

有效拉氏量理论

王青

(清华大学物理系 北京 100084)

摘要 按照现代场论观点,所有现在所用的描述现实相互作用的理论都是某种更基本的理论的有效理论,有效理论的一个主要特点是其相互作用项一般是无穷多项.它与通常的可重整场论有很大差别.这里主要讨论一类特殊的有效理论——强作用手征有效拉氏量的理论特点及研究现状.没有涉及强作用中重夸克有效场论理论, NRQCD 理论及它们与手征有效拉氏量结合而形成的理论.

关键词 手征有效拉氏量 强作用 量子色动力学(QCD)

1 圈图与重整化

1.1 为什么需要圈图

有效拉氏量是由满足对称性要求的所有可能的算符构成的^[1],似乎应可包括所有所需描述的物理,为什么还需要计算圈图?

(1) 有效拉氏量理论是某种更基本的量子场理论的有效描述,而相应的 S 矩阵的解析性,幺正性等一系列基本性质都是由基本的量子场理论决定的量子理论的解析性,幺正性等.它们与经典理论的相应性质通常是有差别的,这种差别决定有效理论也必须是量子理论,因而应算圈图.

(2) 有效理论描述的粒子通常是物理上实际测量到的粒子,为了与所有物质都应有量子效应这一观念一致,应计算其量子效应.

(3) S 矩阵的虚部通常采用树图(经典理论)是算不出来的,它只有通过圈图,通过虚粒子对的产生才能得到.

(4) S 矩阵的非局域,非解析项,如对能量或质量的对数依赖项通常采用树图(经典理论)是算不出来的,它只有通过圈图计算才能得到.

1.2 选择正规化方案——动量截断与新物理

既然应用有效拉氏量理论必须计算圈图,而拉氏量中的各种不可重整相互作用必然在圈图计算中产生很多紫外发散,必须进行截断.传统的办法是在动量空间取截断 Λ ,它

物理上描述了有效拉氏量所期望被应用到的最高能量,因此经常也被认作新物理出现的尺度(例如重粒子质量 m) 这样,有效理论发散的越利害(所依赖 Λ 的幂次越高),对新物理的依赖越强,或反过来说,实验结果对有效理论所反映的新物理的限制越强.

B. P. Burgess 和 David London 经过讨论^[2],说明这种观点是不对的,理论对重粒子质量的依赖性可以与理论对动量截断的依赖性很不一样. 主要原因是有效理论所代表的基本理论是可重整的,它要求理论对截断的依赖通常是对数型的(至多二次),因此有效理论中的高次发散通常是假的,是由于计算不当造成的. 更具体地,采用了动量截断去正规化有效理论中的发散图,将导致理论不再具有场的重定义不变性. 如果选择了“好的”场变量定义,理论的动量截断依赖将正好与重粒子质量依赖相同,否则则不同. 在不同的情形意味着 S 矩阵中的很多动量截断依赖是相互抵消的. 因此,比较安全的办法是采用维数正规化对有效理论进行计算.

但维数正规化意味圈动量积分不是积到某个有效拉氏量所期望被应用到的最高能量,而是到无穷,这是否与 Wilson 原始的积掉高频模得到有效拉氏量的想法是否不一样? 答案:是. H. Georgi 称这样的理论为 Continuum Effective Field Theory^[3],主要优点是计算方便. 理论上圈积分计算到无穷,可以较好的保持量子理论的解析性,么正性等一般性质. 通常,我们是希望通过引入有效理论不可重整相互作用来在低能区代替高能区相互作用的有效效果,但这种代替只能近似地实现,剩下的部分必须通过圈积分实现. 这一点在后面关于色散关系的讨论中会更清楚地看到.

另一方面,也不能完全否定动量截断方法在低能唯象理论中的作用. 这是因为采用维数正规化意味圈动量积分产生的幂次型发散(Λ^2)“都被略去了”. 在一些唯象模型中,这些幂次发散项对获得理论的主要物理现象起决定作用. 如 NJL 模型中的手征对称性自发破缺是否发生要求决定真空的方程中的二次发散项足够强 $N_{g_0} \Lambda^2 > 2\pi^2$ 其中, g_0 是四费米耦合常数, N 是费米子味道数. 若略去公式左边的二次发散项,手征对称性自发破缺发生的条件就得不到满足,因而理论没有自发破缺.

1.3 重整化,抵消项与大 N 展开

有效拉氏量理论的裸拉氏量为: $\mathcal{L} = \sum_n C_n O_n(x)$, 其中, C_n 是裸系数, $O_n(x)$ 是满足对称性要求所有可能的算符. 由于有效拉氏量是由满足对称性要求的所有可能的算符构成的,它原则上可包括所有理论重整化所需的抵消项. 在这个意义上,理论可以进行重整化,即把各算符前的裸系数分为重整化的系数和抵消项的系数: $C_n = C_{r,n} + C_{c,n}$, 其中, $C_{r,n}$ 是有限的, $C_{c,n}$ 是依赖于发散和 $C_{r,n}$ 的一组待定系数,它们由必须抵消掉理论中的所有发散这个条件来决定. 与通常的可重整性的差别是抵消项的数目通常是无穷多的.

为了能够对无穷多相互作用项进行处理,一种办法是进行数幂,这将在下节详细介绍. 另一种是在一些简化的情况下,明显地构造出所有的抵消项的解析紧致形式(注意,这时的抵消项不仅要抵消理论原来的发散,还需抵消由抵消项产生的发散),它意味着,理论在这种解析紧致形式表达下是一个通常意义下的可重整理论.

S. Weinberg 在大 N 极限下构造了 $O(N)$ 非线性 σ 模型和 CP^{N-1} 模型的所有抵消项的

紧致表达形式^[4](注意,强作用手征有效拉氏量的低能极限即是非线性 σ 模型).

2 数幂

有效拉氏量是由满足对称性要求的所有可能的算符组成的,由于这些算符数目众多,为了能使理论可以进行计算并具有可预言性,必须对这些算符进行分类,再按这些分类安排计算这些算符的顺序(算符的阶).分类的标准是寻找一些小参量,并计算清楚各算符对这些小参量的依赖.有效拉氏量理论能否进行系统的计算并估计计算的误差,取决于能否在理论中找出一组小的展开参量,并确定各种算符对这些参量所属的幂次,使得理论在展开到这些参量的有限阶幂次,只有有限种算符参与贡献.

2.1 数能量幂次

它最早是由 S. Weinberg 对非线性 σ 模型提出的^[5],若一个矩阵元的内线传播子中的质量极点的数值远小于所数的能量数值,在用维数正规化进行计算的意义上,一个给定 Feynman 图所含的能量幂次为^[6] $D_E = 2L + 2 + \sum_n N_n(d_n + \frac{1}{2}f_n - 2)$. 其中 L 是 Feynman 图圈的数目,图中有 N_n 个 n 类顶角,这类顶角有 f_n 费米子线, b_n 玻色线 (b_n 并不出现在上面公式中) d_n 个微商,它具有如下特点:

(1) 图中圈数对 D_E 的贡献是正的.

(2) 对下列一类顶角: $d_n = 0, f_n = 0, b_n$ 任意; 或 $d_n = 0, f_n = 2, b_n$ 任意,它们的数目对 D_E 的贡献是负的. 而其它所有类型顶角的数目对 D_E 的贡献是非负的.

如果要求数到能量幂次的某一阶,理论中只有有限个顶角参与贡献,则理论中不能包含对 D_E 产生负贡献的顶角,这只有在顶角类型为 2 次或更高的微商偶合,或 1 次微商并包含 2 个费米子,或至少包含 4 个费米子的理论中才能实现,描述零质量赝标 Goldstone 粒子的手征有效拉氏量理论^[1,5]正是这样一个理论. 这类理论所具有的一个很好的性质是,抵消项系数 $C_{c,n}$ 只依赖于那些能量幂次比它低的重整化系数,不依赖那些能量幂次比它高的重整化系数. 由于在这类理论中,对确定的能量阶,只有有限个算符参与贡献,因而也只有有限个重整化系数进到 $C_{c,n}$ 的表达式中. 直观上,它代表低能幂次的算符会通过圈图,重整化,参与到高能幂次的算符的混和中去,但高能幂次的算符不会通过圈图,重整化,参与到低能幂次的算符的混和中去. 因而,关于算符系数的重整化群方程组是有限维的,易于计算. 另外,在实际计算中,我们总是应用低能量幂次阶的场运动方程去约化高能量幂次阶的独立算符的项数,目前这类理论可以保证这种约化的结果不因包括进圈图而改变.

如果理论中包含对 D_E 产生负贡献的顶角,则这些顶角对 D_E 的负贡献会抵消圈数对 D_E 的正的贡献,导致准到能量幂次的某一阶,理论中无穷多个顶角参与贡献,按能量正幂次展开已不足以使理论可以进行计算并具有可预言性,必须进一步寻找其它展开参量.

以上讨论的是圈图内线传播子质量可以略掉的情形,对不可以略掉的情形,通常对质量要单独进行数幂.

2.2 数流夸克质量幂次

考虑到轻夸克流质量 ($m_u \sim 4-8\text{MeV}$, $m_d \sim 5-10\text{MeV}$, $m_s \sim 150\text{MeV}$) 远小于手征展开的尺度 $4\pi f_\pi \sim 1\text{GeV}$, 它们可以作为展开参量, 这种展开叫手征微扰论. 进一步考虑到赝标 Goldstone 粒子的质量平方 \sim 流夸克质量, 规定流夸克质量与能量的平方同阶可以保证赝标 Goldstone 粒子的传播子 $1/(p^2 - M_\nu^2)$ 在计算中不被破坏, 因此在手征有效拉氏量理论流夸克质量按 p^2 计. 它使得理论可以扩充到包含一些对 D_E 产生负幂次贡献但对流夸克产生正幂次贡献的顶角^[1].

2.3 数 f_π 与 Λ 幂次

除流夸克质量外, 规范耦合常数若比较小, 也可用来作为展开参量. 但这些对更一般的理论通常仍是不够的, 仍需要更一般的数幂方法来估计高量纲算符的贡献. H. Georgi, A. Manohar 为此提出了一种数幂的办法^[7], 在略去传播子内线质量项的条件下, 从如下两假设出发:

- (1) 要求树图下算符的系数的量级与由圈图产生的同样算符的系数同量级.
- (2) 将所有圈积分对量纲的贡献全部用动量截断来代表:

$$\left[\int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \right]^L \frac{1}{k^{l_t}} \frac{1}{k^{2l_b}} \sim \frac{\Lambda^{4L-l_t-2l_b}}{(4\pi)^{2L}},$$

他们得到一个自洽的算符系数量级的估计:

$$(2\pi)^4 \delta^4(\sum p_i) \left(\frac{\pi}{f}\right)^A \left(\frac{\Psi}{f\sqrt{\Lambda}}\right)^B \left(\frac{gG_\mu}{\Lambda}\right)^C \left(\frac{p}{\Lambda}\right)^D f^2 \Lambda^2.$$

其中, π, ψ, G_μ 分别是 Goldstone 费米子和规范场, f 是 Goldstone 的衰变常数, $\Lambda = 4\pi f$ 是有效动量截断. 这个数幂方案通常叫 naive dimensional analysis. 它对相当多的算符都给出正确结果, 但对规范场自耦合, 结果是不对的, 例如对 $\frac{1}{2} g^2 \text{tr} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu}$, 它给出的估计

是 $\frac{f^2}{\Lambda^2} g^2 \text{tr} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu}$. 但考虑到在强作用中有效的 g^2 是小的 ($g^2/4\pi \sim 0.28$), 这种差别影响

不是很大. 但若要考虑规范作用的精确修正时, 例如在研究用有效拉氏量对电弱作用做精确检验时, 必须考虑这些差别.

3 计算手征有效拉氏量系数

一类工作是从 QCD 基本理论出发计算, 除了标准的格点计算^[8]外, 一种解析工作是从光锥量子化理论体系出发进行讨论, 对 QCD 的 Hamilton 量进行约化^[9], 另外一些解析工作是:

3.1 反常计算^[10]

基本想法是考虑固定胶子场的生成泛函

$$Z_F[J, G] = \text{Det}(\mathcal{D} - s + ip\gamma_5),$$

其中 $D_\mu = i\partial_\mu + G_\mu + v_\mu + a_\mu\gamma_5$, J 代表源 s, p, v_μ, a_μ , G_μ 是胶子场. 引入手征不变泛函

$$Z_{\text{inv}}^{-1}[J, G] = \int \text{DU} Z_F^{-1}[J^U, G],$$

其中 J^U 是手征变换后的源, $Z_{\text{inv}}[J, G] = Z_{\text{inv}}[J^U, G]$ 是手征不变量. QCD 的完整生成泛函 $\mathcal{Z}[J]$ 可写成

$$\mathcal{Z}[J] = \int \text{DG} \phi(G) Z_F[J, G] = \int \text{DG} \phi(G) Z_{\text{ch}}[J, G] Z_{\text{inv}}[J, G],$$

其中 $\phi(G)$ 包括胶子场的动能, 自作用, 规范固定及鬼的贡献, $Z_{\text{ch}}[J, G]$ 即是要求的量, 它可写为

$$Z_{\text{ch}}[J, G] = \int \text{DU} Z_F[J, G] / Z_F[J^U, G] = \int \text{DU} \exp[iW_{\text{wz}}(U, J) + W_0(U, J, G)].$$

$W_{\text{wz}}(U, J)$ 是 Wess-Zumino-Witten 作用量. 这类工作所取的近似是: 在 $\mathcal{Z}[J]$ 中

(1) 略去 $Z_{\text{inv}}[J, G]$ 的贡献;

(2) 在 $W_0(U, J, G)$ 中取动量截断;

(3) 结合大 N_c 展开将胶子场的积分改由纯胶子场构造的算符的真空凝聚描述.

这类工作的尚未解决的问题主要是:

(1) 手征对称性的破缺是人为手放进理论中的, 理论的手征对称性体现为明显破缺, 而不是自发破缺. 由于 Goldstone 粒子的产生完全是由于理论的手征对称性发生自发破缺, 手放进理论手征对称性的破缺破坏了 Goldstone 场存在的基础.

(2) 在略去胶子场的真空凝聚后, 计算给出的实际是由一个有质量自由费米场出发而得到的结果, 这时理论根本无相互作用, 所得到的手征有效拉氏量中的各种相互作用系数不再具有原来理论的相互作用系数的含义.

3.2 本研究组工作

我们认为, 一个比较好的推导应把手征对称性的动力学自发破缺自洽的反映在理论中, 即理论可以计算出是否有自发破缺发生. 目前, 我们已经能够在 N_c 极限下从 QCD 推导出手征有效拉氏量中的 p^2 阶, 并且其中的系数, f^2 正好是 Pagels-Stokar 公式所给出的结果^[11], B_0 也是标准的用夸克自能表达出的结果. 我们正在继续完成 p^4 阶的推导.

另一类是利用其它唯象模型计算手征有效拉氏量系数. 由于手征有效拉氏量理论是满足手征对称性的最一般的理论, 所有其它唯象理论都可嵌入到此理论中, 它们各自对应一组手征有效拉氏量的系数. 如果认为这些理论都是 QCD 的某种有效描述, 则各唯象理论对应的手征有效拉氏量的系数应十分接近. 可以利用它们决定 QCD 对应的手征有效拉氏量的系数. 目前文献中存在的计算有:

- (1) 从 Chiral quark model 计算到 p^6 阶的系数^[12].
- (2) 从 narrow resonance model 计算到 p^4 阶的系数^[13].
- (3) 从 NJL 或 ENJL model 计算到 p^4 阶的系数^[14].
- (4) 从 dual resonance model 计算到 p^6 阶的系数^[15].

4 改进计算精度

有效拉氏量理论的计算主要采用的是低能展开,改进计算精度的主要目标就是进行高阶计算.除了前面提到的在一些简化的情况下,明显地构造出所有的抵消项的解析紧致形式,因而给所有高阶的抵消项一个显式的表达外,多数的计算限在逐阶地进行高阶计算上,目前多数的计算已达到 p^6 阶(次次领头阶)^[16].除此之外的一些讨论是:

4.1 收敛性

有效拉氏量理论计算采用的低能展开可以形式上写为 $L_{\text{eff}} = M^4 \sum_n c_n \left(\frac{E^2}{M^2} \right)^n$. 若 c_n 是量级 1 的量,给定精度 ϵ ,我们至少须计算到的阶数为: $n \sim \ln \epsilon / \ln \frac{E^2}{M^2}$. 问:精度是否可以无穷提高?换句话说:展开是否是收敛的?它涉及的是 n 很大的那些项,Aril R. Zhitnisky 用一些相互独立的论据说明^[17] $c_n \sim n!$,其中 $n \gg 1$ 这个结果显示展开是不收敛的,至多是一个渐近展开.对这样的展开,头几阶计算也许会给出很好的结果,但对更高阶的修正,并不是计算到的阶越高,结果越准确.有必要进一步研究的问题是:

- (1) 理论的内在最佳精度是多少?
- (2) 为了达到最佳的精度,应该计算到哪一阶?

4.2 与色散关系结合

如果我们的实际计算进行到低能展开的某一阶,有效拉氏量理论的预言精度相应的也就达到某一程度,问:在不进行更高阶计算(通常要花费更多的人力,时间和财力)的前提下,能否有办法提高预言的精度?

J. E. Donoghue 提出将色散关系与有效拉氏量理论结合起来可以达到这一点^[18].以下用 π 介子的形状因子的计算例子来说明如何结合这两种计算方法改进精度. π 介子的形状因子的色散关系为:

$$f_{\pi}(q^2) = \frac{1}{\pi} \int_{4m_{\pi}^2}^{\infty} ds' \frac{\text{Im} f_{\pi}(s')}{s' - q^2 - i\epsilon}.$$

它告诉我们 π 介子的形状因子的动量依赖行为,即使是在低能区,也是由全动量空间的 π 介子的形状因子的虚部决定的,为了减少高能区的影响,进行一次减除,

$$f_{\pi}(q^2) = f_{\pi}(0) + \frac{q^2}{\pi} \int_{4m_{\pi}^2}^{\infty} ds' \frac{\text{Im} f_{\pi}(s')}{s'(s' - q^2 - i\epsilon)},$$

公式中出现了常数 $f_{\pi}(0)$,它由标准的归一化条件应为 1.这时,公式右边对高能区的依赖比起未减除的公式弱.可以更进一步减少高能区的影响,进行第二次减除,

$$f_{\pi}(q^2) = f_{\pi}(0) + f'_{\pi}(0)q^2 + \frac{q^4}{\pi} \int_{4m_{\pi}^2}^{\infty} ds' \frac{\text{Im}f_{\pi}(s')}{s'^2(s' - q^2 - i\epsilon)},$$

公式中又多出现了个未知常数 $f'_{\pi}(0)$ 。公式右边对高能区的依赖比起一次减除的公式更弱了。如此下去,可以进行足够多次减除,公式中出现了足够多的常数,而最后的积分项对高能区的依赖变得越来越弱(但不会完全消除)。实验上对 π 介子的形状因子的虚部 $\text{Im}f_{\pi}(s)$ 在低能区的行为(小于 1.5GeV)是知道的,利用这些低能数据,采用足够多次减除的色散关系,略去高能区的贡献(由于多次减除,高能区的贡献非常小),若再知道那些由于减除带来的常数,即可对 π 介子的形状因子的低能行为作比较好的预言。减除带来的常数由色散关系本身是无法计算的,可以用有效拉氏量计算同样的量,最后用有效拉氏量中的系数表达出这些常数。具体到目前的例子,准到 p^4 阶的有效拉氏量计算给出 $f'_{\pi}(0) = \frac{2L_9}{F_{\pi}^2}$ 这样的结合计算,比单独的准到 p^4 阶的有效拉氏量计算结果更精确之处在于, p^4 阶的有效拉氏量直接计算 π 介子形状因子的结果相当于在二次减除的色散关系右边积分中形状因子的虚部 $\text{Im}f_{\pi}(s')$ 取了准到 p^4 阶的有效拉氏量理论计算结果,

$$\text{Im}f_{\pi}(s) = \frac{1}{96\pi F_{\pi}^2} \frac{(s - 4m_{\pi}^2)^{\frac{3}{2}}}{\sqrt{s}} \theta(s - 4m_{\pi}^2).$$

而在我们的结合计算中,色散关系右边积分中形状因子的虚部 $\text{Im}f_{\pi}(s')$ 取的是低能实验数据,这就增加了计算的精度。

有效拉氏量计算到越高阶,可以定出的常数越多,因而可以采用的减除的色散关系的减除阶数越高,由略去高能区的贡献导致的误差越小,结果越准确。

5 在手征有效拉氏量包含更多内容

手征有效拉氏量的经典工作^[1]是描述 8 个赝标 Goldstone 粒子 ($\pi^{\pm}, \pi^0, K^0, \bar{K}^0, K^{\pm}, \eta$) 的理论,这些粒子是强子谱中质量最低的粒子,理论的扩充即是将质量最高一些的强子包括进理论来。做得比较好的理论的特点是能够找到与圈图计算自治的数幂办法来安排理论的系统展开,很多理论目前还达不到这一点,只能用 H. Georgi 提出的 naive dimensional analysis^[7]进行数幂。本文只介绍那些做的比较好的结果。

5.1 η'

η' 是味道 $U(3)$ 九重态的成员,由于 $U_A(1)$ 反常,它与九重态中的其它 8 个赝标 Goldstone 粒子有本质的不同,不能被看作 Goldstone 粒子。在质量谱上,体现为它与 8 个赝标 Goldstone 粒子之间较大的质量差。因此未被嵌入 8 个赝标 Goldstone 粒子手征有效拉氏量的经典工作中。幸运的是 QCD 理论存在一个极限,大 N_c 极限,在此极限下, $U_A(1)$ 反常的效果是可以略掉的,此时 η' 可以被看作是第九个 Goldstone 粒子,因而可以直接用 $U_R(3) \otimes U_L(3)$ 对应的手征有效拉氏量描述它自己及它与其它 8 个赝标 Goldstone 粒子之间的相互作用。而原来描

述 8 个赝标 Goldstone 粒子的 $SU_R(3) \otimes SU_L(3)$ 手征有效拉氏量理论是此理论的子理论. 注意, 大 N_c 的讨论与手征对称性之间并没有直接的联系, 因此我们可以把 $1/N_c$ 展开嵌入 $U_R(3) \otimes U_L(3)$ 的手征有效拉氏量理论体系中, 因而把 $U_A(1)$ 反常的效果看成是在这个体系中的 $1/N_c$ 展开次领头阶项的效应. 当 N_c 确实很大时, 这样做一定是好的. 当 N_c 不很大时, 这样做是否好, 要看我们理论对 η' 的行为预言是否与另外 8 个赝标 Goldstone 粒子有本质的不同, 如果没有, 一定不好, 因为实验上 η' 与 8 个赝标 Goldstone 粒子之间较大的质量差. 如果有, 还要看与实验比较的情况.

工作^[19]的具体讨论表明, 即使把 η' 看成是 Goldstone 粒子, 在 $U_R(3) \otimes U_L(3)$ 的手征有效拉氏量理论体系中, η' 也起着与另外 8 个赝标 Goldstone 粒子非常不同的作用. 主要原因是:

$\eta^0(U(3)$ 单态, η' 的主要成分) 可以和 $F\bar{F}$ 的源 θ 构成一个手征不变量 $\frac{\sqrt{6}}{f} \eta^0(x) + \theta(x)$, 由于这个不变量是 p^0 阶的, 因此理论中 p^0 阶项及其它任意阶项前的系数都可以是它的任意函数, 并且函数的行为由手征对称性是无法定出来的. 因此 $U_R(3) \otimes U_L(3)$ 手征有效拉氏量理论体系本身允许 η' 起与另外 8 个赝标 Goldstone 粒子非常不同的作用, 但究竟是什么样的作用, 仅凭手征对称性, 理论是无法回答的. 考虑到原始 QCD 在大 N_c 极限下具有一些特殊性质, 将这些性质结合进手征有效拉氏量中, 可以得到一些对这些任意函数对 N_c 依赖的性质. 例如, 在大 N_c 极限下, 夸克圈是被禁戒的, 因而对强子来说, 不能有夸克对的产生和湮没. QCD 在这时对每一个夸克, 反夸克味是单独守恒的, 即理论具有 $\sum_i U(1)_{q_i} \otimes U(1)_{\bar{q}_i}$ 对称性. 这个只有在大 N_c 极限下才出现的对称性会给出对有效拉氏量的限制. 但限制并不强. 理论仍有相当大的任意性. 限制这些任意性, 还需引入更多其它的对称性考虑.

5.2 ρ

描述 ρ 介子的理论有很多种, 典型的有两种.

一种是由 Bando, Kugo, Uehara, Yamawaki 和 Yanagida 提出的 Local Hidden Symmetry (LHS) 理论^[20], 其核心思想是将原来 Goldstone 场的定义 $U = \xi\xi^\dagger$ 扩展为 $U = \xi_L^\dagger \xi_R$, 并且利用这种扩展所具有的任意性-LHS, 将 ρ 看成是这个对称性的规范场而引入理论.

$$\mathcal{L} = f^2 \text{tr}(\alpha_{\mu\perp} \alpha_\perp^\mu) + \frac{1}{4} f^2 \text{tr}(\chi + \chi^\dagger) + af^2 \text{tr}(\alpha_{\mu\parallel} \alpha_\parallel^\mu) - \frac{1}{2g^2} \text{tr}(V_{\mu\nu} V^{\mu\nu}) + p^4 \text{terms},$$

其中

$$\alpha_\parallel^\mu \equiv -\frac{1}{2} i[(D^\mu \xi_L) \xi_L^\dagger \mp (D^\mu \xi_R) \xi_R^\dagger], \quad D_\mu \xi_L \equiv \partial_\mu \xi_L - iV_\mu \xi_L + i\xi_L \mathcal{L}_\mu,$$

$$D_\mu \xi_R \equiv \partial_\mu \xi_R - iV_\mu \xi_R + i\xi_R \mathcal{R}_\mu, \quad \chi \equiv 2b\xi_L(s + ip)\xi_R^\dagger.$$

p^4 项由 M. Tanabashi 给出^[21]. 为保证 LHS, ρ 对应的规范场 V_μ 必须被认作 p^1 阶量, 同时为保证在 p^2 阶拉氏量中出现 ρ 场动能项, 规范耦合常数 g 必须被认作 p^1 阶量, 在此数幂安排下, 由理论的 Higgs 机制给出的 ρ 质量的平方 $m_\rho^2 = ag^2 f^2$ 是 p^2 阶 (与 Goldstone 粒子质量平方同阶) 的量. 它保证 ρ 介子的传播子 $1/(p^2 - m_\rho^2)$ 在低能展开中保持不变. 注意, 为使理论在 p^2 阶的相

相互作用项数目有限,需假定除动能项外,拉氏量中的系数与规范耦合常数 g (或 ρ 质量) 的负幂次无关. 这个理论在么正规范下即是 Weinberg 的模型^[22]在 $a = 1$ 时即是 H. Georgi 提出的 vector limit 拉氏量^[23]

另一种描述是由 Gasser 和 Leutwyler 提出的^[1, 24], 其特点是 ρ 介子用一个张量场描述. M. Tanabashi 证明此模型等价于 LHS 理论的最低阶加有限个高阶项^[25]. 反过来, J. Bijnens 和 E. Pallante 也证明, 最低阶的 LHS 理论可以通过一个对偶变换变为相应的反对称张量理论^[26]. 此种描述的数幂与 Hidden symmetry 理论的数幂不同, 因与这个理论对应的 LHS 理论的拉氏量系数依赖 ρ 质量的负幂次, 因而带 p 的幂次. 这与前面 LHS 理论的数幂安排 (除动能项外, 拉氏量中的系数与规范耦合常数 g (或 ρ 质量) 的负幂次无关) 是冲突的. 它相应于将 LHS 理论的数幂安排中的要求拉氏量中的系数与规范耦合常数 g (或 ρ 质量) 的负幂次无关改为要求拉氏量中的系数至多依赖到规范耦合常数 g 的负一次幂. 这种改变导致在原来的每一能量幂次都要增加很多新的算符项.

将 LHS 作适当推广, 很容易进一步将轴矢介子嵌入理论中.

参 考 文 献

- 1 Gasser J, Leutwyler H. Ann. Phys., 1984, **158**:142; Nucl. Phys., 1985, **B250**:465
- 2 Burgess C P, David London, Phys. Rev., 1993, **D48**:4337
- 3 Georgi H. Annu. Rev. Nucl. Part. Sci., 1993, **43**:209
- 4 Weinberg S. Phys. Rev., 1997, **D56**:2303
- 5 Weinberg S. Physica, 1979, **96A**:327
- 6 He H J, Kuang Y P, Yuan C P. Phys. Rev., 1997, **D55**:3038; hep-ph/9704276
- 7 Georgi H. *Weak Interaction and Modern Partile Theory*, Benjamin Publishing Company, 1984; Manohar A, Georgi H. Nucl. Phys., 1995, **B234**:189
- 8 Levi A R. Nucl. Phys. Proc. Suppl. 1997, **53**:275; Levi A R. Phys. Rev., 1997, **D56**:1101
- 9 Pauli H C. hep-th/9706053
- 10 Balog J. Phys. Lett., 1984, **B149**:197; Andrianov A A, Bonora L. Nucl. Phys., 1984, **B233**:232; Andrianov A A. Phys. Lett., 1985, **B157**:425; Karchev N I, Slavnov A A. Theor. Mat. Phys., 1985, **65**; Zaks A. Nucl. Phys., 1985, **B260**:241; Espiru E, Rafael E De, Taron J. Nucl. Phys. 1990, **B345**:22; Bijnens J. Nucl. Phys., 1991, **B367**:709; Alvarez-Estrada R F, Gomez A. Nicola, Phys. Lett., 1995, **B355**:288
- 11 Pagels H, Stokar S. Phys. Rev., 1979, **D20**:2947.
- 12 Zuk J. Z. Phys., 1985, **29**:303; Dakonov D I, Petrov V Yu. Nucl. Phys., 1986, **B272**:457; Praszalowicz M, Valencia G. Nucl. Phys, 1990, **B341**:27
- 13 Ecker G, Gasser J, Pich A et al. Nucl. Phys., 1989, **B321**:311; Donoghue J, Ramirez C. Valencia G. Phys. Rev., 1989, **D39**:425; Bolokhov A, Vereshagin V, Polyakov, Sov. J. Nucl. Phys., 1991, **53**:251
- 14 Belkov A A, hep-ph/9408368; Klevansky S P, Lemmer R H. hep-ph/9707206
- 15 Polyakov M V, Vereshagin V V. Phys. Rev., 1996, **D54**:1112
- 16 Fearing H W, Scherer S, Phys. Rev., 1996, **D53**:315
- 17 Zhitnitsky A R, Phys. Rev., 1996, **D54**:5148
- 18 John F Donohue, hep-ph/9607351
- 19 Siklody P Herrera, Latorre J I, Pascual P et al. Nucl. Phys., 1997, **B497**:345
- 20 Bando M, Kugo T, Uehara S, et al. Phys. Rev. Lett., 1985, **54**:1215; Bando M, Kugo T, Yamawaki K. Phys. Rep., 1988, **164**:218

- 21 Masaharu Tanabashi, Phys. Lett., 1996, **B384**:218
- 22 Weinberg S. Phys. Rev, 1968, **166**:1568
- 23 Geogi H. Phys. Rev. Lett., 1989, **63**:1917; Nucl. Phys., 1990, **B331**:311
- 24 Ecker G, Gasser J, Pich A et al. Nucl. Phys., 1989, **B321**:311; Donoghue J F, Ramirez C, Valencia G. Phys. Rev., 1989, **D39**:1947
- 25 Tanabashi Masaharu. Phys. Lett., 1996, **B384**:218
- 26 Bijnens J, Pallante E. Mod. Phys. Lett., 1996, **A11**:1069

Effective Lagrangian Theory

Wang Qing

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

Abstract From view point of modern field theory, all theories for realistic interaction are effective, which come from some more elementary theory. One main feature of effective theory is that it include infinite number of interaction terms. Effective theory is different with standard renormalizable field theory. Here, we focus on a class of special effective theory-effective chiral Lagrangian in strong interaction, discuss its features and present status of its development. We don't involve heavy quark effective field theory and NRQCD and the combination of these theories and effective chiral Lagrangian.

Key words effective chiral Lagrangian, strong interaction, quantum chromodynamics