

СУЖЕНИЕ ДИФРАКЦИОННОГО КОНУСА И НАКЛОН ТРАЕКТОРИИ ПОМЕРАНЧУКА

К.А.Тер-Мартirosян

Недавно группа ЛБЭ из ОИЯИ (г. Дубна) получила на ускорителе ИФЭЭ (г. Серпухов) очень интересные данные о сокращении конуса в упругом pp -рассеянии [1]. Рассматривая область очень малых $|t| = \kappa^2 \lesssim 0,1 (Гэв/c)^2$, в которой

$$\ln(d\sigma/d\kappa^2) = C - b(\xi) \kappa^2$$

авторы работы [1] измерили коэффициент $b(\xi)$ в зависимости от энергии — от $\xi = \ln(E_{\text{лаб}} Гэв) -$ в области $10 Гэв \leq E_{\text{лаб}} \leq 65 Гэв$.

Ниже эта зависимость рассмотрена теоретически с учетом вклада нескольких полюсов и ветвлений. Показано, что ветвления практически не меняют величину эффективного наклона. — $2\alpha'_{\text{eff}} = db(\xi)/d\xi$. Для pp -рассеяния величина α'_{eff} должна быть близка к наклону $\alpha'_p(0)$ траектории полюса Померанчука ($\alpha'_{\text{eff}} - \alpha'_p(0) \lesssim 10^{-2}$), т.е. данные опыта несовместны с предположением о $\alpha'_p(0) = 0$. В то же время для πN -рассеяния (и особенно для $\bar{p}p$) эффективное сужение конуса должно быть еще малым [2] даже для $E_{\text{лаб}} \sim 65 Гэв$ и для его измерения требуется большая точность¹⁾.

Для очень малых κ^2 достаточно учитывать вклад полюсов Редже $M_{\alpha}^{(1)}$ и первых ветвлений (двойных перерассеяний $M_{\alpha\beta}^{(2)}$ [6, 7]). Для траектории Померанчука

$$-iM_P^{(1)} = \gamma_P e^{-\lambda_P \kappa^2} \approx \gamma_P (1 - \lambda_P \kappa^2),$$

$$-iM_{PP}^{(2)} = -(\gamma_P \gamma_{PP} / 4 \lambda_P) e^{-\lambda_P \kappa^2 / 2} \approx -(\gamma_P \gamma_{PP} / 4 \lambda_P) \left(1 - \frac{\lambda_P \kappa^2}{2}\right),$$

для любой другой траектории

$$-iM_{\alpha}^{(1)} = \eta_{\alpha}' \epsilon_{\alpha} \gamma_{\alpha} e^{-\lambda_{\alpha} \kappa^2} \approx \eta_{\alpha}' \epsilon_{\alpha} \gamma_{\alpha} (1 - \lambda_{\alpha} \kappa^2),$$

¹⁾ Для $\bar{p}p$ -рассеяния $\alpha'_{\text{eff}} \sim 0,1 + 0,2$ для $E_{\text{лаб}} \sim 65 Гэв$. Причина этого [3-5] связана с тем, что P' и ω -траектории дают узкое угловое распределение и быстро вымирают с ростом $E_{\text{лаб}}$. Вклады их почти сокращаются в случае pp , складываются для $\bar{p}p$. В случае πN ω -траектория вклада вообще не дает.

$$-iM_{\alpha P}^{(2)} = -\eta'_\alpha \epsilon_\alpha \frac{\gamma_\alpha \gamma_{\alpha P}}{\lambda_\alpha + \lambda_P} \exp \left[\frac{-\kappa^2}{\lambda_\alpha^{-1} + \lambda_P^{-1}} \right] = \frac{-\eta'_\alpha \epsilon_\alpha \gamma_\alpha \gamma_{\alpha P}}{\lambda_\alpha + \lambda_P} \left(1 - \frac{\kappa^2}{\lambda_\alpha^{-1} + \lambda_P^{-1}} \right),$$

где $\alpha = P, \omega, \rho, A_2$ и т. д., $\epsilon_\alpha = \frac{1}{E^1 - a_\alpha(\alpha)}$, $E = E_{\text{лаб}}$ в Гэв, γ_P, γ_α

и $\gamma_{PP}, \gamma_{\alpha P}$ — величины размерности квадрата длины, определяющие вычеты в полюсах и вклады перерассеяний на полюсе Померанчука (в "оптическом" или "эйкональном" приближении [8] $\gamma_{PP} = \gamma_{\alpha P} = \gamma_P$),

$$\lambda_\alpha = R_\alpha^2 + a'_\alpha(\theta) \left(\ln E - \frac{i\pi}{2} \right); \quad \alpha = P, P', \omega \text{ и т. д.},$$

причем R_α^2 — параметры, определяющие [7] зависимость вычетов от κ^2 , и $\eta'_\alpha = \sigma_\alpha + i \left(\text{ctg} \frac{\pi}{2} a_\alpha(\theta) \right)^{\sigma_\alpha}$, где $\sigma_\alpha = \pm 1$ — сигнатура

($\eta'_\alpha = -i\eta_\alpha$, где η_α — обычный сигнатурный множитель при $t = 0$).

Учитывая, что $d\sigma/d\kappa^2 = 4\pi \{ |M|^2 + |N|^2 \}$, где $M = M_P + \sum_{\alpha \neq P} M_\alpha$, $M_\alpha = M_\alpha^{(1)} + M_\alpha^{(2)}$ — амплитуда без поворота спина, $N = (\kappa/2m_N) \sum_\alpha i\eta'_\alpha \epsilon_\alpha \gamma_\alpha$ — ее спин-флиповая часть (с точностью до членов $\sim \kappa^2$), и что

$\gamma_{PP} \sim \gamma_P < 4\lambda_P$, $\epsilon_\alpha \ll 1$, $\alpha \neq P$, получим, учитывая линейные по κ^2 члены:

$$\frac{1}{2} b(\xi) = R_P^2 + \frac{\gamma_{PP}}{8} - \Delta(E) + a'_P(\theta) \ln E + \sum_{\alpha \neq P} \frac{\sigma_\alpha C_\alpha}{E^1 - a_\alpha(\alpha)}, \quad (1)$$

где 1)

$$C_\alpha = \frac{\gamma_\alpha}{\gamma_P} \left\{ R_\alpha^2 - R_P^2 + (a'_\alpha - a'_P) \xi + \gamma_{\alpha P} \left(\frac{R_P^2 + a'_P \xi}{R_\alpha^2 + R_P^2 + (a'_\alpha + a'_P) \xi} \right)^2 \right\}, \quad (2)$$

а

$$\Delta(E) = (4m_N \gamma_P)^{-2} \left| \sum_\alpha \frac{\eta'_\alpha \epsilon_\alpha \gamma_{\alpha 1}}{E^1 - a_\alpha(\alpha)} \right|^2 \left(1 + \frac{\gamma_{PP}}{2(R_P^2 + a'_P \xi)} \right)$$

является малым вкладом спин-флиповой амплитуды. Ветвления PP дают в (1) малый постоянный вклад $\gamma_{PP}/8$ ($\sim 0,1$ от R_P^2), а остальные — αP -ветвления — лишь немного изменяют C_α (последний член в (2)).

1) Здесь и ниже пренебрежено малыми членами типа $i\pi a'_\alpha / 2(R_\alpha^2 + a'_\alpha \xi)$ по сравнению с единицей.

Величины параметров γ_a , γ_{a1} , R_a^2 , $a_a(0)$, $a'_a(0)$, отвечающие [2] данным опыта о $d\sigma/dt$ и σ_{tot} в области $E_{\text{лаб}} \sim 10 + 25 \text{ Гэв}$ даны в таблице. Для πN ; kN -, NN - $\bar{N}N$ -рассеяния достаточно учитывать P , P' , ω , ρ , A_2 - траектории. Полагая $\gamma_{pp} \approx \gamma_{p\rho} \approx \gamma_p$, $a'_{p'}(0) = a'_p(0)$, $a'_{\rho'}(0) = a'_\omega(0) = a'_\rho(0) = 1/2$, получим

$$\frac{1}{2} b_{\pi \pm N}(\xi) = R_p^2 + \frac{\gamma_p}{8} - \Delta_{\pi N} + a'_p(0)\xi + (C_{p'} \mp C_\rho) e^{-\xi/2}, \quad (3)$$

$$\frac{1}{2} b_{NN}(\xi) = R_p^2 + \frac{\gamma_p}{8} - \Delta_{NN} + a'_p(0)\xi + [C_{p'} + C_{A_2} \mp (C_\omega + C_\rho)] e^{-\xi/2}$$

где

$$\Delta_{NN} = \left| \frac{\gamma_{p1} \mp (1-i)(\gamma_{\omega1} + \gamma_{p1}) e^{-\xi/2}}{4m_N \gamma_p} \right|^2 \left[1 + \frac{\gamma_p}{2} (R_p^2 + a'_p \xi)^{-1} \right]$$

и $\Delta_{\pi N}$ определенное так же, но с $\gamma_{\omega1} = 0$, пренебрежимо малы (так как $m_N^2 \gamma_p \sim 2$, а $\gamma_{p1} \sim \gamma_{\rho1} e^{-\xi/2}$ - малы). Верхний знак всюду относится к случаям рассеяния на протонах частиц (π^+ , k^+ , p), а нижний - античастиц. Первый член в (3) в пределах до 1% является константой, поэтому $b(\xi)$ является суммой линейной функции $b_0 + a'_p \xi$ и экспоненциально убывающей. Ход $b(\xi)$ для случая πp и $p p$ указан на рисунке для $a'_{p'}(0) = 0,47 (\text{Гэв}/c)^{-2}$ и $a'_p(0) = 0$. Последний член в (3) изменяет величину эффективного наклона

$$a'_{\text{eff}} = \frac{db(\xi)}{2d\xi} = a'_p(0) - \frac{C_{p'} + C_{A_2} \mp (C_\omega + C_\rho)}{\sqrt{E}}, \quad (4)$$

где $C_\omega = C_{A_2} = 0$ для случая πN .

Согласно таблице, в этом случае, $\frac{1}{2} C_{p'} = 1,8$, а C_ρ - мало, поэтому если $a'_p(0) = 0,5$, то $a'_{\text{eff}} = 0,5 - \frac{1,8}{\sqrt{E}}$ (в $(\text{Гэв}/c)^{-2}$), т. е. $a'_{\text{eff}} = 0$

в области $E_{\text{лаб}} \sim 20 \text{ Гэв}$ и $a'_{\text{eff}} = 0,25 (\text{Гэв}/c)^{-2}$ при $E_{\text{лаб}} \sim 60 \text{ Гэв}$.

В случае NN - $\bar{N}N$ параметры даны в таблице лишь ориентировочно, так как полная обработка данных опыта с учетом ветвлений здесь еще не окончена. Таблица дает: $C_{p'} = 2,80$, $C_\omega = 2,50$, $C_\rho = 0,78$, $C_{A_2} = 0,04$,

что приводит к ничтожно малой величине последнего члена ¹⁾ в (3), (4) (дает $\alpha'_{\text{eff}} - \alpha'_p(0) \lesssim 10^{-2}$). Данные опыта для pp [1], как видно из рисунка хорошо соответствуют значению $\alpha'_p(0) = 0,47 (\text{Гэв}/c)^{-2}$.

Величины параметров для πN и $NN - \bar{N}N$

(α'_σ , γ_σ , $\gamma_{\sigma 1}$, R_σ^2 — в $(\text{Гэв}/c)^{-2}$)

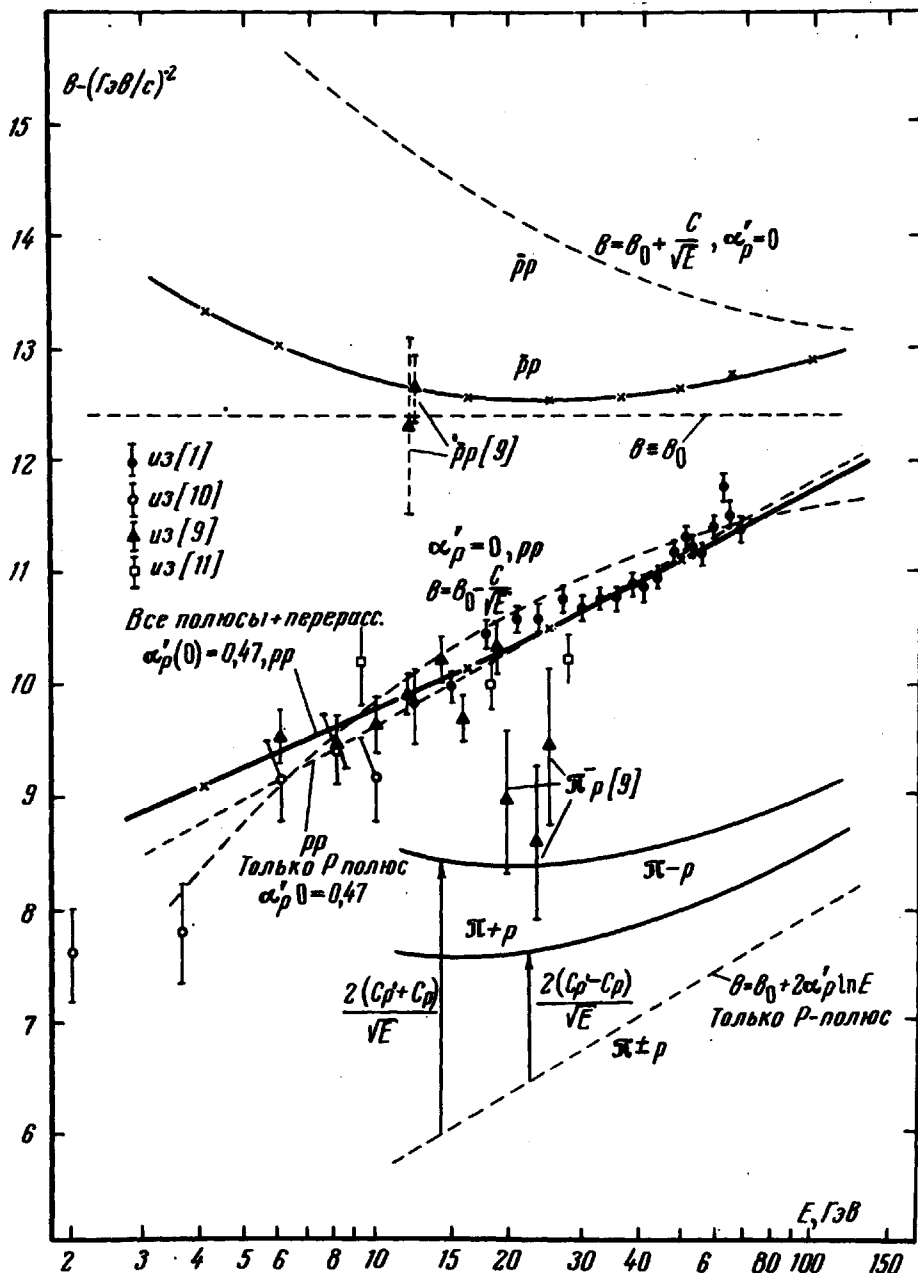
	σ	$\alpha'_\sigma(0)$	$\alpha'_\sigma(0)$	γ_σ	$\gamma_{\sigma 1}$	$R_\sigma^2 = R_{\sigma 1}^2$
πN	P	1	0,5	2,42	0	1,05
	P'	0,5	0,5	2,60	0,3	4,20
	ρ	0,45	1,0	0,583	-4,6	3,20
$NN - \bar{N}N$	P	1	0,5	5,25	-0,26	3,07
	P'	0,5	0,5	6,63	2,00	4,20
	ω	0,5	0,8	3,51	3,20	4,80
	ρ	0,45	1,0	0,37	-3,38	3,20
	A_2	0,40	0,8	0,08	-0,52	3,20

Предположение об $\alpha'_p(0) = 0$ приводит к резкому противоречию с данными опыта. Действительно, если при этом использовать значения параметров из таблицы (но с $R_p^2 = 4,84 (\text{Гэв}/c)^{-2}$, то для $b(\xi)$ получается практически постоянное значение $b(\xi) \approx 11,0 = \text{const}$, отличное, при больших и малых E на рисунке от данных опыта более чем на две стандартных ошибки. Так как формула (1) в общем случае дает $b = b_0 + 2\alpha'_p(0)\xi + 2v/\sqrt{E}$, где $v_{pp} = C_{P'} + C_{A_2} - (C_\omega + C_\rho)$, $v_{\bar{p}p} = C_{P'} + C_{A_2} + C_\omega + C_\rho$, то вопрос можно сформулировать более обще: можно ли, при $\alpha'_p(0) = 0$ так подобрать константы b_0 , $C_{P'} + C_{A_2}$ и $C_\omega + C_\rho$, чтобы за счет последнего члена в $b(\xi)$ имитировать рост кривой на рисунке. Наиболее выгодно для этого считать ²⁾ $C_{P'} + C_{A_2} = 0$.

¹⁾ Он определяет разницу между пунктирной прямой $b = b_1 + \ln E$ и кривой $b = b(\xi)$ для случая pp на рисунке.

²⁾ При $\alpha'_p(0) = 0$ отрицательные $C_{P'}$ и C_{A_2} (еще более выгодные для описания данных [1] чем нулевые) невозможны согласно (2), даже при $R_{P'}^2 = R_{A_2}^2 = 0$.

Обозначая $C = C_\omega + C_p$ получим при $\alpha'_p(0) = 0$: $b(\xi) = b_0 \pm 2C/\sqrt{E}$, где верхний и нижний знаки относятся соответственно к случаям $p\bar{p}$ - и $p\rho$ -рассеяния. Лучшее соответствие для $p\rho$ (см. кривую на рисунке)



получается при $b_0 = 12,4$, $C = 4,0$. При этом однако для $p\rho$ -рассеяния следуют неразумно большие значения $b(\xi) \sim 15 (\Gamma\text{эВ}/\text{с})^{-2}$, существенно больше чем дает опыт [9] $b(\xi) \sim 12 + 13$ при $E \approx 12 \Gamma\text{эВ}$. Таким образом значение $\alpha'_p(0) = 0$, по-видимому, несовместно со всеми данными опыта.

Автор глубоко благодарен В.Н.Грибову и Л.Б.Окуню за интересные дискуссии, в результате которых возникла настоящая работа, В.А.Никитину, М.Г.Шафрановой, В.А.Свиридову за возможность ознакомления с результатами их эксперимента, А.Б.Кайдалову, С.Т.Сухорукову и В.И.Лисину за существенные замечания и помощь в расчетах.

Поступила в редакцию
10 сентября 1969 г.

Литература

- [1] В.А.Свиридов, В.А.Никитин, М.Г.Шафранова и др. ЯФ, 6.
- [2] А.Б.Кайдалов, С.Т.Сухоруков, К.А.Тер-Мартirosян. ЯФ, 6.
- [3] T.O.Binford, B.R.Desai. Phys. Rev., 138, B1167, 1965.
- [4] R.J.Phillips, W.Rarita. Phys. Rev., 139, B1336, 1965.
- [5] W.Rarita, R. J. Riddel, C.B.Chiu, R.J.Phillips. Phys. Rev., 165, 1615, 1968.
- [6] В.Н. Грибов. ЖЭТФ, 53, 654, 1967.
- [7] К.А.Тер-Мартirosян. ЯФ, 6, 1970.
- [8] R.C.Arnold, M.L.Blackmon, Phys. Rev., 176, 2082, 1969.
- [9] K.T.Foley, S.T.Lindenbaum, W.A.Love, S.Ozaki et al. Phys. Rev. Lett., 11, 508, 1963; 15, 45, 1965.
- [10] L.Kirillova, L.Kristov, V.Nikitin, M.Schafranova, L.Strunov, V.Sviridov, Z.Korbel, L.Rob, P.Markov, Kh. Tchernov, T.Todorov, A.Zlateva. Phys. Lett., 15, 93, 1965.
- [11] G.Belletini, G.Cocconi, A.N.Diddens, E.Lillethum, J.Pahl, J.P.Scanlon, J.Walters, A.M.Wetherell, P.Zanella. Phys. Lett., 14, 164, 1965.