



响, 有助于理解在核子-核子相互作用中交换夸克-反夸克对(介子)的机制[8], 并由此检验模型本身. 因此有必要对禁闭夸克系统的微扰处理中“在能壳”与“离能壳”过程的胶子传播子作一讨论. 本文先对此进行了讨论, 并用 MIT 模型对静止质子所含的海夸克成份重新作了计算, 发现海夸克的存在几率仅是 D-G 结果的三分之一. 这表明质子内所含海夸克的成份与价夸克相比是较小的, 同时“在能壳”近似与“离能壳”处理有明显的差别.

## 二、禁闭系统下胶子传播子的“在能壳”与“离能壳”形式

对于禁闭的夸克和胶子系统, 夸克的本征能量为分离谱, 因此当不存在外界作用时, 夸克间交换胶子可以是“在能壳”过程(如能级移动、自能修正等)也可以是“离能壳”的(如核子内一个价夸克发射胶子产生夸克-反夸克即海夸克). 这两种情况下的胶子传播子是不同的.

在 QED 中, 光子传播子定义为<sup>[5]</sup>

$$iD_{\mu\nu}(x_1, x_2) = \langle 0 | T(A_\mu(x_1)A_\nu(x_2)) | 0 \rangle, \quad (2)$$

它在电子-电子散射和康普顿散射中出现. 显然这种定义下包含了一个条件: 系统的初末态能量守恒, 即整个过程是“在能壳”的. 因此, 类似(2)式所定义的胶子传播子

$$iD_{\mu\nu}^{ab}(x_1, x_2) = \delta^{ab} \langle 0 | T(A_\mu(x_1)A_\nu(x_2)) | 0 \rangle = i\delta^{ab} D_{\mu\nu}(x_1, x_2), \quad (3)$$

也包含了同样的假定, 即这种定义下的胶子传播子是描述“在能壳”过程的. 式(3)中的上指标  $a, b$  指胶子的色指标,  $A_\mu, A_\nu$  为胶子场算符.

对于袋模型所描述的禁闭夸克、胶子系统, 由(3)式定义的胶子传播子对单胶子交换情况可直接代入  $A_\mu$  的表达式而得到:

$$iD_{\mu\nu}(x_1, x_2) = iD_{\mu\nu}^{(1)}(x_1, x_2)\theta(t_1 - t_2) + iD_{\mu\nu}^{(2)}(x_1, x_2)\theta(t_2 - t_1) \quad (4)$$

其中

$$D_{\mu\nu}^{(1)}(x_1, x_2) = \sum_{k_n, \lambda} \frac{\epsilon_\mu(k_n^{(\lambda)}, \lambda)\epsilon_\nu(k_n^{(\lambda)}, \lambda)}{2k_n^{(\lambda)}} A_{k_n^{(\lambda)}}^{(\lambda)}(\vec{x}_1) A_{k_n^{(\lambda)}}^{*(\lambda)}(\vec{x}_2) e^{-ik_n^{(\lambda)}(t_1 - t_2)} \quad (5)$$

$$D_{\mu\nu}^{(2)}(x_1, x_2) = \sum_{k_n, \lambda} \frac{\epsilon_\mu(k_n^{(\lambda)}, \lambda)\epsilon_\nu(k_n^{(\lambda)}, \lambda)}{2k_n^{(\lambda)}} A_{k_n^{(\lambda)}}^{*(\lambda)}(\vec{x}_1) A_{k_n^{(\lambda)}}^{(\lambda)}(\vec{x}_2) e^{ik_n^{(\lambda)}(t_1 - t_2)} \quad (6)$$

这里  $A_{k_n^{(\lambda)}}^{(\lambda)}(\vec{x})$  是极化为  $\lambda$  的胶子波函数<sup>[2]</sup>,  $k_n^{(\lambda)}$  指相应的本征值. 我们选择库仑规范, 则有  $\epsilon_\mu A_{k_n^{(\lambda)}}^{(\lambda)} = (\vec{A}_{k_n^{(\lambda)}}^{(\lambda)}, i\phi)$  及  $\nabla \cdot \vec{A}_{k_n^{(\lambda)}}^{(\lambda)} = 0$ , 此时  $\lambda = TE, TM$ .

作傅利叶变换

$$D_{\mu\nu}(x_1, x_2) = \int d\omega e^{-i\omega(t_1 - t_2)} D_{\mu\nu}(\vec{x}_1, \vec{x}_2; \omega) \quad (7)$$

并完成时间变量的积分, 则由表达式(4)–(6)可得到所需要的胶子传播子. 矢胶子(横向)传播子为

$$D_\nu(\vec{x}_1, \vec{x}_2; \omega) = \sum_{k_n^{(\lambda)}, \lambda} \frac{\vec{A}_{k_n^{(\lambda)}}^{(\lambda)}(\vec{x}_1) \vec{A}_{k_n^{(\lambda)}}^{(\lambda)}(\vec{x}_2)}{\omega^2 - k_n^{(\lambda)2}}, \quad (\lambda = TE, TM) \quad (8)$$

它满足方程

$$(\nabla^2 + \omega^2)D_\nu(\vec{x}_1, \vec{x}_2; \omega) = -\delta(\vec{x}_1 - \vec{x}_2) \quad (9)$$

这里  $\omega$  表示胶子传递的能量.

对库仑传播子,  $\omega = 0$ , 它满足方程

$$\nabla^2 D_c(\vec{x}_1, \vec{x}_2) = -\delta(\vec{x}_1 - \vec{x}_2) \quad (10)$$

及边界条件  $\vec{n} \cdot \vec{E}^{(\omega)}|_s = -\vec{n} \cdot \nabla \phi|_s = 0$ . 由高斯定理, 从方程(10)可给出传播子在边界上的约束条件<sup>[6]</sup>

$$\vec{n} \cdot \nabla D_l(\vec{x}_1, \vec{x}_2)|_s = -\frac{1}{s} \quad (11)$$

这里  $s$  为“袋”的表面积,  $\vec{n}$  是袋表面的法线方向. 对于色单态系统,  $D_l$  的表示式文[2]已给出

$$D_l(\vec{x}_1, \vec{x}_2) = \frac{1}{4\pi} \left[ \frac{1}{|\vec{x}_1 - \vec{x}_2|} + \sum_{l=1}^{\infty} \frac{l+1}{lR} \left( \frac{x_1 x_2}{R^2} \right)^l P_l(\cos\theta) \right]. \quad (12)$$

我们看到(8)式与从计算能级移动的微扰处理中得到的相一致. 但对于初末态能量不守恒的“离能壳”过程, 例如计算质子内存在的离壳态海夸克的几率振幅, 显然是不适用的. 这可从如下的微扰处理来说明.

夸克-胶子作用使系统的状态改变可用时间发展算符描述

$$|\varphi\rangle = U(t_0, -\infty)|\varphi_0\rangle \quad (13)$$

至  $O(g^2)$  阶有

$$U(t_0, -\infty) = 1 - i \int_{-\infty}^{t_0} dt H_I(t) + \frac{(-i)^2}{2} \int_{-\infty}^{t_0} dt_1 \int_{-\infty}^{t_0} dt_2 T[H_I(t_1)H_I(t_2)] \quad (14)$$

完成时间积分后, (13)式可表示为<sup>[8]</sup>

$$|\varphi\rangle = |\varphi_0\rangle + \frac{1}{E_0 - H_0 + i\epsilon} (\mathcal{F}_v^{(2)} + \mathcal{F}_l^{(2)})|\varphi_0\rangle \quad (15)$$

这里  $\mathcal{F}_l^{(2)}$ 、 $\mathcal{F}_v^{(2)}$  分别是由(14)式第二、三项贡献的瞬时库仑作用和矢胶子交换作用:

$$\mathcal{F}_l^{(2)} = \int d\vec{x}_1 \int d\vec{x}_2 \rho(\vec{x}_1) D_l(\vec{x}_1, \vec{x}_2) \rho(\vec{x}_2) \quad (16)$$

$$\mathcal{F}_v^{(2)} = \int d\vec{x}_1 \int d\vec{x}_2 j(\vec{x}_1) D_v(\vec{x}_1, \vec{x}_2) j(\vec{x}_2) \quad (17)$$

其中  $D_l$  由(12)式给出,  $D_v$  的形式讨论如下:

利用

$$T(H_I(t_1)H_I(t_2)) = H_I(t_1)H_I(t_2)\theta(t_1 - t_2) + H_I(t_2)H_I(t_1)\theta(t_2 - t_1)$$

并对(14)式第三项完成时间积分后, 可写成形式

$$\mathcal{F}_v^{(2)} = H_I(0) \frac{1}{E_0 - H_0 + i\epsilon} H_I(0) \quad (18)$$

这里已取  $t_0 = 0$ . 算符  $\frac{1}{E_0 - H_0 + i\epsilon}$  是熟知的能量传播子, 它在坐标空间为

$$D_v(\vec{x}_1, \vec{x}_2) = \frac{1}{E_0 - H_0 + i\epsilon} \delta(\vec{x}_1 - \vec{x}_2) \quad (19)$$

其中  $H_0 = H_0^{(q)} + H_0^{(g)}$ , 即没有相互作用的夸克及胶子系统的哈密顿量之和. 对于这样两个无相互作用的子系统不难写出

$$D_\nu(\vec{x}_1, \vec{x}_2) = D_\nu^{(1)}(\vec{x}_1, \vec{x}_2; \omega_1) + D_\nu^{(2)}(\vec{x}_1, \vec{x}_2; \omega_2) \quad (20)$$

其中

$$D_\nu^{(j)}(\vec{x}_1, \vec{x}_2; \omega_j) = \sum_n \frac{\langle \vec{x}_1 | n \rangle \langle n | \vec{x}_2 \rangle}{E_0 - E_n + i\epsilon} \quad (21)$$

$$= \sum_n \frac{\langle \vec{x}_1 | n \rangle \langle n | \vec{x}_2 \rangle}{\omega_j - k_n + i\epsilon} \quad (22)$$

这里  $|n\rangle$  为包含胶子本征态的中间态,  $k_n$  为胶子本征值, 而  $\omega_j$  为推迟与超前过程中由胶子传递的离壳能:

$$\omega_1 = E_i - E_{i'}, \text{ (图 2(a)); } \omega_2 = -(E_{i'} + E_I), \text{ (图 2(b)).} \quad (23)$$

如果系统初末态的能量守恒, 即有  $E_i = E_{i'} + E_I + E_T$ , 则有  $E_i - E_{i'} = E_I + E_T$  或

$$\omega_1 = -\omega_2 = \omega \quad (24)$$

此时表示式(20)则约化为(8)式.

对于“离能壳”过程有  $\omega_1 \neq -\omega_2$ , 则得不到表示式(8), 因而也不满足(9)式. 在这种情况下必需使用表示式(20)–(23).

还应指出的是, 无论在(8)式或(22)式中所出现的是求和而不是对胶子本征值的积分, 这正是胶子被禁闭的反映.

在 D-G 的计算中<sup>[4]</sup>, 引入  $k = \frac{1}{2}(E_i - E_{i'} + E_I + E_T)$  作为胶子传递的平均能量, 并假定它满足(9)式( $k$  即为我们在(9)式中的  $\omega$ ). 这意味着, 他们是利用“在能壳”近似计算“离能壳”过程. 除外, D-G 在计算胶子传播子时所采用的边条件(见文[4]附录)似乎与袋模型的禁闭边条件不一致, 他们所得到的传播子正是分别具有出射波与入射波边条件的两个自由胶子传播子的迭加. 这样的做法, 在物理上与禁闭机制不一致, 特别是胶子在边界上的行为不符合禁闭要求, 同时无疑增加了对胶子传播子贡献的状态数. 这表示在 D-G 的计算中所采用的胶子传播子是不合理的.

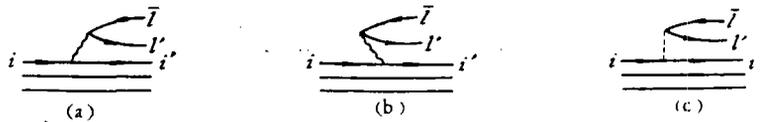


图 2

### 三、质子内所含海夸克的组份

现在我们讨论如图 2 所示在质子内找到海夸克的组态及其几率振幅. 它可由(14)式得到:

$$|p\rangle = |p_0\rangle + \sum_f S_f |\phi_f\rangle \quad (25)$$

$$S_f = \langle \phi_f | \frac{1}{E_0 - H_0 + i\epsilon} (\mathcal{F}_\nu^{(2)} + \mathcal{F}_I^{(2)}) | p_0 \rangle \quad (26)$$

这里  $|p_0\rangle = |q_1, q_2, q_3\rangle$ ,  $|\phi_f\rangle = |qqqq\bar{q}\rangle$ ,  $S_f$  即为夸克-胶子作用生成 5 夸克态的振幅. 由

(25)式可得到类似于文[4]中的表达式

$$|p\rangle = |p_0\rangle + \sum_{\eta=1}^4 \{A_{\eta}^f(n_1, n_2, n_3)|\phi_{\eta}^f\rangle + B_{\eta}^f(n_1, n_2, n_3)|\phi_{\eta}^s\rangle\} \quad (27)$$

其中 $|p_0\rangle, |\phi_{\eta}^f\rangle, |\phi_{\eta}^s\rangle$ 的形式类似于文[4]中相应的表示. 上式中 $A_{\eta}^f, B_{\eta}^f$ 为径向振幅,  $n_1, n_2, n_3$ 为夸克的径向激发数,  $f$ 为夸克味指标.  $\eta$ 表示不同的海-价夸克组态:  $A_1^f, B_1^f$ 对应于反夸克(海)处于 $p$ 态,其余为 $s$ 态;  $A_2^f, B_2^f$ 对应于海夸克处于 $p$ 态其余为 $s$ 态;  $A_3^f, B_3^f$ 对应价夸克 $i'$ 处于 $p$ 态,海夸克-反夸克在 $s$ 态;  $A_4^f, B_4^f$ ——价夸克 $i'$ 及海夸克都处于 $p$ 态. 对于质子的 MIT 球腔近似情况,初末态夸克角动量限制为 $j = \frac{1}{2}$ ,考虑夸克-胶子顶点角动量守恒,则仅胶子角动量 $l = 1$ 的态有贡献. 计算步骤类似于文[8]有

$$\begin{aligned} A_{1,2}^f(n_1, n_2, n_3) &= -\frac{\alpha_f}{4\Delta_1} \{I_{1,2}^{(1)}(n_1, n_2, n_3) + I_{1,2}^{(2)}(n_1, n_2, n_3)\} \\ A_{3,4}^f &= 0 \\ B_1^f(n_1, n_2, n_3) &= \frac{\alpha_f}{4\Delta_1} \sum_{k_n}^{TE} \frac{1}{2k_n} \left( \frac{1}{k_n + \omega_{n,-1} - \omega_{1,-1}} + \frac{1}{k_n + \omega_{n,2l} + \omega_{n,3,-1}} \right) \\ &\quad \cdot I_{k_n(E)}^{(f,i)}(n_1) I_{k_n(E)}^{(f,l)}(n_2, n_3), \\ B_3^f(n_1, n_2, n_3) &= -\frac{\alpha_f}{4\Delta_3} \sum_{k_n}^{TM} \frac{1}{2k_n} \left( \frac{1}{k_n + \omega_{n,2l} - \omega_{1,-1}} + \frac{1}{k_n + \omega_{n,2,-1} + \omega_{n,3,-1}} \right) \\ &\quad \cdot I_{k_n(M)}^{(f,i)}(n_1) I_{k_n(M)}^{(f,l)}(n_2, n_3), \end{aligned} \quad (28)$$

而 $B_2^f = B_1^f, B_4^f$ 由在 $B_3^f$ 中改变 $s$ -态指标为 $p$ -态指标而得到. 上式中 $\Delta_1 = \omega_{n,2l} + \omega_{n,2l} + \omega_{n,3,-1} - \omega_{1,-1}, \Delta_3 = \omega_{n,2l} + \omega_{n,2,-1} + \omega_{n,3,-1} - \omega_{1,-1}$ ,而 $I_{k_n}^{(f,i)}, I_{k_n}^{(f,l)}$ 及 $I_j^{(i)}$  ( $i, j = 1, 2$ )为径向积分<sup>[8]</sup>. 由(28)式给出的径向振幅值列在表1中,作为比较,D-G的结果也列在该表中.

表1 海夸克 $\alpha(d)$ 的径向振幅

组 态			H-Z-Z (本文)		D-G <sup>[4]</sup>	
$i'(v')$	$I(s)$	$l(s)$	$A/\alpha_s$	$B/\alpha_s$	$A/\alpha_s$	$B/\alpha_s$
1p	1s	1s	...	$-4.53 \times 10^{-3}$	...	$1.28 \times 10^{-2}$
1s	1p	1s	$-4.37 \times 10^{-3}$	$-3.30 \times 10^{-3}$	$-9.85 \times 10^{-4}$	$1.98 \times 10^{-3}$
1s	1s	1p	$4.37 \times 10^{-3}$	$-3.30 \times 10^{-3}$	$-9.85 \times 10^{-4}$	$-1.98 \times 10^{-3}$
2p	1s	1s	...	$-3.21 \times 10^{-3}$	...	$-1.73 \times 10^{-3}$
1s	2p	1s	$0.65 \times 10^{-3}$	$-2.29 \times 10^{-4}$	$-3.53 \times 10^{-3}$	$-5.20 \times 10^{-5}$
1s	1s	2p	$-0.65 \times 10^{-3}$	$-2.29 \times 10^{-4}$	$-3.53 \times 10^{-3}$	$5.20 \times 10^{-5}$
2s	1p	1s	$-2.40 \times 10^{-4}$	$1.68 \times 10^{-3}$	$-7.48 \times 10^{-3}$	$6.35 \times 10^{-4}$
2s	1s	1p	$2.40 \times 10^{-4}$	$1.68 \times 10^{-3}$	$-7.48 \times 10^{-3}$	$-6.35 \times 10^{-4}$
1p	2s	1s	...	$-1.13 \times 10^{-3}$	...	$3.80 \times 10^{-3}$
1p	1s	2s	...	$-1.13 \times 10^{-3}$	...	$3.80 \times 10^{-3}$
1s	2s	1p	$-3.16 \times 10^{-4}$	$2.03 \times 10^{-3}$	$1.18 \times 10^{-3}$	$-2.00 \times 10^{-3}$
1s	1p	2s	$3.16 \times 10^{-4}$	$-2.03 \times 10^{-3}$	$1.18 \times 10^{-3}$	$2.00 \times 10^{-3}$
1p	1p	1p	...	$3.08 \times 10^{-4}$	...	$1.33 \times 10^{-3}$

由(27)式定义迭积<sup>1)</sup>

$$\langle P|P \rangle = 1 + \sum_f P_{(n_f)}^f \quad (29)$$

则  $P_{(n_f)}^f$  可看作为质子内所含味  $f$  夸克处于状态  $(n_1, n_2, n_3)$  时的相对几率。找到  $f$  味夸克的几率为

$$\sum_{(n_f)} P_{(n_f)}^f / \left( 1 + \sum_{(n_f)} P_{(n_f)}^f \right) \quad (30)$$

这里

$$P_{(n_f)}^f = F_{f(n_1, n_2, n_3)}^A |A_{\eta(n_f)}^f|^2 + F_{f(n_1, n_2, n_3)}^B |B_{\eta(n_f)}^f|^2 + F_{f(n_1, n_2, n_3)}^{AB} (A_{\eta(n_f)}^{f*} B_{\eta(n_f)}^f + B_{\eta(n_f)}^{f*} A_{\eta(n_f)}^f)$$

其中  $F_f^A, F_f^B, F_f^{AB}$  为与夸克味  $f$  相关的波函数迭积, 它反映这一事实: 当海夸克为  $u$  或  $d$  时, 由于泡利原理而不允许取为与价夸克有相同的量子数。各种情况的迭积可见文[4]。

对于  $u, d$  夸克情况, 由 (28) 式得到的质子内所含海夸克的几率列于表 2。计算中所用  $\alpha_c = \alpha_s/4 = 0.55$ , 由符合强子谱计算得到<sup>[1]</sup>。表 2 中也列出了 D-G 的结果以作比较。

表 2 在质子内发现各种海组态的相对几率

组 态			几率(本文)		几率 (D-G) <sup>[4]</sup>	
$i'(v')$	$l'(s)$	$l(s)$	$u$	$d$	$u$	$d$
1p	1s	1s	0.026	0.017	0.209	0.138
1s	1p	1s	0.014	0.014	0.005	0.005
1s	1s	1p	0.019	0.010	0.005	0.004
2p	1s	1s	0.013	0.009	0.004	0.003
1s	2p	1s	$0.64 \times 10^{-4}$	$0.64 \times 10^{-4}$	$3 \times 10^{-6}$	$3 \times 10^{-6}$
1s	1s	2p	$0.88 \times 10^{-4}$	$0.52 \times 10^{-4}$	$5 \times 10^{-6}$	$2 \times 10^{-6}$
2s	1p	1s	$0.18 \times 10^{-4}$	$0.18 \times 10^{-4}$	0.018	0.018
2s	1s	1p	$0.10 \times 10^{-4}$	$0.09 \times 10^{-4}$	0.027	0.021
1p	2s	1s	$0.12 \times 10^{-2}$	$0.12 \times 10^{-2}$	0.013	0.013
1p	1s	2s	$0.16 \times 10^{-2}$	$0.11 \times 10^{-2}$	0.018	0.012
1s	2s	1p	0.005	0.005	0.005	0.005
1s	1p	2s	0.005	0.005	0.005	0.005
1p	1p	1p	$0.80 \times 10^{-4}$	$0.84 \times 10^{-4}$	0.001	0.002
能区 I (3 个态)			0.059	0.041	0.220	0.147
能区 II (10 个态)			0.026	0.022	0.091	0.078
全部能区 I—II (前 13 个态)			0.085	0.063	0.311	0.225

从表 2 中我们看到在两种计算结果中存在两方面的明显差别: (1) 我们所得到的在质子内能发现的海夸克几率要比 D-G 的结果小得多。对前两个能量方块(即前 13 个组态), 本文得到的海的  $u$  夸克存在几率为 0.085, 而 D-G 结果为 0.31。(2) 对各种态出现的海夸克的几率分布, 本文的结果不象 D-G 得到的那样集中在一个态上。

引起上述差别的原因主要在于振幅计算中不同的胶子传播子。正如在第(二)节中指出的, D-G 是用“在能壳”近似来计算“离能壳”过程, 并在计算胶子传播子时选了一个

1) 由于我们感兴趣的是海夸克组态, 因此这里没有考虑图 I(b), (c), (d)。

与禁闭条件不够自洽的边条件,而所用的胶子传播子实际上是分别具有出射波和入射波边条件的两个自由胶子传播子的迭加.这就使所得到的海夸克几率振幅中不出现如本文(28)式中的能量分母项

$$\sum_n \frac{1}{2k_n} \left( \frac{1}{k_n + \omega_{n,1} - \omega_{1,-1}} + \frac{1}{k_n + \omega_{n,2,-1} + \omega_{n,3,-1}} \right),$$

从而导致过大的几率振幅.这些近似显然是不大合理的.

需要指出的是,我们在(28)式对  $k_n$  求和时作了截断近似.如果对无限多个  $k_n$  求和可能会使本文中的结果有所增大,但我们发现高  $k_n$  值对求和影响很小,因此这种增加看来不会使结果有明显的变化,一个初步估计是使海夸克存在几率从 0.085 增加到 0.1 左右,即仅为 D-G 相应结果的三分之一<sup>1)</sup>.

这表明,胶子传播子的“在能壳”与“离能壳”处理(对同一问题)有明显的差别.本文的结果也表明,用静态腔模型所得到的质子内所含的海夸克几率比较小,因而对质子的静态性质如磁矩、电荷半径等的影响也较小.但是由于这种模型下的海夸克是处于离壳态的,因而它不能直接与实验及无限大动量框架下的计算相比较,为此需要进一步考虑有动力学过程的计算.

### 参 考 文 献

- [1] A. Chodos, et al., *Phys. Rev.*, **D7**(1974), 3971.  
D. Hasenfratz and J. Kuti, *Phys. Rep.*, **40C** (1978), 75, and reference therein.
- [2] T. D. Lee, *Phys. Rev.*, **D19**(1979), 1802.
- [3] H. Georgi and H. D. Politzer, *Phys. Rev.*, **D14**(1976), 1829.
- [4] J. F. Donoghue and E. Golowich, *Phys. Rev.*, **D15**(1977), 3421.
- [5] J. D. Bjorken and S. D. Drell, "Relativistic Quantum Fields" New York. McGraw-Hill, 1965.
- [6] See J. D. Jackson, "Classical Electrodynamics", Wiley, New York, 1975.
- [7] 何汉新 卓益忠 萨本豪, *高能物理与核物理*, **6**(1982), 69.
- [8] 何汉新 卓益忠 萨本豪, *高能物理与核物理*, **6**(1982), 231.
- [9] A. K. A. Maciel and J. E. Paton, *Nucl. Phys.*, **B197**(1982), 201.

## QCD PERTURBATION THEORY OF CONFINED QUARKS AND GLUONS AND THE COMPONENTS OF SEA QUARKS WITHIN A PROTON

HE HAN-XIN ZHANG XI-ZHEN ZHUO YI-ZHONG

(Institute of Atomic Energy, Academia Sinica)

### ABSTRACT

The on shell and the off shell formulisms of the gluon propagators in a system of confined quarks and gluons are discussed, and the components of sea quarks found in a proton are calculated on the basis of the static spherical cavity approximation of MIT bag model. It is shown that the off shell results are obviously smaller than those of the on shell approximation.

1) 本文完成后,我们见到了类似于本文的计算<sup>[9]</sup>,但该文实际上只计算了前三个组态(见该文的计算、结果并比较本文表(II)).因此,该文由此认为所得结果仅是 D-G 一文的六分之一,这结论是不妥的.