

Résumé

V.A.Petrov. Sur la relation entre les fonctions de fragmentation de quarks lourds et légers: IPHE Preprint 95-75 - Protvino, 1995.- p.4, réf.:5.

La relation asymptotique entre les fonctions de fragmentation non-singulete de quarks massifs et sans masse est établie sur la base de considération assez générale dans le cadre de CDQ perturbative.

Аннотация

В.А.Петров. О связи между функциями фрагментации тяжелых и легких кварков: Препринт ИФВЭ 95-75.-Протвино, 1995.-4 стр., библиогр.:5.

На основе весьма общих соображений в рамках пертурбативной КХД установлена асимптотическая связь между несинглетными функциями фрагментации массивных и безмассовых кварков.

Quarks lourds restent un de domaines les plus attractifs de la physique de particules, qui révèle parfois des phénomènes assez inattendus. Par exemple, les données expérimentales récentes de LEP/SLC [1] ont manifesté que les multiplicités des hadrons chargés dans les événements lancés par des quarks lourds et légers ne coïncident pas à haute énergie comme on pourrait expecter des considérations naïves ("les corrections de masse sont de l'ordre de m^2/Q^2 "). En réalité la différence entre ces multiplicités tend à la valeur constante, indépendante d'énergie. Ce fait trouve son explication qualitative [2] et quantitative [3] dans le cadre de CDQ perturbative. Des développements ultérieures intéressants de cette observation peuvent être trouvés dans la réf.[4]. Dans cette note je voudrais mettre en evidence un effet pareil.

D'abord nous considérons un processus purement perturbatif (c'est à dire, imaginaire) de désintégration successive d'un quark très virtuel via l'évolution non-singulete chromodynamique (selon le groupe de renormalisation, GR) au quark final de la virtualité p relativement basse (mais $\alpha_s(p)$ doit être "suffisamment petit"). La solution générale de l'équation du GR pour les moments $D_J(Q, p)$ a la forme suivante:

$$D_J(Q, p) = \exp \int_p^Q \frac{d\kappa}{\kappa} \gamma_J[\alpha_s(\kappa), \frac{\bar{m}(\kappa)}{\kappa}] \cdot D_J(p, p). \quad (1)$$

En (1) γ_J dénote la dimension anormale non-singulete, $\bar{m}(\kappa)$ est la masse "courante" et Q est la virtualité initiale que nous supposons coïncider avec l'énergie de collision e^+e^- . La fonction D_J n'est pas invariante à l'égard du schéma de renormalisation. Par exemple dans le schéma $\overline{\text{MS}}$ γ_J ne dépend pas de la "mass courante", tandis qu'elle en dépend dans le schéma MOM. D'autre part $D_J(p, p) = 1$ en MOM, tandis qu'il n'est pas fixé apriori en $\overline{\text{MS}}$.

Il s'ensuit immédiatement de (1) que dans le schéma $\overline{\text{MS}}$ le rapport

$$R_J^{\overline{\text{MS}}} = \frac{D_J(Q, \hat{p})_{\text{massive}}}{D_J(Q, p_0)_{\text{sans masse}}} = \frac{D_J(p, p)_{\text{massive}}}{D_J(p, p_0)_{\text{sans masse}}} \quad (2)$$

est indépendant de Q . Au première ordre en α_s

$$R_J^{\overline{\text{MS}}}(p, p_0) = 1 + \frac{\alpha_s}{2\pi} C_F \int dx (x^{J-1} - 1) \left[\frac{1+x^2}{1-x} \cdot \log \frac{p_0^2}{p^2 - m^2 x} - \frac{m^2(1-x)}{p^2 - m^2 x} \right], \quad (3)$$

Dans le schéma MOM la limite suivante existe:

$$\begin{aligned} \lim_{Q \rightarrow \infty} R_J^{\text{MOM}}(Q, p, p_0) &= \exp \int_p^\infty \frac{d\kappa}{\kappa} [\gamma_J(\alpha_s(\kappa), \frac{\bar{m}(\kappa)}{\kappa}) - \gamma_J(\alpha_s(\kappa), 0)] \times \\ &\times \exp \int_{p_0}^p \frac{d\kappa}{\kappa} \gamma_J(\alpha_s(\kappa), 0), \end{aligned} \quad (4)$$

parce que

$$\bar{m}(\kappa) \sim (\log \kappa)^{-c}, \kappa \rightarrow \infty, c > 0.$$

On peut se convaincre qu'à l'ordre le plus bas non trivial $\lim_{Q \rightarrow \infty} R_J^{\text{MOM}}$ coïncide avec (2). En présumant que cette coïncidence n'est pas accidentelle mais a lieu généralement, nous formulons le résultat suivant:

$\lim_{Q \rightarrow \infty} R_J$ existe et ne depend pas du schéma de renormalisation.

Si "l'hadronisation" aux stades finales de l'évolution du GR ne depend pas d'énergie, et les fonctions de coefficient ne diffèrent que par termes de l'ordre de $\bar{m}^2(Q)/Q^2$ nous avons à conclure qu'à haute énergie:

$$\left(\frac{1}{\sigma} \frac{dx}{dx} \right)_{\text{lourd}}(Q, x) \approx \int_x^1 \frac{dx'}{x'} R \left(\frac{x}{x'}; m \right) \left(\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dx'} \right)_{\text{léger}}(Q, x') \quad (5)$$

où $\left(\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dx} \right)$ dénote la distribution inclusive non-singulete des hadrons lourds où légers dans la collision e^+e^- . Avec beacoup de ressemblance la part du lion du spectrum inclusif total des hadrons lourds est à cause de l'évolution non-singulete (an moins à l'énergie de LEP/SLC). Quant aux mesons légers on peut extraire leur distirbution non-singulete de données en utilisant un procédé special [5].

L'équation (5) est le resultat principal de cette note. Nous avons considéré de propos délibéré l'évolution des quarks massifs et sans masse à terminer aux virtualités différentes, p et p_0 .

Ce n'est pas difficile verifier qu'à $p = p_0 = m$

$$[\langle x \rangle_{(\text{massif})}] < [\langle x \rangle_{(\text{sans masse})}]$$

en plein contradiction avec les données expérimentales qui exposent une situation opposante.

Cependant il faut prendre en considération que l'hadronisation d'un quark lourd et celle d'un quark léger se passe aux échelles très différentes. Normalement p est de l'ordre de m_Q , tandis que p_0 ne dépasse pas 1 GeV. Si, par exemple, nous choisissons $p^2 = m_Q^2 + p_0^2$, alors (soient α_s et \bar{m} "gelés" pour simplicité) nous avons au niveau partonique:

$$\frac{\langle x \rangle_{\text{lourd}}}{\langle x \rangle_{\text{léger}}} = \exp \left\{ \frac{\alpha_s C_F}{2\pi} \int_0^1 dx [(1+x^2) \log(1 + \frac{m_Q^2(1-x)}{p_0^2}) + \frac{m_Q^2(1-x)}{m_Q^2(1-x) + p_0^2}] \right\} > 1. \quad (6)$$

Il nous reste espérer que l'hadronisation ne viole pas l'inégalité (6).

Ainsi nous avons trouvé qu'à hautes énergies les distributions inclusives non-singulettes provenant de quarks lourds et celles de quarks légers sont liées par une transformation intégrale indépendante d'énergie.

Cela vaut la peine de souligner encore une fois que la fraction moyenne d'énergie totale emportée par le quark lourd peut être moindre que celle du quark léger si leurs virtualités sont égales. La position ordinaire (opposante) est rétablie quand on compare les énergies des quarks des virtualités propres.

A l'époque actuelle, on ne connaît aucun procédé solide pour discuter l'influence du stade non-perturbatif de l'hadronisation. Il faut, enfin, noter que les assertions analogues ont lieu dans le cas de diffusion profondément inélastique d'une cible contenant des quarks lourds valents.

Je remercie Michelle Mazerand et Irina Filimonova de leur aide aimable et Andrei Katayev pour la discussion des résultats.

Références

- [1] R.Akers et al. (OPAL) Z.Phys.C61 (1994) 209; preprint CERN-PPE/95-038;
- K.Abe et al. (SLD) Phys.Rev.Lett.72 (1994) 3145;
- J.Chrin et al. (DELPHI). Talk at the 27th Int. Conference on High Energy Physics. Glasgow, July 21-27, 1994;

A.De Angelis. Inv. talk at the XXIV Symposium on Multiparticle Dynamics (Vietri sul Mare, September 1994). Preprint CERN-PPE/94-174.

- [2] Yu.L.Dokshitzer, V.A.Khose et S.I.Troyan. J.Phys.G17 (1991) 1602.
- [3] V.A.Petrov et A.V.Kisselev. Preprint CERN-TH 7318/94 à paraître dans Z.Phys.C; Proc. of QCD 94 (Ed. S.Narison; Montpellier, France 7-13 July 1994) Nucl.Phys.B (Proc. Suppl.) 39 B,C (1995) 364.
- [4] J.Dias de Deus. Preprint CERN-TH.7380/94.
- [5] D.Bender et al. Phys.Rev.D31 (1985) 1.

Reçu le 25 mai 1995

В.А.Петров

О связи между функциями фрагментации тяжелых и легких кварков .

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы \LaTeX .

Ответственный за выпуск В.А.Петров. Технический редактор Н.В.Орлова.

Подписано к печати 25.05.1995 г. Формат 60 × 84/8. Офсетная печать.

Печ.л. 0,5. Уч.-изд.л. 0,39. Тираж 250. Заказ 337. Индекс 3649.

ЛР №020498 06.04.1992 г.

ГНЦ РФ Институт физики высоких энергий
142284, Протвино Московской обл.

Индекс 3649

ПРЕПРИНТ 95-75, ИФВЭ, 1995
