

研
11.

化原
果
006}

的
到,
七轨
效是

于三
道机

B210

imen-
new
e.

快报

介子波函数中非微扰效应的一个讨论¹⁾

王新年 项晓东 黄涛

(中国科学院高能物理研究所)

摘 要

本文应用背景场方法计算了与介子分布振幅矩相关的两点关联函数的算符乘积展开。其结果表明非微扰效应大小依赖于介子的自旋和夸克质量。

微扰 QCD 在过去的十多年中取得了很大的进展,它不仅应用到很多单举过程而且应用到很多遍举过程^[1]。为了在遍举过程中检验量子色动力学,人们必须确定分布振幅 $\phi_H(x_i, Q^2)$ 的形式。 $\phi_H(x_i, Q^2)$ 满足重整化群方程和 QCD 演化方程,其解依赖于初始条件 $\phi_H(x_i, Q_0^2)$ 。初始条件 $\phi_H(x_i, Q_0^2)$ 主要是由非微扰相互作用确定的,目前还不能从理论上给出它的形式。

近几年来,为了探讨非微扰效应, QCD 求和规则取得了很大的进展^[2]。这一方法的主要思想在于通过引入场算符不为零的真空平均值,在算符乘积展开中既计及微扰效应又计及非微扰效应,这些不为零的场量真空平均值本质上是由于 QCD 中物理真空的非微扰效应。正由于这一方法包含了非微扰效应, QCD 求和规则方法在中等 Q^2 能量区域内是很有用的。

在前面的文章中^[3],我们已应用了背景场方法计算与介子分布振幅矩相关的两点关联函数的算符乘积展开。其结果表明非微扰效应对 π 介子分布振幅的影响在中等 Q^2 区域内是很强的,分布振幅的行为完全不同于它的渐近形式。实验数据确实支持了这一结果^[4]。本文将上述分析推广到 ρ 介子和 η_c 介子情况,考察非微扰效应的影响由于介子自旋不同和夸克质量的轻重所产生的后果。

QCD 真空是真正的物理真空,它不同于微扰真空,而不为零的真空平均值的存在正是具有非微扰效应的 QCD 理论的一个特征。这些不为零的真空平均值就是所谓的夸克凝聚和胶子凝聚,我们可以将它们考虑为经典平均效应,引入经典背景场来描述所有非零的真空平均值。具体来讲,在 QCD 拉氏函数和所有格林函数中作下述代换^[5]:

$$\begin{aligned} A_\mu^a(x) &\rightarrow A_\mu^a(x) + \phi_\mu^a(x) \\ \psi(x) &\rightarrow \psi(x) + \eta(x), \end{aligned} \quad (1)$$

由此代换可以得到有效拉氏函数。在方程(1)中的 $A_\mu^a(x)$ 和 $\psi(x)$ 分别是胶子和夸克的背景场, $\phi_\mu^a(x)$ 和 $\eta(x)$ 分别是它们的量子涨落。

1) 中国科学院科学基金资助的课题。
本文 1986 年 12 月 30 日收到。

对量子胶子场选择背景场规范,

$$D_\mu^{ab}(A)\phi_b^a = 0, \quad (2)$$

其中

$$D_\mu^{ab}(A) = \delta^{ab}\partial_\mu - g f^{abc}A_{\mu c}.$$

由于背景场满足运动方程,在有效拉氏函数中至多仅存在一个背景场与量子场耦合的项.

从有效拉氏函数人们可以导出背景场下夸克和胶子传播子 $S(x, 0|A) = S_F(x)$ 和 $S_{\mu\nu}^{ab}(x, 0|A) = S_{\mu\nu}^{ab}(x)$. 显然地这些传播子依赖于经典背景场 $A_\mu^a(x)$, 我们可以将 $A_\mu^a(x)$ 表达为在某一点 x^μ 的规范不变算符的级数形式. 为此我们选择 Schwinger 规范或固定点规范,

$$x_\mu A_\mu^a(x) = 0. \quad (3)$$

那么 $A_\mu^a(x)$ 就可以用 $G_{\mu\nu}^a(x)$ 来表示,

$$\begin{aligned} A_\mu^a(x) &= \int_0^1 dt t x^\nu G_{\nu\mu}^a(tx) \\ &= x^\nu \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!(n+2)} x^{\alpha_1} \cdots x^{\alpha_n} G_{\nu\mu; \alpha_n \cdots \alpha_1}^a(0), \end{aligned} \quad (4)$$

其中

$$G_{\nu\mu; \alpha_n \cdots \alpha_1}^a = (D_{\alpha_1})_{\alpha_1}^a (D_{\alpha_2})_{\alpha_2}^a \cdots (D_{\alpha_n})_{\alpha_n}^a G_{\nu\mu}^b(0). \quad (5)$$

方程(4)能使人们将夸克和胶子的传播子写成规范不变的微扰级数形式^[6].

这样,我们可以用 Feynman 图方法来计算任意两点关联函数. 本文特别地讨论了关联函数 $\Pi_{\Gamma_1 \Gamma_2}(x)$,

$$\Pi_{\Gamma_1 \Gamma_2}(x) = \langle 0 | T(j_{\Gamma_1}^{(2n)}(x) j_{\Gamma_2}^{(0)}(0)) | 0 \rangle, \quad (6)$$

其中

$$j_{\Gamma}^{(2n)}(x) = \bar{\psi}(x) \Gamma (iz \cdot D)^{2n} \psi(x). \quad (7)$$

在 π 和 η_c 介子情况下 $\Gamma = \gamma_\mu \gamma_5$, 在 ρ 介子情况下 $\Gamma = \gamma_\mu$. 如果定义 Fourier 变换

$$\begin{aligned} \Pi_{\mu\nu}^{2n,0}(q^2, z \cdot q) \\ = i \int d^4x e^{iqx} \langle 0 | T(\bar{\psi}(x) \gamma_\mu \gamma_5 (iz \cdot D)^{2n} \psi(x) \bar{\psi}(0) z^\nu \gamma_\nu \psi(0)) | 0 \rangle, \end{aligned} \quad (8)$$

那么它具有一般形式:

$$\begin{aligned} \Pi_{\mu\nu}^{2n,0}(q^2, z \cdot q) &= (z \cdot q)^{2n} q_\mu q_\nu I_{2n,0}^a(q^2) \\ &\quad - (z \cdot q)^{2n} g_{\mu\nu} I_{2n,0}^b(q^2) - (z \cdot q)^{2n} q_\mu z_\nu I_{2n,0}^c(q^2), \end{aligned} \quad (9)$$

其中 $I_{2n,0}^{a,b,c}(q^2)$ 是非零真空平均值 O_N 的求和,

$$I_{2n,0}^{a,b,c}(q^2) = \sum_N \frac{C_N^{a,b,c} O_N}{(q^2)^{N/2}}. \quad (10)$$

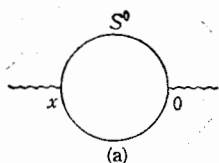
在具体计算过程中将夸克背景场按 Taylor 级数展开,即

$$\psi(x) = \psi(0) + x^\alpha D_\alpha \psi(0) + \frac{1}{2} x^\alpha x^\beta D_\alpha D_\beta \psi(0) + \cdots \quad (11)$$

相应的对两点关联函数贡献的 Feynman 图画在图 (a)–(m) 上

在轻夸克的情况下,由于夸克的螺旋度不同构成 π 介子和 ρ 介子,其分布振幅的行为

(2)



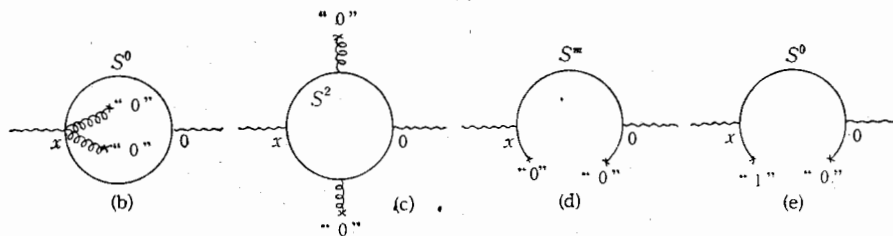
(a)

项.

) 和

 $\alpha(\pi)$

固定



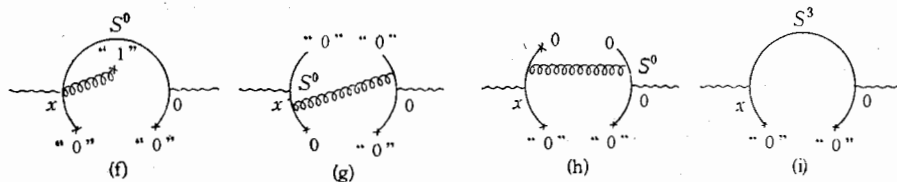
(b)

(c)

(d)

(e)

(3)



(f)

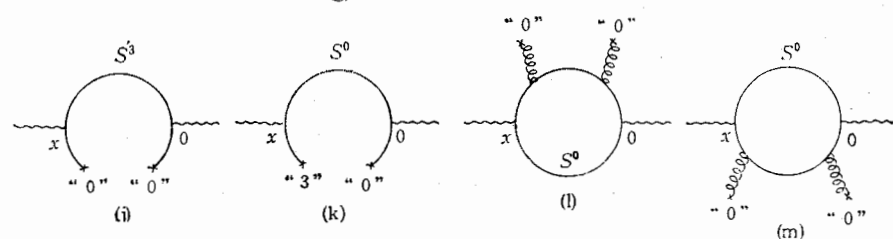
(g)

(h)

(i)

(4)

(5)



(j)

(k)

(l)

(m)

论了

(6)

(7)

矣

(8)

图 1 (a) — (m)、两点关联函数的 Feynman 图。在所有的图中,“x”表示背景场算符,“0”,“1”,...分别代表背景场算符的“零”阶、“1”阶微商。 S^m 是在背景场中夸克传播子的质量项。图 (a) 相应于微扰贡献。图 (b) 相应于胶子凝聚的贡献。图 (c)、图 (d) 和图 (e) 给出夸克凝聚项的贡献。图 (f) — (k) 相应于四夸克凝聚的贡献。图 (l) 和图 (m) 表示重夸克情况下胶子凝聚的贡献。对于轻夸克来讲,传播子中夸克的质量可以忽略并且图 (l) 和 (m) 近似地等于零。对于重夸克,例如 η_c 介子情况,传播子中粲夸克的质量不能忽略,图 (l) 和 (m) 的贡献不仅不等于零而且很重要。

(9)

也不一样。即使对于 ρ 介子的纵向分量 ρ_L 其分布振幅矩的推导与 π 介子非常类似,但由于 (6) 式中的流不一样,相互作用不一样,其计算结果也有不同,主要表现在图 (g)、图 (h) 和图 (e) 的系数的符号不一样。因此,分布振幅的矩值由于自旋的不同, π 介子和 ρ_L 的结果也不同。

(10)

对上述各 Feynman 图的计算仅保持 α_s 的最低级和算符量纲为 6 的项^[7] (包括两点关联函数中算符乘积展开的夸克质量的线性项)。图 (a) 的结果相应于微扰贡献,给出分布振幅的渐近行为。图 (g)、图 (h) 和图 (e) 的结果表明,对于 π 介子情况,其符号与图 (a) 相同,增强微扰论的结果;对于 ρ_L 介子情况,其符号与图 (a) 相反,使微扰论结果减小。在轻夸克的情况下,图 (e) 是不重要的,主要差别在于图 (g) 和图 (h)。因此, π 介子波函数的矩值要比微扰论渐近行为的矩值大得多,而 ρ 介子纵向分量的矩值要比微扰论渐近

(11)

行为

行为的矩值小得多。考虑到矩值不同从而给出的波函数的行为也不同,对于 π 介子的 x 分布行为要比渐近行为宽得多,对于 ρ_L 介子的 x 分布行为要比渐近行为窄得多。

对于重夸克介子 η_c ,图(d)-(k)的贡献近似为零,而图(l)和图(m)的贡献,其符号正好与图(a)相反,随着夸克质量增大,将使分布振幅变得愈来愈窄而趋向于非相对论情况。

总之,本文结论如下:(a)所有轻介子分布振幅具有相同的微扰论贡献(即渐近形式);(b)非微扰凝聚效应是很重要的,对于不同介子完全不同;(c)对于重夸克系统,人们必须考虑图(l)和图(m)的贡献(重夸克的胶子凝聚),它们的贡献将压倒其它图的贡献而使介子波函数趋向于非相对论情况;(d)即使在轻夸克情况下,非微扰凝聚效应将特别地依赖于螺旋度相互作用,在中等 Q^2 区域内对 π 介子影响最大。

参 考 文 献

- [1] A. J. Buras, *Rev. Mod. Phys.*, 52(1980), 199.
A. H. Mueller, *Phys. Rep.*, 73C (1981), 237.
S. J. Brodsky, T. Huang and G. P. Lepage, "Particles and Fields", V2, (1983), 143. (ed by A. Z. Cappi and A. N. Kamal).
- [2] M. A. Shifman et al., *Nucl. Phys.*, B147, (1979), 385, 448.
- [3] T. Huang, X. N. Wang and X. D. Xiang, *Chinese Phys. Lett.*, 2(1985), 67; *Phys. Rev.*, D35, (1987), 1013.
X. D. Xiang, X. N. Wang and T. Huang, BIHEP-TH-29, (1984), *Commun. in Theor. Phys.*, 6, (1986), 117.
V. L. Chernyak and A. R. Zhitnitsky, *Phys. Rep.*, 112, (1984), 173.
- [4] X. N. Wang, X. D. Xiang and T. Huang, *Commun. in Theor. Phys.*, 5, (1986), 123.
V. L. Chernyak and A. R. Zhitnitsky, *Nucl. Phys.*, B201, (1982), 492; *Phys. Rep.*, 112, (1984), 173.
- [5] J. Gouaterts et al., *Phys. Lett.*, 128B, (1983), 262.
- [6] E. V. Shuryak and A. I. Vainshtein, *Nucl. Phys.*, B199, (1982), 451; B201, (1982), 141.
L. J. Reinders et al., *Phys. Rep.*, 127 (1985).
S. Mallik, *Nucl. Phys.*, B234, (1984), 45.
- [7] X. D. Xiang, X. N. Wang and T. Huang, BIHEP-TH-29, (1984). *commun. in Theor. Phys.*, 6, (1986), 117.

A DISCUSSION ON THE NON-PERTURBATIVE EFFECTS IN MESON WAVE FUNCTIONS

WANG XIN-NIAN XIANG XIAO-DONG HUANG TAO

(*Institute of High Energy Physics, Academia Sinica*)

ABSTRACT

We apply the background field method to calculate the operator expansion of the two-point correlation function related to the moments of meson distribution amplitude. It is shown that the non-perturbative effects depend in detail on the meson helicity and quark mass.