

# 瞬子效应在 $0^{++}$ 胶球的 QCD 求和规则中的作用\*

张珠峰<sup>1)</sup> 金洪英<sup>2)</sup>

(浙江大学浙江近代物理中心 杭州 310027)

**摘要** 利用包含瞬子效应的 QCD 求和规则计算了  $0^{++}$  胶球的质量上限, 结果为 1.3 GeV. 还探讨了变动瞬子参量时对 QCD 求和规则的影响, 发现包含瞬子修正的 QCD 求和规则在瞬子大小为 1/3 fm 时变得很稳定.

**关键词** 瞬子 胶球 QCD 求和规则

## 1 引言

1975 年, Polyakov, Belavin, Schwartz 和 Tyupkin 发现了非阿贝尔规范场的孤子解——瞬子解. 由于瞬子是 Yang-Mills 方程的精确解, 它包含一些不能用微扰展开描述的非微扰效应, 特别适合于描述非微扰现象, 因而很快在非微扰 QCD 的研究中得到广泛的应用.

虽然瞬子解发现至今已经有近 30 年了, 但瞬子解以及相应的构形如何影响规范理论的非微扰性质仍是没有完全解决的问题. 尽管如此, 利用瞬子解所做的唯象研究还是取得了巨大的成功. 在瞬子模型的框架内,  $U_A(1)$  问题, 手征对称性破缺等都得到了很好的解释.

在现有的众多非微扰 QCD 唯象理论中, QCD 求和规则<sup>[1]</sup> 是非常成功的. 它允许对非微扰效应做近似唯象的处理, 特别适合于计算束缚态强子的质量等, 例如对  $J/\psi$  介子和  $\rho$  介子质量的计算. 但是在处理标量粒子时人们发现 QCD 求和规则的结果并不好. 这主要是因为, 在  $s$  道上, QCD 非微扰效应很强, 算符乘积展开在此时收敛性并不好. 这样为了取得较好的效果, 就必须在 QCD 求和规则中考虑更全面的非微扰效应, 加入瞬子效应或许能做到这

一点.

本文将以前  $0^{++}$  胶球的 QCD 求和规则为例, 在求和规则中加上瞬子的贡献从而得到新的 QCD 求和规则. 将利用这种求和规则计算胶球的质量并尝试探讨瞬子效应对求和规则的影响.

## 2 $0^{++}$ 胶球的 QCD 求和规则

在闵氏空间中(物理空间)考虑两点关联函数

$$\Pi(-q^2) = i \int d^4x \exp(iq \cdot x) \langle 0 | T[j(x)j(0)] | 0 \rangle, \quad (1)$$

$j(x)$  是流, 对于讨论标量胶球情形,  $j(x) = \alpha_s G^2(x)$ .

在深度欧式区域( $-q^2 \rightarrow \infty$ ), 可以将上述关联函数做算符乘积展开(OPE). 对于  $0^{++}$  标量胶子流, 在略去更高阶项的情况下得到(没有考虑到夸克的存在)<sup>[2,3]</sup>:

$$\begin{aligned} \Pi^{(OPE)}(-q^2) = & \left( a_0 + a_1 \ln \frac{Q^2}{\mu^2} \right) (Q^2)^2 \ln \frac{Q^2}{\mu^2} + \\ & \left( b_0 + b_1 \ln \frac{Q^2}{\mu^2} \right) \langle \alpha_s G^2 \rangle + \left( c_0 + c_1 \ln \frac{Q^2}{\mu^2} \right) \frac{\langle g G^3 \rangle}{Q^2} + \\ & d_0 \frac{\langle \alpha_s^2 G^4 \rangle}{(Q^2)^2}, \end{aligned} \quad (2)$$

其中  $Q^2 \equiv -q^2 > 0$ , 而各个系数分别为

2003-06-27 收稿, 2003-09-05 收修改稿

\* 国家自然科学基金和浙江省自然科学基金资助

1) E-mail: zhangzf@zimp.zju.edu.cn

2) E-mail: jhy@zimp.zju.edu.cn

$$a_0 = -2 \left( \frac{\alpha_s}{\pi} \right)^2 \left( 1 + \frac{51}{4} \frac{\alpha_s}{\pi} \right), \quad a_1 = \frac{11}{2} \left( \frac{\alpha_s}{\pi} \right)^3,$$

$$b_0 = 4\alpha_s \left( 1 + \frac{49}{12} \frac{\alpha_s}{\pi} \right), \quad b_1 = -11 \frac{\alpha_s^2}{\pi},$$

$$c_0 = 8\alpha_s^2, \quad c_1 = -58\alpha_s^3, \quad d_0 = 8\pi\alpha_s.$$

注意到上述算符乘积展开是在深度欧式区域下求得的,结果中包含了凝聚项,这是非微扰效应.算符乘积展开通过压低更高维的凝聚从而取得两点关联函数的一个较简单的表达式,然而,要计算的胶球处于  $0^{++}$  道上,而在这个道上非微扰效应非常强,此时,OPE 展开时略去的高阶凝聚项的贡献不能被忽略,所以在这种情形下,有理由认为 OPE 展开丢失了很多非微扰效应,利用 OPE 计算结果可能并不好.

然而,还有补救措施.因为瞬子解本身代表了非微扰效应,而且现在有观点认为即使瞬子解没有包括全部的非微扰效应,至少包括了大部分非微扰效应.这样可以在关联函数中引进瞬子的贡献来补偿做 OPE 展开时丢失的非微扰效应.在计算过程中,把瞬子的经典解作为背景场而直接添加在算符乘积展开的结果中.这样的做法有一点缺陷,就是瞬子的贡献与算符乘积展开中的非微扰贡献可能有重叠之处.将通过加减算符乘积展开的非微扰贡献而分析这种重叠的大小,结果会发现其可以忽略不计.

瞬子解是在欧式空间中解得的,定义欧式空间的两点关联函数为(以下采用欧式空间)

$$\Pi(Q^2) = \int d^4x \exp(iq \cdot x) \langle 0 | T[j(x)j(0)] | 0 \rangle, \quad (3)$$

其中  $Q^2 = -q^2 > 0$ .

利用瞬子解的具体形式<sup>[4]</sup>求得中心位于  $z$  的单个瞬子对两点关联函数的贡献为

$$\Pi(Q^2) = 192\rho^6 Q^2 K_2(Q\rho) e^{iq \cdot z} (z^2 + \rho^2)^{-4}, \quad (4)$$

其中  $K_2(z)$  是 McDonald 函数.

现在假设大小为  $\rho$  的瞬子的密度为  $n(z, \rho)$ , 则所有瞬子的两点关联函数为

$$\Pi^{(1)}(Q^2) = \int d^4z 192\rho^6 Q^2 K_2(Q\rho) e^{iq \cdot z} (z^2 + \rho^2)^{-4} n(z, \rho) d\rho. \quad (5)$$

为了去掉对瞬子大小的积分,假定所有瞬子的大小均一样,为  $\bar{\rho}$ , 且密度分布均匀,为  $\bar{n}$ , 也即  $n(z, \rho) = \bar{n}\delta(\rho - \bar{\rho})$ , 这个假定也就是所谓的瞬子气体模型.有了这个假定,上述瞬子两点关联函数为

$$\Pi^{(1)}(Q^2) = 16\pi^2 Q^4 \bar{\rho}^4 \bar{n} K_2^2(Q\bar{\rho}). \quad (6)$$

假设瞬子-反瞬子成对存在,这显然是一个可以接受的假设,这样最终瞬子(反瞬子)的两点关联函数

是上述值的两倍,即

$$\Pi^{(1+1)}(Q^2) = 2^5 \pi^2 Q^4 \bar{\rho}^4 \bar{n} K_2^2(Q\bar{\rho}). \quad (7)$$

前面利用算符乘积展开和瞬子解得到了非物理区域(欧式区域)的关联函数的两个部分,而总的关联函数将是上述两个部分之和,即

$$\Pi(Q^2) = \Pi^{(\text{OPE})}(Q^2) + \Pi^{(1+1)}(Q^2). \quad (8)$$

算符乘积展开和瞬子解都是在欧式区域中得到的,而这个区域并非物理区域.这样前面的讨论都没有直接与物理可观测量相联系.为此还需用到色散关系来联系非物理的欧式区域和物理的闵氏区域.对于正在讨论的情形,色散关系的标准形式为

$$\Pi^{(\text{dis})}(Q^2) = \Pi^{(\text{dis})}(0) - \Pi^{(\text{dis})'}(0) Q^2 + \frac{(Q^2)^2}{\pi} \int_0^\infty ds \frac{\text{Im}\Pi^{(\text{dis})}(s)}{s^2(s+Q^2)}, \quad (9)$$

其中闵氏区域中的关联函数的虚部  $\text{Im}\Pi(s)$  被称为谱密度,是与物理可观测量相联系的.

把(8)和(9)式两边等同起来,就会得到所谓的 QCD 求和规则.

因为色散关系中包含一些常数项,虽然这些项也可以用低能定理求得,但为了不引入过多的假设,希望去掉这些常数项,为此,要引入 Borel 变换.

Borel 算符定义为

$$\hat{B}_\tau \equiv \lim_{n, Q^2 \rightarrow \infty, n/Q^2 = \tau} \frac{(-Q^2)^n}{(n-1)!} \frac{\partial^n}{\partial (Q^2)^n}, \quad (10)$$

其中  $\tau$  为 Borel 变换参量.为了下面讨论方便,定义

$$R_0(\tau) = \frac{1}{\tau} \hat{B}_\tau \Pi(Q^2), \quad (11)$$

$$R_1 = -\frac{\partial}{\partial \tau} R_0, \quad (12)$$

$$R_2 = -\frac{\partial}{\partial \tau} R_1. \quad (13)$$

经过计算得到

$$R_0^{(\text{OPE})}(\tau) = -\frac{2a_0}{\tau^3} - \frac{2a_1}{\tau^3} [3 - 2\gamma_E - 2\ln\tau\mu^2] - \frac{b_1}{\tau} \langle \alpha_s G^2 \rangle + c_0 \langle gG^3 \rangle - c_1 \langle gG^3 \rangle [\gamma_E + \ln\tau\mu^2] + d_0 \langle \alpha_s^2 G^4 \rangle \tau, \quad (14)$$

$$R_1^{(\text{OPE})}(\tau) = -\frac{6a_0}{\tau^4} - \frac{22a_1}{\tau^4} + \frac{12a_1}{\tau^4} [\gamma_E + \ln\tau\mu^2] - \frac{b_1}{\tau^2} \langle \alpha_s G^2 \rangle + \frac{c_1}{\tau} \langle gG^3 \rangle - d_0 \langle \alpha_s^2 G^4 \rangle, \quad (15)$$

$$R_2^{(\text{OPE})}(\tau) = -\frac{24a_0}{\tau^5} - \frac{88a_1}{\tau^5} + \frac{48a_1}{\tau^5} [\gamma_E + \ln\tau\mu^2] - \frac{12a_1}{\tau^5} - \frac{2b_1}{\tau^3} \langle \alpha_s G^2 \rangle + \frac{c_1}{\tau^2} \langle gG^3 \rangle, \quad (16)$$

其中  $\gamma_E$  为 Euler 常数.以及<sup>[5]</sup>

$$R_0^{(1+i)}(\tau) = 128\pi^2 \bar{n} a^4 e^{-a} [2aK_0(a) + (1+2a)K_1(a)]/\bar{\rho}^2, \quad (17)$$

$$R_1^{(1+i)}(\tau) = 256\pi^2 \bar{n} a^5 e^{-a} [(9-4a)aK_0(a) + (3+7a-4a^2)K_1(a)]/\bar{\rho}^4, \quad (18)$$

$$R_2^{(1+i)}(\tau) = 512\pi^2 \bar{n} a^6 e^{-a} [(51-44a+8a^2)aK_0(a) + (12+32a-40a^2+8a^3)K_1(a)]/\bar{\rho}^6, \quad (19)$$

其中  $a = \bar{\rho}^2/(2\tau)$ .

为了写出 QCD 求和规则,必须对色散关系做 Borel 变换. 其结果为

$$\hat{B}_\tau \Pi^{(\text{dis})}(Q^2) = \frac{\tau}{\pi} \int_0^\infty \text{Im} \Pi^{(\text{dis})}(s) e^{-s\tau} ds. \quad (20)$$

下面写出求和规则经 Borel 变换后所得的式子,也把这些式子称为求和规则. 因为(20)式包含物理的谱密度,还需引入一些谱密度的假设. 将把胶球看成是类似于共振态的束缚态. 在低能区域中,谱密度的共振峰模型导致

$$\text{Im} \Pi^{(\text{dis})}(s) = \sum_i \pi f_i^2 m_i^4 \delta(s - m_i^2), \quad (21)$$

其中  $m_i, f_i$  分别是胶球的质量以及胶子流与胶球之间的耦合. 这里不仅仅含有胶球的基态,而是对所有强子态的求和. 利用前面得到的色散关系的 Borel 变换以及关于谱密度的基本假设,求得

$$R_0^{(\text{dis})}(\tau) = \sum_i f_i^2 m_i^4 e^{-m_i^2 \tau} \doteq f^2 m_c^4 e^{-m_c^2 \tau}, \quad (22)$$

以及

$$R_1^{(\text{dis})}(\tau) \doteq m_c^2 f^2 m_c^4 e^{-m_c^2 \tau}, \quad (23)$$

$$R_2^{(\text{dis})}(\tau) \doteq m_c^2 f^2 m_c^4 e^{-m_c^2 \tau}. \quad (24)$$

公式(22)–(24)中略去了对强子态的求和,因为  $R_i$  各项中均含有一个  $e$  指数,它的存在强烈地抑制大  $m_c$  项也即激发态强子的贡献,而这些项的贡献本来就较小,这样作为一个简化,直接去除基态以外的其他所有激发态所产生的项,即重新定义的  $m_c$  只代表基态胶球的质量. 由于直接去除激发态部分相当于把这部分贡献归并到基态的贡献中,所以计算结果将不可避免地包含某些激发态贡献,因此,实际的基态胶球的质量将比我们算得的结果要小,即求得的胶球质量实际是质量上限.

这样得到 QCD 求和规则

$$R_0(\tau) = f^2 m_c^4 e^{-m_c^2 \tau}, \quad (25)$$

$$R_1(\tau) = m_c^2 f^2 m_c^4 e^{-m_c^2 \tau}, \quad (26)$$

$$R_2(\tau) = m_c^2 m_c^2 f^2 m_c^4 e^{-m_c^2 \tau}, \quad (27)$$

其中  $R_i(\tau) = R_i^{(\text{OPE})}(\tau) + R_i^{(1+i)}(\tau), i=0,1,2$ .

把上述求和规则两项相比消去  $f$  而仅留下胶球的质量,这样最终得到

$$m_c^2 = R_2(\tau)/R_1(\tau) = R_1(\tau)/R_0(\tau). \quad (28)$$

把  $m_c = \sqrt{R_2(\tau)/R_1(\tau)}$  称为  $R_0$  求和规则,而  $m_c = \sqrt{R_1(\tau)/R_0(\tau)}$  称为  $R_1$  求和规则. 注意到求和规则的一边是共振态的质量,在这样的情形下是胶球质量  $m_c$ ,也就是说是个常量,而在另一边却是 Borel 变换参量  $\tau$  的函数. 在理想情况下,  $R_1/R_0$  和  $R_2/R_1$  确实都应该是与  $\tau$  无关的常量. 然而,实际上由于求和规则仍然未能包括全部的非微扰效应,所以  $R_1/R_0$  和  $R_2/R_1$  仍然还是依赖于  $\tau$  的. 如果得到的  $R_1/R_0$  和  $R_2/R_1$  不是明显地依赖于  $\tau$ , 则就可以认为我们的求和规则已经包含了足够多的非微扰效应,因而结果也将是比较可靠的. 同样,也可以通过研究曲线的平直程度来估计一下求和规则的可靠性.

### 3 数值计算

根据现在公认的一些实验和理论结果,这样选取我们的参数:

凝聚项:

$$\langle \alpha_s G^2 \rangle = 0.06 \text{GeV}^4, \quad (29)$$

$$\langle gG^3 \rangle = (0.27 \text{GeV}^2) \langle \alpha_s G^2 \rangle, \quad (30)$$

$$\langle \alpha_s^2 G^4 \rangle = \frac{9}{16} \langle \alpha_s G^2 \rangle^2. \quad (31)$$

跑动的耦合常数为

$$\alpha_s = \frac{-4}{11 \ln(\tau \Lambda_{\text{MS}}^2)}, \quad (32)$$

其中  $\Lambda_{\text{MS}} = 0.2 \text{GeV}$ .

而瞬子的密度和大小分别取为

$$\bar{n} = 8 \times 10^{-4} \text{GeV}^4, \quad (33)$$

$$\bar{\rho} = 1/0.6 \text{GeV}, \quad (34)$$

也即欧式空间的瞬子密度为  $1/2 \text{fm}^{-4}$ , 大小  $1/3 \text{fm}$ .

上面的参数选择没有考虑到重整化的要求,当考虑到重整化的要求后,只需做以下代换:

$$\frac{1}{\mu^2} \rightarrow \frac{1}{\tau}, \quad (35)$$

$$\langle gG^3 \rangle \rightarrow \left[ \frac{\alpha_s}{\alpha_s(\mu^2)} \right]^{7/11} \langle gG^3 \rangle, \quad (36)$$

在数值计算时将做代换后仍剩余  $\mu$  为  $0.5 \text{GeV}$ .

通过上面的讨论,得到所有为了得到  $0^{++}$  胶球质量所需的公式和参数. 下面将利用这些结果尝试得

到胶球的质量. 也将分几种情况进行讨论, 从中也可以考察一下瞬子在达成这一结果时所起的作用.

作为第一种情况, 将含瞬子贡献的求和规则和不含瞬子的求和规则给在同一个图里(图 1).

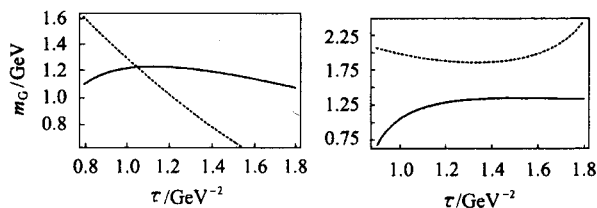


图 1  $R_0$   $R_1$  求和规则

实线表示包含瞬子效应, 虚线表示没有瞬子效应.

从图线看, 加入瞬子效应后, 曲线的稳定性明显改善. 特别是  $R_0$  求和规则, 在没有瞬子效应时  $\sqrt{R_1/R_0}$  强烈地依赖于 Borel 参量  $\tau$ , 引入瞬子效应后, 曲线在  $\tau = 1.1 \text{ GeV}^{-2}$  附近较平直, 此处对应的  $m_G$  大概为  $1.25 \text{ GeV}$ , 而由  $R_1$  求和规则得到  $m_G = 1.3 \text{ GeV}$ , 两者得到的值非常接近, 这也说明包含瞬子效应的 QCD 求和规则非常稳定.

另一个值得注意的是, 在讨论  $R_0$   $R_1$  求和规则下, 瞬子效应减小了共振态的质量. 特别是在  $R_1$  求和规则时这种减小是明显的, 共振态质量从没有瞬子修正时的接近  $2 \text{ GeV}$  减小到了现在的  $1.3 \text{ GeV}$ .

为了考察凝聚项到底包含多少非微扰效应. 在图 2 中分别给出包含凝聚项和不含凝聚项的求和规则. 从图线看, 在考虑瞬子效应后, 凝聚项的重要性降低了, 它的贡献几乎完全被瞬子效应所“淹没”, 只是表现为在  $R_0$  求和规则时略微减小一点共振态的质量, 而在  $R_1$  求和规则时略微抬升共振态的质量. 还有一个现象值得注意, 在略去凝聚项后  $R_0$   $R_1$  规则所得的胶球的质量变动方向是相反的, 这说明凝聚项的贡献可能是不稳定的. 从曲线的形状看,  $R_1$

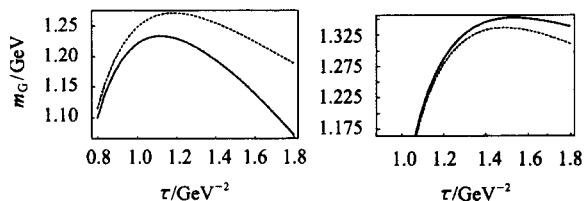


图 2  $R_0$   $R_1$  求和规则

实线表示包含凝聚项, 虚线表示没有凝聚项.

规则的曲线受凝聚项的影响非常小, 这说明与不考虑瞬子修正时一致<sup>[6]</sup>, 在考虑瞬子修正后  $R_1$  规则仍然比  $R_0$  规则可靠.

下面考察瞬子参量变动对胶球质量的影响. 鉴于凝聚项的贡献有限, 将在计算中略去它们的贡献.

首先在图 3 中给出变动瞬子密度时的求和规则(瞬子密度不变动). 根据前面的结果知道, 在  $R_0$   $R_1$  规则下瞬子效应是使共振态的质量略微降低的. 预计瞬子密度越大则共振态的质量应该越小, 结果曲线的变化确实是符合预期的趋势<sup>1)</sup>. 值得注意的是, 由于采用的是理想瞬子气体模型, 完全没有考虑瞬子之间的相互作用. 但当变动瞬子密度时, 瞬子之间的相互作用引起的求和规则的变化可能也会很明显, 因而实际的求和规则的变化趋势可能与我们得到的结果会有所不同.

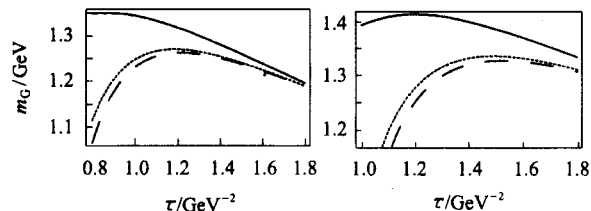


图 3 变动瞬子密度时的  $R_0$   $R_1$  求和规则(不含凝聚项)

实线代表瞬子密度为  $0.1 \text{ fm}^{-4}$ , 虚线代表瞬子密度为  $0.5 \text{ fm}^{-4}$ ,

划线代表瞬子密度为  $1 \text{ fm}^{-4}$ .

在图 4 给出了变动瞬子大小时的求和规则. 发现共振态质量对瞬子大小的依赖关系是复杂的, 这从  $R^{(1+1)}(\tau)$  的复杂的表达式就可以得到验证<sup>2)</sup>. 另外一个值得注意的是发现瞬子大小为  $1/3 \text{ fm}$  时的求和规则最稳定, 对  $R_0$   $R_1$  都有这个现象, 这说明  $1/3 \text{ fm}$  可能就是欧式空间里瞬子的大小. 如果真是这样, 那就与格点规范理论的结果不谋而合了. 我们

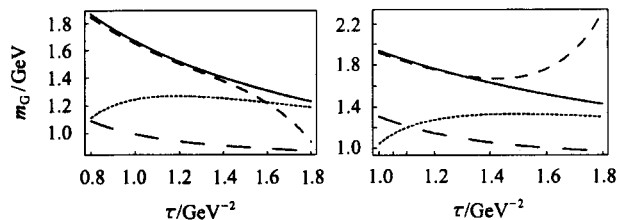


图 4 变动瞬子大小时的  $R_0$  求和规则(不含凝聚项)

实线为瞬子大小为  $0.1 \text{ fm}$ , 虚线为瞬子大小为  $1/3 \text{ fm}$ , 短划线为瞬子大小为  $1 \text{ fm}$ . 长划线对应的是瞬子大小有一个分布时的求和规则, 我们采用的模型是瞬子大小以  $1/3 \text{ fm}$  为中心有一个高斯分布.

1) 发现包含凝聚项  $R_0$  曲线不按这种预期的趋势变化, 而  $R_1$  满足这种预期的趋势. 这也再次说明凝聚项可能造成了求和规则的不稳定性.

2) 瞬子大小在其中的多个 McDonald 函数中出现.

认为这决不是偶然的,虽然目前还不能很好地解释为何求和规则对瞬子大小如此敏感,但其中必然隐含着某些深层次的原因.当采用高斯分布的模型时,胶球的质量更小了,只有1GeV左右.

## 4 结果讨论

利用考虑了瞬子效应的QCD求和规则求得 $0^{++}$ 胶球的质量上限.从结果看, $R_0$   $R_1$ 求和规则给出的胶球的质量上限是接近的,都在1.3GeV附近.也曾尝试引入对瞬子大小呈高斯分布的瞬子密度,结果发现得到的胶球质量会更小.总的来说,利用QCD求和规则得到的胶球质量比一般由格点规范理论得到的结果<sup>[7,8]</sup>要小很多.我们的结果与文献[9,10]给出的结果相一致.由于得到的是质量上限,所以结果不能排除小质量胶球存在的可能性.例如我们并不能从胶球的候选者中排除 $f_0(400-$

1200)也就是 $\sigma$ .这与一些人认为 $\sigma$ 是胶球的观点是一致的.

从包含和不含凝聚项的求和规则的对比看,瞬子效应即使没有包含全部的非微扰效应,至少也包含了很多非微扰效应.而算符乘积展开保留的低阶项中仅含有少量的非微扰效应,可以认为,大部分的非微扰效应在算符乘积展开时随着高阶项的忽略而被忽略了.这样在胶球的情况下,算符乘积展开的适用性值得怀疑.

对于QCD求和规则本身,我们认为 $R_1$ 规则比 $R_0$ 稳定性更好,从而用于预言胶球质量时也是更合适的.从我们的结果看,求和规则对瞬子大小的依赖关系是明显的,这就对求和规则的稳定性产生了潜在的危险,可能会使求和规则失效.目前我们还无法从物理意义上弄清楚这种依赖关系产生的原因.期待从别的方法确定的各种参数能使QCD求和规则的稳定性得到更好的改善.

## 参考文献 (References)

- Shifman M A, Vainshtein A I, Zakharov V I. Nucl. Phys., 1979, **B147**:385—448
- Bagan E, Steele T G. Phys. Lett., 1990, **B243**:413
- Hilmar Forkel. hep-ph/0005004
- Schäfer T, Shuryak E V. hep-ph/9610451
- Steele T G, Harnett D. hep-ph/0108232
- HUANG T, JIN H Y, ZHANG A. Phys. Rev., 1999, **D59**:034026
- HU Lian, HUI Ping, CHEN Qi-Zhou. HEP & NP, 2002, **26**:773 (in Chinese)  
(胡连,惠萍,陈启洲.高能物理与核物理,2002, **26**:773)
- SHEN Qi-Xing. HEP & NP, 1991, **15**:358(in Chinese)  
(沈齐兴.高能物理与核物理,1991, **15**:358)
- Harnett D, Steele T G. hep-ph/0011044
- Harnett D, Steele T G, Elias V. Nucl. Phys., 2001, **A686**:393

## Effect of Instanton on the QCD Sum Rule of $0^{++}$ Glueball\*

ZHANG Zhu-Feng<sup>1)</sup> JIN Hong-Ying<sup>2)</sup>

(Zhejiang Institute of Modern Physics, Zhejiang University, Hangzhou 310027, China)

**Abstract** In this paper, we investigate the instanton effects to the mass of  $0^{++}$  glueball by QCD sum rule approach. The instantons are assumed to be free from each other and be with definite density varying with their sizes. We find the upper bound of mass of the  $0^{++}$  glueball is 1.3GeV and very possibly the mass can be as low as 1GeV. Besides, the instanton effects greatly improve the stability of the sum rule and overtake the contribution of quarks and gluons condensate. The centre size of instantons at 1/3fm can give the stablest sum rule.

**Key words** instanton, glueball, QCD sum rule

Received 27 June 2003, Revised 5 September 2003

\* Supported by NSFC and Natural Science Foundation of Zhejiang Province of China

1)E-mail: zhangzf@zimp.zju.edu.cn

2)E-mail: jhy@zimp.zju.edu.cn