

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

И Ф В Э 81-79

ОТФ

И.С.Авалиани, В.Г.Картвелишвили

НАРУШЕНИЕ СКЕЙЛИНГА
В ФУНКЦИЯХ ФРАГМЕНТАЦИИ ТЯЖЕЛЫХ КВАРКОВ

Серпухов 1981

И.С.Авалиани^{*)}, В.Г.Картвелишвили^{*)}

НАРУШЕНИЕ СКЕЙЛИНГА
В ФУНКЦИЯХ ФРАГМЕНТАЦИИ ТЯЖЕЛЫХ КВАРКОВ

^{*)}Институт физики высоких энергий ТГУ, Тбилиси

Аннотация

Авалиани И.С., Картвелишвили В.Г.

Нарушение скейлинга в функциях фрагментации тяжелых кварков. Серпухов, 1981.

8 стр. с рис. (ИФВЭ ОТФ 81-79).

Библиогр. 9.

Показано, что в рамках существующего формализма описания нарушения скейлинга в ведущем логарифмическом приближении КХД-эффекты нарушения скейлинга в функциях фрагментации выражены существенно сильнее для тяжелых кварков, чем для легких.

Полученные результаты указывают на то, что измерение инклюзивного спектра D-мезонов является чувствительным тестом справедливости ряда стандартных предположений.

Abstract

Avaliani I.S., Kartvelishvili V.G.

The Scaling Violation on the Heavy Quark Fragmentation Functions. Serpukhov, 1981.

p. 8. (ИФЭФ 81-79).

Refs. 9.

The scaling violation in the heavy quark fragmentation functions is analysed in the framework of the leading logarithmic approximation in QCD and it is shown, that the scaling violation effects are more essential for heavy quarks, than for light ones.

These results indicate that the D-meson inclusive spectra measurement is a sensitive test for some standard assumptions.

В ведущем логарифмическом приближении квантовой хромодинамики (КХД) получены уравнения эволюции^{/1/}, которые описывают нарушение скейлинга в функциях фрагментации $D_q^h(x, s)$, определяющих вероятность образования адрона h с импульсом $|P_h| = x|P_q|$ в процессе фрагментации кварка q с начальным импульсом $|P_q| \approx \frac{1}{2} \sqrt{s}$. Особенно простой вид имеет уравнение для несинглетной (относительно группы ароматов) части функции фрагментации $D_q^{NS}(x, s) \equiv D_q^h(x, s) - D_q^h(x, s)$:

$$\frac{d D_q^{NS}(x, t)}{dt} = \int_x^1 \frac{dz}{z} D_q^{NS}(z, t) P_{qq}\left(\frac{x}{z}\right), \quad (1)$$

где

$$t = \frac{6}{33 - 2N} \ln \frac{\ln s / \Lambda^2}{\ln s_0 / \Lambda^2},$$

N - число ароматов, $\Lambda \approx 0,5$ ГэВ - масштабный параметр КХД, а ядро $P_{qq}(z)$ имеет вид^{/2/}

$$P_{qq}(z) = \frac{4}{3} \left[\frac{1+z^2}{(1-z)_+} + \frac{3}{2} \delta(1-z) \right]. \quad (2)$$

Функция $D_q^{NS}(x, t)$ описывает фрагментацию начального кварка и соответствует единичной множественности конечных адронов.

Из уравнения (1) нетрудно получить уравнение для моментов:

$$M_n^q(t) = \int_0^1 dx \cdot x^{n-1} D_q^{NS}(x, t),$$

$$\frac{dM_n^q(t)}{dt} = M_n^q(t) A_n^{NS},$$
(3)

где $A_n^{NS} = \int_0^1 dz \cdot z^{n-1} P_{qq}(z) = \frac{4}{3} \left(-\frac{3}{2} + \frac{1}{n(n+1)} - 2 \sum_{m=1}^n \frac{1}{m} \right)$ - стандартные аномальные размерности КХД/2/. Решая уравнение (3), имеем

$$M_n^q(t) = M_n^q(0) e^{t \cdot A_n^{NS}},$$
(4)

где $M_n^q(0)$ - моменты функции D_q^{NS} при $s = s_0$ - следует взять из экспериментальных данных. Решение уравнения (1) можно тогда записать в следующем виде:

$$D_q^{NS}(x, t) = \sum_{m=0}^{\infty} P_m^*(x) \sum_{n=0}^m C_{mn} M_{n+1}^q(t),$$
(5)

где $P_m^*(x)$ - полиномы, ортонормированные на отрезке (0,1) с единичным весом^{*}:

$$P_m^*(x) = \sum_{n=0}^m C_{mn} x^n,$$
(6)

$$C_{nk} = \sqrt{2n+1} (-1)^{n-k} \frac{(n+k)!}{(n-k)! (k!)^2}.$$

Если ядра $P_{qq}(z)$ (и, следовательно, аномальные размерности A_n^{NS}) предполагаются одинаковыми для разных кварков q , то вся зависимость от типа кварка в формулах (4) и (5) заложена в граничных условиях при $s = s_0$, $t = 0 \rightarrow D_q^{NS}(x, 0)$, и, соответственно, в $M_n^q(0)$. Как показали исследования, проведенные в работах^{/3,4/}, в функциях фрагментации тяжелых кварков Q доминирует область $x \approx 1$, тогда как в случае легких кварков q основной является область малых $x \approx 0$. Поэтому $M_n^Q \gg M_n^q$, и "скорость

^{*} Полиномы $P_n^*(x)$ связаны со стандартными полиномами Лежандра $P_n(z)$ соотношением $P_n^*(x) = \sqrt{2n+1} P_n(1-2x)$.

нарушения скейлинга" (изменение $M_n(t)$ на единицу изменения t) оказывается существенно выше для тяжелых кварков, чем для легких (см. уравнение (3)).

Для конкретных расчетов в качестве граничных условий мы выбрали следующие функции (для u - и c -кварков соответственно):

$$D_n^{NS}(x, 0) = 0,75 \frac{1}{\sqrt{x}} (1 - x), \quad (7)$$

$$D_c^{NS}(x, 0) = 13,44 x^{2,2} (1 - x). \quad (8)$$

Отметим, что функция фрагментации c -кварка (8), предложенная в работе ^{14/}, хорошо описывает экспериментальные данные по инклюзивным спектрам D -мезонов в процессе e^+e^- -аннигиляции в адроны при энергии $\sqrt{s} \approx 7$ ГэВ ^{15,6/}.

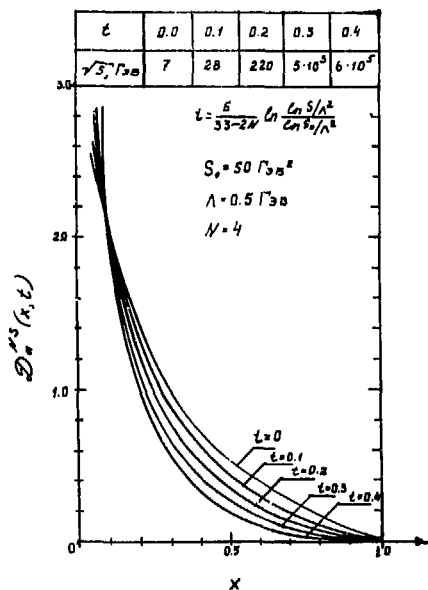


Рис. 1. t -зависимость несиглетной части функции фрагментации u -кварка в адроны.

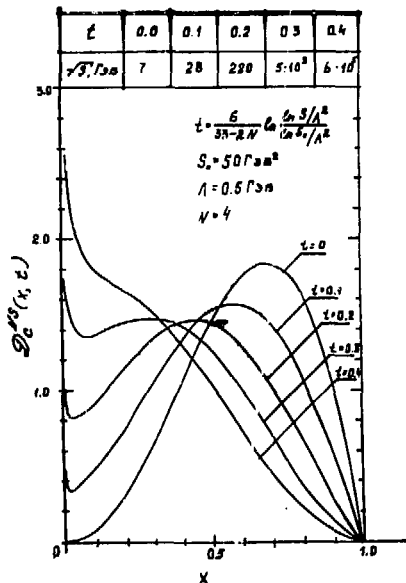


Рис. 2. t -зависимость несиглетной части функции фрагментации c -кварка в адроны.

Результаты расчетов по формулам (1)-(6) с граничными условиями (7) и (8) представлены на рис. 1 и 2 соответственно. Из рисунков видно, что нарушение скейлинга для функции (7) выражено слабо, а поведение $1/\sqrt{x}$ при $x \rightarrow 0$ оказывается стабильным относительно этого нарушения. Что касается функции (8), то предсказания КХД для этой функции имеют весьма характерный вид. С ростом t максимум $D_c^{NS}(x, t)$ при $x \approx 0,7$ понижается и смещается в сторону меньших x , и в то же время быстро растет относительный вклад области малых x , сильно подавленный при $t = 0$. В пределе $x \rightarrow 0$ функция $D_c^{NS}(x, t)$ ведет себя как $(t \ln 1/x)^{-1/4} \exp[(t \ln 1/x)^{1/2}]$, причем такое поведение ожидается для любой функции, несингулярной в точке $x = 0$ при $t = 0^{7/7}$, и является следствием того, что ядро $P_{qq}(z)_{z \rightarrow 0} = \text{const} \neq 0$.

Если предположить, что образование вторичных $c\bar{c}$ -пар в процессе фрагментации начальных кварков сильно подавлено из-за большой массы c -кварков даже при энергиях порядка десятков ГэВ^{*1} , то для не слишком больших значений s можно положить

$$D_c^D(x, s) \approx D_c^{NS}(x, s), \quad (9)$$

где $D_c^D(x, s)$ - полная функция фрагментации c -кварка в D -мезон, которая просто связана с инклюзивным спектром D -мезонов в e^+e^- -аннигиляции:

$$D_c^D(x, s) = \frac{1}{2\sigma(e^+e^- \rightarrow c\bar{c})} \sum_i \frac{d\sigma(e^+e^- \rightarrow D^i + \dots)}{dx}, \quad (10)$$

*1) Основанием для такого предположения может служить то, что аналогичная закономерность видна уже в случае странных кварков: средняя множественность K -мезонов в процессе $e^+e^- \rightarrow K^+$ растет с энергией в основном лишь за счет образования s -кварков и их последующих слабых распадов на странные и не проявляет признаков логарифмического роста, характерного для средней множественности π -мезонов, вплоть до максимальных исследованных энергий $\sqrt{s} = 5 \text{ ГэВ}/8$.

где $x = |P_D|/|P_c| \approx 2|P_D|/\sqrt{s}$, а индекс i пробегает значения, соответствующие D^0, \bar{D}^0, D^+, D^- . Сечение образования пары $c\bar{c}$ при высоких энергиях равно^{*} ($a = 1/137$)

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow c\bar{c}) = 3 \cdot \frac{4}{9} \cdot \frac{4\pi a^2}{3s} \quad (11)$$

Таким образом, измерение инклюзивных спектров D -мезонов в процессе e^+e^- -аннигиляции в адроны при значениях $s \gtrsim 50 \text{ ГэВ}^2$ является чувствительным тестом предсказаний КХД и ряда стандартных предположений. Речь идет о предполагаемой малости степенных поправок (порядка m_c^2/s) при x вдали от 1 и независимости ядер $P_{qq}(z)$ и аномальных размерностей A_n^{NS} от типа кварков. В частности, отсутствие даже при высоких энергиях "мягких" D -мезонов с $x = 2|P_D|/\sqrt{s} < 0,15$ будет указывать на необходимость введения массовых поправок в существующий формализм, описывающий нарушение скейлинга в КХД.

В заключение авторы выражают благодарность А.К.Лиходеду за полезные обсуждения рассмотренных вопросов.

^{*}В сечение $\sigma(e^+e^- \rightarrow c\bar{c})$ будут давать вклад слабые распады мезонов с открытой "прелестью", однако вдали от резонансной области этот вклад не превышает 25% от вычисленного по формуле (11). Кинематика распада $B \rightarrow D^+ \dots$ такова, что "каскадный" D -мезон имеет $x \gtrsim 0,16+0,20$, т.е. образование таких D -мезонов не влияет на полный инклюзивный спектр D -мезонов при малых x .

ЛИТЕРАТУРА

1. H.Georgi, H.D.Politzer. Nucl. Phys., B136, 445 (1978);
C.T.Sachrajda. Phys. Lett., 73B, 185 (1978); 76B, 100 (1978);
Ю.Л.Докшицер, Д.И.Дьяконов, С.И.Трояк. Материалы XIII Зимней школы
ЛИЯФ, Ленинград, 1978, стр. 3;
T.Uematsu. Phys. Lett., 79B, 97 (1978);
J.F.Owens. Phys. Lett., 76B, 85 (1978).
2. H.Georgi, H.D.Politzer. Phys. Rev., D9, 410 (1974);
D.J.Gross, F.Wilczek. Phys. Rev., D9, 980 (1974);
G.Altarelli, G.Parisi. Nucl. Phys., B126, 298 (1977).
3. M.Suzuki. Phys. Lett., 71B, 139 (1977);
R.Odorico, V.Roberto. Preprint CERN/TH 2431, Geneva, 1977;
R.Odorico. Preprint CERN/TH 2360, Geneva, 1977;
J.D.Bjorken, SLAC-PUB-1992, Stanford, 1977;
J.Dias de Deus. Nucl. Phys., B138, 465 (1978).
4. V.G.Kartvelishvili, A.K.Likhoded, V.A.Petrov. Phys. Lett.,
78B, 615 (1978).
5. P.A.Rapidis et al. Phys. Lett., 84B, 507 (1979).
6. В.Г.Картвелишвили, А.К.Лиходед, С.Р.Слабоспицкий. Письма в ЖЭТФ,
30, 81 (1979).
7. F.Martin. Phys. Rev., D19, 1382 (1978).
8. R.Brandelik et al. Phys. Lett., 67B, 363 (1977);
J.Burmester et al. Phys. Lett., 67B, 367 (1977).
9. A.De Rujula, H.Georgi, H.D.Politzer. Ann. of Phys., 103, 315
(1977).

Рукопись поступила в издательскую группу
20 мая 1981 года.



Цена 4 коп.

© - Институт физики высоких энергий, 1981.

Издательская группа И Ф В Э

Заказ 547. Тираж 260. 0,3 уч.-изд.л. Т-09877.

Июнь 1981. Редактор В.В. Герштейн.