第24卷 第5期 高能物理与核物理 Vol.24, No.5
2000年5月 HIGH ENERGY PHYSICS AND NUCLEAR PHYSICS May, 2000

推导赝标 Goldstone 玻色子有效拉氏量

肖 明[1] 王学雷[1,2] 王 青[1]
1（清华大学物理系 北京 100084）
2（河南师范大学物理系 新乡 453002）

摘要 从 QCD 出发，未作近似推导出了赝标量 Goldstone 玻色子的有效手征拉氏量(ECL)理论。并以 QCD 中格林函数的形式给出了直到 p^4 阶的 ECL 的系数的定义.

关键词 量子色动力学(QCD) 赝标量 Goldstone 玻色子 有效手征拉氏量(ECL)

在低能强子物理的研究中，选择物理的粒子作为自由度要比选择夸克和胶子更为方便. 以物理赝标量 Goldstone 玻色子为自由度的理论是由 S. Weinberg[1] 提出，由 Gasser 和 Leutwyler[2] 发展完善的有效手征拉氏量(ECL). 这些理论已被广泛应用，但它们仅以对称性为依据，至于能否由基本理论 QCD 导出，却仍需探讨. 本文讨论了赝标量 Goldstone 玻色子的情况，给出从 QCD 推导出 ECL 的一种简洁方法. 在另外一些文章中[3,4]，通过更复杂的处理，我们还给出了如何数值计算出 ECL 的系数的途径.

1 从 Gasser 和 Leutwlyer[2] 的生成泛函出发：

$$Z[J]=\int \mathrm{D}q\mathrm{D}\bar{q}\mathrm{D}\psi\mathrm{D}\bar{\psi}\mathrm{D}A_\mu \exp\left\{\mathrm{i}\int \mathrm{d}x\left[L^{\mathrm{QCD}}_{m_q=0}(q,\bar{q},\psi,\bar{\psi},A_\mu)+\bar{q}Jq\right]\right\}, \tag{1}$$

其中 $q_\alpha^{a\xi}$ 和 $\psi_\alpha^{a\xi}$ 分别为轻夸克和重夸克场，α, a, ξ 分别为色，味，洛仑兹指标；A_μ^i 为胶子场；$L^{\mathrm{QCD}}_{m_q=0}(q,\bar{q},\psi,\bar{\Psi},A_\mu)$ 为 QCD 手征极限下的裸拉氏量；$J(x)$ 为外源：

$$J(x)=\not{v}(x)+\not{a}(x)\gamma_5-s(x)+\mathrm{i}p(x)\gamma_5. \tag{2}$$

为得到有效手征拉氏量(ECL)，需要引入描述赝标量 Goldstone 玻色子的场 $U(x)$. 我们先定义厄密场 $\sigma(x)$ 和幺正场 $\Omega(x)$：

$$(\Omega'\sigma\Omega'\pm\Omega'^{+}\sigma\Omega'^{+})^{ab}(x)\equiv\begin{pmatrix}1\\ \gamma_5\end{pmatrix}_{\zeta\xi}\bar{q}(x)^{(b\zeta)}q(x)^{(a\xi)}, \tag{3}$$

令 $U'(x)=\Omega'^2(x)$ 及 $\mathrm{e}^{\mathrm{i}\vartheta(x)}=\det U'(x)$. 进一步可从 $U'(x)$ 中提出 $U(1)$ 因子：定义

1999-03-22 收稿

$U(x)=\mathrm{e}^{-\frac{\mathrm{i}\vartheta(x)}{N_f}}U'(x)$，使 $\det U=1$. 现在 $U(x)$是 $SU(N_f)_R\times SU(N_f)_L$ 的非线性表示，可用来描述赝标 Goldstone 玻色子. 厄密场 $\sigma(x)$是我们不需要的中间场，可在(3)中消去：

$$\mathrm{e}^{-\frac{\mathrm{i}\vartheta(x)}{N_f}}\Omega^+(x)\mathrm{tr}_l[P_R(\bar{q}q)^T(x,x)]\Omega^+(x)=\mathrm{e}^{\frac{\mathrm{i}\vartheta(x)}{N_f}}\Omega(x)\mathrm{tr}_l[P_L(\bar{q}q)^T(x,x)]\Omega(x), \tag{4}$$

$$\mathrm{e}^{2\mathrm{i}\vartheta(x)}=\det[\mathrm{tr}_l[P_R(\bar{q}q)^T(x,x)]]/\det[\mathrm{tr}_l[P_L(\bar{q}q)^T(x,x)]], \tag{5}$$

其中$(\bar{q}q)^T(x,y)^{(a\xi)(b\zeta)}=\bar{q}(y)^{b\zeta}q(x)^{a\xi}$，记号 T 表示对一切指标及空间坐标转置.

注意到对任意满足 $\det O(x)=\det O^+(x)$的算符 O，均有恒等式：

$$\int \mathrm{D}U\delta(U^+U-1)\delta(\det U-1)\delta(\Omega O^+\Omega-\Omega^+O\Omega^+)F(O)=const, \tag{6}$$

其中 $\frac{1}{F(O)}=\det O\int \mathrm{D}\sigma\delta(O^+O-\sigma^+\sigma)\delta(\sigma-\sigma^+)$.

上式的证明见文献[3]. 取 $O(x)=\mathrm{e}^{-\frac{\mathrm{i}\vartheta(x)}{N_f}}\mathrm{tr}_l[P_R(\bar{q}q)^T(x,x)]$，则(6)式中由 δ 函数所限定的场 $U(x)$就是我们期望引进的赝标量 Goldstone 玻色子场的非线性表示. 将(6)插入(1)，得到：

$$Z[J]=\int \mathrm{D}U\delta(U^+U-1)\delta(\det U-1)\mathrm{e}^{\mathrm{i}S_{\mathrm{eff}}[U,J]},$$

$$\mathrm{e}^{\mathrm{i}S_{\mathrm{eff}}[U,J]}=\int \mathrm{D}q\mathrm{D}\bar{q}\mathrm{D}\psi\mathrm{D}\bar{\psi}\mathrm{D}A_\mu\delta(\mathrm{e}^{-\frac{\mathrm{i}\vartheta}{N_f}}\Omega^+\mathrm{tr}_l[P_R(\bar{q}q)^T]\Omega^+-\mathrm{e}^{\frac{\mathrm{i}\vartheta}{N_f}}\Omega\mathrm{tr}_l[P_L(\bar{q}q)^T]\Omega)\times$$
$$\exp\left\{\mathrm{i}\Gamma_I[(\bar{q}q)^T]+\mathrm{i}\int \mathrm{d}x[L^{\mathrm{QCD}}_{m_q=0}(q,\bar{q},\psi,\bar{\psi},A_\mu)+\bar{q}Jq]\right\}, \tag{7}$$

$$\exp\{-\mathrm{i}\Gamma_I[\bar{q}q)^T]\}=\prod_x\frac{1}{F[O(x)]}=\prod_x\Big[\sqrt{\det[\mathrm{tr}_l[P_R(\bar{q}q)^T]]\det[\mathrm{tr}_l[P_R(\bar{q}q)^T]]}$$
$$\int \mathrm{D}\sigma\delta(\mathrm{tr}_l[P_R(\bar{q}q)^T]\mathrm{tr}_l[P_R(\bar{q}q)^T]-\sigma^+\sigma)\delta(\sigma-\sigma^+)\Big].$$

手征变换

$$q_\Omega(x)=[P_R\Omega^+(x)+P_L\Omega(x)]q(x),$$
$$J_\Omega(x)=[P_R\Omega(x)+P_L\Omega^+(x)](J(x)+\mathrm{i}\partial\!\!\!/)[P_R\Omega(x)+P_L\Omega^+(x)]. \tag{8}$$

本理论在该变换下具有对称性，但还出现反常项. 反常项的一般结构已由诸多文献讨论过[2,5,6]，本文不再考虑. 注意 $\vartheta_\Omega(x)=\vartheta(x)$，$\Gamma_I[(\bar{q}q)^T_\Omega(x,x)]=\Gamma_I[(\bar{q}q)^T(x,x)]$. 现在

$$\mathrm{e}^{\mathrm{i}S_{\mathrm{eff}}[U,J]}=\int \mathrm{D}q\mathrm{D}\bar{q}\mathrm{D}\psi\mathrm{D}\bar{\psi}\mathrm{D}A_\mu\delta\left(\bar{q}^a(x)\left(-\mathrm{i}\sin\frac{\vartheta(x)}{N_f}+\gamma_5\cos\frac{\vartheta(x)}{N_f}\right)q^b(x)\right)\times$$
$$\exp\left\{\mathrm{i}\Gamma_I[(\bar{q}q)^T]+\mathrm{i}\int \mathrm{d}x[L^{\mathrm{QCD}}_{m_q=0}(q,\bar{q},\psi,\bar{\psi},A_\mu)+\bar{q}J_\Omega q+\text{anormal yterms}]\right\}. \tag{9}$$

我们还可以从 J_Ω 中消除赝标量部分. 在 $\delta\left(\bar{q}^a\left(-\mathrm{i}\sin\frac{\vartheta}{N_f}+\gamma_5\cos\frac{\vartheta}{N_f}\right)q^b\right)$之后可插

入下述因子而不引起任何改变:$\exp\left\{\left(p_\Omega/\cos\frac{\vartheta}{N_f}\right)\bar{q}^a\left(-\mathrm{i}\sin\frac{\vartheta}{N_f}+\gamma_5\cos\frac{\vartheta}{N_f}\right)q^b\right\}$. 因此:

$$\mathrm{e}^{\mathrm{i}S_{\mathrm{eff}}[U,J]}=\int \mathrm{D}q\mathrm{D}\bar{q}\mathrm{D}\psi\mathrm{D}\bar{\psi}\mathrm{D}A_\mu\delta\left(\bar{q}^a\left(-\mathrm{i}\sin\frac{\vartheta}{N_f}+\gamma_5\cos\frac{\vartheta}{N_f}\right)q^b\right)\times$$
$$\exp\left\{\mathrm{i}\Gamma_I[(\bar{q}q)^{\mathrm{T}}]+\mathrm{i}\int \mathrm{d}x\left[L^{\mathrm{QCD}}_{m_q=0}(q,\bar{q},\psi,\bar{\psi},A_\mu)+\bar{q}\left(\not{v}_\Omega+\not{a}_\Omega\gamma_5-s_\Omega-p_\Omega\tan\frac{\vartheta}{N_f}\right)q\right]\right\}. \tag{10}$$

其中已略去反常项. 上式是不包含反常项的 ECL 理论的完全精确的表达式. 将其按动量 p^2 的幂次展开,可以得到任意阶 ECL 的形式及其系数的表达式. 被冻结的自由度 $\bar{q}^a\left(-\mathrm{i}\sin\frac{\vartheta}{N_f}+\gamma_5\cos\frac{\vartheta}{N_f}\right)q^b$ 可经过一个 $U_A(1)$变换变成 $\bar{q}^a\gamma_5q^b$. $\bar{q}^a\gamma_5q^b$ 自由度被冻结是因为膺标 Goldstone 玻色子场 $U(x)$已包含它了. 这说明我们对场 $U(x)$的选择是合理的.

3　将(10)按 p^2 的幂次展开,以得到 ECL 的具体形式

首先展开到 p^2 阶:

$$S_{\mathrm{eff}}\big|_{p^2}=F_0^2\int \mathrm{d}x\,\mathrm{tr}_f[a_\Omega^2+B_0s_\Omega^2], \tag{11}$$

$$S_{\mathrm{eff}}\big|_{p^2}=F_0^2\int \mathrm{d}x\,\mathrm{tr}_f\left[\frac{1}{4}(\nabla^\mu U^+)(\nabla_\mu U)+\frac{1}{2}B_0[U(s-\mathrm{i}p)+U^+(s+\mathrm{i}p)]\right], \tag{12}$$

(12)式中∇^μ 定义同文献[2]. (12)式正是文献[2]中 p^2 阶 ECL 的准确结果. 注意(11)式中没有出现 $\mathrm{tr}_f[v_\Omega^2]$. 这是因为存在一个 hidden symmetry: $s_\Omega\to h^+s_\Omega h$, $p_\Omega\to h^+p_\Omega h$, $a_\Omega^\mu\to h^+a_\Omega^\mu h$, $v_\Omega^\mu\to h^+v_\Omega^\mu h+h^+\mathrm{i}\partial^\mu h$ 时理论不变. v_Ω^μ 只有和微商 $\mathrm{i}\partial^\mu$ 构成协变微商一起出现才能保持这个对称性. 宇称守恒则要求 $\mathrm{tr}_f[p_\Omega]$不出现. 系数 F_0^2, B_0 定义如下:

$$F_0^2B_0=-\frac{1}{N_f}\langle\bar{q}q\rangle,$$
$$F_0^2=\frac{\mathrm{i}}{8(N_f^2-1)}\int \mathrm{d}x\left[\delta^{ad}\delta^{bc}-\frac{1}{N_f}\delta^{ab}\delta^{cd}\right]\langle[\bar{q}^a(0)\gamma^\mu\gamma_5q^b(0)\bar{q}^c(x)\gamma_\mu\gamma_5q^d(x)]\rangle_{\mathrm{C}}, \tag{13}$$

这里$\langle O\rangle_{\mathrm{C}}$ 表示$\langle O\rangle$的连通部分. 而$\langle O\rangle$定义为:

$$\langle O\rangle=\frac{\int \mathrm{D}q\mathrm{D}\bar{q}\mathrm{D}\psi\mathrm{D}\bar{\psi}\mathrm{D}A_\mu O\,\delta\left(\bar{q}^a\left(-\mathrm{i}\sin\frac{\vartheta}{N_f}+\gamma_5\cos\frac{\vartheta}{N_f}\right)q^b\right)\exp\left\{\mathrm{i}\Gamma_I[(\bar{q}q)^{\mathrm{T}}]+\mathrm{i}\int \mathrm{d}xL^{\mathrm{QCD}}_{m_q=0}(q,\bar{q},\psi,\bar{\psi},A_\mu)\right\}}{\int \mathrm{D}q\mathrm{D}\bar{q}\mathrm{D}\psi\mathrm{D}\bar{\psi}\mathrm{D}A_\mu\delta\left(\bar{q}^a\left(-\mathrm{i}\sin\frac{\vartheta}{N_f}+\gamma_5\cos\frac{\vartheta}{N_f}\right)q^b\right)\exp\left\{\mathrm{i}\Gamma_I[(\bar{q}q)^{\mathrm{T}}]+\mathrm{i}\int \mathrm{d}xL^{\mathrm{QCD}}_{m_q=0}(q,\bar{q},\psi,\bar{\psi},A_\mu)\right\}}. \tag{14}$$

同样,将(10)式展开到 p^4 阶:

$$S_{\mathrm{eff}}\big|_{p^4}=\int \mathrm{d}x\,\mathrm{tr}_f[-K_1[\mathrm{d}_\mu a^\mu]^2-K_2[\mathrm{d}^\mu a_\Omega^\nu-\mathrm{d}^\nu a_\Omega^\mu][\mathrm{d}_\mu a_{\Omega\nu}-\mathrm{d}_\nu a_{\Omega\mu}]+$$
$$K_3[a_\Omega^2]^2+K_4a_\Omega^\mu a_\Omega^\nu a_{\Omega\mu}a_{\Omega\nu}+K_5a_\Omega^2\mathrm{tr}_f[a_\Omega^2]+K_6a_\Omega^\mu a_\Omega^\nu\mathrm{tr}_f[a_{\Omega\mu}a_{\Omega\nu}]+$$

$$K_7 s_\Omega^2 + K_8 s_\Omega \mathrm{tr}_f[s_\Omega] + K_9 p_\Omega^2 + K_{10} p_\Omega \mathrm{tr}_f[p_\Omega] + K_{11} s_\Omega a_\Omega^2 + K_{12} s_\Omega \mathrm{tr}_f[a_\Omega^2] - K_{13} V_\Omega^{\mu\nu} V_{\Omega\mu\nu} + \mathrm{i}K_{14} V_\Omega^{\mu\nu} a_{\Omega\mu} a_{\Omega\nu} + K_{15} p_\Omega d^\mu a_{\Omega\mu}], \quad (15)$$

这里 $d^\mu a_\Omega^\nu \equiv \partial^\mu a_\Omega^\nu - \mathrm{i}\nu_\Omega^\mu a_\Omega^\nu + \mathrm{i}a_\Omega^\mu \nu_\Omega^\nu$，$V_\Omega^{\mu\nu} \equiv \partial^\mu \nu_\Omega^\nu - \partial^\nu \nu_\Omega^\mu - \mathrm{i}\nu_\Omega^\mu \nu_\Omega^\nu + \mathrm{i}\nu_\Omega^\nu \nu_\Omega^\mu$. 各系数分别为：

$$\frac{\mathrm{i}}{4}\int \mathrm{d}x x^{\mu'} x^{\nu'} \langle [\bar{q}^a(0)\gamma^\mu\gamma_5 q^b(0)][\bar{q}^c(x)\gamma^\nu\gamma_5 q^d(x)]\rangle_C =$$
$$\left[\left(\frac{1}{2}K_1 - K_2\right)(g^{\mu\mu'}g^{\nu\nu'} + g^{\mu\nu'}g^{\nu\mu'}) + 2K_2 g^{\mu\nu}g^{\mu'\nu'}\right]\delta^{ad}\delta^{bc} + \cdots,$$

$$-\frac{\mathrm{i}}{24}\int \mathrm{d}x\mathrm{d}y\mathrm{d}z \langle [\bar{q}^a(0)\gamma^\mu\gamma_5 q^b(0)][\bar{q}^c(x)\gamma^\nu\gamma_5 q^d(x)][\bar{q}^e(y)\gamma^\lambda\gamma_5 q^f(y)][\bar{q}^g(z)\gamma^\sigma\gamma_5 q^h(z)]\rangle_C =$$
$$\frac{1}{6}\Big\{\delta^{ad}\delta^{cf}\delta^{eh}\delta^{gb}\left[\frac{1}{2}(g^{\mu\sigma}g^{\lambda\sigma} + g^{\mu\sigma}g^{\nu\lambda})K_3 + g^{\mu\lambda}g^{\nu\sigma}K_4\right] +$$
$$\delta^{ad}\delta^{ch}\delta^{ef}\delta^{gb}\left[\frac{1}{2}(g^{\mu\nu}g^{\lambda\sigma} + g^{\mu\lambda}g^{\nu\sigma})K_3 + g^{\mu\sigma}g^{\nu\lambda}K_4\right] +$$
$$\delta^{af}\delta^{ed}\delta^{ch}\delta^{gb}\left[\frac{1}{2}(g^{\mu\lambda}g^{\nu\sigma} + g^{\mu\sigma}g^{\nu\lambda})K_3 + g^{\mu\nu}g^{\lambda\sigma}K_4\right] +$$
$$\delta^{af}\delta^{eh}\delta^{gd}\delta^{cb}\left[\frac{1}{2}(g^{\mu\nu}g^{\lambda\sigma} + g^{\mu\lambda}g^{\nu\sigma})K_3 + g^{\mu\sigma}g^{\nu\lambda}K_4\right] +$$
$$\delta^{ah}\delta^{gd}\delta^{cf}\delta^{eb}\left[\frac{1}{2}(g^{\mu\lambda}g^{\nu\sigma} + g^{\mu\sigma}g^{\nu\lambda})K_3 + g^{\mu\nu}g^{\lambda\sigma}K_4\right] +$$
$$\delta^{ad}\delta^{cb}\delta^{eh}\delta^{gf}[g^{\mu\nu}g^{\lambda\sigma}2K_5 + (g^{\mu\lambda}g^{\nu\sigma} + g^{\mu\sigma}g^{\nu\lambda})K_6] +$$
$$\delta^{af}\delta^{eb}\delta^{ch}\delta^{gd}[g^{\mu\lambda}g^{\nu\sigma}2K_5 + (g^{\mu\nu}g^{\lambda\sigma} + g^{\mu\sigma}g^{\nu\lambda})K_6] +$$
$$\delta^{ah}\delta^{gb}\delta^{cf}\delta^{ed}[g^{\mu\sigma}g^{\nu\lambda}2K_5 + (g^{\mu\nu}g^{\lambda\sigma} + g^{\mu\lambda}g^{\nu\sigma})K_6]\Big\} + \cdots, \quad (16)$$

$$\frac{\mathrm{i}}{2}\int \mathrm{d}x \langle [\bar{q}^a(0)q^b(0)][\bar{q}^c(x)q^d(x)]\rangle_C = K_7\delta^{ad}\delta^{bc} + K_8\delta^{ab}\delta^{cd}$$

$$\frac{\mathrm{i}}{2}\int \mathrm{d}x \langle [\bar{q}^a(0)q^b(0)][\bar{q}^c(x)q^d(x)]\tan^2\frac{\vartheta(x)}{N_f}\rangle_C = K_9\delta^{ad}\delta^{bc} + K_{10}\delta^{ab}\delta^{cd}$$

$$\frac{1}{8}\int \mathrm{d}x\mathrm{d}y \langle [\bar{q}^a(0)q^b(0)][\bar{q}^c(x)\gamma^\mu\gamma_5 q^d(x)][\bar{q}^e(y)\gamma_\mu\gamma_5 q^f(y)]\rangle_C =$$
$$\frac{1}{2}K_{11}(\delta^{ad}\delta^{cf}\delta^{eb} + \delta^{af}\delta^{ed}\delta^{cb}) + K_{12}\delta^{ab}\delta^{cf}\delta^{eb} + \cdots,$$

$$144K_{13} = \frac{\mathrm{i}}{4(N_f^2-1)}\int \mathrm{d}x(5g_{\mu\nu}g_{\mu'\nu'} - 2g_{\mu\mu'}g_{\nu\nu'})x^{\mu'}x^{\nu'} \times$$
$$\left[\langle [\bar{q}^a(0)\gamma^\mu q^b(0)][\bar{q}^b(x)\gamma^\nu q^a(x)]\rangle_C - \frac{1}{N_f}\langle [\bar{q}^a(0)\gamma^\mu q^a(0)][\bar{q}^b(x)\gamma^\nu q^b(x)]\rangle_C\right]$$

$$-\mathrm{i}36K_{14} = (2g_{\mu\sigma}g_{\nu\lambda} + 2g_{\mu\nu}g_{\lambda\sigma} - g_{\mu\lambda}g_{\nu\sigma})(T_A^{\mu\nu\lambda\sigma} - T_B^{\mu\nu\lambda\sigma}),$$

$$K_{15} = \frac{\mathrm{i}}{4(N_f^2-1)}\int \mathrm{d}x x^\mu\Big[\langle \bar{q}^a(0)q^b(0)\tan\frac{\theta(0)}{N_f}\bar{q}^b(x)\gamma_\mu\gamma_5 q^a(x)\rangle c$$
$$- \frac{1}{N_f}\langle \bar{q}^a(0)q^a(0)\tan\frac{\theta(0)}{N_f}\bar{q}^b(x)\gamma_\mu\gamma_5 q^b(x)\rangle c\Big]$$

其中 $-\frac{1}{2}\int \mathrm{d}x\mathrm{d}y x^\sigma \langle [\bar{q}^a(0)\gamma^\mu q^b(0)][\bar{q}^c(x)\gamma^\nu\gamma_5 q^d(x)][\bar{q}^e(y)\gamma^\lambda\gamma_5 q^f(y)]\rangle_C =$

$$\delta^{ad}\delta^{cf}\delta^{eb}T_A^{\mu\nu\lambda\sigma} + \delta^{af}\delta^{ed}\delta^{cb}T_B^{\mu\nu\lambda\sigma} + \cdots.$$

(15)式同样可进一步化成文献[2]中 p^4 阶 ECL 的形式,得到文献[2]中系数 $L_1,\cdots,L_{10},H_1,H_2$ 与此处 $K_1,\cdots,K_{15}$ 的关系为:

$$\begin{aligned}
&L_1=\frac{1}{32}K_4+\frac{1}{16}K_5+\frac{1}{16}K_{13}-\frac{1}{32}K_{14}, && L_2=\frac{1}{16}K_4+\frac{1}{16}K_6+\frac{1}{8}K_{13}-\frac{1}{16}K_{14},\\
&L_3=\frac{1}{16}K_3-\frac{1}{8}K_4-\frac{3}{8}K_{13}+\frac{3}{16}K_{14}, && L_4=\frac{1}{16B_0}K_{12},\\
&L_5=\frac{1}{16B_0}K_{11}, && L_6=\frac{1}{16B_0^2}K_8, \qquad (17)\\
&L_7=-\frac{1}{16N_f}K_1-\frac{1}{16B_0^2}K_{10}-\frac{K_{15}}{16B_0N_f}, && L_8=\frac{1}{16}K_1+\frac{1}{16B_0^2}K_7-\frac{1}{16B_0^2}K_9+\frac{1}{16B_0}K_{15},\\
&L_9=\frac{1}{2}K_{13}-\frac{1}{8}K_{14}, && L_{10}=+\frac{1}{2}K_2-\frac{1}{2}K_{13},\\
&H_1=\frac{1}{4}K_2-\frac{1}{4}K_{13}, && H_2=-\frac{1}{8}K_1+\frac{1}{8B_0^2}K_7+\frac{1}{8B_0^2}K_9-\frac{1}{8B_0}K_{15}.
\end{aligned}$$

其中略去了反常项的贡献.

参考文献(References)

1 Weinberg S. Physica, 1979, **96A**: 327

2 Gasser J, Leutwyler H. Ann. Phys., 1984, **158**: 142

3 WANG Q, KUANG Y P, XIAO M, et al. Phys. Rev., 2000, **D61**: 54011

4 WANG Q, KUANG Y P, XIAO M, et al. Calculation of the Chiral Lagrangian Coefficients from the Underlying Theory of QCD (in preparation)

5 Espriu D. de Rafael E, Taron J. Nucl. Phys., 1990, **B345**: 22

6 Wess J, Zumino. Phys. Lett., 1971, **37B**: 95

Derivation of Pseudoscalar Goldstone Boson Effective Lagrangian

XIAO Ming[1]　　WANG XueLei[1,2]　　WANG Qing[1]

1 (*Department of Physics, Tsinghua University, Beijing* 100084, *China*)

2 (*Department of Physics, Henan Normal University, Xinxiang* 453002, *Chir.*

Abstract　The Effective Chiral Lagrangian (ECL) for the Pseudoscaler Goldstone Bosons is derived from QCD without making approximations. The coefficients up to p^4 order in the ECL are expressed in terms of certain Green's function in QCD.

Key words　quantum chromodynamics (QCD), pseudoscaler Goldstone bosons, Effective chiral lagrangian (ECL)

Received 22 March 1999