получаем выражение:

$$E(q) \frac{d\sigma_A^{(3)}}{d^3q} = \sum_{\substack{i,j=1 \\ i \neq j}}^A J \int E(\vec{q}_1) \frac{d\sigma_{pN_i \rightarrow R X_1}(s,t)}{d^3q_1} \times \\ \times F(q_1^2) \frac{d\sigma_{RN_j \rightarrow \pi X_2}(s_1, t_1)}{d^3q} d^3q_1, \quad /10/$$

где $F(q_1^2)$ - функция, учитывающая внеэнергетичность промежуточной частицы

$$s = 2m(E_0 + m); \quad t = (E_0 - E(\vec{q}_1))^2 - (\vec{p}_0 - \vec{q}_1)^2$$

$$s_1 = m_R^2 + m^2 + 2E(\vec{q}_1)m; \quad t_1 = (E(\vec{q}_1) - E(\vec{q}))^2 - (\vec{q}_1 - \vec{q})^2,$$

m_R - масса частицы R.

Как указывалось, если R - резонанс, то можно считать, что $F(q_1^2) = 1$.

Из-за недостатка информации об инклюзивных спектрах рождения резонансов в N-N столкновениях и сечений взаимодействия их с нуклонами возникает трудность количественной оценки вклада $E d\sigma_A^{(3)} / d^3q$. Вклад диаграмм типа рис. 2 в интересующий нас спектр π^+ -мезонов назад можно оценить, если в качестве R взять π^+ -мезон на внеэнергетической поверхности. Для этого рассмотрим конкретный процесс $p^4\text{He} \rightarrow \pi^+ X$ и сравним теоретические результаты с экспериментальными данными при $P_0 = 8,6 \text{ ГэВ/с}$. Тогда вместо /10/ возникает следующее выражение

$$E(q) \frac{d\sigma_a^{(3)}}{d^3q} = \frac{1}{4\pi} \langle (\vec{r}_1 - \vec{r}_2)^{-2} \rangle \sum_{\substack{i,j=1 \\ i \neq j}}^4 \int E(\vec{q}_1) \frac{d\sigma_{pN_i \rightarrow \pi X_1}(s,t)}{d^3q_1} F(q_1^2) \times \\ \times \frac{d\sigma_{\pi N_j \rightarrow \pi X_2}(s_1, t_1)}{d^3q} d^3q_1. \quad /11/$$

Здесь индекс a указывает на ядро ${}^4\text{He}$.

Заметим, что основной вклад в интеграл /11/ дает область небольших $x = 2q_1 m/s$, т.е. промежуточный π^+ -мезон не является продуктом налетающей частицы. Поэтому сечение реакции $\pi^+ N \rightarrow \pi^+ X_2$ можно приближенно заменить на сечение упругого рассеяния $\pi^+ N \rightarrow \pi^+ N$. Тогда для $E d\sigma_a^{(3)}/d^3q$ получим:

$$E(q) \frac{d\sigma_a^{(3)}}{d^3q} = \frac{1}{mE(q)} \frac{1}{4\lambda} \langle (\vec{r}_1 - \vec{r}_2)^{-2} \rangle \times$$

$$\times \sum_{\substack{i,j=1 \\ i \neq j}}^4 \int E(q_1) \frac{d\sigma_{pN_i \rightarrow \pi^+ X_1}(s, t)}{d^3q_1} F(q_1^2) \times$$

$$\times \frac{d\sigma_{\pi^+ N \rightarrow \pi^+ N}(s_1, t_1)}{d\Omega} d^3q_1. \quad /12/$$

А выражение $E d\sigma_a^{(1)}/d^3q$ для рассматриваемой реакции можно записать в виде:

$$E \frac{d\sigma_a^{(1)}}{d^3q} = 2E \frac{d\sigma_{pp \rightarrow \pi^+ X_1}}{d^3q} + 2E \frac{d\sigma_{pn \rightarrow \pi^+ X_1}}{d^3q}. \quad /13/$$

Складывая /12/ и /13/, получим полный инклюзивный спектр пионов назад в реакции $p^4\text{He} \rightarrow \pi^+ X$. Поскольку экспериментальные данные об инклюзивных спектрах реакции $pn \rightarrow \pi^+ X$ при исследуемой энергии отсутствуют, то спектры процессов $pp \rightarrow \pi^+ X$ и $pn \rightarrow \pi^+ X$ не различались. Инклюзивный

спектр $E d\sigma_{pp \rightarrow \pi^+ X}/d^3q$ аппроксимировался выражениями, взятыми из работы /12/, значения дифференциального сечения бра-

лись из работ /13,14/ выражение для $F(q_1^2)$ из работ /11/. На рис. 3 приведено сравнение теоретических и экспериментальных /6/ значений инвариантного спектра π^+ -мезонов, рожденных назад в реакции $p^4\text{He} \rightarrow \pi^+ X$ при $P_0 = 8,6 \text{ ГэВ/с}$. Кривая "а" - спектр пионов с учетом лишь однократного рождения

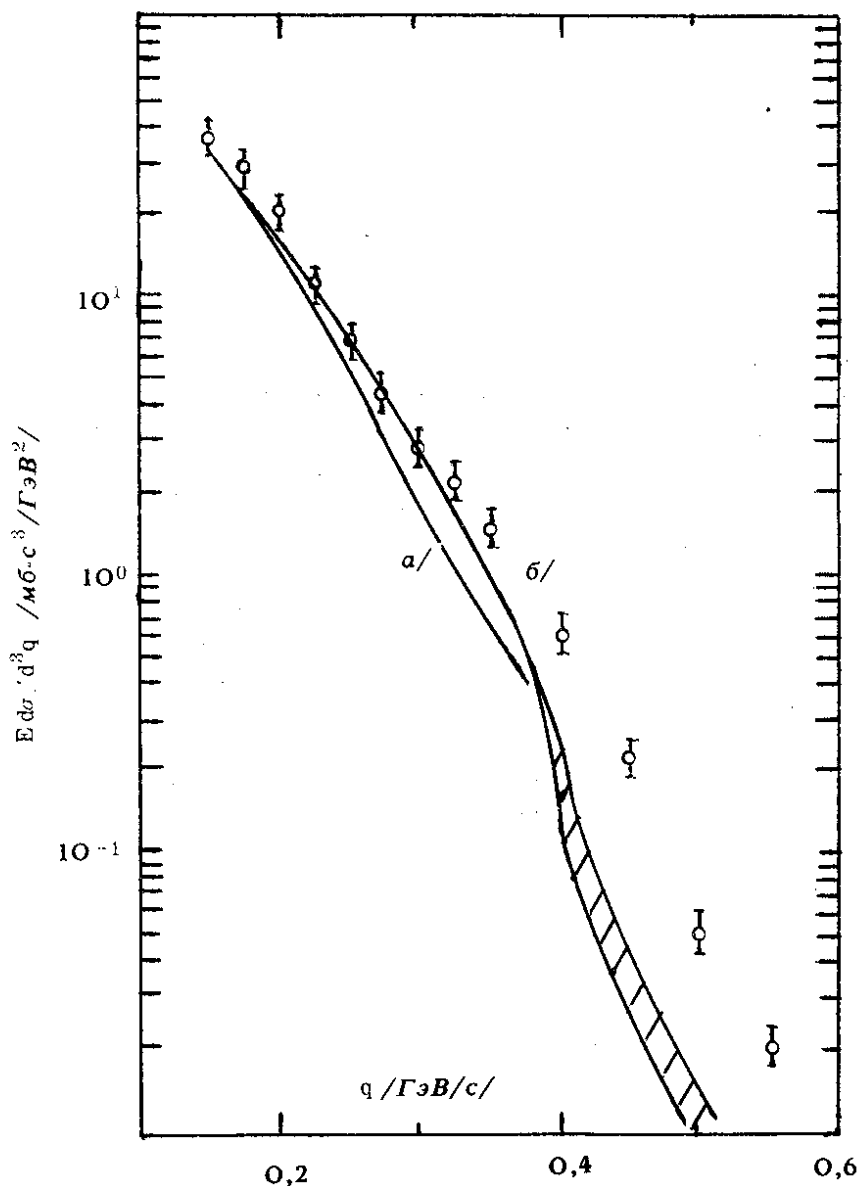


Рис.3. Зависимость инклюзивного спектра π -мезонов, рожденных назад в реакции $P^4\text{He} \rightarrow \pi^+ X$ при $P_0 = 8,6$ ГэВ/с, от импульса пионов q . "а" - вклад однократного рождения π^+ -мезонов на нуклонах ^4He /рис. 1/; "б" - полный спектр с учетом диаграмм рис. 1 и рис. 2; \bigcirc - экспериментальные данные^{6/}.

π^+ - мезонов на нуклонах ${}^4\text{He}$, т.е. диаграмм типа *рис. 1*. Полный спектр пионов с учетом как диаграмм *рис. 1*, так и треугольных диаграмм *рис. 2*, обозначен кривой "б". Из-за внеэнергетичности промежуточного π - мезона при интегрировании в /12/ возникает неопределенность в значениях спектра $E d\sigma_{\alpha}^{(3)}/d^3q$ при $q = 0,37 \div 0,5$ ГэВ/с, которая указана на кривой "б" *рис. 3*. Ограниченная возможность применения формфактора $F(q_1^2) / |q_1^2| \leq 0,74 / \text{ГэВ}/\text{с} / ^2 / ^{11/}$ приводит к тому, что величину $E d\sigma_{\alpha}^{(3)}/d^3q$ в нашем приближении можно вычислить лишь при $|q| \leq 0,5$ ГэВ/с. Величина коридора значений спектра, указанная на кривой "б" *рис. 3*, определялась исходя из условия $\mu^2 \leq q_1^2 \leq 0,74 / \text{ГэВ}/\text{с} / ^2$, где μ - масса реального π - мезона. Приведенные на *рис. 3* результаты носят оценочный характер, связанный с внеэнергетичностью промежуточного π - мезона и с выбором формфактора $F(q_1^2)^{11/}$.

Из *рис. 3* видно, что учет треугольных диаграмм типа показанных на *рис. 2*, улучшает согласие теории с экспериментом при $q \leq 0,37$ ГэВ/с. В высокоэнергетической части спектра $/q = 0,37 \div 0,5$ ГэВ/с/, где рождение π - мезонов на свободных нуклонах кинематически запрещено, диаграммы *рис. 2* дают заметный вклад в спектр пионов порядка 20 \div 30% от экспериментальных значений. Как видно из *рис. 3* и результатов работ^{1-4/} вклад треугольных диаграмм менее четко проявляется в спектре рождения пионов назад в реакции $p^4\text{He} \rightarrow \pi^+ X$ при $P_0 = 8,6$ ГэВ/с, чем в pd - рассеянии назад при промежуточных энергиях. Это связано с тем, что такие диаграммы дают максимальный вклад^{1,2/} при начальных энергиях, когда с большей вероятностью рождается резонанс в промежуточном состоянии. Однако при энергиях начальных протонов порядка 10 ГэВ их вклад в обсуждаемый спектр не вымирает, и им нельзя пренебречь.

Заметим, что в исследуемый спектр пионов назад будут давать также вклад перерассеяния налетающего протона на нуклонах ${}^4\text{He}$ с последующим рождением π - мезона в промежуточном состоянии. Однако вычисление таких вкладов технически более трудная задача. В настоящей работе мы ограничились лишь оценкой вкладов треугольных диаграмм типа диаграммы *рис. 2*.

Авторы признательны С.Б.Герасимову, В.С.Барашенкову, А.В.Тарасову, Н.В.Слаvinу за плодотворные дискуссии и ряд ценных замечаний.

ЛИТЕРАТУРА

1. George W. Barry. *Ann.Phys.*, 1972, 73, p. 482.
2. Колыбасов В.М., Смородинская Н.Я. *ЯФ*, 1973, 17, с. 1211; *Phys.Lett.*, 1971, 37B, p. 272.
3. Амелин Н.С., Лыкасов Г.И. *ЯФ*, 1978, 28, с. 1258.
4. Копелиович В.Б., Родоманов В.Б. *ОИЯИ*, P2-11938, Дубна, 1978.
5. Копелиович В.Б. *ЯФ*, 1977, 26, с. 168.
6. Балдин А.М. и др. *ОИЯИ*, P1-11168, Дубна, 1977.
7. Герасимов С.Б., Гиордэнеску Н. *ОИЯИ*, P2-7687, Дубна, 1974.
8. Буров В.В., Лукьянов В.К., Титов А.И. *ОИЯИ*, P2-10244, Дубна, 1976.
9. Тарасов А.В., Цэрэн Ч. *ЯФ*, 1971, 13, с. 727.
10. Пономарев Л.А. *ЭЧАЯ*, 1976, 7, вып. 1, с. 186.
11. Пономарев Л.А. и др. *ЯФ*, 1978, 29, с. 1287.
12. Барашенков В.С., Слаvin Н.В. *ОИЯИ*, P2-12083, Дубна, 1979.
13. Duke P.J. et al. *Phys.Rev.*, 149, No. 4, pp. 1077/1089.
14. " N Two-Body Scattering Data. Particle Data Group LBL-63, April 1973, p. 23-25.

Рукопись поступила в издательский отдел
25 июня 1979 года.