

93-304



Объединенный
институт
ядерных
исследований
Дубна

P2-93-304

А.Б.Арбузов, В.А.Васендина, Э.А.Кураев,
В.А.Никитин

ВОЗМОЖНОСТЬ ИЗМЕРЕНИЯ СТЕПЕНИ
ПОПЕРЕЧНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ ПРОТОНА
В ДИФРАКЦИОННОМ ОБРАЗОВАНИИ ПИОНА
В pp - И pe - СТОЛКНОВЕНИЯХ ПРИ ВЫСОКОЙ
ЭНЕРГИИ

Направлено в журнал «Ядерная физика»

1993

Введение

Процессы дифракционного рождения пиона в pp - и pe - столкновениях при высоких энергиях

$$p(p_1) + p(p_2) \rightarrow N(p'_1) + \pi(k) + p(p'_2) \quad (1 \text{ а})$$

$$p(p_1) + e(p_2) \rightarrow N(p'_1) + \pi(k) + e(p'_2) \quad (1 \text{ б})$$

имеют сечения, не убывающие с ростом энергии 2ϵ в системе центра инерции начальных частиц, обусловленные обменом в канале рассеяния бозонами со спином единица (помероном или фотоном). Они описываются диаграммами Фейнмана, в которых наряду с промежуточным однонуклонным состоянием имеются состояния с барионными резонансами $N^*(1440)$ и $\Delta(1236)$ (рис. 1 д,е).

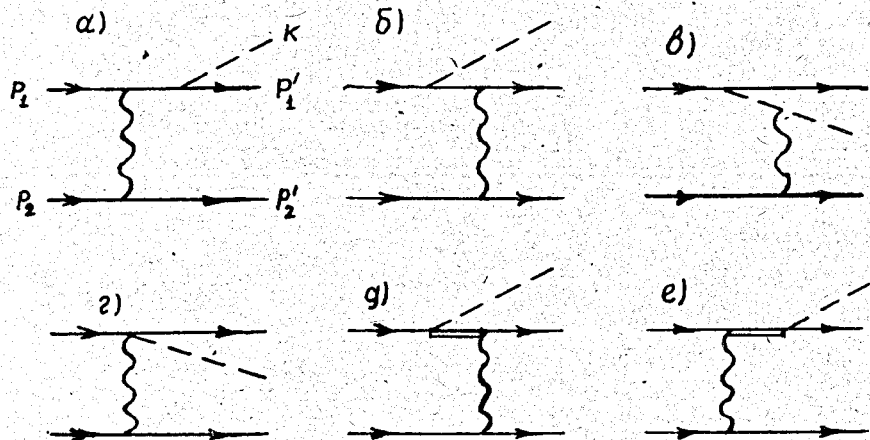


Рис. 1: Диаграммы Фейнмана, описывающие процессы $e(p) + p \rightarrow N + \pi + e(p)$ при высоких энергиях.

Здесь p_i, p'_i, k - 4-импульсы начальных и конечных частиц. Амплитуды процессов а-д (рис. 1) вещественны, тогда как амплитуда процесса 1е имеет ненулевую мнимую часть из-за брейт-вигнеровского характера пропагатора резонанса, который эффективно описывает квазистационарное (распадающееся) состояние промежуточного возбужденного состояния нуклона. Это приводит к спин-импульсной корреляции в дифференциальном сечении для поперечно поляризованного начального протона. Следствием этой корреляции является лево-правая асимметрия вылета пиона и нуклона

относительно плоскости, проходящей через вектор поляризации и ось пучка. Асимметрия может быть выражена через дифференциальное сечение следующим образом:

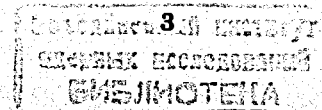
$$A = \frac{d\sigma(\vec{a}, \vec{k}_\perp) - d\sigma(\vec{a}, -\vec{k}_\perp)}{d\sigma(\vec{a}, \vec{k}_\perp) + d\sigma(\vec{a}, -\vec{k}_\perp)} \equiv \frac{d\sigma_{\text{odd}}}{d\sigma_{\text{even}}}, \quad (2)$$

где \vec{k}_\perp - компонента 3-импульса пиона, расположенная в плоскости, перпендикулярной оси пучка, \vec{a} - вектор поляризации начального протона, лежащий в этой же плоскости.

Величина A не мала, она достигает десятков процентов и не зависит от энергии. Сечения образования резонансов N^* также не малы (в pp -рассеянии $\sigma_{\text{tot}}(N^*(1440)) \sim 1\text{мб}$). Эти свойства делают процессы (1) весьма удобным инструментом измерения поляризации протонов при сколь угодно большой энергии. С другой стороны, при известной поляризации начального протона измерение A позволяет уточнить параметры, описывающие дифракционное возбуждение резонансов.

Кинематика

Рассмотрим кинематику процесса и определим переменные, от которых зависит асимметрия. При большой энергии ϵ сталкивающихся частиц и малом переданном импульсе начальный протон фрагментирует в систему частиц, летящих внутри конуса малых угловых размеров порядка отношения масс адронов к их энергии $\sim m/\epsilon$ в направлении оси пучка. Рассматриваемые процессы (1) являются примерами дифракционных процессов, когда одна из начальных частиц (неполяризованный протон или электрон) не фрагментирует. Инвариантная масса $\sqrt{s_1}$ системы адронов - продуктов фрагментации имеет порядок массы протона m и не зависит от энергии сталкивающихся частиц. Такой же порядок имеют и поперечные к оси пучка составляющие 3-импульсов фрагментов, тогда как их продольные компоненты пропорциональны энергии ϵ породившей их начальной частицы. Сумма долей импульсов фрагментов равна единице. Мы параметризуем 4-импульсы частиц p_i в виде $p_i = (p_{0i}, p_{zi}, \vec{p}_{i\perp})$ (ось z направлена вдоль поляризованного пучка, $\vec{p}_{i\perp} = (p_x, p_y)$). Для 4-импульсов, входящих в (1), пренебрегая величинами $\sim m^2/\epsilon^2$ по сра-



внению с единицей и полагая пион безмассовым, получим:

$$\begin{aligned} p_1 &= (\varepsilon, \varepsilon - \frac{m^2}{2\varepsilon}, 0); & p'_1 &= (\varepsilon(1-x), \varepsilon(1-x) - \frac{\vec{p}_1^2 + m^2}{2\varepsilon(1-x)}, \vec{p}_1); \\ p_2 &= (\varepsilon, -\varepsilon + \frac{m^2}{2\varepsilon}, 0); & p'_2 &= (\varepsilon, -\varepsilon + \frac{m^2 + \vec{q}_1^2}{2\varepsilon}, \vec{q}_1); \\ k &= (\varepsilon x, \varepsilon x - \frac{\vec{k}_1^2}{2\varepsilon x}, \vec{k}_1); & q &= (\frac{s_1 - m^2}{s}\varepsilon, -\frac{s_1 - m^2}{s}\varepsilon, \vec{q}_1); \\ a &= (0, 0, \vec{a}); & p_1^2 = p_1'^2 &= m^2; & k^2 &= 0; & \vec{q}_1 &= \vec{k}_1 + \vec{p}_1; \\ s_1 &= (p_1 + q)^2 = (p'_1 + k)^2; & s &= 2p_1 p_2; & s &\gg m_{1,2}^2; \end{aligned} \quad (3)$$

$$p_2^2 = p_2'^2 = m_2^2 = \begin{cases} m^2 & (1a) \\ m_2^2 & (16) \end{cases}$$

Здесь x и $(1-x)$ есть доли импульсов пиона и нуклона; углы их рассеяния $|\vec{k}|/(\varepsilon x)$ и $|\vec{k}|/(\varepsilon(1-x))$ предполагаются малыми, a — 4-вектор поляризации, определяющий спиновую матрицу плотности начального протона:

$$\sum u(p_1)\bar{u}(p_1) = (\hat{p}_1 + m)(1 - \gamma_5 \hat{a}), \quad (p_1 a) = 0.$$

Далее мы рассмотрим случай, когда угол рассеяния наблюдателя (электрона или протона, летящего в направлении, противоположном направлению движения поляризованного протона) много меньше углов вылета продуктов его фрагментации $|\vec{q}_1|/\varepsilon \ll |\vec{k}|/(\varepsilon x) \sim |\vec{k}|/(\varepsilon(1-x))$. Вектор $\vec{n}_1 = \vec{q}_1/|\vec{q}_1|$ определяется в процессе опыта. Он лежит на прямой, образуемой пересечением плоскости реакции, проходящей через векторы \vec{p}_2 и \vec{p}_2' , и плоскости, перпендикулярной направлению движения начального протона (\vec{p}_1).

Вычисление асимметрии

Матричный элемент процессов (1) имеет вид произведения токов:

$$T = \frac{1}{q^2} J_\mu^{(1)} J_\mu^{(2)}, \quad J_\mu^{(1)} = \bar{u}(p'_1) O_\mu u(p_1), \quad J_\mu^{(2)} = \bar{u}(p'_2) \gamma_\mu u(p_2). \quad (4)$$

Величину O^μ удобно представить в виде

$$O^\mu = O_B^\mu + \frac{s_1 - M^2 + iM\Gamma}{(s_1 - M^2)^2 + M^2\Gamma^2} O_R^\mu, \quad (5)$$

явно выделив вклад диаграммы рис. 1е, где

$$s_1 \approx (M + \lambda\Gamma)^2 \quad (6)$$

есть квадрат инвариантной массы пиона и нуклона — фрагментов начального поляризованного протона; M, Γ — масса и ширина барионного резонанса. Параметр $\lambda \sim 1$ характеризует отклонение инвариантной массы $\sqrt{s_1}$ от массы резонанса.

При описании процессов фрагментации (1) ток $J_\mu^{(2)}(p_2, p'_2)$ можно считать пропорциональным 4-импульсу частицы-наблюдателя $p_{2\mu}$. Возникающая при этом ошибка имеет порядок величины m^2/ε^2 .

Суммируя квадрат модуля матричного элемента (4) по спиновым состояниям всех частиц (кроме начального поляризованного протона), получим для асимметрии (2) выражение

$$\begin{aligned} A &= \left\{ 2M\Gamma \Im m \text{Sp}(\hat{p}'_1 + m) O_B^\mu (\hat{p}_1 + m) (-\gamma_5 \hat{a}) \tilde{O}_R^\nu \cdot p_2^\mu p_2^\nu \right\} \\ &\times \left[M^2 \Gamma^2 (1 + 4\lambda^2) \text{Sp}(\hat{p}'_1 + m) O_B^{\mu 1} (\hat{p}_1 + m) \tilde{O}_B^{\nu 1} \cdot p_2^{\mu 1} p_2^{\nu 1} \right. \\ &\left. + \text{Sp}(\hat{p}'_1 + m) O_R^{\mu 1} (\hat{p}_1 + m) \tilde{O}_R^{\nu 1} \cdot p_2^{\mu 1} p_2^{\nu 1} \right]^{-1} (1 + O((\Gamma/M)^2, m^2/\varepsilon^2)). \end{aligned} \quad (7)$$

В предположении

$$|\vec{p}_1| \approx |\vec{k}_1| \gg |\vec{q}_1| \quad (8)$$

выражение (8) может быть преобразовано к виду (детали вычислений приведены в приложении):

$$A \equiv A_0 |\vec{a}| = |\vec{a}| \frac{\Gamma}{M} \{ [\vec{n}_1 \vec{a}]_z (\vec{n}_1 \vec{k}_1) f_1 + [\vec{k}_1 \vec{a}]_z f_2 \}, \quad \vec{n}_1 \equiv \frac{\vec{q}_1}{|\vec{q}_1|}, \quad (9)$$

где $[\vec{n}_1 \vec{a}]_z$ и $[\vec{k}_1 \vec{a}]_z$ — z -компоненты векторных произведений двумерных векторов. A_0 — анализирующая способность, т. е. асимметрия при $|\vec{a}| = 1$. Функции $f_{1,2}$ имеют вид $a(x, \lambda) \cos^2 \vec{k}_1, \vec{n}_1 + b(x, \lambda)$, т. е. не меняются при замене $\vec{k}_1 \rightarrow -\vec{k}_1$. Определим азимутальные углы следующим образом:

$$\varphi = \widehat{\vec{a}, \vec{n}_1}, \quad \varphi_1 = \widehat{\vec{a}, \vec{k}_1}, \quad \varphi_0 = \widehat{\vec{k}_1, \vec{n}_1}. \quad (10)$$

Величина поперечной компоненты импульса пиона, входящей в (9), может быть выражена (используя (4)) через его долю энергии и квадрат инвариантной массы s_1 :

$$\vec{k}_1^2 = (s_1 - m^2)x(1-x) - m^2 x^2, \quad s_1 \approx M^2. \quad (11)$$

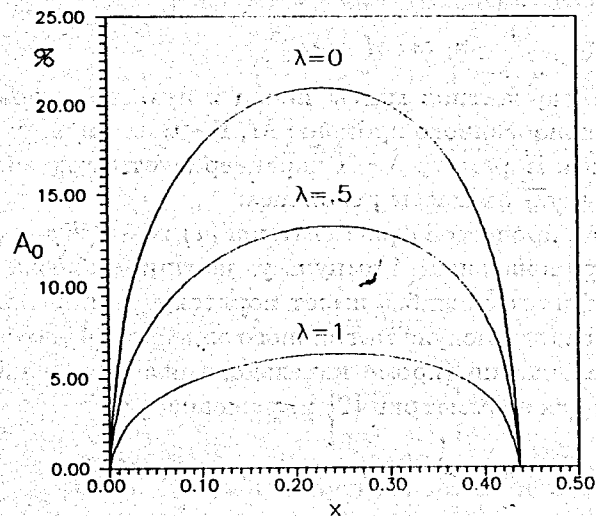


Рис. 2а: Величина анализирующей способности $A_0/\sin \varphi$ в % для $e+p \rightarrow n+\pi^++e$ в случае $\vec{n}_\perp \parallel \vec{k}_\perp$ для различных λ как функция x .

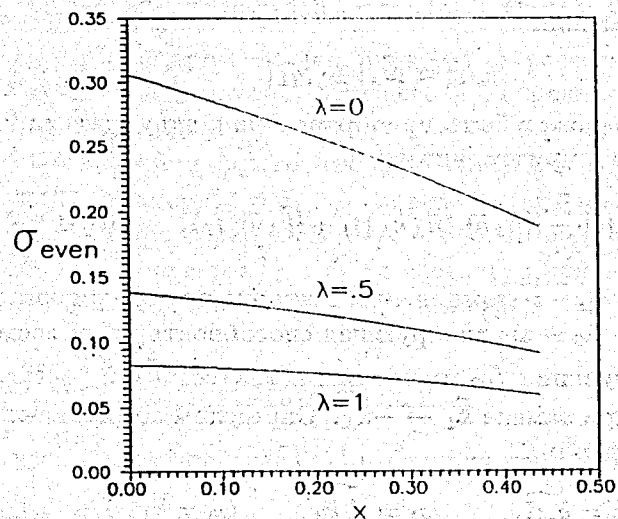


Рис. 2б: Часть дифференциального сечения $e+p \rightarrow n+\pi^++e$, не меняющаяся при $k_\perp \rightarrow -k_\perp$ ($d\sigma_{even}$), как функция x для различных λ (в произвольных единицах).

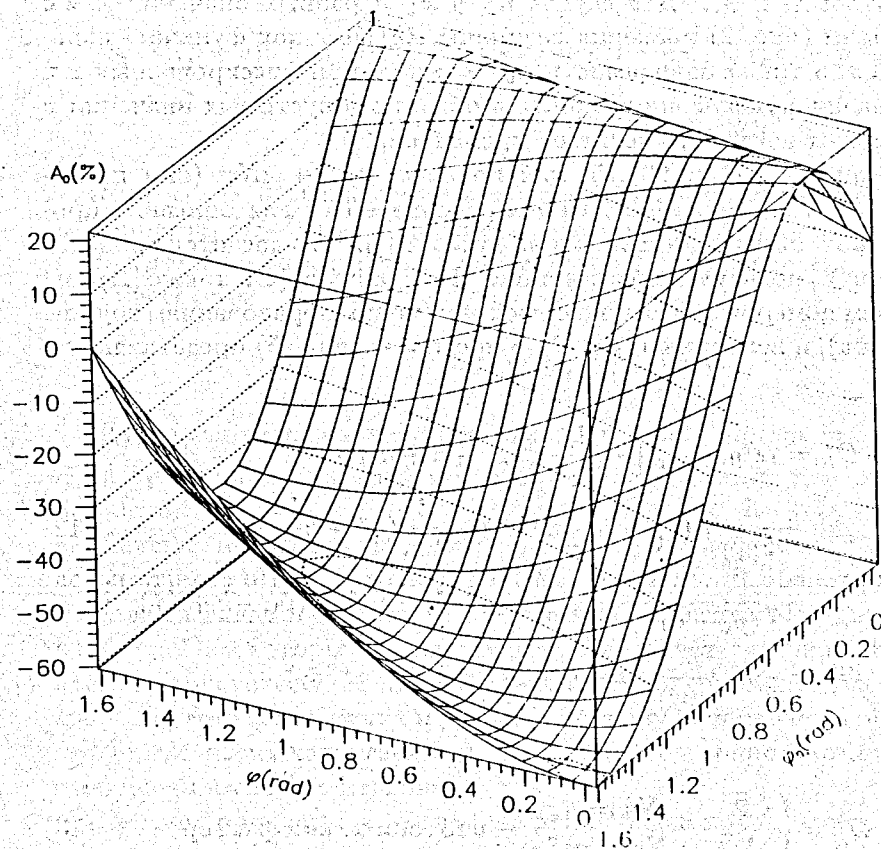


Рис. 2в: Величина анализирующей способности A_0 в % для $e+p \rightarrow n+\pi^++e$ при $\lambda=0$, $x=0.25$ как функция φ и φ_0 .

Условие (11) можно использовать в качестве критерия при отборе нужных событий среди фоновых.

В общем случае величины f_1 и f_2 являются сложными функциями углов φ и φ_1 . Для случая $\vec{n}_1 \parallel \vec{k}_1$ и разных значений λ мы приводим (рис. 2) значения величины $A_0/\sin\varphi$ как функцию параметра x , а также зависимость A_0 от φ и φ_0 при фиксированных x и λ . Анализирующая способность в области допустимых значений x (11) может достигать десятков процентов.

Величины O_B^μ и O_R^μ (5) для процесса $ep \rightarrow eN\pi$ (они приведены в приложении) аналогичны используемым для описания процесса фотообразования пиона на нуклоне [2]. Что касается процесса $pp \rightarrow pN\pi$, пользуясь прескрипцией Померанчука (см. также [1]), мы считаем померон аналогичным фотону (по преобразованиям группы Лоренца), и величины O_B^μ и O_R^μ в предположении (5) представляем в виде

$$O_B^\mu = D^\gamma g_\pi g_{(Ppp)} \left[-\frac{1}{2p_1 k} \gamma^\mu (\hat{p}_1 - \hat{k} + m) \gamma_5 + \frac{1}{2p_1 q} \gamma_5 (\hat{p}_1 + \hat{q} + m) \gamma^\mu + \rho \left[\frac{1}{2m} (\gamma^\mu - \hat{k} \frac{k^\mu}{kq}) \right] \gamma_5 + \eta \frac{1}{(p_1 - k)^2 - M^2} \frac{M}{2m^3} (\gamma^\mu \hat{q} \hat{p}_1 - \hat{p}_1 \hat{q} \gamma^\mu) (\hat{p}_1 - \hat{k} + M) \gamma_5 \right],$$

$$O_R^\mu = \frac{1}{2} \eta D^\gamma \frac{M}{m^3} \gamma_5 (\hat{p} - \hat{q} + M) (\hat{p}_1 \hat{q} \gamma^\mu - \gamma^\mu \hat{q} \hat{p}_1).$$

Здесь

$$D^\gamma = \begin{cases} \sqrt{2}, & N\pi = n\pi^+ \\ 1, & N\pi = p\pi^0 \end{cases} \text{ — изотопический фактор,} \quad (13)$$

а параметры ρ, η :

$$\rho = g_{(P\pi\pi)} / g_{(Ppp)}, \quad \eta = \frac{g_3(0) g_{(\pi N^* N)} g_{(PN^* N)}}{g_\pi g_{(Ppp)}}, \quad (14)$$

где $g_{(P\pi\pi)}$ и $g_{(Ppp)}$ — константы взаимодействия пиона и протона с помероном, $g_{(\pi N^* N)}$ — константы, определяющие ширину распада N^* в состояние πN . $g_{(PN^* N)}$ — константа, описывающая образование N^* при взаимодействии протона с помероном, $g_\pi = 14.4$ — константа пион-нуклонного взаимодействия. Формфакторы $g_1(q^2)$, $g_3(q^2)$ опре-

деляют вершину $^1 N^* p P$, описывающую переход протона и померона в резонанс N^* , которую по аналогии с $N^* p \gamma$ вершинной функцией [2] выбираем в виде

$$\langle N^*(p+q) | J_\mu | p(p) \rangle = \bar{\psi}_{N^*}(p+q) \left[\frac{g_1(q^2)}{m^2} (q_\mu(pq) - p_\mu q^2) + \frac{g_3(q^2)}{2m^2} M (\hat{p} \hat{q} \gamma_\mu - \gamma_\mu \hat{q} \hat{p}) \right] \gamma_5 \psi(p). \quad (15)$$

При $\vec{q}_1 \rightarrow 0$ вклад формфактора $g_1(q^2)$ пропорционален малой величине $|\vec{q}_1|^2/M^2$ по сравнению с вкладом $g_3(q^2)$. Значение параметра ρ можно определить из известного отношения сечений πp - и pp - рассеяния:

$$\sigma_{\pi p} / \sigma_{pp} = g_{(P\pi\pi)}^2 / g_{(Ppp)}^2 = \rho^2 = 2/3.$$

Для различных значений параметров η и λ при $\rho = \sqrt{2/3}$ и $\vec{n}_1 \parallel \vec{k}_1$ величина $A_0/\sin\varphi$ представлена как функция параметра x на рис. 3.

Сечения процессов $pp \rightarrow p\pi^0 p$ и $pp \rightarrow n\pi^+ p$ относятся как 1:2, но асимметрии (10) одинаковы и достигают $\sim 90\%$. В области малых x главный вклад в асимметрию и сечение происходит от диаграмм в,г (рис. 1), в которых померон взаимодействует с пионом. В этой области требуется учет поправок за счет сильных взаимодействий в конечном состоянии пиона и нуклона, поэтому наш расчет в области $x < m_\pi/M$ носит качественный характер. Этот вопрос может быть исследован экспериментально.

Сечение процесса $ep \rightarrow ep\pi^+$ на два порядка превышает сечение процесса $ep \rightarrow ep\pi^0$, асимметрия (10) в этих процессах достигает величины $\sim 20\%$.

Заключение

В заключение мы отметим некоторые физические вопросы, которые могут быть изучены в процессах типа (1а), когда поляризация начального протона известна. Во-первых, изучение взаимодействия

¹Л.Н. Липатов заметил (частное сообщение), что сохранение померонного тока (использованное при записи этой вершины) неочевидно, его следует рассматривать как гипотезу.

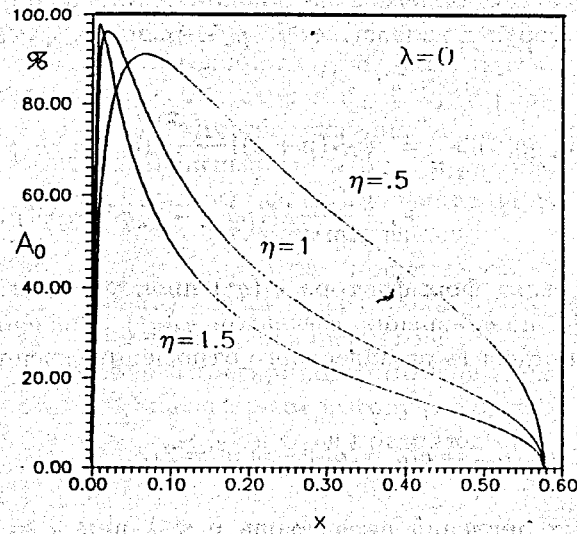


Рис. 3а: Величина анализирующей способности $A_0/\sin\varphi$ в % для $p + p \rightarrow n + \pi^+ + p$ в случае $\vec{n}_\perp \parallel \vec{k}_\perp$ для $\lambda = 0$ и различных η как функция x .

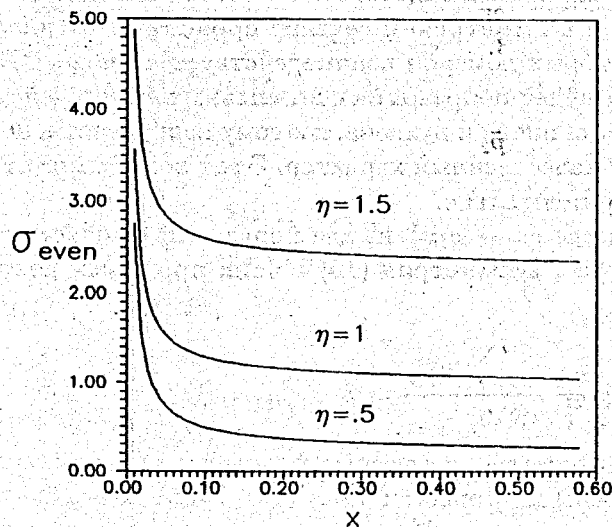


Рис. 3б: Часть дифференциального сечения $p + p \rightarrow n + \pi^+ + p$, не меняющаяся при $k_\perp \rightarrow -k_\perp$ ($d\sigma_{\text{even}}$), как функция x для различных η (в произвольных единицах).

померона с адронами и, в частности, возбуждение резонанса в дифракционном процессе. Представляет интерес также проверка гипотезы сохранения померонного тока. Кроме того, на наш взгляд, интересной является область малых долей импульса пиона, где как сечение, так и асимметрия велики. Эта область требует более детального теоретического анализа, так как в ней нельзя ограничиться рассмотренным набором диаграмм. Отдельный вопрос — учет других возможных резонансов и области их перекрытия с учетом конечных ширин распада. Заметим, что факт наличия асимметрии можно также рассматривать как тест на существование резонанса с соответствующей массой и квантовыми числами. Этот круг вопросов может быть исследован экспериментально.

Авторы благодарны О. Теряеву, А. Титову, М. Левчуку, М. Галынскому, Н. Меренкову, М. Рекало, А. Мачаваряни и Л. Липатову за критические замечания и внимание к работе, И. Руфанову и А. Павлюку за помощь.

Приложение

Изложим опущенные в тексте детали вычислений. Ключевым является принадлежащее В.В. Судакову представление переданного 4-импульса в виде

$$q = \alpha \vec{p}_2 + \beta \vec{p}_1 + q_\perp, \quad q_\perp p_1 = q_\perp p_2 = 0, \\ \vec{p}_{1,2} = p_{1,2} - p_{2,1} \frac{m_{1,2}^2}{s}, \quad s = 2p_1 p_2 \gg m^2, \quad m_1^2 \equiv m^2. \quad (\text{П.1})$$

Заметим, что 4-векторы \vec{p}_1 и \vec{p}_2 почти лежат на световом конусе:

$$\vec{p}_{1,2}^2 = \frac{m_{1,2}^6}{s^2} \ll m_{1,2}^2, \quad 2\vec{p}_1 \vec{p}_2 = s, \quad p_{1,2} \vec{p}_{1,2} = m_{1,2}^2. \quad (\text{П.2})$$

Так как рассеянный протон(электрон)-наблюдатель является реальным, т.е. выполняется условие $p_2'^2 = (p_2 - q)^2 = m_2^2$, которое в терминах α и β имеет вид

$$s\alpha\beta - \vec{q}_\perp^2 - s\beta - \alpha m_2^2 = 0, \quad \vec{q}_\perp^2 = -q_\perp^2 > 0, \quad (\text{П.3})$$

можно определить параметр β :

$$\beta = -(m_2^2 \alpha + \vec{q}_\perp^2) / s(1 - \alpha). \quad (\text{П.4})$$

Пользуясь этим, представим квадрат переданного 4-импульса в виде

$$q^2 = -(\vec{q}_\perp^2 + \alpha^2 m^2)/(1 - \alpha) < 0. \quad (\text{П.5})$$

Параметр α может быть выражен через инвариантную массу частиц, в которые фрагментирует начальный (поляризованный) протон:

$$s_1 = (p_1 + q)^2 \approx m^2 - \vec{q}_\perp^2 + s\alpha, \quad \alpha = \frac{s_1 - m^2 + \vec{q}_\perp^2}{s} \ll 1. \quad (\text{П.6})$$

Таким образом, мы убеждаемся, что переданный 4-импульс q является пространственно-подобным вектором и абсолютное значение его квадрата ограничено снизу величиной

$$|q^2|_{\min} = m^2 \left(\frac{s_1 - m^2 + \vec{q}_\perp^2}{s} \right)^2. \quad (\text{П.7})$$

Условие сохранения тока $q^\mu J_\mu^{(1)}$, пользуясь (П.1), можно представить в виде

$$q^\mu J_\mu^{(1)} \approx (\alpha p_2 + q_\perp)^\mu J_\mu^{(1)} = 0. \quad (\text{П.8})$$

Откуда заключаем, что в выражении для асимметрии можно произвести замену:

$$p_2^\mu \rightarrow q_1^\mu \rightarrow n^\mu, \quad n = (0, 0, \vec{n}_\perp), \quad \vec{n}_\perp^2 = 1 \quad (\text{П.9})$$

В пределе $\vec{q}_\perp \rightarrow 0$ отношение (2) не зависит от \vec{q}^2 и S . Мы можем использовать соотношения:

$$\begin{aligned} q^2 = (np_1) = (nq) = (p_1 a) = (aq) = 0, \\ (np'_1) = (nk) = -|\vec{k}| \cos(\varphi_0 + \varphi). \end{aligned} \quad (\text{П.10})$$

При вычислении следов числителя в пределе $\vec{q}_\perp \rightarrow 0$ возникают две независимые комбинации:

$$\begin{aligned} \frac{1}{m^2} \text{Sp} m \frac{1}{4} \text{Sp} (\hat{p}_1 \hat{p}'_1 \hat{a} \hat{n} \gamma_5) &= -(1 + \mu) x [\vec{a} \vec{n}_\perp]_z \\ \frac{1}{m^3} \text{Sp} m \frac{1}{4} \text{Sp} (\hat{p}_1 \hat{q} \hat{a} \hat{p}'_1 \gamma_5) &= \mu [\vec{a} \vec{k}_\perp]_z, \quad 2\mu = \frac{M^2}{m^2} - 1. \end{aligned} \quad (\text{П.11})$$

Пользуясь (П.4), в пределе $\vec{q}_\perp \rightarrow 0$ можно выразить произведения 4-векторов в терминах x :

$$\begin{aligned} 2(p_1 q) = 2(p'_1 k) = 2m^2 \mu; \quad 2(p_1 k) = 2(p'_1 q) = 2m^2 \mu(1 - x); \\ 2(qk) = (p_1 + p'_1)^2 = 2m^2 \mu x. \end{aligned}$$

Вид асимметрии (10) является наиболее общим, что следует из тождества

$$[\vec{n}_\perp \vec{a}]_z (\vec{k}_\perp \vec{n}_\perp) + [\vec{k}_\perp \vec{n}_\perp]_z (\vec{a} \vec{n}_\perp) + [\vec{a} \vec{k}_\perp]_z = 0. \quad (\text{П.12})$$

Приведем, наконец, выражения для $O_{B,R}^\mu$ в случае ep -рассеяния. Для процесса $ep \rightarrow en\pi^+$, выбирая псевдовекторный $\Delta n\pi$ -вариант связи [2]

$$\begin{aligned} n_\mu O_B^{\mu(n\pi^+)} &= \frac{q_\pi}{\sqrt{2}m} \left\{ -\gamma_5 (\hat{n} + \frac{2m}{kq} \hat{n} \hat{k}) + \gamma_5 \hat{k} \frac{(\hat{q} + \hat{p}_1 + m)}{2\mu m^2} (\hat{n} - \frac{\chi_p}{2m} \hat{n} \hat{q}) \right. \\ &+ \left. \frac{\chi_n}{2m} \hat{n} \hat{q} \frac{(\hat{p}_1 - \hat{k} + m)}{2p_1 k} \gamma_5 \hat{k} \right\} + \frac{g_{(\Delta n\pi)}}{m} \frac{P_{\sigma\lambda}(p_1 - k)}{(p_1 - k)^2 - \mu^2} \frac{C_\gamma^{(n\pi^+)}}{2m} \gamma_5 \\ &\times [g_1(\hat{q} n_\lambda - q_\lambda \hat{n}) - \frac{g_2}{2} \mu m n_\lambda]; \\ n_\mu O_R^{\mu(n\pi^+)} &= \frac{g_{(\Delta n\pi)} C_\gamma^{(n\pi^+)}}{2m^2} P^{\sigma\lambda} (p_1 + q) k^\sigma \\ &\times [g_1(\hat{q} n_\lambda - q_\lambda \hat{n}) - \frac{g_2}{2} \mu m n_\lambda] \gamma_5, \end{aligned} \quad (\text{П.13})$$

где [3] $P_{\mu\nu}(p)$ – матрица плотности изобары:

$$\begin{aligned} P_{\mu\nu}(p) &= \sum_\lambda u_\mu^\lambda(p) \bar{u}_\nu^\lambda(p) = (\hat{p} + M) [-g_{\mu\nu} + \frac{1}{3} \gamma_\mu \gamma_\nu \\ &+ \frac{1}{3} M (\gamma^\mu p^\nu - \gamma_\nu p^\mu) + \frac{2}{3} M^2 p^\mu p^\nu], \\ P_{\mu\nu}(p) p^\nu &= P_{\mu\nu}(p) p^\mu = \gamma^\mu P_{\mu\nu}(p) = P_{\mu\nu}(p) \gamma^\nu = 0. \end{aligned} \quad (\text{П.14})$$

Аналогичные выражения для процесса $ep \rightarrow ep\pi^0$ таковы:

$$\begin{aligned} n_\mu O_B^{\mu(p\pi^0)} &= \frac{q_\pi}{2} \left\{ \gamma_5 \hat{k} \frac{(\hat{q} + \hat{p}_1 + m)}{2\mu m^2} (\hat{n} - \frac{\chi_p}{2m} \hat{n} \hat{q}) \right. \\ &- \left. (\hat{n} - \frac{\chi_p}{2m} \hat{n} \hat{q}) \frac{(\hat{p}_1 - \hat{k} + m)}{2p_1 k} \gamma_5 \hat{k} \right\} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{g_{(\Delta N \pi)}}{m} \frac{k^\sigma P_{\sigma \lambda} (p_1 - k)}{(p_1 - k)^2 - M^2} \frac{C_\gamma^{(p\pi^0)}}{2m} \gamma_5 [g_1 (\hat{q} n_\lambda - q_\lambda \hat{n}) \\
& + \frac{g_2}{2} (-\mu m) n_\lambda]; \\
n_\mu O_R^{\mu(p\pi^0)} & = \frac{C_\gamma^{(p\pi^0)}}{C_\gamma^{(n\pi^+)}} n_\mu O_R^{\mu(p\pi^+)}, \quad (\text{П.15})
\end{aligned}$$

где [4] $C_\gamma^{(n\pi^+)} = -\sqrt{2}/3$, $C_\gamma^{(p\pi^0)} = 2/3$, $g_\pi = 13.4$, $g_{(\Delta N \pi)}/m = 12$, $g_1 = 4.4$, $g_2 = 5.5$; $\chi_p = 1.79$, $\chi_n = -1.91$ - аномальные магнитные моменты p, n . Мы использовали следующие характеристики резонансов:

$$N^* \left(\frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} \right)^+ \right) : M = 1440, \Gamma = 200,$$

$$\Delta \left(\frac{3}{2} \left(\frac{3}{2} \right)^+ \right) : M = 1236, \Gamma = 115.$$

Литература

- [1] A. Donnachie, P.V. Landshoff, Nucl. Phys. B 224 (1984) p322.
- [2] А.И. Ахиезер, М.П. Рекало, Электродинамика адронов, Киев: Наукова думка, 1977.
- [3] J.D. Bjorken and J.D. Walecka, Ann. of Phys. 38 (1966) p35.
- [4] R.M. Davidson et al., Phys. Rev. D 43 (1991) p71; Particle Data Group, Phys. Rev. D 45 (1992).