

QCD 真空凝聚效应对 R 比值的 非微扰修正

戴宇新 袁忠平

(华中师范大学粒子物理研究所, 武汉 430070)

摘 要

本文讨论了 QCD 真空凝聚效应对强子结构函数中 R 比值 ($R \equiv \sigma_L/\sigma_T$) 的影响. 利用背景场的基本思想, 本文从有效拉氏量出发, 计算了夸克凝聚对 R 比值的非微扰修正 (Q^{-2} 项). 结果显示本文所给出的修正在小 x 区较敏感.

一、引 言

现在一般认为 QCD 真空有复杂的结构, 因而与微扰真空有很大不同. S. V. Z.^[1] 等人提出的 QCD 求和规则用算符的非零真空期待值反映这种复杂真空结构所产生的效应. 以后发展起来的背景场方法提供了系统讨论用真空凝聚反映真空结构的简便方法. 最初, 背景场方法只是作为一种数学处理的简化方法, 认为背景场自身并无物理意义^[2]. 后来有人认为背景场是有物理意义的, 它充满整个物理真空 (QCD 真空)^[3]. 非微扰效应由经典场(背景场)之间的相互作用(产生凝聚)描述. 夸克和胶子在充满非微扰的夸克场和胶子场(经典夸克场和胶子场)中传播. 根据这种思想, 我们认为, 强子中的夸克和胶子(部分子)除了他们之间的相互作用外, 还受到经典夸克场和胶子场的共同作用, 其结果会对强子结构函数产生影响. 我们讨论了夸克和胶子的真空凝聚效应对 R 比值 ($R \equiv \sigma_L/\sigma_T$) 的非微扰修正 R^{NON} . R^{NON} 由经典场的真空凝聚标度. 非零的 R^{NON} 表明, 经典场真空凝聚的效果相当于产生了某种形式的内禀横动量.

在强子结构函数的研究中, R 比值的测量和理论研究一直吸引着人们的注意. 在朴素部分子模型中, 由于螺旋度守恒, $R = 0$, 这就是 Callan-Gross 关系. 然而实验给出的 R 值并不满足 Callan-Gross 关系. 在中等能区(中等 Q^2)和小 Q^2 区, R 明显大于零, 并且 R 与 Bjorken 变量 x 有关. SLAC 的 ep 实验表明, 对 $0.3 \leq x \leq 0.8$, $1\text{GeV}^2 \leq Q^2 \leq 30\text{GeV}^2$, R 的平均值为 0.21 ± 0.1 ^[4]. 费米实验室 μp 实验显示, 对于 $0.003 < x < 0.1$, $1\text{GeV}^2 \leq Q^2 \leq 30\text{GeV}^2$, R 的平均值为 0.53 ± 0.35 ^[4]. 考虑到部分子模型的一阶 QCD 修正 R^{QCD} ,

$$R^{\text{QCD}} \equiv \sigma_L/\sigma_T = F_L(x, Q^2)/F_2(x, Q^2) \sim \alpha_s(Q^2) \sim 1/\ln Q^2,$$

$Q^2 \rightarrow \infty$ 时, R^{QCD} 呈对数下降。但 R^{QCD} 也比实验值小。除了 R^{QCD} 外,人们还讨论过一些非微扰修正,如靶质量修正 R^{TM} ,它是考虑部分子的内禀横动量对 R 比值的修正,用靶粒子的质量来标度。 $R^{\text{QCD}} + R^{\text{TM}}$ 也比实验值系统的偏小。另外文献[6]给出了用算符乘积展开计算非微扰效应对 R 比值的修正,并在假定 R 比值对 x 的依赖关系不明显的前提下,计算了高阶 twist 项 (Q^{-2} 和 Q^{-4}) 对 R 比值的修正。

R 比值的实验值明显高于理论值这一现象对理论工作和唯象工作提出了挑战,要求找到高阶 twist 项对 R 比值的修正,使之与实验更为接近。我们基于文献[3]的思想,从有效拉氏量出发,将微扰与非微扰效应在同一框架中处理,计算了夸克在物理真空中传播时算符真空凝聚对 R 比值的非微扰修正 (Q^{-2} twist 项),并进行了数值计算。结果表明非微扰修正项 R^{NON} 对 Bjorken 变量 x 有明显依赖关系,在小 x 端 R^{NON} 较大,对 R 比值有明显抬高(与实验一致),在大 x 端 R^{NON} 较小。

二、非微扰修正的理论计算

在计算夸克凝聚和胶子凝聚对 R 比值的修正之前,先给出几个要用到的公式^[5]。

在深度非弹区 (DIS), 当 $Q^2 = -q^2$, $\nu = \frac{p \cdot q}{m} \rightarrow \infty$, Bjorken 变量 $x = \frac{Q^2}{2p \cdot q}$ 固定,有

$$g^{\mu\nu} W_{\mu\nu} = \frac{1}{2x} (F_2 - 6xF_1), \quad (1)$$

$$p^\mu p^\nu W_{\mu\nu} = \frac{Q^2}{4x^2} \frac{1}{2x} (F_2 - 2xF_1) \equiv \frac{Q^2}{4x^2} \frac{1}{2x} F_L, \quad (2)$$

其中 $W_{\mu\nu}$ 为强子张量, q 为虚光子的动量, p 是强子的动量。由(1)、(2)式,有

$$F_L = \frac{8x^3}{Q^2} p^\mu p^\nu W_{\mu\nu}. \quad (3)$$

R 定义为

$$R \equiv \frac{\sigma_L}{\sigma_T} = \frac{F_2 - 2xF_1}{F_2} \equiv \frac{F_L}{F_2}. \quad (4)$$

下面讨论夸克凝聚对 R 的贡献。在 QCD 一级子过程中考虑夸克凝聚,有下面的费曼图(图1)。

由图1中(a)和(b)两费曼图,得其领头项 (Q^{-2}) 对 F_1 的贡献为

$$F_1^q = -\frac{2\alpha_s^2 e_q^2 \langle \bar{\phi}\phi \rangle}{\pi^3 m Q^2} x^3 \left(-\frac{1}{27} + \frac{4}{9(1-x)_+} \right), \quad (5)$$

其中 $\langle \bar{\phi}\phi \rangle$ 为夸克凝聚, m 为夸克质量, $(1-x)_+$ 定义为,当 $x < 1$ 时, $(1-x)_+ = (1-x)$ 。由图1(c)、(d),其领头项 (Q^{-2}) 对 F_L 的贡献为

$$F_L^q = -\frac{\alpha_s^2 e_q^2 \langle \bar{\phi}\phi \rangle}{72\pi^3 m Q^2} x^3 (1-x). \quad (6)$$

结合(5)、(6)式以及夸克与胶子的分布函数(图1),得夸克凝聚对 F_L 的总贡献为

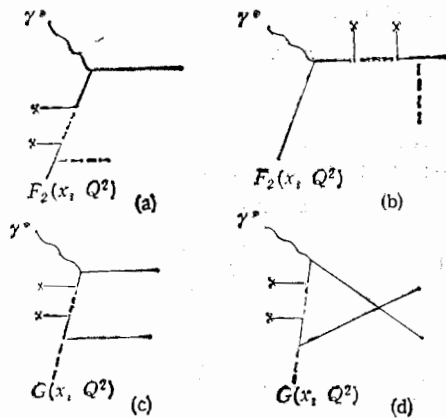


图 1 夸克凝聚对 QCD 一阶子过程的修正, 其中 $F_2(x, Q^2)$ 、 $G(x, Q^2)$ 分别为夸克和胶子的分布函数

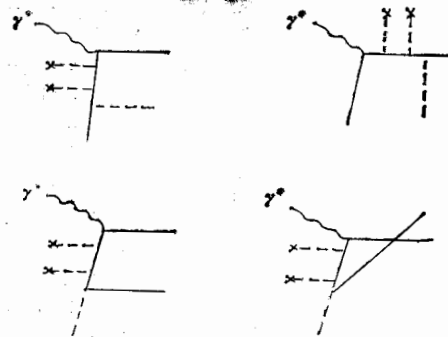


图 2 胶子凝聚对 QCD 一阶子过程的非微扰修正

$$F_L^{NON} = -\frac{2\alpha_s^2 e_q^2 \langle \bar{\phi}\phi \rangle}{\pi^3 m Q^2} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left(\frac{x}{y}\right)^3 \left(-\frac{1}{27} + \frac{4}{9(1-x/y)_+}\right) yq(y, Q^2) - \frac{\alpha_s^2 e_q^2 \langle \bar{\phi}\phi \rangle}{72\pi^3 m Q^2} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left(\frac{x}{y}\right)^3 \left(1 - \frac{x}{y}\right) yG(y, Q^2), \quad (7)$$

其中 $y = x/z$ 是最初部分子所带动量的分数。在忽略 $O(Q^2/v^2)$ 项的情况下^[7], 对于给定的部分子分布 $xq(x, Q^2)$, $F_2(x, Q^2)$ 就是 $xq(x, Q^2)$, 其中 $q = u, d, s$ 。

在 QCD 一阶子过程中考虑最低阶的胶子凝聚时, 有下面的费曼图(图 2)。

对图 2 的计算表明, 其截面与 m^2 (夸克的质量) 成正比。对于轻夸克, 在略去 $O(m^2)$ 项时, 其贡献可忽略, 故可不考虑胶子凝聚项的贡献。

三、数值计算

为进行数值计算, 我们利用文献[8]中给出的 Counting rule 分布函数。

仅考虑 QCD 修正 R^{QCD} 和非微扰修正 R^{NON} 有

$$R(x, Q^2) = R^{QCD} + R^{NON}. \quad (8)$$

由(4)式和(7)式

$$R^{NON} = F^{NON}/F_L$$

$$= \frac{1}{F_2(x, Q^2)} \left[-\frac{2\alpha_s e_q^2 \langle \bar{\phi}\phi \rangle}{\pi^3 m Q^2} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left(\frac{x}{y}\right)^3 \left(-\frac{1}{27} + \frac{4}{9(1-x/y)_+}\right) F_2(y, Q^2) - \frac{\alpha_s^2 e_q^2 \langle \bar{\phi}\phi \rangle}{72\pi^3 m Q^2} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left(\frac{x}{y}\right)^3 \left(1 - \frac{x}{y}\right) yG(y, Q^2) \right]. \quad (9)$$

QCD 一阶子过程对 F_L 的贡献为^[5]

$$F_L = \frac{4\alpha_s}{3\pi} x^2 \int_x^1 \frac{dy}{y^3} F_2(y, Q^2)$$

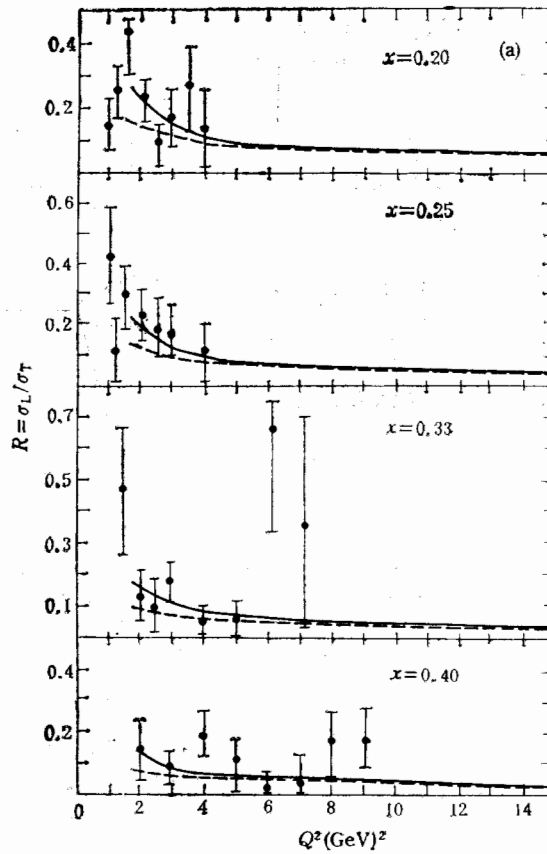


图3 $R = \sigma_L / \sigma_T$ 的理论值与实验值^[5] 的比较.

$$+ \frac{2\alpha_s}{\pi} x^2 \left(\sum_q e_q^2 \right) \int_x^1 \frac{dy}{y^4} (y-x)yG(y, Q^2). \quad (10)$$

由(4)式和(10)式

$$R^{\text{QCD}}(x, Q^2) = F_L / F_2.$$

对(9)式中的发散积分(在 $z = x/y = 1$ 点)我们按通常方法作了处理.

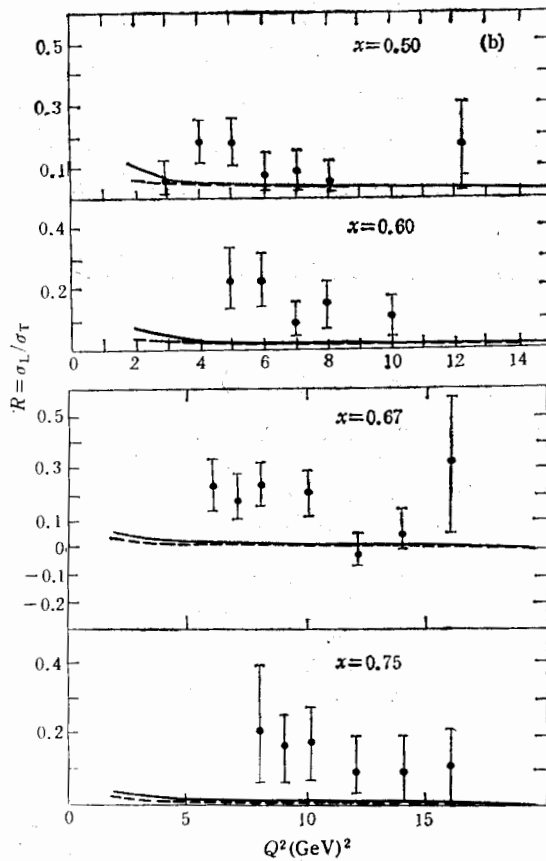
R^{QCD} 和 $R = R^{\text{QCD}} + R^{\text{NON}}$ 的计算结果见图3. 我们采用了下列参数

$$\langle \bar{u}u \rangle = \langle \bar{d}d \rangle = -(0.25 \text{ GeV})^3,$$

$$\langle m_s \bar{s}s \rangle = -(0.215 \text{ GeV})^4,$$

$$m_u \simeq m_d \simeq 5 \text{ MeV}.$$

图3显示非微扰修正项 R^{NON} 对 x 有较明显的依赖, x 小时, R^{NON} 较大, 因而对 $R = R^{\text{QCD}} + R^{\text{NON}}$ 有较大抬高, 这与小 x 端 R 比的实验值的变化趋势一致. 当 x 较大时, R^{NON} 较小, 对 R 的抬高不明显. 另外, R^{NON} 随 Q^2 而下降, 当 Q^2 较小时 R^{NON} 较大, 对 R 的抬高亦较大, 这在 x 的值较小时尤为显著. Q^2 很大时, $R^{\text{NON}} \rightarrow 0$, 进而有 $R \rightarrow 0$, 满足 Callan-Gross 关系.



图中虚线表示 R^{QCD} , 实线代表 $R^{\text{QCD}} + R^{\text{NON}}$.

四、讨 论

本文考虑到算符的非零真空凝聚效应对 R 比值所进行的非微扰修正 R^{NON} (图 3) 表明, R^{NON} 对 Bjorken 变量 x 有明显的依赖关系, 在小 x 处 R^{NON} 较大, 即 x 值小时非微扰效应较明显. x 越小, 说明虚光子探测到的部分子越轻, 长程效应越明显, 故受非微扰效应的影响越大. 所以本文的计算结果反应了非微扰效应的这个特点. 与这种用真空凝聚所反映的非微扰效应不同, 靶质量修正 R^{TM} 对 x 的依赖关系为^[4], x 较大时 R^{TM} 较大, 而在小 x 端 R^{TM} 较小. 这也说明了这两种修正的物理机制不同. 文献[6]用算符乘积展开法计算真空凝聚效应对 R 比值的非微扰修正, 其物理机制应该与本文所考虑的修正相同, 但文献[6]在假设 R 比值对 x 的依赖关系很弱的前提下对 x 取了平均. 而我们认为 R 比值对 x 的依赖关系在验证非微扰修正 R^{NON} 时起很重要的作用.

自发现 instanton 解^[9]以来, QCD 真空结构问题一直引起人们的关注. 在 instanton 理论中, 物理真空被比作稀薄流体, 夸克和胶子在其中传播时将受影响. 近年来一些计算表明, 几乎无质量的夸克传播子在 instanton 真空中传播时, 等效于一个变质量的传播子^[10]. 我们认为这种效应也会对 R 比值产生某种修正, 而这种修正与由算符的非零

真空凝聚所反映的非微扰修正应该有相似的机制。 R^{NON} 表明,夸克和胶子在充满经典背景场的物理真空中传播时,会产生某种形式的内禀横动量,并由算符的非零真空期待值来标度。这种内禀横动量可能是夸克和胶子在充满经典夸克场和经典胶子场的物理真空中传播(或在 instanton 理论中,夸克和胶子在 instanton 真空中传播)时产生散射和干涉的某种效应,其具体的物理机制现在还不清楚,但应该与 QCD 真空的更详细结构有关,这是一个值得进一步研究的问题。

我们感谢中科院高能所黄涛研究员和武汉大学物理系刘觉平副教授与我们进行的有益讨论。

参 考 文 献

- [1] M. A. Shifman, A. I. Vainshtein and V. I. Zakharov, *Nucl. Phys.*, **B147**(1979), 385.
V. A. Novikov, M. A. Shifman, A. I. Vainshtein and Zakharov, *Nucl. Phys.*, **B174**(1980), 378.
- [2] J. Govaerts, F. de Viron and D. Gusbin, *Nucl. Phys.*, **B248**(1984), 1.
- [3] Tao Huang and Zheng Huang, *Phys. Rev.*, **D39**(1989), 1213.
- [4] E. Reya, *Phys. Reports* **69**(1981), 195.
- [5] A. de Rújula, H. Georgi and H. D. Politzer, *Ann. of Phys.*, **103**(1977), 1315.
- [6] E. V. Shuryak and A. I. Vainshtein, *Nucl. Phys.*, **B199**(1982), 451, **B201**(1982), 141.
- [7] M. Glück and E. Reya, *Nucl. Phys.*, **B145**(1978), 24.
- [8] J. F. Owens and E. Reya, *Phys. Rev.*, **D17**(1978), 3003.
- [9] Curtis G. Callan, Jr. and Roger Dashen, *Phys. Rev.*, **D17**(1978), 2717.
- [10] D. I. Dyakonov and V. Yu. Petrov, *Nucl. Phys.*, **B272**(1986), 457.

Non-Perturbative Correction to $R=\sigma_L/\sigma_T$ Due to the Effect of the QCD Vacuum Condensates

DAI YUXIN QIU ZHONGPING

(Institute of Particle Physics, Hua-Zhong Normal University, Wuhan 430070)

ABSTRACT

The effects of QCD vacuum condensate on hardron structure function are considered. Based on the background field theory, starting from the effective lagrangian of QCD we calculate the non-perturbative correction to ratio $R=\sigma_L/\sigma_T$ of the hardron structure function. Our corrections are sensitive at small x regions.