

文章编号: 1007-4627(2002)01-0021-06

## 核物理中的手征微扰论

张小兵<sup>1,2</sup>, 李 磊<sup>1</sup>, 宁平治<sup>1,2</sup>

(1) 南开大学物理系, 天津 300071;

(2) 中国科学院理论物理研究所, 北京 100080

**摘 要:** 手征微扰论是基于量子色动力学的低能有效理论, 已成为核物理和低能粒子物理研究的有效方法. 简单介绍了手征微扰论的基本概念、方法和应用, 特别是近年来重子手征微扰论的形式发展和一些应用中的前沿问题.

**关键词:** 手征微扰论; 手征对称性; 有效场论

**中图分类号:** O57      **文献标识码:** A

### 1 引言

原子核物理学经近 70 年的发展历程积累了丰富的实验数据, 并发展了成功的唯象理论. 这一切为研究强相互作用的本质奠定了宝贵的基础. 近十余年来, 寻求核动力学与强相互作用基本理论——量子色动力学(QCD)的联系一直是核物理的一个前沿问题. 早在 20 世纪 70 年代末, 人们发现 QCD 的低能结构可以用有效场论(EFT)方法系统地给出, 表现为和轻夸克相关的手征对称性的自发破缺决定了低能强子结构及其相互作用. 已经证明, QCD 在低能范围可以表述为基于 Goldstone 玻色子的动量和轻夸克质量的幂次自发展开, 这就是手征微扰论(CHPT)<sup>[1]</sup>.

实际上, 在低能核物理中不难找到核动力学按幂次进行微扰展开的例子. 例如, 低能  $s$  波核子-核子(N-N)散射相移的“有效力程展开”:

$$p \cot \delta(p) = -\frac{1}{a_s} + \frac{1}{2}r_s p^2 + O(p^4), \quad (1)$$

此处  $a_s$  和  $r_s$  分别称为散射长度和有效力程. 准确到  $p^2$  阶, N-N 散射由  $a_s$  和  $r_s$  这两个低能参数决定. 又如, 用电磁探针研究原子核或强子性质常用到形状因子  $F(q^2)$  按动量转移  $q^2$  的幂级数展开:

$$F(q^2) = 1 + \frac{1}{6k^2}(r^2)q^2 + O(q^4), \quad (2)$$

如果研究对象是  $\pi$  介子, 则上式中对应两个低能参数分别是  $\pi$  介子电荷和均方半径. 当把低能核物理纳入有效场论并满足低能 QCD 近似的手征对称性要求时, 包含着核动力学的有效拉氏量除了按动量的幂展开外, 还需按轻夸克质量的幂来展开. 二者结合起来构成手征微扰论的新的幂级数展开. CHPT 作为标准模型的低能有效理论已被广泛用于和 Goldstone 介子有关的强相互作用、电弱相互作用过程的计算, 并得到了其最低阶、次低阶的较公认的低能参数. 从 20 世纪 80 年代中期开始, 人们尝试把重子(首先是核子)纳入手征微扰论框架中, 相对于纯 Goldstone 玻色子的手征微扰论, 其区别在于: (1) 重子的并不太“轻”的质量导致理论的低能结构的复杂性; (2) 重子受手征对称性制约有限, 其手征实现方式不同于赝标介子情况. 尽管如此, 重子手征微扰论(Baryon CHPT)的理论形式已日渐丰富和完善, 成为核物理学和低能粒子物理学的重要理论工具.

在第 2 节, 我们将考虑只包含 Goldstone 玻色子的手征微扰论, 借以简要介绍手征微扰论的核心——有效场论和手征对称性的非线性实现及手征阶数、计数规则等基本概念. 在第 3 节, 讨论了加入核子后理论的新特点, 并给出了核物理中常用的几种重子手征微扰论的形式. 在第 4 节, 对重子手征

收稿日期: 2001-06-26; 修改日期: 2002-01-17

\* 基金项目: 国家自然科学基金资助项目(19875026); 高等学校博士学科点专项科研基金资助课题(92005518)

作者简介: 张小兵(1970-), 男(汉族), 河北石家庄人, 博士, 副教授, 从事原子核理论研究.

微扰论的应用作了概述.

## 2 包含 Goldstone 玻色子的手征微扰论

手征微扰论首先是一种有效场论,有效场论不同于通常意义的可重正化的量子场论,它是只在低能范围有效的理论,这里的“低能”是相对于一个指定的能量标度  $\Lambda$  而言的,比如,在手征微扰论中手征破缺的能量标度一般取  $\Lambda_s \leq 4\pi F_s \approx 1 \text{ GeV}$ ,称为手征对称性破缺的能标,这里  $F_s$  是  $\pi$  介子的衰变常数,有效场论方法可以通过“积分掉”重自由度 ( $m \gg \Lambda$ ),而只计入相关的轻自由度 ( $m \ll \Lambda$ ),从而把一系列关于轻自由度的相互作用项整理为按“能量/ $\Lambda$ ”的幂次的展开,在能量展开的给定阶,低能有效理论包含有限个耦合参数,称为低能参数 (Low-energy constants, LECs),关于重自由度的信息已“隐藏”在 LEC 中,重正化也在逐阶 ([1]) 上进行.

其次,手征微扰论要满足 QCD 的手征对称性质,虽然熟知的线性  $\sigma$  模型包含了正确的手征对称性质,但它不是 QCD 的有效场论,在手征微扰论中,不需要一个附加的  $\sigma$  标量介子场,其基本自由度仅是赝标 Goldstone 玻色子,在手征极限下,Goldstone 定理要求 Goldstone 介子作零动量转移时相互作用消失,这意味着理论应具有纯微商耦合结构,并可以基于小动量  $Q (Q \ll \Lambda)$  的幂次作系统的微扰展开,这样,我们可以把有效拉氏量写为

$$L = L^{(2)} + L^{(4)} + \dots + L^{(n)}, \quad (3)$$

其中  $n=2, 4, \dots$  称作手征阶数,记为  $O(p^n)$  阶.显然,在手征极限下,  $n$  就对应微商的个数 (注意宇称守恒要求  $n$  为偶数),如进一步考虑微小的手征明显破缺效应,理论还应包括关于夸克质量的展开.

手征微扰论的基本假定是存在如下手征对称性的自发破缺:

$$G \equiv SU(3)_L \otimes SU(3)_R \rightarrow H \equiv SU(3)_V, \quad (4)$$

在手征有效拉氏量中,Goldstone 介子场  $\varphi$  (即  $\pi, K$  和  $\eta_8$  介子)通常用一个么正的  $3 \cdot 3$  矩阵描述:

$$U(\varphi) = \exp\left\{i\frac{\sqrt{2}}{F}\Phi\right\}, \quad (5)$$

其中

$$\Phi = \begin{pmatrix} \frac{\pi^0}{\sqrt{2}} + \frac{\eta_8}{\sqrt{6}} & \pi^+ & K^+ \\ \pi^- & -\frac{\pi^0}{\sqrt{2}} + \frac{\eta_8}{\sqrt{6}} & K^0 \\ K^- & \bar{K}^0 & -\frac{2\eta_8}{\sqrt{6}} \end{pmatrix} \quad (6)$$

显然,矩阵  $U(\varphi)$  在手征群下是线性变换,即

$$U(\varphi) \rightarrow RU(\varphi)L^{-1}, \quad L, R \in SU(3)_{L,R}, \quad (7)$$

但 8 个 Goldstone 介子场  $\varphi$  的手征变换却是高度非线性的,以上述非线性实现为基础,我们给出只包含介子的最低阶有效拉氏量:

$$L_2 = \frac{1}{4}F_s^2 \text{Tr}[\nabla_\mu U^\dagger \nabla^\mu U + \chi^\dagger U + \chi U^\dagger], \quad (8)$$

这里,  $\chi = 2B(s + ip)$ , 其中  $s$  和  $p$  分别代表标量和赝标外源场,在存在矢量和轴矢量外源场  $v_\mu$  和  $a_\mu$  时,协变微商  $\nabla_\mu U$  则为

$$\nabla_\mu U = \partial_\mu U - i(v_\mu + a_\mu)U + iU(v_\mu - a_\mu).$$

最低阶有效拉氏量 (8) 式中的两个低能参数为  $F_s$  和  $B$ , (8) 式第一项包含两个微商,手征阶数为 2,反映了手征对称性的自发破缺;第二、三项则反映手征对称性的明显破缺,当  $\chi = 2BM_q$  时 ( $M_q$  为夸克质量矩阵),考虑 Gell-Mann-Okubo 关系,有  $\chi \sim M_q \sim M_q^2 \sim Q^2$ ,说明这部分的手征阶数也为 2.总之,手征微扰论中基本构件的手征阶数为 [1]

$$\nabla_\mu U, \partial_\mu U, v_\mu, a_\mu = O(Q); \quad s, p, \chi, M_q = O(Q^2). \quad (9)$$

进一步地,包含  $N_d (N_d = 1, 2, \dots)$  个介子圈的图相对于树图水平的手征阶数将被压低 ( $Q^2$ ) $^{N_d}$  阶.这意味着对  $L^{(2)}$ , 其单圈图对应  $O(Q^4)$  阶,如果拉氏量在树图水平是  $O(Q^4)$  阶的,其单圈对应  $O(Q^6)$  阶……,这样,对给定阶数的拉氏量,理论具有有限个的低能参数,且低能参数的确定不会受到高阶拉氏量的影响,一般地,文献 [1] 给出了介子手征微扰论的手征计数规则 (Chiral Power Counting Rule); 对任一给定的跃迁振幅  $M$ , 其手征阶数为

$$D = 2 + \sum_d N_d(d-2) + 2N_L, \quad (10)$$

其中  $N_d$  代表  $O(Q^d)$  阶的顶角的个数,  $N_L$  代表圈

数, 显然,  $L'$  来自于  $d=2, N_f=0$  的手征有效理论, 常被称为最低阶(领头阶)的手征有效拉氏量. 至于次低阶有效拉氏量  $L''$ , 应来源于: (1)  $d=1, N_f=0$ , 即所有包含 1 个微商或 2 个标量外源的满足对称性要求的项; (2)  $d=2, N_f=1$ , 直接来自于  $L''$  的单圈图; (3) 和手征反常有关的 Wess-Zumino 项.

### 3 重子手征微扰论

将重子纳入有效场论框架中的尝试可追溯到 20 世纪 60—70 年代, 系统地把手征微扰论的形式推广至包含重子手征微扰论则始于文献[1]. 为简单, 下面我们以  $\pi$ -N 系统为例考虑重子手征有效拉氏量的建立.

和手征对称性的非线性实现对应, 核子场  $\Psi$  无须按  $\Psi_l, \Psi_r$  分别进行手征变换, 而是通过引入一个矩阵函数  $K$ , 使得满足

$$Lu = u'K, \quad (11)$$

其中  $u^2(x) = U^2(x)$ . 根据上节(7)式, 有  $K = \sqrt{LU^+R^+R^{-1}U}$ . 这说明  $K$  不只和手征群元  $L, R$  有关, 还直接依赖于 Goldstone 场. 数学上可以证明,  $K$  正是不变子群  $H$  的群元,  $u(\varphi)$  则属于陪集空间  $G/H$ , 可用以描写 Goldstone 场. 因此, 核子场的手征变换为

$$\Psi \rightarrow K\Psi \equiv K(L, R, u)\Psi. \quad (12)$$

注意重子的手征变换直接和  $\pi$  介子相关, 这保证了拉氏量中介子的纯微商结构. 由于  $K$  的定域性质, 核子场的协变微商可定义为

$$D_\mu \Psi = \partial_\mu \Psi + \Gamma_\mu \Psi, \quad (13)$$

使得满足  $D'_\mu = KD_\mu K^{-1}$ , 其中关联  $\Gamma_\mu$  应具有规范场性质, 定义为

$$\Gamma_\mu = \frac{1}{2} \{ u^\dagger \partial_\mu u + u \partial_\mu u^\dagger \} \quad (14)$$

(为了清楚, (14)式中不考虑矢量外源). 另一个有用的量是轴矢量  $u_\mu$ , 定义为

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} u_\mu &= \frac{1}{2} (u^\dagger \partial_\mu u - u \partial_\mu u^\dagger) \\ &= iu^\dagger \partial_\mu U u^\dagger, \end{aligned} \quad (15)$$

它也满足手征变换下的协变性, 即满足  $u'_\mu = Ku_\mu K^{-1}$ . 最低阶重子有效拉氏量应是上述两个含一个微商的协变的  $\Gamma_\mu$  和  $u_\mu$  的合适的重子双线性形式:

$$\begin{aligned} L_{B\Psi} &= L_B L_\Psi \\ &= \bar{\Psi} \left[ (\gamma_\mu \Gamma_\mu - m) + \frac{1}{2} (g_A \gamma^\mu \gamma_5 u_\mu) \right] \Psi, \end{aligned} \quad (16)$$

其中重子质量  $m$  和轴矢耦合常数  $g_A$  系手征极限情况下的. 现在考虑(16)式的手征阶数, 核子的加入带来并不小的  $m$ , 上节通过计数微商个数给出拉氏量的手征阶数的办法不再适用, 可以证明<sup>[1]</sup>

$$\begin{aligned} D_\mu \Psi &= O(1), \quad \bar{\Psi} \gamma^\mu \gamma_5 \Psi = O(1), \\ (i\gamma_\mu D_\mu - m)\Psi &= O(Q), \\ \bar{\Psi} \gamma_5 \Psi &= O(Q). \end{aligned} \quad (17)$$

注意, 因为核子四动量并不是小量, 所以上面的  $Q$  应代表核子的三动量. 上式说明  $L_{B\Psi}$  的手征阶数为 1. 结合(8)式,  $\pi$ -N 系统的最低阶有效拉氏量为

$$L = L_{\text{mes}} + L_{B\Psi} + \dots \quad (18)$$

在只有介子的手征微扰论中, 给定阶拉氏量的低能参数不会受其高阶修正的影响, 而低阶理论的低能结构是自洽的. 圈图和低动量展开存在一一对应关系. 但对重子手征微扰论, 情况就不同了. 最低阶拉氏量的参数如  $m$  和  $g_A$  的重整化需要更高阶拉氏量的引入, 同时其圈效应也会直接影响高阶时的参数, 这样理论的低能结构复杂化了, 前述一一对应关系不再存在. 包含重子时的复杂性源于核子并不是轻自由度, 即使在手征极限下,  $m$  也不能视为小量, 核子和介子的四动量并不属于同一量级. 但是如果假设核子非常重, 手征维数只和介子四动量(或核子的离壳四动量)相关, 那么上述复杂的低能结构将不复存在. 这正是近年来核物理中常用的重子手征微扰论的重费米子形式(或称非相对论形式)<sup>[1,2]</sup>.

在重费米子形式中, 核子场  $\Psi$  可以约化为非相对论的两部分

$$\begin{aligned} \Psi &= \exp(imv \cdot \chi)(H + h), \\ \gamma \cdot v H &= H, \quad \gamma \cdot v h = h, \end{aligned} \quad (19)$$

其中  $v$  是四流速, 来自于动量的分解  $p_\mu = mv_\mu + l_\mu$ . (18)式通过(19)式将  $\Psi$  场约化为  $H$  和  $h$  场, 再利用  $h$  场的运动方程给出结果为

$$L_N^{\text{eff}} = \bar{H}(i\gamma \cdot D + g_N S \cdot u)H - \frac{1}{2m},$$

$$\bar{H} \left( i\gamma \cdot D + \frac{1}{2} g_N \gamma \cdot u \gamma_5 \right) \frac{1 - \gamma \cdot v}{2},$$

$$\left( i\gamma \cdot D + \frac{1}{2} g_N \gamma \cdot u \gamma_5 \right) H \cdot O \left( \frac{1}{m^2} \right), \quad (20)$$

我们看到使用重费米子形式意味增加一个关于核子质量的倒数的展开, (20)式中核子质量项已经消失, 所有 Dirac 场的双线性组合  $\bar{\Psi} \Gamma \Psi$  ( $\Gamma = 1, \gamma_\mu, \gamma_5, \dots$ ) 都可以归结到流速  $v$  和自旋算子  $2S_\mu = i\gamma_5 \sigma_{\mu\nu} v_\nu$  两项, 重费米子形式的重子手征微扰论的手征计数规则和介子情形基本一致, 一个圈图出现压低  $Q^2$  阶的——对应成立, 区别只是前者允许奇数手征阶数的存在。

## 4 应用概述

重子手征微扰论提供了介子-重子相互作用的模型无关的低能有效理论, 将其用于单核子相互作用过程已取得了巨大的成功, 强作用过程, 如  $\pi$ -N 或 K-N 的低能散射数据提供了验证重子手征微扰论的广泛空间; 电磁作用过程, 如计算低能下核子的 Compton 散射、核子电磁极化率等, 可以通过加入光子场外源的手征拉氏量计算; 弱作用过程, 如非轻子的超子衰变过程等, 可以通过扩充到重子多重态的手征微扰论计算。总之, 对这类单核子(重子)过程的计算, 因为核子本质上是作用过程的参与者, 尽管各家计算的阶数和拓展至更高能区的方

法不同, 但对于手征微扰论处理介子-重子系统的有效性争议不大, 作为例子, 表 1 给出  $\pi$  介子光生过程的手征微扰论计算结果<sup>[17]</sup>。

20 世纪 90 年代初, S. Weinberg 最早将手征微扰论用于考虑 N-N 相互作用(核力)问题, 此后, 手征对称性对 N-N 相互作用的限制及有效场论方法是否能回答核力的本质引起了越来越多核物理学家的关注, 对于核多体系统, 即使在最低阶也要添加形如  $(\bar{\Psi}_i \Gamma \Psi_N)^2$  的 4 核子项, 它代表了被“积分掉”的较重的介子的交换效应。

因此, 最低阶有效拉氏量应为

$$L = L_N + L_\pi + L_{NN},$$

其中

$$L_N = -\frac{1}{2} C_S (\bar{\Psi}_i \Psi_j)^2 +$$

$$\frac{1}{2} C_T (\bar{\Psi}_i \sigma \Psi_N)^2,$$

利用编时量子场论给出最低阶双核子间的稳定势为

$$V_N(r_1 - r_2) = [C_S + C_T \sigma_1 \cdot \sigma_2] \delta(r_1 - r_2) -$$

$$\left( \frac{g_A}{F_\pi} \right)^2 Y(r_1 - r_2) (\sigma_1 \cdot \nabla_1) (\sigma_2 \cdot \nabla_2),$$

$$Y_{12}(r_1 - r_2) = (1 \leftrightarrow 2),$$

其中  $Y(r)$  是标准的汤川函数, 上式中第二、第三项代表长程的单  $\pi$  交换, 而短程排斥、中程吸引的效应都包含于 4 费米子项的参数  $C_S$  和  $C_T$  中了, 进一步的考虑可以给出对上述两体势的修正<sup>[17]</sup>。

表 1  $\pi$  介子光生过程振幅的手征微扰论计算, 包括最低阶( $n=1$ )和较高阶( $n=2, 4$ )结果

振幅	$n=1$	$n=2$	$n=4$	实验结果
$\gamma_p \rightarrow \pi^+ n$	31.0	25.1		$28.3 \pm 0.6$
$\gamma_n \rightarrow \pi^+ p$	31.0	31.7		$-31.8 \pm 1.2$
$\gamma_p \rightarrow \pi^0 p$	0	-3.58	-1.16	$-1.31 \pm 0.08$
$\gamma_n \rightarrow \pi^0 n$	0	0	0.11	$\approx 0.1$

用手征微扰论讨论 N-N 相互作用问题还存在许多困难, 技术上突出表现为  $S_1$  和  $S_2$  的 N-N 散射幅给出太大的散射长度(太小的能量标度), 这暗示着来自有效场论的图存在很大程度的抵消, 低能微扰展开缺乏自洽性, 在 Weinberg 之后, Kaplan

等<sup>[14]</sup>, Meissner 等<sup>[15]</sup>, Lutz 等<sup>[16]</sup>提出了各自的重整化方案和手征计数规则, 以期能自洽、收敛地用有效场论方法描写 N-N 相互作用, 最近, 对三核子问题(N-D 散射)也进行了成功的计算<sup>[18]</sup>。

手征微扰论的第三类应用是用于考虑有限核密

度下(核物质中)的问题. Kaplan 等<sup>[14]</sup>早利用手征微扰论预言在密物质中可能存在 s 波 K 凝聚, 之后有一系列文章讨论了核介质中介子性质问题<sup>[14-16]</sup>. 他们的做法建立在一种混合图像上, 即手征微扰论给出介子-重子相互作用, 而用相对论平均场模型或其他唯象模型描写核物质. 这种做法当然还很不完备, 根本上, 核物质和有限核的描述最终应用 QCD 的低能有效理论解决. 文献[5]讨论了核物质中的可能的计数规则. 最近, Furnstahl 等<sup>[6]</sup>利用有效场论的思想重新分析了相对论平均场理论, 他们强调, 对于包含任意形式的核子场和标、矢量场的耦合项的理论, 取舍哪些项的关键是考察其系数是否满足所谓“中性化”(Naturalness). 在这一假设下, 能合理描述核物质的相对论平均场理论可视为基于介子平均场的幂次做系统展开的有效理论. 如果进一步结合手征对称性要求, Furnstahl 等指出, 传统的线性  $\sigma$  模型在平均场水平不能给出核物质基态的基本性质, 而具有非线性手征实现方式的手征模型可以正确地描写核物质. 他们还仿照以前的 G 矩阵理论构造了手征 G 矩阵, 并发现真空中 N-N 相互作用有效理论出现的一些复杂性(如 N-N 浅束缚态)在核物质中 N-N 相互作用有效理论并不存在.

另一种考虑介质内问题的思路来自 Brown 等<sup>[7,15]</sup>和 Rho<sup>[11]</sup>等的一系列工作. 在 QCD 真空结构还未彻底搞清前, 人们不能确切的给出手征拉氏量在有限核密度(及有限温度)下的变化行为. Brown 和 Rho 等让满足手征对称性的有效拉氏量同时满足 QCD 的标度性质, 在手征极限下, QCD

经典意义上具有标度不变性, 量子层次上由于迹反常出现一个反映标度改变的标量场  $\chi$ , 他们通过加入  $\chi$  场(确切的是  $\chi$  场的低能部分)把介质中拉氏量写为和自由空间的形式相同, 而介质效应表现为理论中参数的“标度化”, 如:

$$\frac{F_{\pi}^*}{F_{\pi}} \approx \frac{m_{\sigma}^*}{m_{\sigma}} \approx \frac{m_{\omega}^*}{m_{\omega}} \approx \dots \equiv \Phi(\rho),$$

$$\frac{m_N^*}{m_N} \approx \sqrt{\frac{g_{\Lambda}^*}{g_{\Lambda}}} \frac{F_{\pi}^*}{F_{\pi}},$$

上面带星的量系介质内的. 上述被称为 Brown-Rho 标度化的做法给出了介质内应用手征有效拉氏量的自洽性, 人们无须考虑有效理论的更高阶修正, 包含标度化参数的拉氏量即使在树图水平也相当程度地给出了核内相互作用过程.

## 5 结束语

近 10 年来, 手征微扰论已成为核物理中一个越来越活跃的领域. 人们期待用有效场论方法最终能等效地给出过去种种唯象模型得到的结果, 特别是对于核力、核物质及有限核的描述. 现在, 手征微扰论对 N-N 散射态和很松的束缚态(氘核)似乎已取得了公认的成功, 但对于束缚相对较紧的多核子系统(原子核)是否能达到像 N-N 动力学那样的成功, 尚有专家持怀疑态度, 甚至怀疑把有效场论或手征微扰论应用到核系统能否带来任何好处. 不管怎样, 如何系统的、自治的用手征微扰论技术解决核动力学的基本问题, 仍是新世纪具有挑战性的课题.

## 参 考 文 献:

- [1] Gasser J., Leutwyler H. Chiral Perturbation Theory: Expansions in the mass of strange quark [J]. Nucl Phys, 1985, **B250**: 465-516.
- [2] Meissner U G. Recent Developments in Chiral Perturbation Theory [J]. Rep Prog Phys, 1993, **56**: 903-996.
- [3] Kubodera K. Chiral Symmetry in Nuclei [J]. Nucl Phys, 2000, **A670**: 103-110.
- [4] Kaplan D B. Effective Field Theory for Nuclear Physics [J]. Nucl Phys, 2000, **A633**: 155-164.
- [5] Lutz M. Dynamics of the Nuclear Equation of State [J]. Nucl Phys, 1998, **A642**: 171-177.
- [6] Furnstahl R J., Serot B D. Effective Field Theory and Nuclear Mean Field Models [J]. Nucl Phys, 2000, **A663**: 513-516.
- [7] Brown G E., Rho M. From Chiral Effective Theory to Walecka Mean Field Theory [J]. Nucl Phys, 1996, **A596**: 503-541.
- [8] Jenkins E., Manohar A V. Chiral Perturbation Theory Using a Heavy Fermion Formalism [J]. Phys Lett, 1991, **B255**: 558-563.
- [9] Park T S., Min D P., Rho M. Chiral Dynamics and Heavy Fermion Formalism [J]. Phys Rep, 1993, **233**: 341-395.
- [10] Weinberg S. Nuclear Forces from Chiral Lagrangians [J]. Phys Lett, 1990, **B251**: 288-292.

- [11] Weinberg S. Effective Chiral Lagrangian; Nucleon-pion Interaction and nuclear forces [J]. Nucl Phys, 1991, **B363**: 3–18.
- [12] Ordonez C, van Kolck U. Chiral Lagrangian and Nuclear Forces [J]. Phys Lett, 1992, **B291**: 479–484.
- [13] Kaplan D B, Nelson A E. Strang Going on in Dense Nuclear Matter [J]. Phys Lett, 1986, **B175**: 57–63.
- [14] Rho M. Chiral Symmetry in Nuclei [J]. Phys Rep, 1994, **240**: 1–112.
- [15] Brown G E, Lee C H, Rho M. An Effective Chiral Lagrangian Approach to  $K$ -Nuclear Interaction [J]. Nucl Phys, 1995, **A585**: 401–419.
- [16] Schaffner J. In Medium Kaon Production at Mean Field Level [J]. Nucl Phys, 1997, **A625**: 325–346.
- [17] Holstein B R. Chiral Perturbation Theory: A Primer [Z]. hep-ph/9510344.
- [18] Bedaque P F, van Kolck U. Nuclear Forces from Chiral Lagrangian [J]. Phys Lett, 1998, **B428**: 221–225.

## Chiral Perturbation Theory in Nuclear Physics\*

ZHANG Xiao-bing<sup>1,2</sup>, LI Lei<sup>1</sup>, NING Ping-zhu<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Department of Physics, Nankai University, Tianjin 300071, China;

<sup>2</sup> Institute of Theoretical Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China)

**Abstract:** Chiral Perturbation Theory (CHPT), as a low-energy effective field theory based on QCD, is a powerful tool in the investigation of the nuclear and particle physics. We present an introduction to the basic idea, the method and the application of CHPT, and emphasize the recent development in the formalism and the application of baryon CHPT.

**Key words:** chiral perturbation theory; chiral symmetry; effective field theory

\* **Foundation item:** National Natural Science Foundation of China (14875026); China Doctoral Programme Foundation of Institution of Higher Education (97005518)