SO(4)/SO(3)对称破缺的 Goldstone 玻色子有效拉氏量的构造

黄家辉, 邓芳清, 郭光洲, 谢浩瑜, 刘琪汕, 江浩湘*
(华南师范大学物理与电信工程学院,广州 510006)

摘要:采用 CCWZ 方法和最近几年提出的移位对称性(Shift-symmetry)方法分别计算了 SO(4)/SO(3) 对称破缺的 Goldstone 玻色子的有效拉氏量,并对 2 种方法的计算结果进行了对比. 研究表明:通过对 Shift-symmetry 方法构造的拉氏量中的自由参数 f 作 $f\to\sqrt{2}f$ 的标度变换,则用 2 种方法构造的有效拉氏量是一致的. 这证明了移位对称性方法在 Goldstone 玻色子有效拉氏量的构造方面的有效性.

关键词:对称破缺; Goldstone 玻色子; 有效拉氏量; CCWZ 方法; 移位对称性方法

中图分类号:O412.3　　**文献标志码**:A　　**文章编号**:1000-5463(2018)04-0001-04

Constructing Effective Lagrangians of the Goldstone Bosons of SO(4)/SO(3) Symmetry Breaking

HUANG Jiahui, DENG Fangqing, GUO Guangzhou, XIE Haoyu, LIU Qishan, JIANG Haoxiang*
(School of Physics and Telecommunication Engineering, South China Normal University, Guangzhou 510006, China)

Abstract: With the CCWZ method and the recently proposed shift-symmetry method, the effective Lagrangians of Goldstone bosons of SO(4)/SO(3) symmetry breaking are separately constructed and the results are compared. It is shown that the effective Lagrangians constructed by rescaling the free parameter f with shift-symmetry method, $f\to\sqrt{2}f$, are consistent. This proves the effectiveness of shift-symmetry method for the construction of effective Lagrangians of Goldstone bosons.

Key words: symmetry breaking; Goldstone bosons; effective Lagrangian; CCWZ method; shift-symmetry method

自发对称破缺是物理学中一类核心的对称破缺机制, 无论在凝聚态物理还是基本粒子物理领域都有重要应用[1-3]. 假设具有连续的内部对称性群 G, 如果理论的真空态在某些对称群 G 的作用下是可变的,那么对称群 G 发生自发对称破缺,而保持真空态不变的对称变换构成 G 的一个未破缺的子群 H. 关于自发对称破缺 G/H,Goldstone 定理[4]指出对于每一个破缺的连续对称变换生成元都存在一个无质量的 Goldstone 玻色子与之对应.

Goldstone 玻色子的动力学由有效拉氏量来描述. 在 1960 年,GELL-MANN 和 LEVY 在手征对称性破缺中提出 Goldstone 玻色子有效拉氏量的构造[5]. 1969 年, COLEMAN、CALLAN、WESS 和 ZUMINO 针对连续的内部对称破缺系统地提出了构造相应 Goldstone 玻色子有效拉氏量的方法[6-7]. 该方法以基姓氏被命名为“CCWZ”方法. 此后,CCWZ 方法成为构造 Goldstone 玻色子有效拉氏量的一般方法. 2015 年,LOW 研究组提出一种新的基于 Adler 零条件[8-9]和移位对称性(shift-symmetry)的构造 Goldstone 玻色子有效拉氏量的方法[10-18],即 Shift-symmetry 方法. 该方法与 CCWZ 方法的联系与区别在于:(1) Shift-symmetry 方法只是对于某一类满足所谓封闭条件的模型才适用.(2) 利用 Shift-symmetry 方法构造 Goldstone 玻色子的有效拉氏量时,只需要知道对称破缺后未破缺的群 H 的性质,不涉及破缺群 G. 而在利用 CCWZ 方法构造有效拉氏量时,必须知道破缺的对称群 G 和未破缺的子群 H. Shift-symmetry 方法体现了 Goldstone 玻色子相互

收稿日期: 2017-05-18　　《华南师范大学学报(自然科学版)》网址:http://journal.scnu.edu.cn/n
基金项目: 国家自然科学基金项目(11504115);广东省自然科学基金项目(2016A030313444)
* 通讯作者:江浩湘,讲师,Email:haoxiang.jiang@m.scnu.edu.cn.

作用的普适性特点. 文献[10]通过 SU(2)/U(1)破缺的例子说明了 CCWZ 方法和 Shift-symmetry 方法的一致性,进而将 Shift-symmetry 方法推广到一般的破缺情况.

为了进一步证明 CCWZ 方法和 Shift-symmetry 方法的一致性,本文选取了一个更复杂的对称破缺模型:SO(4)/SO(3)的破缺. 选取这个模型的原因:一是该模型的未破缺群 SO(3)群是非阿贝尔群,而文献[3]中讨论的例子都是阿贝尔 $U(1)$ 群;二是 Shift-symmetry 方法适用于对该模型的计算. 本文采用上述 2 种不同方法分别构造 Goldstone 玻色子的拉氏量,并对结果进行比较, 发现 2 种方法构造的有效拉氏量结果是一致的.

1 有效拉氏量的计算方法

1.1 CCWZ 方法

考虑内部对称群 G 自发破缺到对称子群 H. 群 G 和 H 的维度分别为 $\dim(G)$ 和 $\dim(H)$. 用符号 $\boldsymbol{T}^i$ $(i=1,2,\cdots,\dim(H))$ 表示未破缺群 H 中的生成元, $\boldsymbol{X}^a(a=1,2,\cdots,\dim(G)-\dim(H))$ 表示破缺陪集 G/H 中的生成元. 通常这些生成元有如下的对易关系:

$$[\boldsymbol{T}^i,\boldsymbol{T}^j]=\mathrm{i}F^{ijk}\boldsymbol{T}^k,[\boldsymbol{T}^i,\boldsymbol{X}^a]=\mathrm{i}F^{iab}\boldsymbol{X}^b,$$
$$[\boldsymbol{X}^a,\boldsymbol{X}^b]=\mathrm{i}F^{cbi}\boldsymbol{T}^i+\mathrm{i}F^{abc}\boldsymbol{X}^c,$$

其中,F 是群的结构常数,对相同指标要求和. 若 $F^{abc}=0$, 则$[\boldsymbol{X}^a,\boldsymbol{X}^b]=\mathrm{i}F^{abi}\boldsymbol{T}^i$,$G/H$ 称为对称陪集.

利用 Goldstone 玻色子场可以将陪集空间中元素 ξ 参数化为

$$\xi=\mathrm{e}^{\mathrm{i}\Pi/f},\ \Pi=\boldsymbol{\pi}^a\boldsymbol{X}^a,$$

其中,f 是一个具有质量量纲的参数,比如,在 QCD 的手征对称破缺理论中,它代表 π 介子衰变常数. 注意 $\xi\in G/H$,所以在群元素 $g\in G$ 时,变换如下[10]:

$$g\xi=\xi' U(g,\xi),$$

其中 $U(g,\xi)\in H$ 是 H 的 1 个群元.

由 Cartan-Maurer 1-形式可得 Goldstone 玻色子的协变导数 D_μ 和相应的规范场 Λ_μ[10]:

$$\xi^\dagger\mathrm{d}\xi=\mathrm{id}\boldsymbol{X}^\mu(D_\mu^a\boldsymbol{X}^a+\Lambda_\mu^i\boldsymbol{T}^i)\equiv\mathrm{id}\boldsymbol{X}^\mu(D_\mu+\Lambda_\mu). \quad (1)$$

可以证明:在群变换下 Goldstone 玻色子的协变导数 D_μ 满足齐次变换关系,相应的规范场 Λ_μ 满足非齐次变换关系. Goldstone 玻色子的(二阶导数)有效拉氏量由协变导数 D_μ 给出:

$$\mathcal{L}=\frac{f^2}{2}\mathrm{Tr}(D^\mu D_\mu). \quad (2)$$

1.2 Shift-symmetry 方法

粒子物理中的 π 介子可以看作是 Goldstone 玻色子,在对 π 介子研究的过程中,人们发现 π 介子之间的相互作用是由介子场的导数构成. 在 π 介子散射过程中,当 1 个 π 介子能动量趋于 0 时,整个散射振幅也趋于 0,即 Adler 零条件[8-9]. π 介子的这些性质由其有效拉氏量决定,通过要求拉氏量在 π 介子场的 Shift 变换下不变则可得到此拉氏量. LOW[10]将上述方法推广到一般的 Goldstone 玻色子有效拉氏量的构造中,发展了 Shift-symmetry 方法.

一般对称破缺会有多个 Goldstone 玻色子产生. 采用 Dirac 括号表示多个 Goldstone 玻色子,推广的 Shift 变换为

$$|\boldsymbol{\pi}\rangle\to|\boldsymbol{\pi}\rangle+\sum_{m=0}^{\infty}\frac{A_m}{f^{2m}}(|\boldsymbol{T}^i\boldsymbol{\pi}\rangle\langle\boldsymbol{\pi}\boldsymbol{T}^i|)^m|\varepsilon\rangle, \quad (3)$$

其中,$|\varepsilon\rangle$ 是多分量的无穷小常参数,A_m 是待定参数. 如果要得到有效拉氏量,则必须求出 Goldstone 协变导数,它的一般表达式为

$$|D\boldsymbol{\pi}\rangle=|\partial\boldsymbol{\pi}\rangle+\sum_{m=1}^{\infty}\frac{B_m}{f^{2m}}(|\boldsymbol{T}^i\boldsymbol{\pi}\rangle\langle\boldsymbol{\pi}\boldsymbol{T}^i|)^m|\partial\boldsymbol{\pi}\rangle, \quad (4)$$

其中,B_m 是待定参数. 协变性要求 Goldstone 协变导数在 Shift 变换下作如下变换:

$$|D\boldsymbol{\pi}\rangle\to|D\boldsymbol{\pi}'\rangle=\exp(\mathrm{i}u^i\boldsymbol{T}^i)|D\boldsymbol{\pi}\rangle,$$

其中,

$$u^i(\boldsymbol{\pi},\varepsilon)=\langle\boldsymbol{\pi}\boldsymbol{T}^i|\sum_{m=1}^{\infty}\frac{C_m}{f^{2m-1}}(|\boldsymbol{T}^i\boldsymbol{\pi}\rangle\langle\boldsymbol{\pi}\boldsymbol{T}^i|)^m|\varepsilon\rangle,$$

C_m 是待定参数.

如果能够自洽地确定 A、B、C 三类待定参数则可得到 Goldstone 协变导数及相应的拉氏量. 三类待定参数可以通过基于 Adler 零定理的封闭性条件得出,最终只依赖 1 个参数. 该结果和 CCWZ 方法中只有 1 个自由参数 f 的情况一致,详细过程可以参考文献[10]. 与协变导数相应的规范场也可以由类似的方法求得.

2 对称破缺 SO(4)/SO(3)的有效拉氏量的计算

2.1 CCWZ 方法计算拉氏量

利用 CCWZ 方法计算自发对称破缺 SO(4)/SO(3)的 Goldstone 玻色子的有效拉氏量. SO(4)群

共有 6 个生成元,其四维表达式可以选取如下:

$$\boldsymbol{T}_1=-\mathrm{i}\begin{pmatrix}0&0&0&0\\0&0&1&0\\0&-1&0&0\\0&0&0&0\end{pmatrix},\boldsymbol{T}_2=-\mathrm{i}\begin{pmatrix}0&0&-1&0\\0&0&0&0\\1&0&0&0\\0&0&0&0\end{pmatrix},$$

$$\boldsymbol{T}_3=-\mathrm{i}\begin{pmatrix}0&1&0&0\\-1&0&0&0\\0&0&0&0\\0&0&0&0\end{pmatrix},\boldsymbol{X}_1=-\mathrm{i}\begin{pmatrix}0&0&0&1\\0&0&0&0\\0&0&0&0\\-1&0&0&0\end{pmatrix},$$

$$\boldsymbol{X}_2=-\mathrm{i}\begin{pmatrix}0&0&0&0\\0&0&0&1\\0&0&0&0\\0&-1&0&0\end{pmatrix},\boldsymbol{X}_3=-\mathrm{i}\begin{pmatrix}0&0&0&0\\0&0&0&0\\0&0&0&1\\0&0&-1&0\end{pmatrix}.$$

为不失一般性,选取真空态为$(0\quad 0\quad 0\quad 1)^{\mathrm{T}}$,则对于此真空态,破缺的群生成元为 $\boldsymbol{X}_1,\boldsymbol{X}_2,\boldsymbol{X}_3$,未破缺的群生成元为 $\boldsymbol{T}_1$、$\boldsymbol{T}_2$、$\boldsymbol{T}_3$. 这 3 个未破缺的生成元生成对称子群为 SO(3). 6 个生成元满足对易关系:$[\boldsymbol{T}_i,\boldsymbol{T}_j]=\mathrm{i}\varepsilon_{ijk}\boldsymbol{T}_k,[\boldsymbol{T}_i,\boldsymbol{X}_a]=\mathrm{i}\varepsilon_{iab}\boldsymbol{T}_b,[\boldsymbol{X}_a,\boldsymbol{X}_b]=\mathrm{i}\varepsilon_{abi}\boldsymbol{T}_i$,其中 ε 是全反对称张量.

根据 Goldstone 定理,有 3 个破缺生成元则必然产生 3 个 Goldstone 玻色子场,记为 $\phi_a\ (a=1,2,3)$. 令 $\boldsymbol{\pi}=\phi_a\boldsymbol{X}_a=\phi_1\boldsymbol{X}_1+\phi_2\boldsymbol{X}_2+\phi_3\boldsymbol{X}_3,\phi^2=\phi_1^2+\phi_2^2+\phi_3^2$,则陪集 SO(4)/SO(3)中元素为 $\xi=\exp(\mathrm{i}\pi/f)$,

由式(1)可分别求得 Goldstone 协变导数和相应的规范场. 由于 Goldstone 协变导数与破缺生成元相联系,根据生成元对易关系,可知只有偶数次对易才有各阶 Goldstone 协变导数,具体计算如下:

当 $n=0$ 时,$D_\mu=\frac{1}{f}\partial_\mu\boldsymbol{\pi}=\frac{1}{f}\partial_\mu\phi_a\boldsymbol{X}_a$;

当 $n=2$ 时,

$$D_\mu=\frac{1}{f}\partial_\mu\boldsymbol{\pi}-\frac{1}{3!f^3}\partial_\mu\phi_a\phi_b\phi_c[\boldsymbol{X}_c,[\boldsymbol{X}_b,\boldsymbol{X}_a]]=\frac{1}{f}\partial_\mu\phi_a\boldsymbol{X}_a-\frac{1}{3!f^3}\left(\phi^2\partial_\mu\phi_a\boldsymbol{X}_a-\frac{1}{2}\partial_\mu\phi^2\cdot\phi_a\boldsymbol{X}_a\right);$$

当 $n=4$ 时,

$$D_\mu=\frac{1}{f}\partial_\mu\boldsymbol{\pi}-\frac{1}{3!f^3}\partial_\mu\phi_a\phi_b\phi_c[\boldsymbol{X}_c,[\boldsymbol{X}_b,\boldsymbol{X}_a]]+\frac{1}{5!f^5}\partial_\mu\phi_a\phi_b\phi_c\phi_d\phi_e[\boldsymbol{X}_e,[\boldsymbol{X}_d,[\boldsymbol{X}_c,[\boldsymbol{X}_b,\boldsymbol{X}_a]]]]=\frac{1}{f}\partial_\mu\phi_a\boldsymbol{X}_a-\frac{1}{3!f^3}\left(\phi^2\partial_\mu\phi_a\boldsymbol{X}_a-\frac{1}{2}\partial_\mu\phi^2\cdot\phi_a\boldsymbol{X}_a\right)+\frac{1}{5!f^5}\phi^2\left(\phi^2\partial_\mu\phi_a\boldsymbol{X}_a-\frac{1}{2}\partial_\mu\phi^2\cdot\phi_a\boldsymbol{X}_a\right);$$

当 n 为一般偶数时,

$$D_\mu=\frac{1}{f}\partial_\mu\boldsymbol{\pi}-\frac{1}{3!f^3}\partial_\mu\phi_a\phi_b\phi_c[\boldsymbol{X}_c,[\boldsymbol{X}_b,\boldsymbol{X}_a]]+\frac{1}{5!f^5}\partial_\mu\phi_a\phi_b\phi_c\phi_d\phi_e[\boldsymbol{X}_e,[\boldsymbol{X}_d,[\boldsymbol{X}_c,[\boldsymbol{X}_b,\boldsymbol{X}_a]]]]+\cdots+\frac{(-\mathrm{i})^n}{(n+1)!f^{n+1}}\partial_\mu\phi_a\phi_b\phi_c\phi_d\phi_e\cdots[\cdots\boldsymbol{X}_e,[\boldsymbol{X}_d,[\boldsymbol{X}_c,[\boldsymbol{X}_b,\boldsymbol{X}_a]]]]=\frac{1}{f}\partial_\mu\phi_a\boldsymbol{X}_a-\frac{1}{3!f^3}\left(\phi^2\partial_\mu\phi_a\boldsymbol{X}_a-\frac{1}{2}\partial_\mu\phi^2\cdot\phi_a\boldsymbol{X}_a\right)+\frac{1}{5!f^5}\phi^2\left(\phi^2\partial_\mu\phi_a\boldsymbol{X}_a-\frac{1}{2}\partial_\mu\phi^2\cdot\phi_a\boldsymbol{X}_a\right)+\cdots+\frac{(-\mathrm{i})^n}{(n+1)!f^{n+1}}\phi^{2(n-2)}\left(\phi^2\partial_\mu\phi_a\boldsymbol{X}_a-\frac{1}{2}\partial_\mu\phi^2\cdot\phi_a\boldsymbol{X}_a\right)=\frac{1}{f}\partial_\mu\phi_a\boldsymbol{X}_a+\left(-\frac{1}{3!f^3}+\frac{1}{5!f^5}\phi^2+\cdots+\frac{(-\mathrm{i})^n}{(n+1)!f^{n+1}}\phi^{2(n-2)}\right)\left(\phi^2\partial_\mu\phi_a\boldsymbol{X}_a-\phi\partial_\mu\phi\cdot\phi_a\boldsymbol{X}_a\right).$$

所以,Goldstone 协变导数的一般表达式为

$$D_\mu=\frac{1}{f}\partial_\mu\phi_a\boldsymbol{X}_a+\left(\sin\frac{\phi}{f}-\frac{\phi}{f}\right)\partial_\mu\left(\frac{\phi_a}{\phi}\right)\boldsymbol{X}_a.\tag{5}$$

由式(5)可得 Goldstone 玻色子的有效作用量为:

$$\mathcal{L}=\frac{f^2}{2}\mathrm{Tr}(D^\mu D_\mu)=\sum_a\left[\partial_\mu\phi_a+f\partial_\mu\left(\frac{\phi_a}{\phi}\right)\left(\sin\frac{\phi}{f}-\frac{\phi}{f}\right)\right]^2.\tag{6}$$

2.2　Shift-symmetry 方法计算拉氏量

对于 SO(4)/SO(3)破缺,Shift-symmetry 方法给出的 Goldstone 协变导数的一般表达式为:

$$|D\phi\rangle=|\partial\phi\rangle+\frac{2}{\langle\phi|\phi\rangle}\left(1-\frac{f}{\sqrt{2\langle\phi|\phi\rangle}}\sin\frac{\sqrt{2\langle\phi|\phi\rangle}}{f}\right)\cdot\langle\partial\phi\boldsymbol{T}_i\phi\rangle|\boldsymbol{T}_i\phi\rangle,\tag{7}$$

其中,符号$|\phi\rangle$表示 3 个 Goldstone 玻色子场 $\phi_i(i=1,2,3)$构成的列矢量场. Goldstone 玻色子的有效拉氏量为:

$$\mathcal{L}=\frac{1}{2}\langle D\phi|D\phi\rangle=\frac{1}{2}\Big\{\langle\partial\phi|\partial\phi\rangle+\frac{2}{\phi^2}\left(1-\frac{f}{\sqrt{2}\phi}\sin\frac{\sqrt{2}\phi}{f}\right)\langle\partial\phi|\boldsymbol{T}^i\phi\rangle\langle\partial\phi|\boldsymbol{T}^i\phi\rangle+\frac{2}{\phi^2}\left(1-\frac{f}{\sqrt{2}\phi}\sin\frac{\sqrt{2}\phi}{f}\right)\langle\partial\phi|\boldsymbol{T}^i\phi\rangle\langle\partial\phi|\boldsymbol{T}^i\phi\rangle+\left[\frac{2}{\phi^2}\left(1-\frac{f}{\sqrt{2}\phi}\sin\frac{\sqrt{2}\phi}{f}\right)\right]^2\langle\partial\phi|\boldsymbol{T}^i\phi\rangle\langle\partial\phi|\boldsymbol{T}^j\phi\rangle\cdot\langle\boldsymbol{T}^i\phi|\boldsymbol{T}^j\phi\rangle\Big\}.\tag{8}$$

取SO(3)群生成元的三维表示如下:

$$\boldsymbol{T}_1=\frac{-\mathrm{i}}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix}0&0&0\\0&0&1\\0&-1&0\end{pmatrix},\boldsymbol{T}_2=\frac{-\mathrm{i}}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix}0&0&-1\\0&0&0\\1&0&0\end{pmatrix},$$

$$\boldsymbol{T}_3=\frac{-\mathrm{i}}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix}0&1&0\\-1&0&0\\0&0&0\end{pmatrix},$$

则计算可得:

$$\begin{aligned}\langle\partial\phi|\boldsymbol{T}^i\phi\rangle\langle\partial\phi|\boldsymbol{T}^i\phi\rangle=&-\frac{1}{2}[(\partial_\mu\phi_1\phi_2-\partial_\mu\phi_2\phi_1)^2+\\&(\partial_\mu\phi_1\phi_3-\partial_\mu\phi_3\phi_1)^2+(\partial_\mu\phi_2\phi_3-\partial_\mu\phi_3\phi_2)^2]=\\&-\frac{1}{2}\phi^3\sum_a\left(\partial_\mu\phi_a\cdot\partial_\mu\frac{\phi_a}{\phi}\right);\end{aligned}\tag{9}$$

$$\langle\partial\phi|\boldsymbol{T}^i\phi\rangle\langle\partial\phi|\boldsymbol{T}^j\phi\rangle\langle\boldsymbol{T}^i\phi|\boldsymbol{T}^j\phi\rangle=\frac{1}{4}\phi^6\sum_a\left(\partial_\mu\frac{\phi_a}{\phi}\right)^2.\tag{10}$$

将式(9)、(10)代入拉氏量表达式可计算出拉氏量:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}=&\frac{1}{2}\left\{\sum_a\partial_\mu\phi_a\partial_\mu\phi_a+\sqrt{2}f\sum_a\left(\partial_\mu\phi_a\cdot\partial_\mu\frac{\phi_a}{\phi}\right)\left(\sin\frac{\sqrt{2}\phi}{f}-\right.\right.\\&\left.\left.\frac{\sqrt{2}\phi}{f}\right)+\frac{f^2}{2}\sum_a\left(\partial_\mu\frac{\phi_a}{\phi}\right)^2\left(\sin\frac{\sqrt{2}\phi}{f}-\frac{\sqrt{2}\phi}{f}\right)^2\right\}=\\&\frac{1}{2}\sum_a\left\{\partial_\mu\phi_a+\frac{f}{\sqrt{2}}\partial_\mu\left(\frac{\phi_a}{\phi}\right)\left(\sin\frac{\sqrt{2}\phi}{f}-\frac{\sqrt{2}\phi}{f}\right)\right\}^2.\end{aligned}\tag{11}$$

对比Shift-symmetry方法和CCWZ方法计算出的拉氏量,可以发现只需要对参数作标度变换$f\to\sqrt{2}f$,2种方法计算得到的Goldstone玻色子的有效拉氏量只差1个整体常数系数,整体的常数系数可以通过对拉氏量进行标度变换而吸收消除,所以2种方法得到的Goldstone玻色子的有效拉氏量完全一致.

3 结论

本文介绍了构造自发对称破缺时Goldstone玻色子有效拉氏量的2种方法:CCWZ方法和Shift-symmetry方法,然后分别用这2种方法计算了对称破缺SO(4)/SO(3)的Goldstone玻色子的有效拉氏量. 通过对比结果发现:2种方法构造的有效拉氏量是一致的,进一步证明了Shift-symmetry方法在构造Goldstone玻色子有效拉氏量方面的有效性.

参考文献:

[1] HIGGS P W. Broken symmetries and the masses of gauge bosons[J]. Physical Review Letters,1964,13(16):508-509.

[2] HIGGS P W. Broken symmetries,massless particles and gauge fields[J]. Physics Letter,1964,12(2):132-133.

[3] BERNSTEIN J. Spontaneous symmetry breaking and all that[J]. Review of Modern Physics,1974,46(1):7-48.

[4] GOLDSTONE J. Field theories with superconductor solutions[J]. Nuovo Cimento,1961,19(1):154-164.

[5] GELL-MANN M,LEVY M. The axial vector current in beta decay[J]. Nuovo Cimento,1960,16(4):705-726.

[6] COLEMAN S R,WESS J,ZUMINO B. Structure of phenomenological Lagrangians.1[J]. Physical Review,1969,177(5):2239-2247.

[7] CALLAN C G,COLEMAN S R,WESS J,et al. Structure of phenomenological Lagrangians 2[J]. Physical Review,1969,177(5):2247-2250.

[8] ADLER S L. Consistency conditions on the strong interactions implied by a partially conserved axial-vector current [J]. Physical Review,1965,137(4):1022-1033.

[9] ARKANI-HAMED N,CACHAZO F,KAPLAN J. What is the simplest quantum field theory?[J]. Journal of High Energy Physics,2010,2010(9):1-92.

[10] LOW I. Adler's zero and effective Lagrangians for nonlinearly realized symmetry[J]. Physical Review D,2015,91(10):105017/1-9.

[11] LOW I. Minimally symmetric higgs boson[J]. Physical Review D,2015,91(11):116005/1-9.

[12] LOW I. Double soft theorems and shift symmetry in nonlinear sigma models[J]. Physical Review D,2016,93(4):045032/1-7.

[13] GRIFFIN T,GROSVENOR K T,HORAVA P,et al. Scalar field theories with polynomial shift symmetries[J]. Communications in Mathematical Physics,2015,340(3):985-1048.

[14] HINTERBICHLER K,JOYCE A. Goldstones with extended shift symmetries[J]. International Journal of Modern Physics D,2014,23(13):1443001/1-24.

[15] ABEL S,STEWART R J. Shift-symmetries at higher order[J]. Journal of High Energy Physics,2016,2:182/1-19.

[16] COHEN A G,KAPLAN D B. Spontaneous baryogenesis [J]. Nuclear Physics B,1988,308(4):913-928.

[17] ARBUZOVA E V,DOLGOV A D,NOVIKOV V A. General properties and kinetics of spontaneous baryogenesis[J]. Physical Review D,2016,94(12):123501/1-17.

[18] DE SIMONE A,KOBAYASHI T,LIBERATI S. Geometric baryogenesis from shift symmetry[J]. Physical Review Letters,2017,118(13):131101/1-5.

【责任编辑:谭春林 责任校对:谭春林 英文审校:程杰】