Письма в ЖЭТФ, том 22, вып. 4, стр. 249 – 252 20 августа 1975 г.

ДИНАМИКА СПИН-ФЛИППА И ИНКЛЮЗИВНЫЕ ПРОЦЕССЫ

И.И.Левинтов

На основе условий унитарности в s-канале установлена связь между знаком мнимой части амплитуды с поворотом спина в упругом πN-рассеянии при малых переданных импульсах и соотношением сечений инклюзивных процессов типа $\pi N \to N X$ и $\pi N \to \Delta X$.

Основным результатом опытов по исследованию параметра R и поляризации в πp-рассеянии в области $6 \div 40$ *Гэв/с* [1] являются два факта.

1. Динамический эффект поворота спина сохраняется до 40 *Гэв/с*, и следовательно "s-канальная" амплитуда с поворотом спиральности (АПС) f_{+-}[1)] по-видимому содержит P полюс.

2. Знак $\mathrm{Im} f_{+-}$ в области малых переданных импульсов ($q < 0{,}5$ *Гэв/с*) положителен при 6 *Гэв/с* в $\pi^- p$- и отрицателен в $\pi^+ p$-рассеянии (в этой области АПС определяется в основном (ρ) полюсом). При 40 *Гэв/с* $\mathrm{Im} f_{+-}$ в $\pi^- p$ отрицательна и мала: $\mathrm{Im} f_{+-}/q\,\mathrm{Im} f_{++} \approx 0{,}1$ (*Гэв/с*)$^{-1}$.

Ниже излагается наглядная динамическая модель АПС, в которой на основе условий унитарности в s-канале установлена связь между знаком мнимой части АПС при малых (q) и соотношением сечений инклюзивных процессов типа $\pi N \to N X$ (1) и $\pi N \to \Delta X$ (2). $\mathrm{Im} f_{+-}$ оказывается $\gtrless 0$ в зависимости от того преобладает ли в прямом канале процесс (1) или (2) при данной энергии.

Мы будем исходить из матрицы πN-рассеяния в СЦИ $M = M_0 + i M_1 \vec{\sigma}\mathbf{n}$[1)] в приближении прицельного параметра. Как известно M_0 и M_1 могут быть выражены через парциальные амплитуды $F(\pm b)$ частиц, имеющих прицельный параметр (b) и пролетающих в плоскости X, Y "справа" ($b_y = +b$; $b_z = 0$) и "слева" ($b_y = -b$, $b_z = 0$) от центра поляризованного по оси z-нуклона (импульс пиона $\mathbf{p}$ направлен по оси X).

$$M_n = \pi \int \{ F(+b) + F(-b) \} J_n(q^b)\, b db, \quad n = 1, 2 \qquad (1)$$

В соответствии с оптической теоремой функции $\mathrm{Im} F(\pm b) = \Sigma \sigma_{if}(\pm b)$ можно определить, как парциальные полные сечения отнесенные к элементу плоскости нормальной $\mathbf{p}$. При энергиях $\gtrsim$ *Гэв* $\sigma_{el} << \sigma_t$ и в этом случае условия унитарности дают:

$$A_\pm \doteq \mathrm{Im} F(\pm b) \cong \sum_{f \neq i} \sigma_{if}(\pm b) + O\Big(1/2 \sum_{f \neq i} \sigma_{if}(\pm b)\Big)^2. \qquad (2)$$

---

1) При больших (s) и малых (q): $f_{++} = G_{++} = M_0$; $-f_{+-} = G_{+-} = M_1$, где G_{++}, G_{+-} "s-канальные" спиральные амплитуды Треймана и Вика [2].

Как может возникнуть неравенство $A_+ \neq A_-$ при взаимодействии налетающей частицы с аксиально симметричной системой – поляризованным нуклоном? Рассмотрим процессы $\pi N\uparrow \to NX$; $\pi N\uparrow \to \Delta X$ на поляризованном нуклоне с точки зрения однопионного реджизованного обмена (OPER) [3]. В силу аномальной четности пионной траектории барионные вершины $N\uparrow \to N\pi$; $N\uparrow \to \Delta\pi$ обладают орбитальным моментом, причем возможные значения проекции L_z и s_z (проекция спина конечного бариона) реализуются с вероятностями данными в таблице

$N\uparrow \to N\pi$			$N\uparrow \to \Delta\Pi$		
s_z	L_z	вероятн.	s_z	L_z	вероятн.
$-1/2$	$+1$	$2/3$	$+3/2$	-1	$3/6$
			$+1/2$	0	$2/6$
$+1/2$	0	$1/3$	$-1/2$	$+1$	$1/6$

Ориентированному орбитальному моменту можно сопоставить средний полярный импульс $\dot{\mathbf{p}}_x = \langle \mathbf{L}_z \, \mathbf{r}_{+y} / \mathbf{r}^2 \rangle$, лежащий в плоскости нормальной z и направленный тангенциально к орбите. Таким образом в случае $\pi N\uparrow \to NX$ при пролете "слева" $(-b)$, $\dot{\mathbf{p}}_x$ направлен навстречу импульсу падающей частицы, а при пролете "справа" $(+b)$ падающая частица "догоняет" виртуальную частицу. Противоположная ситуация возникает в случае $\pi N\uparrow \to \Delta X$. Реакции $\pi N \to NX$, $\pi N \to \Delta X$ можно рассматривать как "срыв" пионного облака, причем сечения отвечающие разным значениям L_z входят аддитивно в силу ортогональности спиновых функций конечного бариона. Запишем эти соображения в виде условий

$$A_{\pm} = \sigma_{in}(b^2) + \sigma^{\pm}_{\Delta X}(b^2) + \sigma^{\mp}_{NX}(b^2), \qquad (3)$$

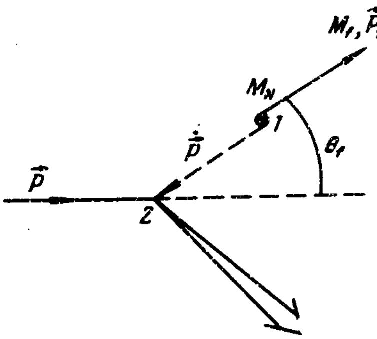
где под $\sigma^{\pm}$ будем понимать вклад взаимодействий с "вращающимися" частицами обладающими компонентой $\dot{\mathbf{P}}_x$ направленной навстречу падающей частице ($\dot{\mathbf{P}}_x < 0$) или догоняющей ее ($\dot{\mathbf{P}}_x > 0$). Покажем, что при учете сильного схода с массовой поверхности, для произвольного бозонного обмена, реализуются только процессы отвечающие "встречной" кинематике, т. е. что $\sigma^- = 0$.

Рассмотрим процессы $\pi N \to B_f X$ в системе покоя нуклона (лаб. система) при "встречной" (рис. *а*) или "догоняющей" кинематике (рис. *б*). Пион с импульсом $\mathbf{p}$ взаимодействует с виртуальной частицей в вершине (2). В силу сохранения импульса в вершине (1): $\mathbf{p}_f = -\dot{\mathbf{p}}$.

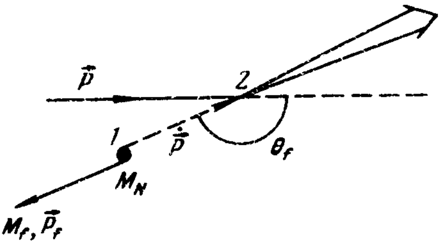
Условие сильной связи виртуальной частицы с нуклоном: $M_f \gg M_N$. По определению, при встречной кинематике угол вылета B_f в лаб. системе $\theta^+_f < \pi/2$; при догоняющей $\theta^-_f > \pi/2$. Но при $\mathbf{p} \gg$ масс взаимодействующих частиц:

$$\cos\theta_f = [(\mathbf{p}_f^2 + M_f^2)^{1/2} - M_N]\,|\mathbf{p}_f|^{-1}. \qquad (4)$$

Из (6) видно, что при $M_f \gg M_N$ углы $\theta_f > \pi/2$ запрещены, откуда и следует, что $\sigma^- = 0$. Это условие вместе с условием (3) оправдывает утверждения изложенные в вводной части. Заметим, что в случае барионного обмена $\sigma^- \neq 0$, так как M_f может быть $< M_N$. Однако этот случай отвечает совсем другой области кинематических переменных (малые u, рассеяние назад).



Встречная кинематика



Догоняющая кинематика

В заключение покажем, что данная наглядная аргументация адекватна более строгому подходу. Ограничимся случаем $\pi N\uparrow \to NX$ и убедимся, что при малых q

$$\mathrm{Im}\, f_{+-} = -\pi \int \{\sigma_{NX}(+b) - \sigma_{NX}(-b)\}\, J_1(qb)\, b\,db > 0. \qquad (5)$$

В модели однотипного обмена:

$$M(\pi N\uparrow \to Nx) = i\,(\sigma^t_{\pi\pi})^{1/2}\, F(k^2)\, \bar{\chi}_f \vec{\sigma}\mathbf{k}\, \chi_i\uparrow ,$$

где $\mathbf{k}$ — импульс переданный в барионной вершине, $F(k^2 \ldots)$ положительно определенный формфактор, $\chi_i\uparrow$ — спиновая функция поляризованного нуклона. Сечения $\sigma(\pm b)$ определяются как квадраты модулей Фурье трансформант:

$$F(\mathbf{b}) = \langle \bar{\chi}_f \mid \int \exp(-i\,\mathbf{k}\mathbf{b}) F(k^2)\, \mathbf{k}\vec{\sigma}\, d\mathbf{k}_\perp \mid \chi_i^\uparrow \rangle (\sigma_t^{\pi\pi})^{1/2}, \qquad (6)$$

взятых при $b_y = \pm b$, $b_z = 0$. Интегрирование по азимутальному углу дает

$$F(\pm b) = -i\,\bar{\chi}_f\,[(f_0 - f_1)\sigma_x + f_1(\sigma_x \mp i\sigma_y)]\,\chi_i\uparrow (\sigma_t^{\pi\pi})^{1/2},$$

$$f_n = {}^1/_2 \int F(k^2)\, J_n(k_\perp b)\, k_\perp\, dk_\perp^2, \qquad n = 0, 1.$$

Используя явные значения спиновых матричных элементов, имеем

$$\sigma_{NX}(\pm b) = \sigma^t_{\pi\pi}/4\, (f_0 \mp f_1)^2. \qquad (7)$$

Численная оценка показывает, что при $b \lesssim 1/m_\pi$; f_0 и f_1 положительно определенные функции, причем $f_0 > f_1$. Таким образом $\sigma_{NX}(+b) < < \sigma_{NX}(-b)$. Условие $b \lesssim 1/m_\pi$ эквивалентно условию сильной связи и как видно приводит в реакции $\pi N\uparrow \to NX$ к "однобокости" поляризованного нуклона требуемого знака.

Эксперимент в области $\gtrsim$ *Гэв* подтверждает выводы следующие из модели, так как образование N определенно превалирует в $\pi^- p$, а Δ в $\pi^+ p$-соударениях [4]. При высоких энергиях нет выраженной доминантности N или Δ. Однако, если считать, что в области скейлинга отношения сечений разных инклюзивных процессов не зависят от энергии, то наличие небольшого отрицательного вклада P полюса в АПС говорит в пользу преобладания Δ состояний при больших s.

В предыдущих работах автора [5] была сформулирована основная идея динамической модели АПС, однако при оценке взаимодействия в условиях "догоняющей" кинематики не учитывался сход "вращающихся" частиц с массовой поверхности. Поэтому вывод об отсутствии P полюса в АПС, сделанный в этих работах, неправилен.

Выражаю благодарность В.Б.Берестецкому, В.Н.Грибову, Л.Б.Окуню, И.Ю.Кобзареву, И.С.Шапиро, К.А.Тер-Мартиросяну за полезные обсуждения. Я особенно признателен А.Б.Кайдалову за постоянные обсуждения, во многом прояснившие затронутые в этой работе вопросы.

Институт теоретической
и экспериментальной физики

Поступила в редакцию
3 июля 1975 г.

Литература

[1] 2-nd Aix-en-Provance Int. Conf. on Elementary Particls, Sept. 1973 IHEP-JINR-CACLAY-ITEP Collaboration. Measurments of the Parametrs R and A in $\pi^- p$ elastic seattering at 40 Gev/c. p. 72; В.П.Канавец. Исследования поляризационных явлений в упругом рассеянии при высоких энергиях. Первая школа физики ИТЭФ. Сб. "Элементарные частицы". М., Атомиздат, вып. 111, 1973 г., стр. 75.

[2] T.L.Truemen, G.L.Wick. Crossing relation for Helicity Amplitudes. Ann. of Phys., 26, 322, 1964.

[3] К.Г.Боресков, А.Б.Кайдалов, Л.П.Понаморев. Совместное описание эксклюзивного и инклюзивного образования частиц в модели однопионного реджизованного обмена. Сб. "Элементарные частицы". Первая школа физики ИТЭФ. М., Атомиздат, вып. 11, 1973 г., стр. 94.

[4] B.Bracei, J.P.Droulez, E.Flamino, J.D.Hansen, D.R.O.Morrison. Compilation of cross Sections π^- and π^+ indueed reaction. CERN Geneva, Switzerland, 1972, p. 27.

[5] И.И.Левинтов. Динамическая модель амплитуды с "поворотом" спина. Препринт ИТЭФ, М., 1973, № 36; Письма в ЖЭТФ, 20, 281, 1974.