Письма в ЖЭТФ, том 15, вып. 2, стр. 110 – 113 20 января 1972 г.

НЕУПРУГИЕ АДРОННЫЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ БОЛЬШИХ ПЕРЕДАННЫХ ИМПУЛЬСАХ И ГЛУБОКО НЕУПРУГОЕ ЭЛЕКТРОРОЖДЕНИЕ

С. Г. Матинян, Н. Л. Тер-Исаакян, В. А. Хозе

Отличительной чертой адронных процессов – как упругих (квазиупругих), так и неупругих – является экспоненциальное падение сечений с ростом поперечных импульсов вторичных частиц [1, 2].

В связи с этим давно уже стало общепринятым, что при больших переданных импульсах электромагнитное взаимодействие с его степенной зависимостью от q^2 может конкурировать с сильным.

Однако, для упругого рассеяния, например, протонов в области $s >> -t = q^2 >> m^2$ (m – масса нуклона), идущего через однофотонный обмен, сечение

$$\frac{d\sigma}{dq^2} \approx \frac{4\pi\alpha^2}{q^4} G_M^4(q^2)$$

(G_M – магнитный формфактор протона) сравнивается с адронным, когда величина сечения уже находится вне пределов современных экспериментальных возможностей.

Вместе с тем, имеется электромагнитный процесс, который характеризуется довольно слабой (соответствующей "голому" адрону) зависимостью от q^2 – глубоконеупругое электророждение адронов.

Мы хотели бы обратить внимание на то, что в неупругие столкновения адронов определенной кинематической конфигурации электромагнитный механизм при больших переданных импульсах будет вносить существенный и, может быть, определяющий вклад.

Рассмотрим pp-столкновение с образованием двух адронных пучков X_1 и X_2 с массами M_1 и M_2 в кинематической конфигурации $s = (p_1 + p_2)^2 >> M_1^2, M_2^2, q^2 = -(p_1 - p_{x_1})^2 = -(p_2 - p_{x_2})^2 >> m^2$, позволяющей отделить пучки друг от друга.

В однофотонном приближении дифференциальное сечение этого процесса легко выразить через известные структурные функции W_1 и W_2 глубоко неупругого электророждения:

$$\frac{d^3\sigma}{dq^2 d\omega_1 d\omega_2} = \frac{4\pi\alpha^2}{q^4}\left\{\frac{1}{\omega_1\omega_2}\left(1 - \omega_1\omega_2\frac{q^2}{2s}\right)^2 F_2^{(1)} F_2^{(2)} + \right.$$

$$\left. + \frac{q^4}{s^2}\left[3F_1^{(1)} F_1^{(2)} - \frac{1}{2} F_1^{(1)} F_2^{(2)}\left(\omega_2 + \frac{4m^2}{\omega_2 q^2}\right) - \frac{1}{2} F_1^{(2)} F_2^{(1)}\left(\omega_1 + \frac{4m^2}{\omega_1 q^2}\right)\right]\right\}. \qquad (1)$$

Здесь

$$\omega_i = 1 + \frac{M_i^2 - m^2}{q^2}; \qquad F_1^{(i)} \equiv m W_1^{(i)}(\omega_i, q^2);$$

$$F_2^{(i)} \equiv \frac{\omega_i q^2}{2m} W_2^{(i)}(\omega_i, q^2) \qquad (i = 1, 2).$$

В наших кинематических условиях (и при $M_i > 2$ *Гэв*; $q^2 > 1$ *Гэв* ^{2}), в связи с тем, что $F_{1,2}^{(i)}$ зависит только от ω_i (см. [3]) можно написать

$$\frac{d^3\sigma}{dq^2 d\omega_1 d\omega_2} \approx \frac{4\pi\alpha^2}{q^4} \frac{F_2(\omega_1)F_2(\omega_2)}{\omega_1 \omega_2} \tag{2}$$

$$F_2^{(i)}(\omega_i) \approx 0{,}3 \qquad (\omega_i \lesssim 20).$$

Отсюда, с точностью до множителя порядка единицы, следует, что

$$\frac{d\sigma}{d\,q^2} \approx \frac{4\pi\alpha^2}{q^4} . \tag{3}$$

При $q^2 = 5(Гэв/c)^2$ (3) дает 10^{-32} $см^2/Гэв^2$.

В настоящее время, к сожалению, нет прямых экспериментальных данных по неупругим столкновениям адронов в рассматриваемой конфигурации. Если исходить из того экспериментального факта, что при небольших $q^2 \lesssim m^2$ сечения инклюзивных процессов при высоких энергиях ненамного превышают соответствующие сечения упругого рассеяния, то для сравнения с (3) при больших q^2 можно использовать эмпирическую формулу Орира для упругого pp-рассеяния [1], которая при $q^2 = 5$ $Гэв^2$ и $s = 1000$ $Гэв^2$ дает 10^{-35} $см^2/Гэв^2$. С ростом q^2 различие, естественно, становится более резким.

На основании приведенных соображений вряд ли следует ожидать, что рождение пучков ($m^2 << M^2 << s$) сможет скомпенсировать возникающий множитель $10^3 - 10^4$ при $q^2 \doteq 5$ $Гэв^2$.

Таким образом, мы можем заключить, что при высоких энергиях и больших переданных импульсах ($q^2 > 5$ $Гэв^2$) электромагнитный механизм рождения двух адронных пучков должен играть существенную роль и, по всей вероятности, даже оказаться доминирующим.

Это означает, что характеристики вторичных частиц в таких конфигурациях (множественность, спектр и т. д.) должны быть схожими с аналогичными характеристиками в глубоко неупругом электророждении. В частности, интересно получить информацию о зависимости множественности от q^2, которая в случае чисто адронного механизма должна быть пропорциональна $\sqrt{q^2}$. При больших q^2 в таких конфигурациях должен наблюдаться переход к существенно более пологому падению $d\sigma/dq^2$ по q^2.

Рассматриваемый механизм мог бы предоставить в будущем уникальную информацию о глубого неупругом фоторождении на нестабильных частицах.

Следует иметь в виду, что все сказанное перестает быть верным, если по какой-то причине при высоких энергиях экспоненциальная зависимость от q^2 в сильных взаимодействиях прекратится.

Так, например, будет в модели [4], где сильное взаимодействие носит при высоких энергиях характер локального взаимодействия двух токов (см. также [5]). Тогда (3) надо рассматривать как нижнюю границу дифференциальных сечений взаимодействия адронов при больших переданных импульсах.

В заключение приведем выражение для $d\sigma/dq^2$, аналогичное (3), в случае процесса с одним пучком $X\ (p + p \to p + x)$

$$\frac{d\sigma}{dq^2} \approx \frac{4\pi a^2}{q^4} G_M^2 (q^2). \qquad (4)$$

Авторы признательны Ю.Ф.Пирогову за полезное обсуждение.

Поступила в редакцию
6 декабря 1971 г.

Литература

[1] J.Orear. Phys. Lett., 13, 190, 1964.

[2] E.W.Anderson et al.Phys. Rev. Lett., 19, 198, 1967.

[3] E.D.Blom et al.Phys. Rev. Lett., 23; 930, 1969.

[4] H.Abarbanel, S.Drell, F. Gilman. Phys. Rev., 177, 2485, 1969.

[5] S.M.Berman, M.Jacob. Phys. Rev. Lett., 25, 1683, 1970.