

胶子有效质量对重夸克势的影响

孙耀德 毕品镇

(复旦大学, 上海)

摘 要

本文采用椭球袋模型讨论胶子有效质量对重夸克势的影响。我们分别计算了胶子有效质量为 0, 0.2, 0.4, 0.6 和 1.0 GeV 时的重夸克势。计算结果表明, 除汤川势外, 势仍近似地呈线性, 随着胶子有效质量的增加, 斜率逐渐减小。

格点 QCD 和连续 QCD 二方面的工作都表明规范场是有质量的。Bernard 用格点规范理论计算得到胶子有效质量 $M \geq 520 \text{ MeV}^{[1]}$ 。J. M. Cornwall 等^[2,3] 用非微扰的连续 QCD 方法得到 $M = (500 \pm 200) \text{ MeV}$, 并讨论了胶球作为有质量胶子束缚态的可能性。最近, F. R. Graziani^[4] 认为胶子的有效质量与胶子的凝聚有关。J. E. Mandula 和 M. Ogilvie^[5] 用 Monte Carlo 方法计算了 $SU(3)$ 在 Landau 规范下的胶子传播子, 结果表明传播子所具有的质量近于 600 MeV。G. Parisi^[6] 则认为 QCD 的某些结论与实验不符是由于没有考虑胶子质量引起的, 如果认为胶子有效质量为 800 MeV, 则理论计算结果与实验一致。在 MIT 袋模型的框架内 De Rujula, Giles 和 Jaffe 研究了由于胶子质量引起的夸克和胶子准禁闭问题^[7]。李中强, 丁亦兵和赵光达^[8] 对此问题亦作过讨论, 他们采用球袋模型讨论了夸克间距离较小时胶子质量对重夸克势的影响, 以及夸克间距离为无穷大时极限情况。但正如他们在文章中提到的那样, 当夸克间距离并不小, 而又不能作为无穷大极限处理的很大一段中间区域, 球形边界条件不再是好的近似, 因而有必要对这一问题, 采用更合理的边界条件作进一步讨论。

在文[9]中, 王家珠, 毕品镇和殷鹏程对胶子无质量时重夸克对的球袋模型与椭球袋模型作了仔细比较。当夸克间距离较小时, 两者是一致的, 但随着夸克间距离增大二者偏离越来越大。当夸克间距离大于 2 fm 时, 由球形袋计算得的重夸克势明显偏离线性, 上升很快, 而由椭球袋计算所得结果仍近于线性, 能量低于球形袋。我们认为重夸克对构成强子时形成一个椭球袋较之球形袋更符合实际情况。当夸克间距离小时, 椭球偏心率小, 袋趋向于球形。当夸克间距离大时, 偏心率近于 1, 椭球趋向于管状。当夸克间距离发生变化时, 袋的形状自然地跟着改变, 椭球袋模型把球袋模型和管模型统一了起来。在本文中我们采用椭球袋模型, 在绝热近似下推导胶子有质量时的 $Q\bar{Q}$ 相互作用势, 讨论胶子质量对相互作用势的影响。这样可以克服在夸克间距离较大时采用球袋模型的不足之处。

在重夸克对组成强子时,我们认为二个重夸克固定在椭球焦点上,色荷的反屏蔽作用已反映在袋模型的边界条件上,在强子内部所剩下的色相互作用很小,只需要考虑色耦合常数的最低级近似.这样就可以避免非阿贝尔场的复杂性^[10],把一个非阿贝尔场的问题归结为一个阿贝尔场的问题.阿贝尔场的耦合常数 $Q = \sqrt{\frac{4}{3}} g$, g 为非阿贝尔场的耦合常数.

令旋转椭球的焦距为 $2d$, 电荷固定在焦点上, 电场满足下列方程及边界条件:

$$(\nabla^2 - M^2)\varphi = -Q[\delta^3(\mathbf{r} - \mathbf{d}) - \delta^3(\mathbf{r} + \mathbf{d})] \quad (1)$$

$$\mathbf{n} \cdot \nabla\varphi = 0 \quad (2)$$

\mathbf{n} 为椭球表面法线.

引入椭球坐标系

$$\begin{aligned} x &= d \operatorname{sh}\zeta \sin\theta \cos\phi \\ y &= d \operatorname{sh}\zeta \sin\theta \sin\phi \\ z &= d \operatorname{ch}\zeta \cos\theta \end{aligned} \quad (3)$$

方程改写为

$$\begin{aligned} &\frac{1}{d^2(\operatorname{sh}^2\zeta + \sin^2\theta)} \left\{ \frac{\partial^2\varphi}{\partial\zeta^2} + \operatorname{cth}\zeta \frac{\partial\varphi}{\partial\zeta} + \frac{\partial^2\varphi}{\partial\theta^2} + \operatorname{ctg}\theta \cdot \frac{\partial\varphi}{\partial\theta} \right\} \\ &+ \frac{1}{d^2\operatorname{sh}^2\zeta \sin^2\theta} \cdot \frac{\partial^2\varphi}{\partial\phi^2} - M^2\varphi = -Q[\delta^3(\mathbf{r} - \mathbf{d}) - \delta^3(\mathbf{r} + \mathbf{d})] \end{aligned} \quad (4)$$

令 $\xi = \operatorname{ch}\zeta$, $\eta = \cos\theta$

可求得

$$\begin{aligned} \varphi &= \frac{Q}{4\pi d} \left[\frac{e^{-Md(\xi-\eta)}}{\xi-\eta} - \frac{e^{-Md(\xi+\eta)}}{\xi+\eta} \right] \\ &- \sum_{K=0}^{\infty} \frac{MQ}{\pi N_{0,2K+1}} S_{0,2K+1}(-iC, 1) \frac{R_{0,2K+1}^{(1)}(-iC, 1) R_{0,2K+1}^{(3)}(-iC, \xi_0)}{R_{0,2K+1}^{(1)'}(-iC, \xi_0)} \\ &\cdot S_{0,2K+1}(-iC, \eta) R_{0,2K+1}^{(1)}(-iC, \xi) \end{aligned} \quad (5)$$

体系的色电能(不包括自能)及体积能总和

$$\begin{aligned} U &= \frac{4}{3} \pi B d^3 \xi_0 (\xi_0^2 - 1) \\ &- \frac{MQ^2}{\pi} \sum_{K=0}^{\infty} \frac{S_{0,2K+1}^2(-iC, 1) R_{0,2K+1}^{(1)2}(-iC, 1) R_{0,2K+1}^{(3)'}(-iC, \xi_0)}{N_{0,2K+1} R_{0,2K+1}^{(1)'}(-iC, \xi_0)} \end{aligned} \quad (6)$$

二次边界条件相当于能量 $U(\xi_0)$ 对 ξ_0 求极值条件,

$$\text{由} \quad \frac{\partial U(\xi_0)}{\partial \xi_0} = 0 \quad (7)$$

可定出在一定 d 下的椭球形状,从而求得势能.

取 $B^{1/4} = 0.145 \text{ GeV}$ 和 $\alpha_s = \frac{g^2}{4\pi} = 2.2$, 通过数值计算我们得到了夸克间距离 $r(r =$

2d) 与椭球偏心率 e 之间的关系, 结果如图 1 所示. 计算结果表明, 随着夸克间距离的增大, 袋越来越偏离球形, 在夸克间有同样距离时, 胶子有效质量越重, 袋偏离球形越多. 当 $r \sim 16\text{GeV}^{-1}$ 时, $e \sim 0.7$ 袋已接近于管状.

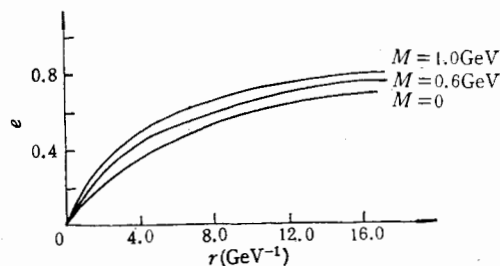


图 1 椭球偏心率 e 与夸克间距离 $r(r = 2d)$ 之间的关系. 胶子有效质量分别为 $M = 0, 0.6$ 和 1.0GeV .

对于不同的胶子有效质量值, 计算得到的夸克间相互作用势(不包括汤川势)几乎都是线性势, 但斜率随着胶子有效质量的增加而减小(见图 2). 与球形袋比较, 我们计算了更大的夸克间距范围内的相互作用势. 在夸克间距离大约是 3fm 时, 势仍呈线性, 没有变成偏平状, Q 与 \bar{Q} 间的吸引力未呈现衰减. 产生这一结果的原因可能是由于我们选取的椭球袋近似还不够好, 进一步考虑更复杂的形变袋, $Q\bar{Q}$ 间吸引力有可能呈现衰减. 另有一种可能是我们选用的解在边界上满足 \mathbf{E} 与 \mathbf{n} 垂直, 以这样的方式满足(2)式的解可能导致吸引力并不随间距增加而衰减. 在文[8]中, 他们得到夸克间距离 $r \rightarrow \infty$ 时, 夸克间距离将趋向于一个有限值, 势的斜率近于零, 而这个极限值正好是二个单夸克袋的能量之和. 在这种情况下, 边界上 $\mathbf{E} = 0$, 以这种方式满足(2)的解, 体系的能量比较低, 从体系能量的角度作比较, 确实更易于形成. 但从目前理论计算得到胶子有效质量约 $500-700\text{MeV}$, 而实验上始终没有发现单个自由夸克, 这也可能意味着以 $\mathbf{E} = 0$ 在边界上满足(2)式的解由于其它原因而被排除, 这是一个值得进一步研究的问题.

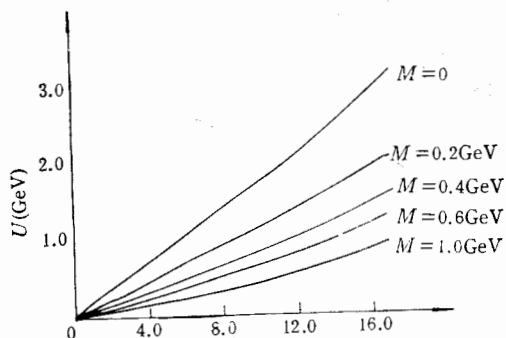


图 2 夸克间相互作用势(不包括汤川势) U 与夸克间距离 $r(r = 2d)$ 间的关系. 胶子有效质量分别为 $M = 0, 0.2, 0.4, 0.6$ 和 1.0GeV .

由于目前实验上尚未能肯定给出胶子具有质量, 同时在常温常密度下夸克能否解除

禁闭还有待于进一步的实验来加以研究,因而我们的计算结果只能认为与文献[1—6]的计算是相对应的。在胶子有效质量较大时,线性势的斜率较小,为了拟合重夸克偶素的质量谱, B 和 α_s 的值需要重新选取。

作者感谢卢鹤绂教授的有益讨论。

参 考 文 献

- [1] C. Bernard, *Phys. Lett.*, **108B**(1982), 431.
- [2] J. M. Cornwall and A. Soni, *Phys. Lett.*, **120B**(1983), 431.
- [3] J. M. Cornwall, invited talk at Conf. on QCD (Marseille, June 1981), UCLA preprint 81/TEP/12; UCLA preprint 81/TEP/30.
- [4] F. R. Grazini, *Z. Phys.*, **C33**(1987), 397.
- [5] J. E. Mandula and M. Ogilvi, *Phys. Lett.*, **105B**(1987), 127.
- [6] G. Parisi and R. Petronzio, *Phys. Lett.*, **94B**(1980), 51.
- [7] A. De Rujula, R. C. Giles and R. L. Jaffe, *Phys. Rev.*, **D17**(1978), 285.
- [8] 李中强、丁亦兵、赵光达, *科学通报*, **24**(1982), 1488.
CHAO Kung-Ta (赵光达), *Commun. in Theor. Phys.*, **3** (1984), 81.
- [9] Wang J. Z., Bi Pin-zhen and Yin P. C., *Phys. Lett.*, **107B**(1981), 381. Bi Pin-zhen, *J. Phys. G: Nucl. Phys.*, (in press).

THE INFLUENCE OF THE EFFECTIVE MASS OF GLUON ON HEAVY QUARK POTENTIAL

SUN YAODE BI PINZHEN
(Fudan University, Shanghai)

ABSTRACT

The influence of the effective mass of gluon on heavy quark potential is discussed in the framework of ellipsoidal bag model. The heavy potentials are calculated at the effective mass of gluon $M=0, 0.2, 0.4, 0.6,$ and 1.0 GeV respectively. The results show that the potentials (excluding Yakawa potential) are approximately linear, the slopes decrease with the increasing of the effective mass of gluon.