

赝标耦合和强子结构

沈齐兴 黄涛

(中国科学院高能物理研究所)

摘 要

本文讨论了赝标胶子在强子结构内部的作用。

强子是由层子构成的,但是层子有哪些种类和性质,层子之间是如何结合构成强子;胶子有多少种,等等这类问题都还不清楚。很多人假设除存在矢量胶子外,还存在标量胶子^[1,2],矢量胶子起饱和性作用,标量胶子起胶合作用,构成目前所观察到的各种各样的强子。但目前实验上所发现的标量粒子很少且不肯定,实验上大量发现的是赝标粒子,很自然地设想,在强子内部是否也存在着赝标胶子,这些赝标胶子在强子内部起什么作用。本文试图探讨赝标胶子对强子结构的影响。

—

设层子场量为 $\psi(x)$, 赝标胶子场量为 $\phi(x)$, 层子在赝标场作用下相互作用是 Yukawa 耦合, 设 $\phi(x)$ 的真空平均值不等于零, 写下哈密顿量的形式为

$$\begin{aligned} \mathcal{H}(x) = & \psi^\dagger \left(\frac{\boldsymbol{\alpha} \cdot \nabla}{i} + \beta m + iG\beta\gamma_5\phi \right) \psi + \frac{1}{2} \dot{\phi}^2 \\ & + \frac{1}{2} |\nabla\phi|^2 + \lambda(\phi^2 - f)^2, \end{aligned} \quad (1)$$

其中 m 是层子在自发破缺前的质量, f 是 ϕ 场的真空平均值, G 和 λ 是耦合常数。由于赝标场量的真空平均值不等于零, 按照李政道的讨论将有 CP 破坏效应^[3]。

自发破缺后, 利用李政道的方法^[3]可以得到

$$\begin{aligned} \mathcal{H}(x) = & \psi^\dagger \left(\frac{\boldsymbol{\alpha} \cdot \nabla}{i} + \beta M \right) \psi + iG\phi^\dagger\beta\gamma_5 e^{-i\alpha\gamma_5}\psi\phi + \frac{1}{2} \dot{\phi}^2 \\ & + \frac{1}{2} |\nabla\phi|^2 + \lambda\phi^2(\phi + 2f)^2, \end{aligned} \quad (2)$$

其中

$$\begin{aligned} M = & m \cos \alpha + Gf \sin \alpha, \\ \operatorname{tg} \alpha = & \frac{Gf}{m}, \end{aligned} \quad (3)$$

$$M_\phi^2 = 8\lambda f^2. \quad (4)$$

如果不存在矢量胶子和标量胶子,只有赝标胶子,那么层子的质量

$$M = m \cos \alpha + Gf \sin \alpha = \sqrt{m^2 + G^2 f^2}. \quad (5)$$

ϕ 介子质量 $M_\phi^2 = 8\lambda f^2$. 目前实验上并未发现 ϕ 介子和层子,期望它们的质量较大.

注意到相互作用项

$$iG\phi^+\beta\gamma_5 e^{-i\alpha\gamma_5}\phi\phi = G\phi^+\beta(\sin\alpha + i\gamma_5\cos\alpha)\phi\phi, \quad (6)$$

可以见到既含标量相互作用,又含赝标相互作用,正是这种相互作用给出 CP 破坏项.

二

为了探讨相互作用下层子的状态,类似于文献[1]中的方法变分求解. 假定尝试态 $|S\rangle$

$$Q|S\rangle = |S\rangle, \quad (7)$$

$$E = \int d^3x \langle S | \mathcal{H}(x) | S \rangle, \quad (8)$$

$$|S\rangle = D(g)B_s^+|0_s\rangle, \quad (8)$$

其中 Q 是层子的粒子数算符, $D(g)$ 定义为

$$D(g) = e^{-i \int d^3x g(x)\hat{\phi}(x)}. \quad (9)$$

尝试函数 $g(x)$ 是任意的实函数, B_s^+ 是单层子的产生算符,相应于层子处于外势场运动的基态,这种外势场是由于层子与赝标场 $\phi(x)$ 的相互作用产生的. 层子场量就可以按外势场下本征函数展开,并假定展开系数 B_α 满足反对易关系,式(8)中的 B_s^+ 就是在这样的外势场下层子的基态产生算符,相应的反层子算符 D_s^+ ,真空态 $|0_s\rangle$ 满足下列等式

$$\begin{aligned} B_\alpha|0_s\rangle &= D_\alpha|0_s\rangle = 0, \\ \langle 0_s|\phi(x)|0_s\rangle &= 0, \end{aligned} \quad (10)$$

其中 α 标记层子的各种状态. 同时还假定 $\phi(x)$ 满足正则对易关系

$$\begin{aligned} [\phi(x_1), \dot{\phi}(x_2)]_{t_1=t_2} &= i\delta(\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2), \\ [\phi(x_1), \phi(x_2)]_{t_1=t_2} &= [\dot{\phi}(x_1), \dot{\phi}(x_2)]_{t_1=t_2} = 0. \end{aligned} \quad (11)$$

这样就有

$$\begin{aligned} D^{-1}(g)\phi(x)D(g) &= \phi(x) + g(x), \\ D^{-1}(g)\dot{\phi}(x)D(g) &= \dot{\phi}(x). \end{aligned}$$

因此

$$\langle S|\phi(x)|S\rangle = g(x). \quad (12)$$

式(12)表明 $g(x)$ 的物理意义是相应于 $\phi(x)$ 的经典场.

计算能量平均值

$$E = \langle S|H|S\rangle$$

在 $t=0$ 时刻静态能量平均值是

$$E = \int d^3x \left[\mathcal{U}_i^+ \left(\frac{\boldsymbol{\alpha} \cdot \nabla}{i} + \beta m + iG\beta\gamma_5 g \right) \mathcal{U}_i + \frac{1}{2} (\nabla g)^2 + \lambda(g^2 - f^2)^2 \right], \quad (13)$$

其中 \mathcal{U}_i 是基态层子(在外势场里)的波函数. 式(7)的第一式 $Q|S\rangle = |S\rangle$ 是层子数为 1 的状态, 那么 Q 算符的平均值就相应于波函数 \mathcal{U}_i 的归一化条件

$$\int d^3x \mathcal{U}_i^+(x) \mathcal{U}_i(x) = 1, \quad (14)$$

层子的基态就相应于在条件(14)下的能量 E 的最低状态, 求解层子的基态在数学上化为求条件极值问题. 引入拉格朗日乘子 ε , 求

$$(E - \varepsilon \int d^3x \mathcal{U}_i^+(x) \mathcal{U}_i(x))$$

的极值变分, 得到联立方程

$$\begin{cases} \nabla^2 g - 4\lambda g(g^2 - f^2) = iG \bar{\mathcal{U}}_i \gamma_5 \mathcal{U}_i, \\ \left(\frac{\boldsymbol{\alpha} \cdot \nabla}{i} + \beta m + iG\beta\gamma_5 g \right) \mathcal{U}_i = \varepsilon \mathcal{U}_i. \end{cases} \quad (15)$$

第二个方程是表示一个层子在赝标外场 $g(x)$ 中运动的狄拉克方程, ε 是能量本征值; 第一个方程表明外场 $g(x)$ 又受层子运动影响, 这种相互影响和相互作用在数学上就表现为联立方程式(15).

三

方程(15)的求解一般是较为复杂和困难的, 这里提出方程(15)在 $1+1$ 维下的近似的解析解.

$1+1$ 维下方程(15)变为

$$\begin{cases} \frac{d^2 g(x)}{dx^2} - 4\lambda g(x)(g^2(x) - f^2) = iG \bar{\mathcal{U}}_i(x) \gamma_5 \mathcal{U}_i(x), \\ \left(\frac{\alpha}{i} \frac{d}{dx} + \beta m + iG\beta\gamma_5 g(x) \right) \mathcal{U}_i(x) = \varepsilon \mathcal{U}_i(x). \end{cases} \quad (16)$$

选择表象

$$\begin{aligned} \alpha &= \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \beta = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \\ \gamma_1 &= \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \gamma_4 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad \gamma_5 = \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (17)$$

在一维空间里波函数 $\mathcal{U}_i(x)$ 只有二个分量, 设

$$\mathcal{U}(x) = \begin{pmatrix} \chi(x) \\ \eta(x) \end{pmatrix}. \quad (18)$$

将式(17)和(18)代入到(16)式得到

$$\frac{d^2 g(x)}{dx^2} - 4\lambda g(x)[(g(x))^2 - f^2] = -iG(\chi^+ \eta - \eta^+ \chi), \quad (19a)$$

$$\frac{1}{i} \frac{d\eta(x)}{dx} + m\chi(x) - iGg(x)\eta(x) = \varepsilon\chi(x), \quad (19b)$$

$$\frac{1}{i} \frac{d\chi(x)}{dx} - m\eta(x) + iGg(x)\chi(x) = \varepsilon\eta(x). \quad (19c)$$

式(19a)表明外场 $g(x)$ 受层子场影响,如果层子场影响很小以至于可忽略,即设

$$\chi^+\eta - \eta^+\chi = 0. \quad (20)$$

将式(20)代入到(19a)就得到 $g(x)$ 的解

$$g(x) = f \tanh \sqrt{2\lambda f}(x - x_0). \quad (21)$$

这样一个外势场的形状依赖于 $\sqrt{2\lambda f}x_0$ 值,例如:当 $\sqrt{2\lambda f}x_0 \gg 1$ 时,其形状很接近于方位阱,如图1中曲线 a,当 $\sqrt{2\lambda f}x_0 \sim 1$ 时,其形状变化较为平缓,如图中曲线 b. 为了模拟三维的径向解,设 $x > 0$ (即当 $x \leq 0$ 时,是一个无穷高的位垒),所以只要

$$\sqrt{2\lambda f}x_0 > 1, \quad (22)$$

外势场 $g(x)$ 就可能起束缚层子的位阱作用.

将式(21)代入到(19b)和(19c)就获得 χ 和 η 所满足的方程

$$\frac{d^2\chi}{dx^2} = [a + b \tanh^2 \sqrt{2\lambda f}(x - x_0)]\chi, \quad (23)$$

$$\eta(x) = \frac{i}{\varepsilon + m} \left[Gg(x) - \frac{d}{dx} \right] \chi(x). \quad (24)$$

其中

$$a = m^2 - \varepsilon^2 + \sqrt{2\lambda}Gf^2, \quad (25)$$

$$b = (G^2 - \sqrt{2\lambda}G)^2.$$

对于方程(23)作代换,令

$$X = \sqrt{2\lambda f}(x - x_0),$$

$$c = \frac{1}{2\lambda f^2} a, \quad (26)$$

$$d = \frac{1}{2\lambda f^2} b,$$

就得到一个二阶微分方程:

$$\frac{d^2\chi}{dX^2} + \left[-(c + d) + \frac{d}{\text{ch}^2 X} \right] \chi = 0. \quad (27)$$

只要令

$$c + d = -2\mu E, \quad d = 2\mu U_0$$

(27) 式和一个一维位势 $U = -\frac{U_0}{\text{ch}^2 X}$ 下的薛定格方程完全一样. 它的求解是熟悉的,一般形式为:

$$\chi = N \text{ch}^{-\nu} X F \left(\frac{\varepsilon}{2} - \frac{S}{2}, -\frac{\varepsilon}{2} - \frac{S}{2}, \frac{1}{2}, -\text{sh}^2 X \right), \quad (28)$$

其中 N 是归一化常数, $F(\alpha, \beta, \gamma, \varepsilon)$ 是超几何函数, S 和 ε 定义为:

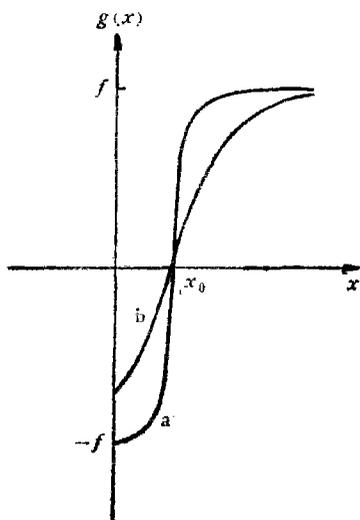


图 1

$$\varepsilon^2 = c + d = \frac{1}{2\lambda f^2} (m^2 - \varepsilon^2 + G^2 f^2) = \frac{1}{2\lambda f^2} (M^2 - \varepsilon^2), \quad (29)$$

$$S = \frac{1}{2} \left(-1 + \sqrt{1 + 4d} \right) = \frac{1}{2} \left(-1 + \sqrt{\left(1 - \sqrt{\frac{2}{\lambda}} G \right)^2} \right). \quad (30)$$

将式(28)代入到式(24)就可以得到束缚态波函数 $\mathcal{U}_s(x)$ 的另一个分量 $\eta(x)$. 如果要求层子被束缚在位阱中, 自然地要求波函数 χ 和 η , 当 $|\xi| (= |\text{sh}^2 X|)$ 趋于无穷时趋于零, 由式(28)知, 必须令

$$\frac{1}{2} (\varepsilon - S) = -n, \quad \varepsilon > 0, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (31)$$

在条件(31)下, 当 $|\xi| \rightarrow \infty$ 时

$$\chi \sim |\xi|^{-\frac{\varepsilon}{2}} \rightarrow 0, \quad \text{当 } n = 0, 1, 2, \dots \quad (32)$$

注意到(30)式, S 的取值依赖于 $G > 0$ 还是 $G < 0$, 这里首先讨论 $G < 0$ 的情况. 这时, 由式(30)和(31)我们有

$$S = -\frac{G}{\sqrt{2\lambda}} > 2n, \quad \text{当 } G < 0 \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (33)$$

将式(28)代入到式(24)就得到

$$\eta(x) = \frac{iN}{\sqrt{2\lambda}f} (\varepsilon - m) \text{sh} X (\text{ch} X)^{\frac{G}{\sqrt{2\lambda}}+1} \cdot F \left(\frac{\varepsilon}{2} - \frac{S}{2} + 1, -\frac{\varepsilon}{2} - \frac{S}{2} + 1, \frac{3}{2}, -\text{sh}^2 X \right). \quad (34)$$

将式(29)和(33)代入到式(31), 可得:

$$\varepsilon^2 = M^2 - 2\lambda f^2 \left(\frac{G}{\sqrt{2\lambda}} + 2n \right)^2 = m^2 + G^2 f^2 - 2\lambda f^2 \left(\frac{G}{\sqrt{2\lambda}} + 2n \right)^2. \quad (35)$$

这就给出一个层子的动能, 从式(35)可以见到确有 $\varepsilon^2 < M^2$, 亦即层子是被束缚在位阱中.

从式(34)见到, 为了保证波函数 $\eta(x)$ 在 $|\xi| = |\text{sh}^2 X|$ 趋于无穷时趋于零, 似乎要求 n 必须不等于零, 即有 $n = 1, 2, \dots$, 然而从方程(19b)和(19c)可以见到一个显然解是

$$\begin{cases} \chi = N (\text{ch} X)^{\frac{G}{\sqrt{2\lambda}}}, \\ \eta = 0, \\ \varepsilon = m, \end{cases} \quad (36)$$

或

$$\begin{cases} \mathcal{U}_s = N (\text{ch} X)^{\frac{G}{\sqrt{2\lambda}}} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \\ \varepsilon = m. \end{cases} \quad (36')$$

比较式(28)、(34)、(35)和(36)可以见到, 解(36)正是(28)、(34)、(35)中 $n = 0$ 的情况, 所以(28)、(34)、(35)对所有的 $n = 0, 1, 2, \dots$ 都成立.

现在的问题是上面所解出的 χ 和 η 是否满足方程 (20), 由 (36) 式给出的解显然是满足的, 亦即 $n = 0$ 的情况确是联立方程 (19) 的解, 这个解当 $m = 0$ 时与文献 [1] 中的结果类似. 然而当 $n > 0$ 时上述解 (28) 和 (34) 并不满足方程 (20), 因为当 $n > 0$ 时有

$$\chi^+\eta - \eta^+\chi = 2N^2i \frac{1}{\sqrt{2\lambda f}} (\varepsilon - m) \operatorname{sh} X (\operatorname{ch} X)^{\frac{2G}{\sqrt{2\lambda}}+1} \cdot F\left(\frac{\varepsilon}{2} - \frac{S}{2}, -\frac{\varepsilon}{2} - \frac{S}{2}, \frac{1}{2}, -\operatorname{sh}^2 X\right) \\ \cdot F\left(\frac{\varepsilon}{2} - \frac{S}{2} + 1, -\frac{\varepsilon}{2} - \frac{S}{2} + 1, \frac{3}{2}, -\operatorname{sh}^2 X\right), \quad (37)$$

$$\varepsilon^2 > m^2 + 8\lambda f^2 n^2, \quad n = 1, 2, \dots \quad (38)$$

式 (37) 的右边显然不恒等于零, 仅当 $x = x_0$ (即 $X = 0$) 时, 式 (37) 的右边等于零, 即

$$\chi^+\eta - \eta^+\chi = 0, \quad \text{当 } x = x_0 \quad (39)$$

因此可以猜测解 (28) 和 (34) 所给出的 χ 和 η ($n > 0$) 是方程 (19) 在 $x = x_0$ 附近的近似解.

其次考虑 $G > 0$ 的情况, 这时相应于方程 (19) 中 G 改号, 立即可得:

$$\eta = N' \operatorname{ch}^{-S} X F\left(\frac{\varepsilon}{2} - \frac{S}{2}, -\frac{\varepsilon}{2} - \frac{S}{2}, \frac{1}{2}, -\operatorname{sh}^2 X\right), \quad (40)$$

其中

$$S = \frac{G}{\sqrt{2\lambda}}, \quad G > 0 \quad (41)$$

$$\chi(x) = \frac{-i}{\varepsilon - m} \left[Gg(x) + \frac{d}{dx} \right] \eta(x) \quad (42)$$

$$= N' \frac{i(\varepsilon + m)}{\sqrt{2\lambda f}} (\operatorname{ch} X)^{-\frac{G}{\sqrt{2\lambda}}+1} \operatorname{sh} X \\ \cdot F\left(\frac{\varepsilon}{2} - \frac{S}{2} + 1, -\frac{\varepsilon}{2} - \frac{S}{2} + 1, \frac{3}{2}, -\operatorname{sh}^2 X\right) \quad (43)$$

同样, 由束缚态波函数的要求给出:

$$\varepsilon^2 = m^2 + G^2 f^2 - 2\lambda f^2 \left(-\frac{G}{\sqrt{2\lambda}} + 2n\right)^2 = M^2 - 2\lambda f^2 \left(2n - \frac{G}{\sqrt{2\lambda}}\right)^2, \quad (44)$$

这也给出一个层子的动能, 从式 (44) 可以见到确有 $\varepsilon^2 < M^2$, 层子处于束缚状态.

注意式 (40) 和 (43), 它们也包含一个显然解

$$\begin{cases} \varepsilon = -m, \\ \chi = 0, \\ \eta = N' (\operatorname{ch} X)^{-\frac{G}{\sqrt{2\lambda}}}, \end{cases} \quad (45)$$

或记为

$$\begin{cases} \varepsilon = -m, \\ \mathcal{U}_n = N' (\operatorname{ch} X)^{-\frac{G}{\sqrt{2\lambda}}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \end{cases} \quad (45')$$

这个解相应于式 (40)、(43) 和 (44) 中取 $n = 0$ 的情况, 这个解是负能解, 因此 n 必须大于零, 这样就要求 $S > 2n$ ($n = 1, 2, \dots$), 即 $\frac{G}{\sqrt{2\lambda}} > 2n$, 因此

$$\varepsilon^2 > m^2 + 8\lambda f^2 n^2.$$

此式与式 (38) 一致. 同样, 当 $x = x_0$ 时, 式 (40) 和 (43) 给出的 χ 和 η 满足 $\chi^+\eta - \eta^+\chi = 0$, 表明它们在 $x = x_0$ 附近是方程 (19) 的近似解.

综上所述, 无论 G 是正的还是负的, 在 $x = x_0$ 附近, 找到了方程 (19) 的解析解, 偏离 x_0 愈远, 其近似程度变差. 这时层子的能级由式 (38) 描述

$$\varepsilon^2 > m^2 + M_\phi^2 n^2, \quad n = 1, 2, \dots \quad (38')$$

另外, 对于 $G < 0$ 方程 (19) 还存在一个精确解, 即由式 (36) 或 (36') 给出的解:

$$\begin{cases} \mathcal{U}_s = N(\operatorname{ch} X)^{\sqrt{\frac{G}{2\lambda}}} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, & G < 0 \\ \varepsilon = m. \end{cases}$$

四

下面从物理上讨论这些解的意义, 物理上应要求:

(a) 目前实验上并未观察到层子, 而强子的质量仅在 1 GeV 左右, 因此

$$\varepsilon \sim 1 \text{ GeV} \quad (46)$$

$$M \gg 1 \text{ GeV}$$

(b) 赝标胶子的存在会引起 CP 破坏效应, 目前实验上所观察到的 CP 破坏效应在弱作用里仅是弱作用 G_F 的千分之一, 由文献 [3] 知应要求

$$\frac{G_f}{M} \frac{(G_f)^2}{M_\phi^2} \sim \frac{1}{1000}, \quad (47)$$

而在强作用里并未观察到 CP 破坏效应, 亦即应小于 10^{-10} .

(c) 目前实验所观察到的强子的半径

$$R \sim 1 \text{ GeV}^{-1}, \quad (48)$$

如果 $x_0 \sim R$, 那么 $2\lambda f^2 \geq 1 \text{ GeV}^2$, 由式 (38) 知层子的动能 $\varepsilon^2 > m^2 + 4 \text{ GeV}^2$, 再加上赝标场的能量 (即口袋能量), 就大大超过了 $\varepsilon \sim 1 \text{ GeV}$ 的要求. 如果取条件 (22) 为 $\sqrt{2\lambda} f x_0 \gg 1$, 那么 $M_\phi \gg 1 \text{ GeV}$, 这时式 (47) 可能满足, 但式 (46) 是不能被满足的, 因为这时 $\varepsilon^2 \gg 1 \text{ GeV}^2$, 因此满足上述物理要求 (46)–(48) 的解只有解 (36).

式 (36) 所给出的解是方程 (19) 的精确解, 其行为与 SLAC 口袋模型所给出的解十分相似, 波函数的空间部分完全一样, 所不同的只在于旋量部分, 在相同表象的情况下在 SLAC 口袋模型中, 两个分量一样大, 而这里只有一个分量不等于零. 本征值也略有不同, 在 SLAC 口袋模型中 $\varepsilon = 0$, 这里 $\varepsilon = m$, 只需令 m 很小, 其结果是相类似的. 计算层子处于位阱中的能量, 除了层子的动能外, 还应加上赝标场的能量, 从式 (13) 可以见到

$$E = \varepsilon + \int d^3x \left[\frac{1}{2} (\nabla g)^2 + \lambda (g^2 - f^2) \right] = \varepsilon + \frac{4}{3} \sqrt{2\lambda} f^3. \quad (49)$$

因此,只要

$$Gf \gg m + \frac{4}{3} \sqrt{2\lambda} f^3, \quad (50)$$

其一个层子的最低能态将比层子的自由态质量小得多,亦即层子被束缚在位阱中。为了使得条件(22)、(47)和(50)同时得到满足,在取 $m \approx 0$ 情况下必需令

$$\begin{cases} f^2 \ll 10^{-1}, \\ \frac{G^2}{2\lambda} \lesssim \frac{1}{250} \left(\text{即 } \frac{M^2}{M_\phi^2} \lesssim \frac{1}{1000} \right). \end{cases} \quad (51)$$

上述结果表明,如果强子内部仅有赝标胶子场提供束缚层子的位阱(采取自发破缺机制),那么必需要求赝标胶子场的真空平均值 f 很小,而赝标胶子的自耦合(λ)要比层子-胶子间的耦合(G)强得多,或者说, $M_\phi^2 \gg M^2 (= G^2 f^2)$ 。这意味着强子内部存在两种不同量级的非常强的耦合,不仅层子与胶子间耦合很强,而且胶子间的自耦合还要强。为了降低这一要求,可以猜想如果强子内部除了有赝标胶子存在外,还存在标量场或矢量场,吸引的位势可能主要是标量场或矢量场提供的,其耦合的强度将减弱很多。

本文是在一维情况下获得上述结论的,三维情况如何有待进一步的探讨。

作者感谢朱洪元、何祚麻、伍经元三位同志的有益的讨论。

参 考 文 献

- [1] W. A. Bardeen et al., *Phys. Rev.*, **D11** (1975), 1094.
- [2] R. Friedberg and T. D. Lee, *Phys. Rev.*, **D15** (1977), 1694; *Phys. Rev.*, **D16** (1977), 1096.
- [3] T. D. Lee, *Phys. Rev.*, **D8** (1973), 2023; *Phys. Report*, **9C** (1974), 143.

THE PSEUDOSCALAR GLUON AND THE HADRON STRUCTURE

SHEN QI-XING HUANG TAO

(Institute of High Energy Physics, Academia Sinica)

ABSTRACT

In this paper the role of the pseudoscalar gluon in the hadron structure is discussed.