Краткие сообщения по физике № 4 1980

КОРРЕЛЯЦИИ КВАРКОВ И ГЛЮОНОВ В ЖЕСТКИХ СТРУЯХ

А. В. Чернов

УДК 539.I7I

Для жестких струй в рамках квантовой хромодинамики вычислены двухчастичные функции распределения мягких партонов и флуктуации множественностей кварков и глюонов.

При квантовохромодинамическом описании жестких струй обычно используются одночастичные распределения партонов $D_c^a(x, Q^2, q^2)$. Пусть струя образована партоном c ($c = q$ соответствует кварку, $c = G$ – глюону) с виртуальностью вплоть до Q^2 ($Q^2 > \mu_0^2 = 1/r_c^2$, где r_c – радиус удержания). Тогда $D_c^a(x, Q^2, q^2)dx = D_c^a(x, Y)dx$ есть число партонов сорта a ($a = q$ или G), имеющих виртуальности q^2 ($\mu_0^2 < q^2 < Q^2$), с долями энергии начального партона струи в интервале от x до x + dx. Здесь введен естественный параметр эволюции струи $Y = (2\pi b)^{-1}\ln\left[\ln(Q^2/\Lambda^2)/\ln(q^2/\Lambda^2)\right]$, где $b = (33 - 2f)/12\pi$, f – число ароматов учитываемых кварков, а значение параметра Λ по различным оценкам лежит в пределах от 0,I до 0,5 ГэВ. Одночастичные распределения партонов удовлетворяют некоторым уравнениям эволюции /I,2/, решения которых подробно изучены (см., например, /3,4/ и имеющиеся там ссылки).

Рассмотрим двухчастичные распределения кварков и глюонов в струе $D_c^{ab}(x_1, x_2, Y)$, определяющие вероятность партонам a и b с виртуальностями, соответствующими данному "уровню одетости" Y, иметь одновременно доли x_I и x_2 от энергии начального партона струи c /5,6/. Уравнения для них удобно записать в представлении моментов $M_c^{ab}(m, n, Y)$:

$$D_c^{ab}(x_1, x_2, Y) = \frac{1}{(2\pi i)^2}\int\limits_{\gamma_1-i\infty}^{\gamma_1+i\infty}\frac{dm}{x_1^m}\int\limits_{\gamma_2-i\infty}^{\gamma_2+i\infty}\frac{dn}{x_2^n}M_c^{ab}(m, n, Y). \quad (I)$$

Контуры интегрирования по m и n лежат правее всех особенностей подинтегрального выражения. Тогда справедливы уравнения /6/:

$$\frac{\partial M_c^{ab}(m,n,Y)}{\partial Y} = A^{ad}(m)M_c^{db}(m,n,Y) + M_c^{ad}(m,n,Y)A^{db}(n) +$$

$$+ A^{ab,d}(m,n)M_c^d(m+n-1, Y). \qquad (2)$$

Здесь M_c^d - моменты одночастичных распределений, а коэффициенты $A^{ac}(n)$ и $A^{ab,c}(m,n)$ определяются через вероятности $P^{ac}(z)$ элементарных распадов партонов /5,6/ и являются известными функциями n и m, n соответственно. Явное решение этих уравнений имеет вид:

$$M_c^{ab}(m,n,Y) = \sum_{i,j,k=1,2} \frac{\exp[(\lambda_i(m)+\lambda_j(n))Y] - \exp[\lambda_k(m+n-1)Y]}{\lambda_i(m)+\lambda_j(n)-\lambda_k(m+n-1)} \times$$

$$\times \sum_{d,f,h=q,G} U_i^{ad}(m)U_j^{bf}(n)A^{df,h}(m,n)U_k^{hc}(m+n-1), \qquad (3)$$

где $\lambda_{1,2}(n)$ - собственные значения матрицы $A^{ab}(n)$, и кроме того, введены обозначения:

$$U_1^{ab}(n) = \frac{A^{ab}(n) - \lambda_2(n)\delta^{ab}}{\lambda_1(n) - \lambda_2(n)}, \quad U_2^{ab}(n) = \delta^{ab} - U_1^{ab}(n). \qquad (4)$$

Двухчастичные распределения $D_c^{ab}(x_1, x_2, Y)$ в области мягких партонов $x_1 \ll 1$, $x_2 \ll 1$ определяются поведением моментов (3) в окрестности их самой правой особой точки $m = 1$, $n = 1$. Разложение выражения (3) в ее окрестности может быть записано в виде:

$$M_c^{ab}(m, n, Y) = M_c^d(m, Y)M_c^b(n, Y)\chi_c(m, n), \qquad (5)$$

где $M_c^d(m, Y)$ и $M_c^b(n, Y)$ - моменты одночастичных распределений партонов a и b в c-струе, разложенные в окрестностях точек $m = 1$ и $n = 1$ соответственно, а коэффициенты $\chi_c(m, n)$ зависят только от сорта партона c, а не от сортов a и b. Обозначим $\xi_1 = m - 1$ и $\xi_2 = n - 1$. Тогда, ограничиваясь главными членами и поправками порядка ξ_i $(i = 1,2)$, получим:

$$\chi_q(\xi_1,\xi_2) = 1 + \frac{9}{4}\alpha + (\xi_1 + \xi_2)\Big[-\frac{1}{6} - \frac{f}{162} + \alpha\Big(\frac{33}{16} - \frac{31}{648}f\Big) +$$

$$+\alpha^2\left(\frac{33}{16}+\frac{f}{72}\right)\Big]+\frac{\xi_1\xi_2}{\xi_1+\xi_2}\left[-\frac{83}{24}+\frac{19}{324}f+\alpha\left(-\frac{33}{8}+\frac{4}{81}f\right)\right], \tag{6}$$

$$\chi_G(\xi_1,\xi_2)=1+\alpha+(\xi_1+\xi_2)\left[\alpha\left(\frac{11}{12}-\frac{31}{1458}f\right)+\alpha^2\left(\frac{11}{12}+\frac{f}{162}\right)\right]+$$

$$+\frac{\xi_1\xi_2}{\xi_1+\xi_2}(1+\alpha)\left(-\frac{11}{6}+\frac{16}{729}f\right),$$

где $\alpha=(1+\xi_1/\xi_2+\xi_2/\xi_1)^{-1}$, f – число ароматов учитываемых кварков. Тогда при $x_1\ll 1$, $x_2\ll 1$ получим:

$$D_c^{ab}(x_1,x_2,Y)=D_c^{a}(x_1,Y)D_c^{b}(x_2,Y)\bar{\chi}_c(x_1,x_2,Y), \tag{7}$$

где одночастичные распределения D_c^a и D_c^b вычислены в том же приближении, а функции $\bar{\chi}_c(x_1,x_2,Y)=\chi_c(\bar{\xi}_1,\bar{\xi}_2)$ (см. (6)), где

$$\bar{\xi}_i=\left(\frac{6Y}{\ln(1/x_i)+dY}\right)^{1/2},\quad i=1,2,$$
$$d=\frac{67}{6}-\pi^2-\frac{22}{81}f+\frac{4}{2187}f^2. \tag{8}$$

Выражения (7) дают двухчастичные распределения партонов в жесткой струе в области $x_1\ll 1$, $x_2\ll 1$ с учетом поправок порядка $\bar{\xi}_i$.

Вычислим далее флуктуации множественностей кварков и глюонов в струе. Для этого определим среднее число частиц с энергией больше x_0E (E – энергия начального партона струи)

$$\langle n^a(x_0)\rangle_c=\int_{x_0}^{1}dxD_c^a(x,Y),$$
$$\langle n^a(x_0)n^b(x_0)\rangle_c=\int_{x_0}^{1}dx_1\int_{x_0}^{1}dx_2D_c^{ab}(x_1,x_2,Y), \tag{9}$$

обходя таким образом вопрос об инфракрасных расходимостях. При $x_0\ll 1$ эти величины можно вычислить, используя формулы (I), (5), (6). В результате получим:

$$\langle n^a(x_0)n^b(x_0)\rangle_c=\langle n^a(x_0)\rangle_c\langle n^b(x_0)\rangle_c\begin{cases}\frac{7}{4}\left[1-\bar{\xi}_0\left(\frac{11}{21}+\frac{f}{486}\right)\right], & c=q,\\[2mm] \frac{4}{3}\left[1-\bar{\xi}_0\left(\frac{11}{36}-\frac{f}{729}\right)\right], & c=G,\end{cases} \tag{I0}$$

где $\bar{\xi}_0=[6Y/(\ln(1/x_0)+dY)]^{1/2}$. Члены порядка $\bar{\xi}_0$ в (I0) являются поправками к главному приближению при малых x_0.

Для оценки поправочных членов в (7) и (10) рассмотрим струю на последней стадии ее жесткого развития, когда $q^2 \approx \mu_0^2 \sim 1$ ГэВ^2 (начиная с этого момента могут быть существенны эффекты удержания). Разумно также положить x_0 порядка μ_0/Q /6/. Пусть энергия начального партона струи меняется от 10 до 10^4 ГэВ. Тогда для $\Lambda = 0,5$ ГэВ поправочные члены в (7) (при $x_1 \approx x_2 \sim \mu_0/Q$) и в (10) меняются от 50% до 30% в кварковой струе и от 30% до 20% в глюонной. Для $\Lambda = 0,1$ ГэВ поправки составляют соответственно от 30% до 20% в кварковой струе и от 20% до 15% в глюонной. Таким образом, поправочные члены к асимптотическим при малых x_1 и x_2 выражениям для двухчастичных распределений и для флуктуаций множественностей партонов, вычисленным в рамках квантовой хромодинамики для жестких кварковых и глюонных струй, оказываются существенными в широком интервале энергий.

В заключение автор благодарит И. В. Андреева за внимание к работе.

Поступила в редакцию
9 января 1980 г.

Литература

1. Ю. Л. Докшицер, ЖЭТФ, 72, 1216 (1977).
2. G. Altarelli, G. Parisi, Nucl. Phys., B126, 298 (1977).
3. Ю. Л. Докшицер, Д. И. Дьяконов, С. И. Троян, Физика элементарных частиц (Материалы XIII зимней школы ЛИЯФ), Ленинград, 1978 г., стр. 3.
4. Ю. Л. Докшицер, Д. И. Дьяконов, Физика элементарных частиц (Материалы XIV зимней школы ЛИЯФ), Ленинград, 1979 г., стр. 27.
5. K. Konishi, A. Ukawa, G. Veneziano, Phys. Lett., 78B, 243 (1978); Nucl. Phys., B126, 45 (1979).
6. И. В. Андреев, Препринт ФИАН № 116, 1979 г.