

中间玻色子理论 I. 基本假设和对称性*

楊国琛 罗辽复 陆 埏

(天津工学院) (内蒙古大学)

提 要

本文提出了一个中间玻色子理论,把弱作用中宇称、同位旋和奇异数的不守恒都归之于中间玻色子的特殊性质(破缺性质)。这个理论统一描述了轻子型和非轻子型蜕变过程。当应用于轻子型蜕变,可以得到 Cabibbo 理论,并且给他的“单位长度”假设以自然的解释(几率归一条件)。当应用于非轻子型蜕变,可以得到 $|\Delta I| = \frac{1}{2}$ 等规律。

如所周知,李政道和杨振宁关于中间玻色子(以下简称中介子)的“二象(schizon)”理论能够解释弱作用中非轻子蜕变的 $|\Delta I| = \frac{1}{2}$ 规律^[1]。这个理论假定存在四种中介子($W^{\pm}, W^0, \bar{W}^0$),它们具有两种象,即它们可以组成两个同位旋量,也可以组成一个同位矢量和一个同位标量。它们以同位旋量的象与同位旋为 $\frac{1}{2}$ 的强子流耦合,而以同位矢量的象与同位旋为 1 的强子流耦合,两种耦合都构成同位标量。但是,中介子传递弱作用时要发生象的转换¹⁾,从而导致了非轻子蜕变中同位旋和奇异数的不守恒,并且遵循 $|\Delta I| = \frac{1}{2}$ 规律。

近年来,用强作用的么正对称性理论^[2,3]来研究弱作用的工作取得了不少成绩,Cabibbo 的轻子蜕变理论就是一例^[4]。为了进一步讨论弱作用过程中的这种么正对称性,以便统一考虑各种弱作用过程,有必要把李政道和杨振宁的“二象”理论加以推广和发展。本着这个精神,本文表述了一种中介子理论,把弱作用中宇称、同位旋和奇异数的不守恒都归源于中介子的特殊性质(破缺性质),对于纯轻子、半轻子和非轻子三种蜕变过程作了统一的描写。

本文所提出的中介子理论基于如下四个假设。

(1) 把李-杨中介子的两种象分别等同于 SU_3 八维表示的 1, 2, 7, 8 分量和 3, 4, 5, 6 分量(用 de Swart 记法^[5]),并且发展他们的假设,认为“二象性”意味着中介子以一定的几率处于两种象中,或者,更确切地说,假设四种中介子是八个象($w_1, \dots, w_8$)的线性组合,从而赋予了“二象性”以更为确定的物理意义。

考虑到电荷守恒,可知这种线性组合的最普遍形式应为

$$\int W^+ = \alpha w_1 - \beta w_3,$$

* 1965年5月13日收到。

1) 这种“象转换”的表述方式与李-杨的原始表述方式^[1]是等价的。

$$\begin{cases} W^- = -\alpha w_8 + \beta w_5, \\ W^0 = a w_2 + b w_4 + c w_6, \\ \overline{W^0} = a w_7 + b w_4 + c w_6. \end{cases} \quad (1)$$

其中 W^0 中没有包括 w_7 ; $\overline{W^0}$ 中没有包括 w_2 , 这是为了排除 $\Delta S = 2$ 的蜕变过程. 由 CP 守恒, 可知 α, β, a, b, c 均为实数. 显然, 五个系数应满足如下两个几率归一条件:

$$\begin{cases} \alpha^2 + \beta^2 = 1, \\ a^2 + b^2 + c^2 = 1. \end{cases} \quad (2)$$

所以, 五个系数中只有三个独立, 它们的数值可由实验确定.

(2) 假设 $W^\pm$ 粒子与轻子流相耦合, 其拉氏函数为

$$\mathcal{L}_w^{(l)} = g(i_+ W^- + i_- W^+), \quad (3)$$

其中轻子流 $i_+ = \bar{\mu} \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) \lambda + \bar{e} \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) \nu$, λ 和 ν 即通常的 ν_μ 和 ν_e .

(3) 假设中介子的八个象 $w_1, \dots, w_8$ 与强子八维流 J_ν 耦合成正标量, 其拉氏函数为

$$\mathcal{L}_w = -g(J_1 w_8 - J_2 w_7 + J_8 w_1 - J_7 w_2 + J_3 w_5 - J_4 w_4 + J_5 w_3 - J_6 w_6), \quad (4)$$

其中强子流 J_ν 的归一是这样选择的, 使其中包含的核子流 ($\bar{p}n$ 或 $\bar{n}p$) 项的系数为 1.

(4) 假设无论实态或者虚态, 中介子均只以 (1) 式的四种线性组合的完整形式 (而不以八个象的形式) 出现.

根据这些基本假设, 可以建立我们的弱作用理论¹⁾. 这个理论的重要特点之一是, 与强子流相耦合的是完全的八个象 ($w_1, \dots, w_8$), 但存在的中介子 (即使是作为弱蜕变过程中间态出现的虚中介子) 却只有四种. 因此, 为了求得弱作用过程 ($i \rightarrow f$) 的矩阵元, 就必须在通常的矩阵元 ($\langle f | \mathcal{L}_w^\dagger \mathcal{L}_w | i \rangle$) 中, 插入描写这种中间态不完全性或破缺性的“破缺投影算符”

$$\hat{\xi} = \sum_w |W\rangle \langle W|, \quad (5)$$

这里不对八个象而只对四种组合形式 ($W^\pm, W^0, \overline{W^0}$) 求和, 因此 $\hat{\xi} \approx 1$.

在通常理论中, 投影算符只是对始态或终态使用, 用以描写始态或终态处于某种不对称状态 (如某种极化状态) 的过程. 在我们的理论中, 对中间态也引用了投影算符, 它是虚中介子也只以不完全的四种形式而不以完全的八个象的形式出现这一物理假设的数学表示. 尽管造成中介子破缺性的物理机构是一个尚待研究而目前还不清楚的问题, 然而, 正是这种破缺性 (使得 $\hat{\xi} \approx 1$) 才导致了非轻子弱作用过程中同位旋和奇异数的不守恒.

显然, 半轻子和纯轻子过程的矩阵元可以在 $\langle f | \mathcal{L}_w^{(l)\dagger} \mathcal{L}_w | i \rangle$ 和 $\langle f | \mathcal{L}_w^{(l)\dagger} \mathcal{L}_w^{(l)} | i \rangle$ 中插入算符 $\hat{\xi}$, 并消去中介子后得到, 这样求出的等效哈密顿量的明显形式分别为

$$H_w^{s,1} = \frac{G}{\sqrt{2}} \{ (\alpha J_1 - \beta J_3) i_- + (\beta J_5 - \alpha J_8) i_+ \} \quad (6)$$

和

$$H_w^{p,1} = \frac{G}{\sqrt{2}} i_+ i_-, \quad (7)$$

1) 中介子产生和蜕变的矩阵元也容易求得, 如由初态 $|i\rangle$ 形成 W^+ 的矩阵元即为 $\langle W^+ | \mathcal{L}_w | i \rangle = \alpha \langle w_1 | \mathcal{L}_w | i \rangle - \beta \langle w_3 | \mathcal{L}_w | i \rangle$, 此处不另加讨论.

其中 $G/\sqrt{2} = g^2/m_W^2$; m_W 为中介子质量¹⁾. 这个结果与 Cabibbo 的轻子型蜕变理论相一致^[4], 并且由此可知

$$\alpha = \sin \theta, \quad \beta = \cos \theta, \quad \theta \approx 0.26. \quad (8)$$

值得注意的是, Cabibbo 关于“单位长度”的假设在这里得到了自然的解释, 它是几率归一条件[(2)式]的直接结果.

非轻子蜕变的矩阵元可以在 $\langle f | \mathcal{L}_w^+ \mathcal{L}_w | i \rangle$ 中插入 $\hat{\xi}$ 而求得. 显然, $\hat{\xi}$ 中包含了奇异数守恒 $\hat{\xi}_0 (\Delta S = 0)$ 和奇异数不守恒 $\hat{\xi}_1 (\Delta S = 1)$ 两部分, 即

$$\begin{aligned} \hat{\xi} &= \hat{\xi}_0 + \hat{\xi}_1, \\ \hat{\xi}_0 &= \alpha^2(|w_1\rangle\langle w_1| + |w_8\rangle\langle w_8| + \beta^2(|w_3\rangle\langle w_3| + |w_5\rangle\langle w_5|) + \\ &\quad + \alpha^2(|w_2\rangle\langle w_2| + |w_7\rangle\langle w_7|) + 2\beta^2|w_4\rangle\langle w_4| + 2c^2|w_6\rangle\langle w_6| + \\ &\quad + 2bc(|w_4\rangle\langle w_6| + |w_6\rangle\langle w_4|), \\ \hat{\xi}_1 &= -\alpha\beta(|w_1\rangle\langle w_3| + |w_3\rangle\langle w_1| + |w_8\rangle\langle w_5| + |w_5\rangle\langle w_8|) + \\ &\quad + ab(|w_2\rangle\langle w_4| + |w_4\rangle\langle w_2| + |w_7\rangle\langle w_4| + |w_4\rangle\langle w_7|) + \\ &\quad + ac(|w_2\rangle\langle w_6| + |w_6\rangle\langle w_2| + |w_7\rangle\langle w_6| + |w_6\rangle\langle w_7|). \end{aligned} \quad (9)$$

可以看出

1. $\hat{\xi}_0$ 所描述的非轻子过程是 Q, S, I_3 均守恒但同位旋 I 不守恒的过程. 这是因为 $\hat{\xi}_0$ 前八项的象虽不作转换, 但各项系数不同(属于同一同位旋多重态的各项系数也不同); 而后两项的象作了转换, 且 w_4 和 w_6 的 Q, S, I_3 相同而 I 不同. 对这种过程进行实验研究可以检验本文理论的正确与否. 然而, 虽然 I 的不守恒使它区别于强作用, 但却相同于电磁作用, 因此, 这种过程为强得多的电磁作用所掩盖而不易观察到.

2. $\hat{\xi}_1$ 反映了正确的象转换, 描写了奇异数不守恒的非轻子蜕变. 事实上, 非轻子蜕变的等效弱作用可以从矩阵元 $\langle f | \mathcal{L}_w^+ \hat{\xi}_1 \mathcal{L}_w | i \rangle$ 通过消去中介子而求得. 为了得到满足 $|\Delta I| = \frac{1}{2}$ 律的非轻子蜕变, (1) 式的系数应满足关系式

$$\alpha\beta = \sqrt{2}ab. \quad (10)$$

如果象通常那样, 假设非轻子蜕变等效弱作用属于 SU_3 八维表示, 那么 (1) 式的系数尚应满足另一关系式

$$b = \sqrt{3}c. \quad (11)$$

至此, (1) 式中的五个系数完全被确定[由 (2), (8), (10) 和 (11) 诸式]²⁾. 这时等效弱作用的明显形式为

$$\begin{aligned} H_w^{\Delta S=1}(\Delta S=1) &= \alpha\beta \frac{G}{\sqrt{2}} \left\{ -\bar{J}_8 J_5 - \bar{J}_3 J_1 + \frac{1}{\sqrt{2}} \bar{J}_7 J_4 + \frac{1}{\sqrt{2}} \bar{J}_4 J_2 + \frac{1}{\sqrt{6}} \bar{J}_7 J_6 + \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{\sqrt{6}} \bar{J}_6 J_2 - \bar{J}_1 J_3 - \bar{J}_5 J_8 + \frac{1}{\sqrt{2}} \bar{J}_2 J_4 + \frac{1}{\sqrt{2}} \bar{J}_4 J_7 + \frac{1}{\sqrt{6}} \bar{J}_2 J_6 + \frac{1}{\sqrt{6}} \bar{J}_6 J_7 \right\}. \end{aligned} \quad (12)$$

容易证明, 当系数满足 (10), (11) 式时, 插入 $\hat{\xi}_1$ 的运算相当于中介子的象作如下形式的转换:

1) 当过程中涉及的能量远小于 m_W 时成立.

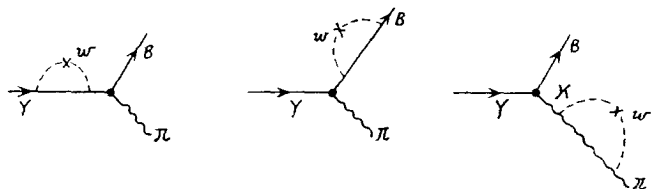
2) 如果非轻子蜕变等效弱作用中还包含有 27 维表示成分, 本文理论仍然成立, 只是 (11) 式应略作改变.

$$w \rightarrow w' = \{\lambda_6, w\} - \frac{2}{3} T_r(\lambda_6 w), \quad (13)$$

其中 w 为中介子的象(八重态)的 3×3 矩阵表示; λ_6 为 Gell-Mann 所用的么正旋矩阵^[2].

由此可见,尽管中介子和强子流的耦合满足 S, I 守恒律,但是,中介子的破缺性[假设(iv)]使它在传递弱作用时要作象转换,从而导致了 I, S 不守恒过程的发生. 显然,如果没有假设(iv),中介子仍以八个象的形式出现于中间态(即不引入 $\hat{\xi} \approx 1$ 的算符),那么就不会有象转换, I, S 不守恒的过程也就不会发生.

任何奇异粒子的非轻子蜕变问题都可以根据(12)式进行计算. 近年来一些作者在“极点近似”中^[6,7]所考虑的关于超子非轻子蜕变的物理机构与本文理论的 Feynman 图相当,图中实线、波线和虚线分别代表重子、介子和中介子,虚线上的“ $\times$ ”表示 w 的象发生了转换,粗黑圆点代表强作用顶角,其它为弱作用顶角. 这些图类似于通常的自能图,差别只在于中介子的象发生了转换,所以可称之为“类自能图”. 应当注意, Lee 和 Swift 曾指出^[7],当用么正八重态理论研究超子非轻子蜕变时,其重子极点图的蜕变幅的字称不守恒部分与 CP 守恒相矛盾. 但是,我们的中间玻色子理论是 CP 守恒的,由此导出的重子极点图蜕变幅的字称不守恒部分必满足 CP 守恒,因而将具有与 Lee-Swift 不同的新形式. 除类自能图外,尚有其它物理机构也对超子非轻子蜕变作出贡献. 关于本文理论在超子非轻子蜕变应用中的详细情况,我们将另文加以讨论^[8].



我们可以用同样的观点处理弱作用中宇称的不守恒. 假设每一种中介子 W 是两个象(矢量象 W_V 和轴矢量象 W_A)的线性组合

$$W = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_V + W_A), \quad (14)$$

而与弱流相耦合的是 W_V 和 W_A , 并且耦合成标量 ($J_V W_V + J_A W_A$), 那么中介子的这种破缺性(只存在 $\frac{1}{\sqrt{2}}(W_V + W_A)$, 不存在 $\frac{1}{\sqrt{2}}(W_V - W_A)$)就导致了弱作用中宇称不守恒. 在求弱作用矩阵元时, 必须插入“破缺投影算符”

$$\hat{\xi} = |W\rangle\langle W| = \frac{1}{2} \{ |W_V\rangle\langle W_V| + |W_A\rangle\langle W_A| + |W_V\rangle\langle W_A| + |W_A\rangle\langle W_V| \}. \quad (15)$$

显然, 这时所得结果与通常理论一致.

参 考 文 献

- [1] Lee, T. D., Yang, C. N., *Phys. Rev.*, **119** (1960), 1410.
- [2] Gell-Mann, M., *Phys. Rev.*, **125** (1962), 1067.
- [3] Ne'eman, Y., *Nucl. Phys.*, **26** (1961), 222.
- [4] Cabibbo, N., *Phys. Rev. Lett.*, **10** (1963), 531.

- [5] de Swart, J. J., *Rev. Mod. Phys.*, **35** (1963), 916.
- [6] Feldman, G., Mathews, P. T., Salam, A., *Phys. Rev.*, **121** (1961), 302; Sugawara, M., Sakuma, T., *Phys. Rev.*, **135** (1964), B260.
- [7] Lee, B. W., Swift, A. R., *Phys. Rev.*, **136** (1964), B228.
- [8] 杨国琛, 罗辽复, 陆 垓, 物理学报, 同期.

AN INTERMEDIATE BOSON THEORY (I) BASIC HYPOTHESES AND SYMMETRIES

YANG KUO-SHEN

(Tientsin College of Engineering)

LO LIAU-FU

(Inner Mongolian University)

LU TAN

ABSTRACT

In this paper, we formulate an intermediate boson (denoted as IB) theory based on the following assumptions: there are 8 images $w_1, \dots, w_8$ of IB, transforming as the octet of SU_3 , coupling with 8-dimensional hadron current to form an unitary singlet Lagrangian $\mathcal{L}_w$; but either in real or in virtual states, only 4 kinds of particles ($W^\pm, W^0, \bar{W}^0$ — 4 linear combinations of $w_1, \dots, w_8$) can occur. The incompleteness of virtual IB states, which is the very source of isospin and strangeness nonconservation in weak processes, can be described by a projection operator $\hat{\xi} = |W^+\rangle\langle W^+| + |W^-\rangle\langle W^-| + |W^0\rangle\langle W^0| + |\bar{W}^0\rangle\langle \bar{W}^0|$ used for intermediate states. If assuming further the lepton currents to couple directly with $W^\pm$, one can obtain a theory giving unified description for all weak processes. When applied to leptonic decays, our theory leads directly to that identical with Cabibbo's, and explains his hypothesis of "unit length" in a natural way (as a result of probability normalization). When applied to nonleptonic decays, our theory includes the $|\Delta I| = \frac{1}{2}$ rule.