

КОНФАЙНМЕНТ И РОЖДЕНИЕ АДРОНОВ НА БОЛЬШИЕ УГЛЫ

И.М. Дремин, М.Т. Назиров

Предсказывается различие в угловых распределениях вторичных адронов во взаимодействиях pp и $p\bar{p}$ в рамках модели рождения адронов, учитывающей конфайнмент кварков.

В работах /1/ замечено, что мягкое излучение с конечных участков траектории релятивистского электрона идет на большие углы по сравнению с обычными тормозными углами. Этот пример оказался плодотворным при рассмотрении мягкого глюонного излучения кварков. Считая, что конфайнмент приводит к ограничению пространственной (временной) области, где кварки могут проявляться как свободные, можно показать, что мягкое глюонное излучение таких кварков направлено в лабораторной системе под углами порядка $\theta_c \cong \sqrt{2\pi/\omega_g l_c}$ много большими тормозных $\theta_T \cong m_q/E_q$, где ω_g, E_q — соответственно энергии глюона и кварка; m_q — масса кварка; $l_c \cong m_q^{-1}$ — расстояние, на котором необходимо учитывать влияние удержания. Таким образом, в неупругих адронных процессах было предсказано рождение струй адронов под определенными и большими в системе центра масс углами, образующих кольцевую структуру /1/ в плоскости, перпендикулярной оси соударения начальных частиц.

Приведем дополнительные аргументы в пользу модели /1/. Примем гипотезу мягкого обесцвечивания в КХД /4/, согласно которой удержание заключается в нейтрализации цветных сил на расстояниях порядка l_c путем подхвата мягких глюонов и кварковых пар, не влияющих на кинематику изучаемого процесса. Можно предположить, что взаимодействие кварков сопровождается излучением очень мягких глюонов и кварковых пар, необходимых для обесцвечивания*. Предполагая, что это фоновое излучение является изотропным и на него уходит лишь малая часть всей энергии, запишем матричный элемент интересующего нас процесса глюонного излучения в виде

$$M_{fi}(q(p_1) \rightarrow q(p_2) + g(k)) = (2\pi)^4 \delta^4(P_f - P_i) T_{fi} \rightarrow (2\pi)^3 \delta(P_f - P_i) \pi \frac{\sin[(E_f - E_i)l_c]}{E_f - E_i} T_{fi} \quad (1)$$

Учет супермягкого излучения, обусловленного силами удержания (обесцвечивания), привел к "размазке" δ -функции закона сохранения энергии. Для жесткого основного процесса, который происходит на расстояниях $L \sim (E_f - E_i)^{-1} \ll l_c$, эта "размазка" не существенна и δ -функция "восстанавливается".

В случае мягкого излучения ($\omega_g < E_q$) величина $E_f - E_i \cong E_2 + \omega - E_1 = \sqrt{p_2^2 + m_q^2} + \omega - E_1 = \sqrt{(p_1 - k)^2 + m_q^2} + \omega - E_1 = \sqrt{E_1^2 - 2p_1 k + \omega^2} + \omega - E_1 \cong \omega - p_1 k / E_1 \cong \omega(1 - v \cos \theta)$ и $L = (\omega(1 - v \cos \theta))^{-1}$ оказывается порядка l_c (углы излучения $\sim \theta_c$), так что эффекты конфайнмента (конечной l_c) будут уже важны. Подставив это выражение для L в (1), легко получить основную формулу для сечения модели /1/.

Выпишем формулу для излучения двух налетающих друг на друга кварков:

$$\frac{\omega_g}{\sigma} \frac{d\sigma}{dk_g} = \frac{\sin^2 \theta}{2(2\pi)^3} (j_1(k_g) + j_2(k_g))^2, \quad (2)$$

* Это напоминает ситуацию с инфракрасной проблемой в электродинамике, где движение электрона, например, при упругом рассеянии, сопровождается излучением бесконечного числа инфракрасных фотонов.

где токи излучения $j_{1,2}^\mu(k)$ на конечной длине могут быть записаны в виде

$$j_\mu(k) = g_s \bar{u}(p) G(p-k) \gamma_\mu \lambda^i \bar{u}(p) (1 - \exp(i l_c / L)) / 2. \quad (3)$$

Здесь $g_s^2 / 4\pi \equiv \alpha_s$ — хромодинамическая константа связи; γ_μ, λ^i — матрицы Дирака и Гелл-Мана; $\bar{u}(p) \gamma_\mu u(p) = 2p_\mu$; фактор $1 - \exp(i l_c / L)$ появился как результат ограничения пути, с которого кварк может излучать; $G(p-k)$ — функция Грина кварка. При $l_c / L \rightarrow \infty$ $j_\mu(k)$ переходит в известное выражение для тока излучения. Для античастицы, из-за замены $G(p) \rightarrow G(-p)$, меняется знак в (3) и (2), что приводит к различию в псевдобыстротных распределениях вторичных адронов для взаимодействий pp и $p\bar{p}$.

Окончательное выражение для инклюзивного сечения рождения адронов h в соударениях pp и $p\bar{p}$ имеет вид:

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dE_h} (p + p(\bar{p}) \rightarrow h + X) = \frac{2}{\sqrt{s}} \int \frac{dx}{x} D_{p \rightarrow q}(x) D_{p \rightarrow q}(x) \int \frac{dy}{y} D_{q \rightarrow g}(y) D_{g \rightarrow h}(t/xy), \quad (4)$$

где $x = E_q / E_p \equiv 2E_a / \sqrt{s}$, $y = \omega_g / E_q$, $t = 2E_h / \sqrt{s}$ — доли энергий (импульсов) кварков, глюонов и вторичных адронов; $D_{p \rightarrow q}(x)$, $D_{g \rightarrow h}(z)$ — функции распределения кварков в протоне (антипротоне) и распадная функция глюона в адроны. Функцию $D_{q \rightarrow g}(y)$ легко получить из (2):

$$D_{q \rightarrow g}(y) \equiv 2\pi \omega_g E_q \int \frac{\omega_g}{\sigma} \frac{d\sigma}{dk} \sin \theta d\theta = \frac{\alpha_s C_F l_c^2 m_p^2}{8\pi} y x^2 \int \sin^3 \theta d\theta \left(\frac{\sin X_1}{X_1} \mp \frac{\sin X_2}{X_2} \right)^2, \quad (5)$$

где $X_1, X_2 = xy l_c m_p (1 \mp \cos \theta) / 4$. Верхний знак в скобках относится к pp , нижний — к $p\bar{p}$.

Обобщим рассмотренный одномерный случай на более реальную трехмерную картину [5]. Пусть адроны — лоренц-сжатые диски — сталкиваются при некотором значении прицельного параметра b , и составляющие их кварки могут излучать только в области перекрытия этих лоренц-сжатых дисков (рис.1). Усредняя по прицельному параметру, легко получить следующее выражение для $D_{q \rightarrow g}(y)$:

$$D_{q \rightarrow g}(y) = \frac{\alpha_s C_F l_c^2 m_p^2}{16\pi} y x^2 \int \sin^3 \theta d\theta \left\{ j_0^2(X_1) + j_1^2(X_1) + j_0^2(X_2) + j_1^2(X_2) - \right. \\ \left. - \frac{2}{X_4^2 \sin^2 \theta} [j_0^2(X_3) - 2X_3 j_0(X_3) j_1(X_3) - j_0^2(X_4) + 2X_4 j_0(X_4) j_1(X_4)] \right\}, \quad (6)$$

где $X_3, X_4 = (X_2 \mp X_1) / 2$ и j_0, j_1 — шаровые функции Бесселя нулевого и первого порядка.

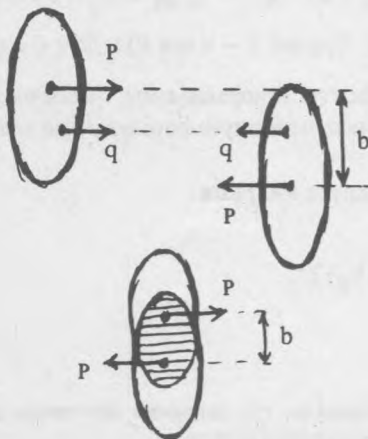


Рис.1. Заштрихована область, где кварки излучают.

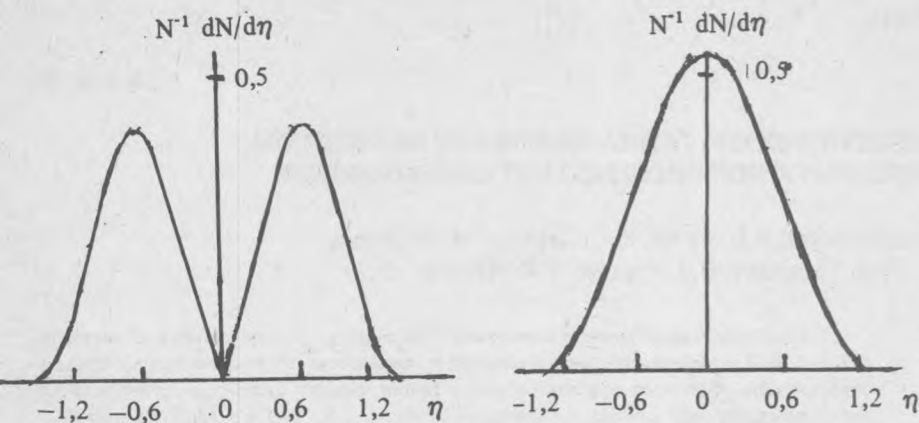


Рис. 2. Спектр струй во взаимодействии pp.

Рис. 3. Спектр струй во взаимодействии p \bar{p} .

На рис. 2,3 приведены псевдобыстротные распределения $N_h^{-1} (dN_h/d\eta)$ ($\eta = -\ln \operatorname{tg}(\theta/2)$)*. Как уже отмечалось ранее, эти распределения различны — двугорбый спектр для взаимодействий pp (с максимумами при $\eta = \pm 0,6$) и колоколообразный для p \bar{p} . Спектры для одномерной и трехмерной картины совпадают. Расчеты, проведенные для разных энергий ($\sqrt{s} = 26$ и 540 ГэВ), показали, что распределение $N_h^{-1} (dN_h/d\eta)$ от энергии сталкивающихся адронов не зависит.

В заключение отметим основные результаты.

- Предположение о роли конфайнмента в адронных процессах приводит к рождению адронных струй на большие углы.
- В таких событиях должно наблюдаться большое различие псевдобыстротных распределений вторичных адронов во взаимодействиях pp и p \bar{p} , а именно, наличие двугорбого спектра в pp- и его отсутствие в p \bar{p} -соударениях.
- Нормированные псевдобыстротные распределения не зависят от начальной энергии сталкивающихся адронов.
- Указанные эффекты связаны с гипотезой о конечности длин l_c и исчезают при $l_c \rightarrow \infty$.

ЛИТЕРАТУРА

- Дремин И. М. Письма в ЖЭТФ, 34, 617 (1981); ЭЧАЯ 18,79 (1987).
- Апанасенко А. В. и др. Письма в ЖЭТФ, 30, 157 (1979).
- Дремин И. М. и др. Письма в ЖЭТФ, 40, 320 (1984); Труды Междунар. конф. "Кварки-86", Тбилиси, 1986.
- Грибов Л.В., Левин Е. М., Рыскин М. Г. Phys. Rep., 100, 1 (1983); Докшицер Ю. Л. и др. Препринт СИТР-374, 1988.
- Назирова М. Т. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 4, 28 (1986).
- Азимов Я. И. и др. Физика выс. энерг., Мат. ЛИЯФ, 1982, т.1, с. 162.
- Eichtein E. et al. Rev. Mod. Phys., 56, № 4, 3 (1984).

Поступила в редакцию 5 июня 1989 г.

* Функции распределения брались из работы /6/. Распадная функция $D_{g \rightarrow h}(z)$ взята в виде $D_{g \rightarrow \text{jet}} = \delta(1-z)$.