

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВКЛАДЫ В РАЗНОСТИ ПОЛНЫХ СЕЧЕНИЙ РАССЕЯНИЯ ЧАСТИЦ И АНТИЧАСТИЦ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Л. А. Кондратьев, В. Б. Копелиович

Ряд работ последних лет посвящен вопросу о величине электромагнитных вкладов в сечения рассеяния адронов [1 - 7]. В настоящей работе вычислены разности полных сечений рассеяния частиц и античастиц, обусловленные интерференцией электромагнитного и сильного взаимодействий при энергиях $E \gtrsim 300 \text{ ГэВ}$. Показано, что основной вклад в разность полных сечений заряженных частиц и античастиц убывает с ростом энергии логарифмически ($\sim 1/\ln s$), если конус рассеяния логарифмически сужается.

Как известно [3, 5], при высоких энергиях радиационная поправка к амплитуде упругого рассеяния заряженных частиц (для определенности будем говорить о π^+p -рассеянии), правильно учитывающая вклад мягких фотонов, имеет вид:

$$A_{\pi^+p}^{rad}(s, \bar{\Delta}^2) = - \frac{i\alpha}{\pi} \int \frac{d^2 q_{\perp}}{q_{\perp}^2 + \lambda^2} A_{\pi^+p}(s, \bar{\Delta} - q_{\perp}), \quad (1)$$

где λ - масса фотона, $\bar{\Delta}$ - переданный импульс.

Выражение (1) приводит к так называемой бетевской фазе [8] $\phi_B = -\alpha \ln(1/\lambda e^{\ell} t)$, где $t = \bar{\Delta}^2$, $\lambda e^{\ell} = \alpha_p \ln s + R_p^2$ - наклон в амплитуде упругого рассеяния.

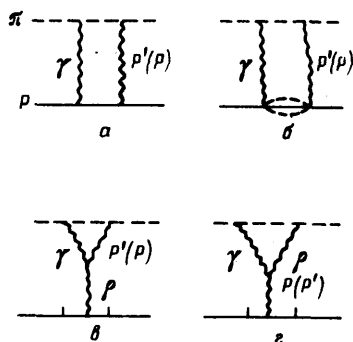
Чтобы получить вклад в разность полных сечений, следует к выражению (1) применить оптическую теорему, в результате при не слишком высоких энергиях (вплоть до нескольких десятков ГэВ), пренебрегая зависимостью фазы амплитуды от переданного импульса, получим

$$r_{em} = 2 \frac{\sigma^- - \sigma^+}{\sigma^- + \sigma^+} = 2\alpha \frac{\text{Re}(A_{\pi^+p} + A_{\pi^-p})}{\text{Im}(A_{\pi^+p} + A_{\pi^-p})} \Big|_{t=0} \left(\ln \frac{1}{\lambda e^{\ell} t_{min}} - \gamma \right), \quad (2)$$

где t_{min} - экспериментальное разрешение по переданному импульсу, $\gamma = 0,58$ - постоянная Эйлера.

Будем считать, что амплитуда πN -взаимодействия имеет реджевское поведение. Тогда выражение (2) соответствует γP° -ветвлению и с ростом энергии падает как $(1/s)^{1/2}$. Существуют другие вклады в разность полных сечений, степенным образом убывающие с ростом s . Это вклады пучков в γP° -ветвлении (см. рис. 1, а), а также электромагнитная перенормировка вычета ρ -полюса (рис. 1, в). Грубая оценка таких вкладов была сделана в [6, 7] в предположении, что спектр масс неупругих промежуточных состояний (см., например, рис. 1, б)

не ограничен. Согласно этой оценке [6] вклад неупругих промежуточных состояний в r_{em} может составлять 1,5% при $\text{Re}A/\text{Im}A|_{t=0} = -0,2$. Заметим, что при большой массе пучка рис. 1, б может быть представлен в виде рис. 1, в. Диаграмма рис. 1, з, соответствующая электромагнитной перенормировке вычета вакуумного полюса, не дает вклад в разность сечений взаимодействия частиц и античастиц. Справедливость формул (1) и (2) может быть проверена путем измерения разности полных сечений $\pi^\pm d$ -рассеяния, определяемой в основном радиационными поправками к πN -амплитуде [9].



Вследствие быстрого падения с энергией выражения (2), при высоких энергиях существенно зависимость фазы амплитуды от переданного импульса. Учитывая, что сигнатурный множитель вакуумного полюса

$$\xi_P = - \frac{1 + e^{-i\pi a_P(q_\perp^2)}}{\sin \pi a_P(q_\perp^2)} \approx i - \frac{\pi}{2} a'_P q_\perp^2, \text{ получим для вклада}$$

γ^P -ветвления, подставляя ξ_P в (1) (рис. 1, а):

$$r_{em}^P = - a \frac{\pi a'_P}{\lambda e^\ell + R_{em}^2}, \quad (3)$$

где R_{em}^2 учитывает электромагнитные формфакторы протона и π -мезона.

Считая $a'_P = 0,5$, получим, что $r_{em}^P = -1,5 \cdot 10^{-3}$ при $E_{\text{лаб}} \sim 300 \text{ Гэв}$. Выражение (3) представляет собой главный вклад в разность полных сечений и асимптотически не зависит от a_P : $r_{em}^P = - (a\pi / \ln s)$ при $a'_P \ln s \gg R_P^2 + R_{em}^2$.

Оценим также вклад резонансов в r_{em} (рис. 1, б), используя для этого экспериментальные данные по дифракционному рождению резонансов при высокой энергии [10] и по электророждению резонансов [11].

Параметризуем дифференциальное сечение упругого $\pi^+ p$ -рассеяния и рождения резонансов $N^*(1525)$ и $N^*(1690)$ по формулам:

$$\frac{d\sigma^{e\ell}}{dt} = A e^\ell e^{-2\lambda e^\ell t}; \quad \frac{d\sigma^*}{dt} = t A^* e^{-2\lambda^* t}; \quad A e^\ell = 32 \text{ мб} / \text{Гэв}^2 \quad (4)$$

$A^* = 5,5 \text{ мв}/\Gamma\text{эв}^4$; $15 \text{ мв}/\Gamma\text{эв}^4$ для $N^*(1525)$ и $N^*(1690)$ соответственно, $\lambda^* = \alpha_p' \ln s + R^{*2} = 4 \Gamma\text{эв}^{-2}$ при $16 \Gamma\text{эв}$, причем мы считаем, что сечение дифракционного рождения вперед обращается в нуль

Для вклада отдельного резонанса может быть получена следующая оценка:

$$r_{em}^{P*} \lesssim \pi \alpha \frac{\beta_s^* \beta_\gamma^* \alpha_p'}{(\lambda^* + R_{em}^{*2})^2} \quad (5)$$

где

$$\beta_s^{*2} = \frac{A^*}{A e \ell}, \quad \beta_\gamma^{*2} = \frac{1}{2 m_p} \int \left(\lim_{q_\perp^2 \rightarrow 0} \frac{w_2(s_1, q_\perp^2)}{q_\perp^2} \right) ds_1, \quad (6)$$

$w_2(s_1, q_\perp^2)$ — известная структурная функция неупругого ер-взаимодействия, интеграл по ds_1 берется по данному резонансу, а $R_{em}^{*2} \approx 1 \Gamma\text{эв}^{-2}$ [11].

Если величину $w_2(s_1, q_\perp^2) / q_\perp^2 \approx \frac{1}{4\pi^2 \alpha} \frac{1}{s_1 - m_p^2} (\sigma_T + \sigma_L)$ (7) взять из работы [11] при $s_1 = m^{*2}$ и затем проинтегрировать по ds_1 в интервале $\pi \Gamma M$, то получим: $\beta_\gamma^2(1525) = 0,55 \Gamma\text{эв}^{-2}$, $\beta_\gamma^2(1690) = 0,5 \Gamma\text{эв}^{-2}$. В результате имеем:

$$|r_{em}^P(1525)| \lesssim 10^{-4}; \quad |r_{em}^P(1690)| \lesssim 2 \cdot 10^{-4}. \quad (8)$$

Дифференциальное сечение рождения $N^*(1470)$ не обращается в нуль при $t = 0$, однако и в этом случае выражение для $r_{em}^{N^*(1470)}$ имеет вид (5), так как линейный по q_\perp член в амплитуде $\gamma p \rightarrow N^*(1470)$ обращается в нуль при интегрировании по q_\perp . Для вклада $N^*(1470)$ получаем такую оценку: $|r_{em}^{N^*(1470)}| \lesssim 0,8 \cdot 10^{-4}$.

Если считать, что вклады от возбужденных состояний π -мезона и протона примерно одинаковы, то для суммарного вклада неупругих промежуточных состояний получим следующее ограничение:

$$|r_{em}^*| \lesssim 10^{-3} \text{ при } E \gtrsim 300 \Gamma\text{эв}. \quad (9)$$

Оценка (9) может оказаться завышенной, так как естественно ожидать заметного сокращения различных вкладов.

Следует также учесть, что величина $\text{Re}A/\text{Im}A$, которая входит в выражение (2), содержит при $t = 0$ медленно убывающие с ростом энергии члены $\sim 1/\ln^2 s$, возникающие за счет PP-ветвления:

$$\left. \frac{\text{Re}A_{\pi^\pm p}}{\text{Im}A_{\pi^\pm p}} \right|_{t=0} = \frac{\sigma^\pm \alpha_p'}{64(\alpha_p' \ln s + R_p^2)^2}. \quad (10)$$

Соответствующая величина разности полных сечений равна

$$r_{em}^{PP} = \alpha \frac{\alpha_p' \sigma}{(\alpha_p' \ln s + R_p^2)^2} \left[\ln \frac{2}{t_{min}(\lambda e \ell + 2R_{em}^2)} - \gamma \right] \quad (11)$$

и при $E \sim 300 \text{ Гэв}$, $t_{min} = 0,05 \text{ Гэв}^2$ примерно на 30% компенсирует основной вклад (3).

Таким образом, при высоких энергиях ($E \gg 300 \text{ Гэв}$) электромагнитный вклад в разность полных сечений $\pi^\pm p$ -взаимодействий убывает с энергией логарифмически и составляет $\sim 10^{-3}$ от величины полного сечения. Подчеркнем, что таким же образом будут зависеть от энергии электромагнитные вклады в разность полных сечений взаимодействия K^+ и K^- , p и \bar{p} с любой мишенью. Для адронов, не обладающих электрическим зарядом, но не являющихся истинно нейтральными (K^+ и \bar{K} , n и \bar{n}), электромагнитная разность полных сечений будет убывать с энергией как $1/\ln^2 s$. Современные экспериментальные данные свидетельствуют в пользу того, что вклады сильного взаимодействия в разность полных сечений взаимодействия частиц и античастиц убывают с энергией степенным образом. Если этот закон не изменится при переходе к более высоким энергиям (как это предсказывается в рамках теории комплексных моментов), то при достаточно высоких энергиях разность полных сечений взаимодействия частиц и античастиц будет главным образом связана с интерференцией электромагнитного и ядерного взаимодействий, рассмотренной в настоящей работе. При этом в разности полных сечений $\pi^\pm p$ -взаимодействий электромагнитные вклады станут доминирующими уже в области энергий, характерных для ускорителя Батавии.

Авторы признательны В.Н.Грибову, Л.Н.Липатову, И.С.Шапиро, а также участникам теоретического семинара ЛИЯФ за полезные обсуждения.

Ленинградский
институт ядерной физики
им. Б.П.Константинова

Поступила в редакцию
6 июля 1972 г.

Литература

- [1] Л.Д.Соловьев. ЖЭТФ, **49**, 292, 1965.
- [2] I.Rix, R.M.Thaler. Phys. Rev., **152**, 1357, 1966.
- [3] G.West, D.R.Yennie. Phys. Rev., **172**, 1413, 1968.
- [4] Л.Д.Соловьев, А.В.Щелкачев. ЯФ, **8**, 540, 1968.
- [5] В.Г.Горшков, Э.А.Кураев, Л.Н.Липатов, М.М.Нестеров. ЖЭТФ, **60**, 1211, 1971.
- [6] В.М.Буднев, И.Ф.Гинзбург. Письма в ЖЭТФ, **13**, 519, 1971.
- [7] S.H.Gatil, R.Rajaraman. Nucl. Phys., **B26**, 258, 1971.
- [8] H.Bethe. Ann. Phys. (N.Y.) **3**, 190, 1958.
- [9] Л.А.Кондратюк, В.Б.Копелиович. ЯФ, **13**, 601, 1971.
- [10] E.W.Anderson et al. Phys. Rev Lett., **25**, 699, 1970.
- [11] H.L.Lynch, J.V.Allaby, D.M.Ritson et al. Phys Rev., **164**, 1635, 1967.
- [12] К.Ф.Боресков, А.М.Липидус, С.Т.Сухоруков, К.А.Тер-Мартirosян. ЯФ, **14**, 814, 1971.