

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В π^+ -РАССЕЯНИИ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

С.М.Трошин, Н.Е.Тюрин

В рамках метода обобщенной матрицы реакций проведен анализ поляризации в π^+ -рассеянии при высоких энергиях. Рассмотрен вклад, возникающий непосредственно от вакуумного обмена.

В настоящей работе исследуются поляризационные эффекты в π^+ -рассеянии в рамках метода обобщенной матрицы реакций [1], который был успешно применен для описания процессов упругого рассеяния адронов в области энергий ИФВЭ, FNAL и CERN [2, 3]. В этом подходе ненулевая поляризация возникает и непосредственно из вакуумного обмена, который дает отрицательный, медленно убывающий с энергией вклад.

Интерес к механизму возникновения поляризации из вакуумного обмена [4–6] связан с недавними измерениями поляризации в упругом рассеянии адронов при энергиях 40 и 45 Гэв [7], которые обнаружили расхождение с предсказаниями модели полюсов Редже. Так поляризация в упругом pp -рассеянии падает с ростом энергии гораздо быстрее, чем это следует из модели Редже [8]. В упругом π^+ -рассеянии и нуклон-нуклонном рассеянии имеются отклонения от предсказываемой зеркальной симметрии. Все это указывает на возможность возникно-

вения поляризации непосредственно из вакуумного обмена [4]. Действительно, быстрое падение поляризации в упругом pp -рассеянии с ростом энергии и отклонение от зеркальной симметрии можно объяснить, предположив, например, что вакуумный обмен дает отрицательный вклад в поляризацию, медленно убывающий с ростом энергии.

При анализе поляризационных эффектов в π^+ -рассеянии мы будем использовать параметризацию амплитуды и значения параметров из работы [3], где, в частности, было получено хорошее согласие с существующими данными по поляризации. Будет показано, что отмеченные выше поляризационные эффекты, наблюдаемые в pp -рассеянии, должны быть видны при более высоких энергиях и в π^+ -рассеянии.

Для случая рассеяния бесспиновой частицы на частице со спином $1/2$ основное уравнение, связывающее амплитуду рассеяния с обобщенной матрицей реакций, имеет в системе центра масс следующий вид [3]:

$$F_{\nu\nu'}(\rho, q) = U_{\nu\nu'}(\rho, q) + i\rho(s) \sum_{\nu''} \int d\Omega_k U_{\nu\nu''}(\rho, k) F_{\nu''\nu'}(k, q), \quad (1)$$

где $F_{\nu\nu'}(\rho, q)$ – спиральные амплитуды в инвариантной нормировке. В данном случае существуют только две независимые амплитуды: $F_{++} \equiv F_{1/2, 1/2}$, $F_{+-} \equiv F_{1/2, -1/2}$. Решение уравнения (1) имеет следующий вид:

$$F_{++}^{I_s}(s, t) = \frac{is}{\pi^2} \int_0^\infty b db J_0(b\sqrt{-t}) \frac{U_{++}^{I_s}(b, s) [1 + U_{++}^{I_s}(b, s)] + [U_{+-}^{I_s}(b, s)]^2}{[1 + U_{++}^{I_s}(b, s)]^2 + [U_{+-}^{I_s}(b, s)]^2},$$

$$F_{+-}^{I_s}(s, t) = \frac{is}{\pi^2} \int_0^\infty b db J_1(b\sqrt{-t}) \frac{U_{+-}^{I_s}(b, s)}{[1 + U_{++}^{I_s}(b, s)]^2 + [U_{+-}^{I_s}(b, s)]^2}, \quad (2)$$

где

$$U_{\pm\pm}^{I_s}(b, s) = \frac{\pi^2}{is} \int_0^\infty J_{I_s}(b\sqrt{-t}) U_{\pm\pm}^{I_s}(s, t) \sqrt{-t} d(\sqrt{-t})$$

I_s – значение изотопического спина в s -канале. В работе [1] была получена реджевская асимптотика для U -матрицы при $s \rightarrow \infty$: $U(s, t) \cong -g(t) \xi(t) (s/s_0)^{\beta(t)}$ где $\xi(t)$ – сигнатурный множитель, а $\beta(t)$ – ведущая траектория. Предполагая, что при $s \rightarrow \infty$ основной вклад дает ведущий полюс с четной сигнатурой, в представлении прицельного параметра получим следующее выражение для $U_{\pm\pm}(b, s)$:

$$U_{\pm\pm}(b, s) = \left(\frac{1}{2b/a(s)} \right) \frac{g_{\pm\pm}}{a(s)} \left(\frac{s}{s_0} \right)^{\beta(s) - 1} \exp(-b^2/a(s)) \equiv$$

$$\equiv \left(\frac{1}{b/a(s)} \right) u_{\pm}(s) \exp(-b^2/a(s)),$$

где $a(s) = 4\beta'(0)[\ln s/s_0 - i\pi/2]$. Здесь мы предположили линейность траектории $\beta(t)$: $\beta(t) = \beta(0) + t\beta'(0)$ и независимость вычетов от t . Тогда вычисляя интегралы (2) при $s \rightarrow \infty$ и малых значениях t , получим следующие выражения для амплитуд:

$$F_{++}(s, t) \cong \frac{is}{4\pi^2} \left[1 + \frac{\kappa^2(s)}{a(s)} \right]^{-1} \ln^2 G_+(s) \left\{ 2a(s) \frac{\ln u_+(s)}{\ln^2 G_+(s)} + \kappa^2(s) + \frac{a(s)t}{4} \left[a(s) + 2\kappa^2(s) \ln \frac{G_+^{4/3}(s)}{u_+(s)} \right] \right\},$$

$$F_{+-}(s, t) \cong \frac{is}{4\pi^2} \kappa(s) \sqrt{-t} \left[1 + \frac{\kappa^2(s)}{a(s)} \right]^{-1} a(s) \ln u_+(s) \left\{ 1 + \frac{a(s)t}{8} \frac{\ln^2 G_+(s)}{\ln u_+(s)} \right\},$$

где $\kappa(s) = \frac{u_-(s)}{u_+(s)}$, $G_+(s) = \frac{g_{++}(s)}{a(s)} \left(\frac{s}{s_0} \right)^{\beta(0)-1}$. Выражение для поляризации

тогда можно представить в виде

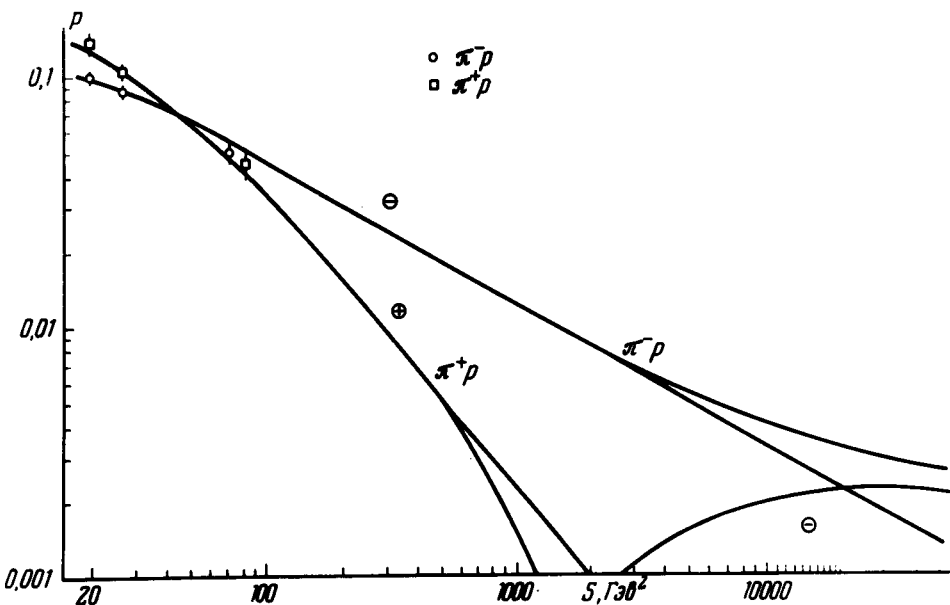
$$P^{\pi^{\pm}p}(s, t) \cong -\frac{\sqrt{-t}}{2} \frac{1}{\ln s} \frac{\Phi_1(s) - t\Phi_2(s)}{\Phi_3(s) - t\Phi_4(s)},$$

где Φ_i — известные функции, зависящие от $\kappa(s)$, $G_+(s)$, $a(s)$, причем при $s \rightarrow \infty$ $\Phi_1, \Phi_3(s) \sim \ln^2 s$, а $\Phi_2, \Phi_4(s) \sim \ln^6 s$. Функции $\Phi_i(s)$ положительны при $s \rightarrow \infty$.

Таким образом, мы получили, что при высоких энергиях вакуумный обмен дает одинаковый отрицательный вклад в поляризацию упругого $\pi^{\pm}p$ -рассеяния, который медленно (как $1/\ln s$) убывает с ростом энергии.

На рисунке приведено значение $|P(s, t=0,2)|$, вычисленное при значениях параметров из работы [3]. Отрицательный вклад в поляризацию, возникающий из вакуумного обмена приводит к существенно различному поведению поляризации при высоких энергиях в π^+p - и в π^-p -рассеянии. Так поляризация в π^+p -рассеянии падает быстрее, чем в π^-p . Она становится отрицательной при $s = 1500 \text{ Гэв}^2$ и возрастает по абсолютной величине, после чего начинает убывать как $1/\ln s$. В интервале значений переменной s от 80 до 400 Гэв^2 поведение поляризации в π^+p -рассеянии эффективно описывается степенной зависимостью $s^{-1,09}$. При $s = 400 \text{ Гэв}^2$ происходит отклонение от степенного поведения. Поведение поляризации в π^-p -рассеянии эффективно описывается степенной зависимостью $s^{-0,58}$, начиная со значения $s = 60 \text{ Гэв}^2$ до $s = 2000 \text{ Гэв}^2$. Затем следует режиму $1/\ln s$.

Таким образом, эффекты в поведении поляризации, которые начали для π^+p -рассеяния проявляться при энергиях ИФВЭ, должны быть видны и в π^+p -рассеянии, но при более высоких энергиях. Они получены как следствие вклада в поляризацию, возникающего непосредственно из вакуумного обмена.



Значение абсолютной величины поляризации в упругом $\pi^{\pm}p$ -рассеянии при $t = 0,2 \text{ (Гэв/с)}^2$ в логарифмическом масштабе. Знаки + и - соответственно указывают знак поляризации на данном участке

Авторы глубоко благодарны академику А.А.Логунову, В.И.Саврину, Л.Д.Соловьеву и О.А.Хрусталеву за интересные и полезные обсуждения. Мы признательны за обсуждение экспериментальной ситуации С.Б.Нуршеву, М. и Дж.Фидекаро.

Институт физики высоких энергий

Поступила в редакцию
16 мая 1976 г.

Литература

- [1] Н.Е.Тюрин, О.А.Хрусталеv. Препринт ИФВЭ 74-119, Серпухов, 1974; ТМФ, 24, 291, 1975.
- [2] V.F.Edneral, O.A.Khrustalev, S.M.Troshin, N.E.Tyurin. Preprint CERN TH-2126, Geneva, 1976.
- [3] V.F.Edneral, S.M.Troshin, N.E.Tyurin. Preprint IHEP 76-54, Serpukhov, 1976.
- [4] И.Г.Азнаурян, Л.Д.Соловьев. Препринт ИФВЭ, 75-127, Серпухов, 1975.
- [5] J.Pumplin, G.L.Kane. Phys. Rev., D11, 1183, 1975.
- [6] A.C.Irving. Nucl. Phys., B101, 263, 1975.
- [7] A.Gaidot, C.Bruneton, J.Bystricki et al. Paper presented on the Palermo Conference on High Energy Physics, Palermo, 1975; К.Брюнетон, И.Быстрички, А.Гедо и др. Препринт ИФВЭ 75-77, Серпухов, 1975; M.Borghini L.Dick, L.Di Lella et al. 36B, 493, 497, 501, 1971.
- [8] R.C.Arnold, R.K.Logan. Phys. Rev. 117, 2318, 1969.