

КАК МОЖНО УВИДЕТЬ ЭЛЕКТРОСЛАБЫЙ ПОМЕРОН?

Е.С.Мартынов, В.А.Миранский

*Институт теоретической физики АН УССР
252130, Киев.*

Поступила в редакцию 16 ноября 1990 г.

Рассматриваются эффекты, обусловленные вкладом электрослабого померона в упругое $p\bar{p}$ - и $p\bar{p}$ -рассеяние. Показано, что при энергии SSC электрослабый померон может привести к образованию специфического провала в дифференциальном сечении $d\sigma/dt$ при $|t| \in 2 \div 5 \text{ ГэВ}^2$. Обсуждается также возможность существования этого явления при энергиях Тэватрона и УНК.

В последнее время заметно вырос интерес к непертурбативным эффектам в стандартной электрослабой (ЭС) теории. В частности, обсуждается возможность того, что при энергиях $\sim 10 \text{ ТэВ}$ не будут подавлены процессы, не сохраняющие барион-лентонный ($B + L$)-заряд $^{1-6}$.

Это явление может быть тесно связано с дифракционными событиями большой множественности в ЭС теории 2,3,6 . Как было подчеркнуто в 4,6 , дифракционная природа взаимодействия может оказаться характерной также и для сохраняющих ($B + L$)-заряд упругих и неупругих амплитуд в ЭС теории. В частности, возможно, что полные сечения ЭС взаимодействия фермионов с (анти)фермионами асимптотически растут как

$$\sigma_W^{tot}(s) \sim \frac{1}{M_W^2} \ln^k(s/M_W^2), \quad (1)$$

где M_W — масса W -бозона, а $0 \leq k \leq 2$. Это означает, что подобно адронам в КХД, динамика дифракционного режима в ЭС теории определяется померонным вкладом.

Хотя существование подобного явления еще окончательно не доказано, эта возможность представляется крайне интересной и интригующей.

Как можно увидеть электрослабый померон? В настоящей работе мы покажем, что интерференция сильной и электрослабой померонных амплитуд может привести к весьма интересному явлению в упругом $p\bar{p}$ ($p\bar{p}$)рассеянии: появлению провала специфической формы в дифференциальном сечении $d\sigma/dt$. Его положение $|t_{dip}|$ зависит от энергии \sqrt{s} . В частности, при некоторых условиях $|t_{dip}| = 2 \div 5 \text{ ГэВ}^2$ при энергии SSC, $\sqrt{s} = 40 \text{ ТэВ}$. Таким образом, наличие этого провала служило бы четким указанием на существование ЭС померона.

Для численных оценок эффекта интерференции сильного и слабого померонов необходимо параметризовать соответствующие амплитуды. Померонная компонента сильной амплитуды может быть представлена в виде

$$A_{str}(s, t) = A_1(s, t) + A_2(s, t),$$

где слагаемые $A_1(s, t)$ и $A_2(s, t)$ описывают, соответственно, первый ($|t| \leq 1$ ГэВ 2) и второй ($|t| \geq 2$ ГэВ 2) конусы в дифференциальном сечении $\bar{p}p(pp)$ упругого рассеяния. Амплитуда $A_1(s, t)$ соответствует однократному обмену помероном

$$A_1(s, t) = A_1(s, 0) \exp[B_1(-is)t] = \frac{i\sigma_{str}^{tot}}{8\pi} [1 - i\rho(s)] \exp[(\alpha' \ln(-is/s_0) + B)t], \quad (2)$$

где α' - наклон траектории сильного померона, $s_0 = 1$ ГэВ 2 , а $\rho(s) = \text{Re}A_1(s, 0)/|\text{Im}A_1(s, 0)| \simeq 0,1 \div 0,15$ при $\sqrt{s} > 20$ ГэВ.

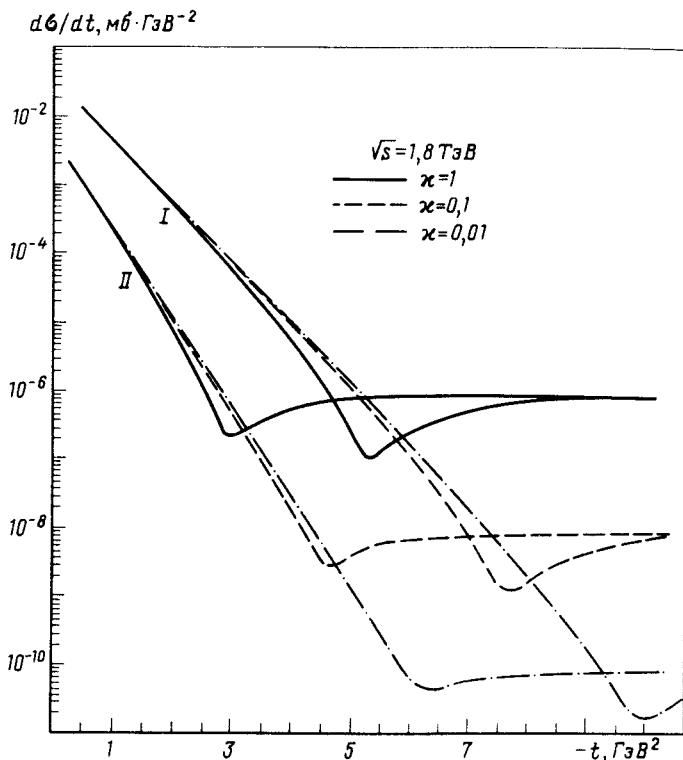


Рис. 1. Дифференциальное сечение упругого pp -рассеяния при $\sqrt{s} = 40$ ТэВ, вычисленное для двух вариантов $B_2(s)$: I - $(B_2)_{min}$, II - $(B_2)_{max}$. Сплошная, штриховая, штрих-пунктирная линии - сечения при $\kappa = 1; \kappa = 0,1; \kappa = 0,01$ соответственно

Для σ_{str}^{tot} используем дипольную модель померона ⁷, которая хорошо описывает данные в широком интервале энергий, вплоть до $\sqrt{s} = 1,8$ ТэВ:

$$\sigma_{str}^{tot}(s) = a_1 \ln(s/s_0) + a_2, \quad (3)$$

где

$$a_1 \simeq 5,3 \text{ мбн}, \quad a_2 \simeq -6,8 \text{ мбн}. \quad (4)$$

В области второго конуса доминирует слагаемое $A_2(s, t)$, которое с теоретической точки зрения происходит от многократных обменов помероном. Для дальнейшего существенно, что, во-первых, $\text{Im}A_2(s, t) < 0$ и, во-вторых, $A_2(s, t)$ экспоненциально убывает с ростом $|t|$. Феноменологически

$$A_2(s, t) = -\lambda A_1(s, 0) \exp[(c_1 \ln(-is/s_0) + c_2)t], \quad (5)$$

где $\lambda = (4,5 \div 10) \cdot 10^{-3}$, а для констант c_1 и c_2 мы рассмотрели два крайних

варианта, соответствующих $(B_2)_{min}$ и $(B_2)_{max}$ ($B_2 = c_1 \ln s/s_0 + c_2$)

$$\text{I}) \quad (B_2)_{min} : \quad c_1 = 00,4 \text{ ГэВ}^2, \quad c_2 = 0,85 \text{ ГэВ}^2, \quad (6a)$$

$$\text{II}) \quad (B_2)_{max} : \quad c_1 = 0,28 \text{ ГэВ}^2, \quad c_2 = 0,40 \text{ ГэВ}^2, . \quad (6b)$$

(существующие экспериментальные данные не позволяют определить параметры $A_2(s, t)$ с большей точностью)

Следуя аргументам работы ⁶, мы предположим, что ЭС померонная амплитуда может быть получена из сильной замены масштаба $s_0 \rightarrow M_W^2$. Принципиальным является тот факт, что в ЭС взаимодействиях типичные поперечные импульсы $p_T \lesssim p_W \sim M_W$, откуда следует, что наклон конуса $B_W \sim M_W^{-2}$. Поэтому

$$A_W(s, t) = \kappa \frac{s_0}{M_W^2} A_1\left(s \frac{s_0}{M_W^2}, 0\right) \exp(B_W t) \simeq i \frac{\kappa}{8\pi} \frac{s_0}{M_W^2} [a_1 \ln(-is/M_W^2) + a_2], \quad (7)$$

где константа κ находится в интервале $0,01 \lesssim \kappa \lesssim 1$ ⁶.

Необходимо знать, при какой энергии E_0 устанавливается асимптотическое поведение типа (1) и (7). Как и в работе ⁶ будем считать, что E_0 находится в интервале $2\text{TeV} \leq E_0 \leq 10 \text{TeV}$. Интересно, что нижний предел E_0 близок к энергии Тэватрона. Поэтому, хотя это представляется маловероятным, можно надеяться увидеть низкоэнергетический "хвост" ЭС померона уже на Тэватроне при больших $|t|$. Более перспективным в этом отношении может оказаться УНК.

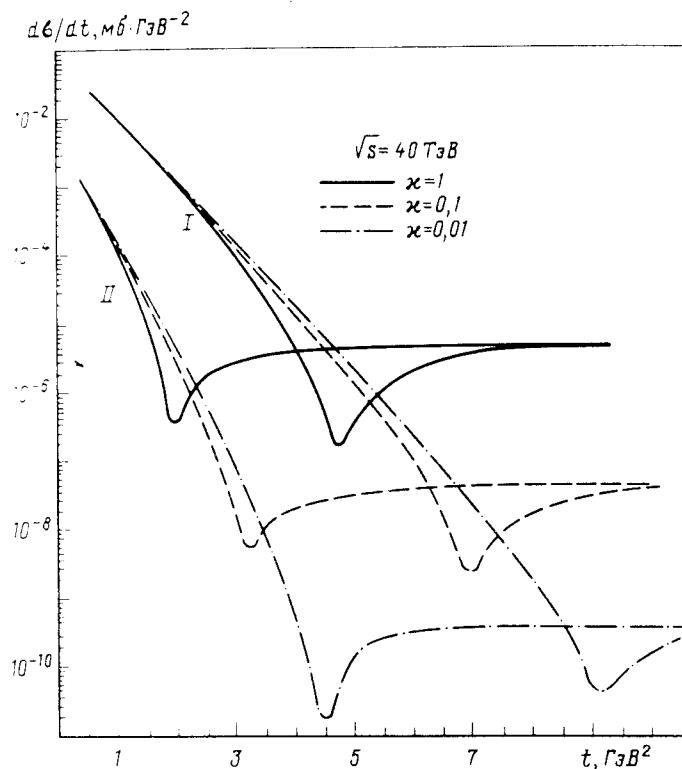


Рис. 2. То же, что на рис. 1 для $\sqrt{s} = 1,8 \text{ ТэВ}$

Таким образом, полная амплитуда в интересующей нас области $|t| > 2$ ГэВ представляется суммой

$$A(s, t) = A_2(s, t) + A_W(s, t) = -i \frac{\lambda}{8\pi} [a_1 \ln(-is/s_0) + a_2] \exp[(c_1 \ln(-is/s_0) + c_2)t] + \\ + i \frac{\kappa}{8\pi} \frac{s_0}{M_W^2} [a_1 \ln(-is/M_W^2) + a_2], \quad (8)$$

где параметры $a_1, a_2, c_1, c_2, \lambda$ определены в (4), (5), (6).

Результаты вычисления $d\sigma/dt$ при энергиях SSC и Тэватрона представлены на рис. 1 и 2, соответственно, для трех значений κ : $\kappa = 1, \kappa = 0, 1, \kappa = 0, 01$.

Как видно из рисунков, провал в $d\sigma/dt$ имеется для обоих вариантов: (I) с $B_2 = (B_2)_{min}$ и (II) с $B_2 = (B_2)_{max}$, определенных выражениями (6а) и (6б). Величина сечений вблизи провала, по-видимому, допускает их экспериментальное измерение, если $\kappa > 0,1$. Если, однако $\kappa \lesssim 0,01$, сечение при $|t| > 2$ ГэВ столь мало, что наблюдение эффекта может оказаться проблематичным.

Необходимо подчеркнуть существенное различие между "гибридным" провалом и тем, что образуется в чисто сильном взаимодействии. Благодаря малости $B_W(s)$ сечение очень медленно растет за "гибридным" провалом ($|t| > |t_{dip}|$) вплоть до $t^* \sim 0(10^2$ ГэВ 2). Такое поведение принципиально отличается от наблюдаемого в сильном взаимодействии, где сразу после провала сечение достигает максимума и далее экспоненциально убывает.

Таким образом, имеется четкая индикация ЭС померона в высокоэнергетическом ($\sqrt{s} > 2$ ТэВ) упругом $\bar{p}p(pp)$ рассеянии: в дифференциальном сечении, $d\sigma/dt$, есть провал при $|t| = 2 \div 5$ ГэВ 2 , за которым сечение быстро выходит на практически не зависящее от t поведение.

Литература

1. Ringwald A. Nucl. Phys. B, 1980, 330, 1; Espinosa O. CALTECH preprint, CALT-68-1586, 1989.
2. McLerran L., Vainstein A., Voloshin M. Phys. Rev. D, 1990, 42, 171, 180
3. Cornwall J.M. Phys. Lett. B, 1990, 243, 271.
4. Zakharov V.I. TPI preprint, TPI-MINN-90/7, 1990.
5. Khlebnikov S.Yu., Rubakov V.A., Tinyakov P.G. Inst. of Nucl. Research, preprint, Moscow, 1990.
6. Ringwald A., Wetterich C. Preprint DESY 90-067, 1990.
7. Kobylinsky N.A., Martynov E.S. Zeit. Phys. C, 1989, 44, 681; Martynov E.S. Preprint ITP-89-19E, Kiev, 1989. (Принята к печати в Zeit. Phys. C). Jenkovszky L.L., Martynov E.S., Struminsky B.V. Preprint ITP-90-29E, Kiev, 1990. (Принята к печати в Phys. Lett. B).