对称性自发破缺与规范理论

郑 哲 洙

(延边大学物理系)

一、引　　言

基本粒子间的相互作用具有各种对称性，其中有些是严格对称的，有些只是近似地满足对称性要求，后者称为被破坏的对称性．被破坏的对称性又可分两类：一是象微扰项那样的某种外部原因使对称性遭到破坏的；二是由于某种内部原因使对称性自发地被破坏的．这后者我们称为对称性的自发破缺．

用对称性自发破缺理论，成功地解释了超导性和铁磁性等物理现象．因此，把它推广到基本粒子理论里的工作，曾引起了广泛兴趣．

若存在有对称性自发破缺，那末同时必然会出现 Goldstone 玻色子，但在自然界里至今还没有发现过这种粒子．Higgs 机制解决了如何避免出现 Goldstone 玻色子问题．

此外，Higgs 机制还可给 Yang-Mills 场（即非阿贝尔规范场）赋予质量，这就提供了把 Yang-Mills 场可当作基本粒子间相互作用场的可能性．电磁作用和弱作用具有显著不同的耦合常数，如果我们把它看作具有很大的对称性自发破缺的结果，那末就有可能统一描述电磁作用和弱作用．弱作用与电磁作用统一起来的 Weinberg-Salam 模型，最近已得到一些实验的支持，同时它正在和强子结构的夸克模型联系起来的方向进展．当前电磁、弱和强三种相互作用的统一规范理论，受到极广泛的重视．

二、对称性的自发破缺

自从六十年代提出强子结构的层子模型[1]以来，对基本粒子对称性的研究成为探讨强子内部结构的一个重要课题．

微观物理现象的复杂性和多样性，使人们不能不经常做各种变换．物理规律在某种变换下的不变性称为对称性．具有某种不变性，就具有相应的守恒量，这就是物理量的守恒定律，反之亦然．时空坐标原点是可以任意选定的，这时物理规律保持不变，这就是平移不变性，相应于这种对称性的就是能量、动量守恒定律．空间的各向同性，使物理规律具有转动不变性，与此相应的就是角动量守恒定律．

时空平移及空间转动变换都可以连续进行的，所以上述两种对称性表示连续变换下的不变性．此外，物理上还有分立变换的对称性，例如空间反演不变性，时间反射不变性和电荷共轭不变性等．

构成原子核的质子和中子，除电荷不同外，其余性质都相同．如果在某种情形下可忽略质子电荷的存在，那末，质子和中子成为全同粒子，这种空间称为同位旋空间．在同位旋空间里，质子和中子的交换下物理规律保持不变，这就是同位旋对称性，或称为 $SU(2)$ 对称性．在 Gell-Mann 的夸克模型里，三种夸克 u, d 和 s 除具有不同的电荷和超荷外，其他性质都相同．在夸克间的强相互作用，使三种夸克的交换下物理规律仍保持不变，这就是 $SU(3)$ 对称性．

由上述讨论可知，$SU(2)$ 及 $SU(3)$ 对称性不是严格对称的，它们的立足点已是近似的．$SU(2)$ 对称性由电磁作用所破坏，$SU(3)$ 对称性由电磁作用和弱作用所破坏，它们是被破坏的对称性．除此之外，发现 J(ψ) 粒子后提出的 $SU(4)$ 对称性，考虑夸克的自旋而提出的 $SU(6)$ 对称性等，都是被破坏的对称性．这些对称性理论在强子分类上获得了很大成就，被破坏的对称性是强子结构模型理论的重要基础．对称性被破坏的偏移究竟能容许到什么程度，而其实质又是什么？对这些问题目前还不十分清楚，有待进一步研究解决．

设某一体系的物理量 Q 和该体系的哈密顿量 H 是可对易的，那末 Q 是守恒量，并它和 H 是同时可对角化的．此时，体系的基态是 H 和 Q 的共同本征态．对由有限个粒子组成的体系，这种结论无疑是正确的，但对具有无穷多个自由度的体系却不一定成立．这是因为多粒子体系的集团效应，Q 和 H 虽可对易，但不一定同时可对角化．事实上，在凝聚态物理中所关心的多粒子系，严格来说其中的粒子数目是有限的，但其数目往往可达 10^{20} 数量级．经验证明，由这么多粒子组成的体系，只有作为由无穷多个粒子组成的体系看待，才能得到与实验一致的结果．

对这些由无穷多个粒子组成的体系而言，决定运动规律的哈密顿量 H 虽具有某种对称性，但体系的基态不一定具有同样的对称性．实际上，超导性和铁磁

性是按照这种想法解释成功的．总之，体系的拉氏函数或哈密顿函数具有某种对称性，但体系的基态破坏这种对称性时，把这种现象称为对称性自发破缺．

Nambu 等人[2]把解释超导现象的上述对称性自发破缺理论，首先引入到量子场论里．实际上，在量子场论所讨论的体系里，粒子数目是有限的．但由于二次量子化效应，体系中的粒子数目时常发生变化，因而它就会成为具有无穷多个自由度的体系．这就是能够把对称性自发破缺观念推广到量子场论的前提．

在量子场论里，基态是真空，所以把对称性自发破缺可写成

$$Q|0\rangle \neq 0. \tag{1}$$

为简单起见，这里我们取 Q 在真空态中的可能期望值 $\langle 0|Q|0\rangle$ 为零．设用 $\phi(x)$ 表示场算符，则由(1)式可知，若满足如下关系式

$$\langle 0|[Q,\ \phi(x)]|0\rangle \neq 0, \tag{2}$$

那末应当存在对称性自发破缺．

对称性自发破缺理论，设法把破缺的原因完全归结于态矢量．因此，在海森堡表象中的运动方程，拉氏函数，能量动量算符 p_μ 和上述守恒量 Q 等运动规律和物理量，都是与没有自发破缺的情形完全相同．实际上，我们观测到的量不是算符本身，而是把算符夹在态矢量中间的矩阵元．因此，如果态矢量破坏对称性，那末，我们所观测到的也是对称性被破坏情形下的量．

对称性自发破缺理论的特点是不需要在拉氏函数里人为地加进附加项而破坏对称性，因此它在粒子物理中受到广泛重视．然而，把这个理论应用到粒子物理时就遇到一些困难，这主要是它和 Goldstone 定理[3]之间的矛盾．

三、Goldstone 定理

曾经不少人以不同形式证明 Goldstone 定理[3—6]．通常这个定理表述如下：设体系的拉氏函数在某种连续变换下具有不变性，而这种对称性是自发破缺的，那末，此时必须有零质量、零自旋的粒子存在，把这种粒子称为 Goldstone 玻色子． Kastler[4] 和 Swieca[5] 等人讨论了这个定理的较严格的数学证明．此外还有一些人做了普遍证明[6]．下面简要介绍 Goldstone 等人的工作．

设有一个荷电标量场 $\phi(x)$，和它本身相互作用的拉氏函数由下式给出：

$$L = \partial^\mu\phi^+ \cdot \partial_\mu\phi - u\phi^+\phi - \frac{\lambda}{4}(\phi^+\phi)^2, \tag{3}$$

式中 $\partial^\mu \equiv \frac{\partial}{\partial x_\mu}(\mu = 0, 1, 2, 3)$，$u$ 相当于 ϕ 粒子的裸质量平方的量．根据能量的正值条件，耦合常数 λ 应取正值． L 是对第一类规范变换 $\phi \to e^{i\theta}\phi$，$\phi^+ \to e^{-i\theta}\phi^+$ 具有不变性．由(3)式导出的场方程为

$$(\partial^\mu\partial_\mu + u)\phi + \frac{1}{2}\lambda(\phi^+\phi)\phi = 0. \tag{4}$$

在讨论对称性自发破缺时，相互作用项具有决定性作用，所以方程(4)不宜用微扰近似法求解．一般采用 $\hbar$ 以幂级数形式展开的非微扰近似解，其零级近似是和经典理论一致的。

为考察对称性自发破缺的定性情况，先把(4)式看作经典场方程，此时其最简单解为

$$\phi = \frac{v}{\sqrt{2}}, \tag{5}$$

式中复数 v 满足方程

$$\left(u + \frac{1}{4}\lambda|v|^2\right)v = 0, \tag{6}$$

因 $\lambda > 0$，若 $u > 0$，则(6)式的解只有一个 $v = 0$．但若 $u < 0$，则除 $v = 0$ 外还具有解

$$|v| = \sqrt{-4u/\lambda}, \tag{7}$$

上式表示在 v 的复平面内的圆周上具有无穷多个解．由此可知，$u = 0$ 时的基态为 $\phi(x) = 0$，它在第一类规范变换下保持不变；$u < 0$ 时的基态是 $\phi(x) = \frac{v}{\sqrt{2}} \neq 0$，它是破坏不变性的．这后者表示经典理论里的对称性自发破缺．

当基态为 $\phi(x) = \frac{v}{\sqrt{2}} > 0$ 时，通常的 $\phi(x)$ 对这一基态的偏离可用两个实标量场 $\varphi(x)$ 和 $\psi(x)$ 表示为

$$\sqrt{2}\,\phi(x) = v + \varphi(x) + i\psi(x). \tag{8}$$

把(8)式代入到(3)式可得

$$L = \frac{u^2}{\lambda} + \frac{1}{2}(\partial^\mu\varphi \cdot \partial_\mu\varphi - \mu_0^2\varphi^2) + \frac{1}{2}\partial^\mu\psi \cdot \partial_\mu\psi - \frac{1}{2}g\mu_0\varphi(\varphi^2 + \psi^2) - \frac{1}{8}g^2(\varphi^2 + \psi^2), \tag{9}$$

式中 $\mu_0^2 = -2u > 0$，$g = \sqrt{\lambda/2}$，因而得 $v = \frac{\mu_0}{g}$．

现在从上述经典讨论转移到量子场论中去．因基态是真空态，所以(5)式可写成

$$\langle 0|\phi(x)|0\rangle = \frac{v}{\sqrt{2}} \neq 0, \tag{10}$$

上式满足条件(2)，因而(10)式就是在量子场论中对称性自发破缺的表示式．

把(8)式代入(10)式得

$$\langle 0|\varphi(x)|0\rangle = \langle 0|\psi(x)|0\rangle = 0, \tag{11}$$

这说明 $\varphi(x)$ 和 $\psi(x)$ 是通常的中性标量场，它们的质量在零级近似下各为 μ_0 和 0．实际上，若 v 为很大而 μ_0 为通常大小的量时，g 就成为很小的量，此时(9)式中表示相互作用的第三、四项可以忽略，所以标量场 $\psi(x)$ 的质量等于零，这个 $\psi(x)$ 就是 Goldstone 玻色子．

Goldstone 玻色子的出现是在无穷多个可能的基态中，作为实在的基态而选定一个时，必然导致的结果．只要存在有对称性自发破缺，同时就必须具有零质量、零自旋的 Goldstone 玻色子．不论对称性的变换群是

置换群或非置换群，凡对连续变换群而言，这个结论是普遍成立的，Higgs 机制当然是例外。

为给 Goldstone 玻色子赋予质量，可在拉氏函数里加进一个附加项，依此要避开上述困难。但这具有过分的任意性，因而对称性自发破缺也将失去意义。Higgs 机制[7]较圆满地解决了这个困难。

四、Higgs 机制

为消除 Goldstone 玻色子的出现，Higgs 认为理论的协变形式不一定是必要的。因为利用库仑规范导出的量子电动力学理论虽不是相对论协变形式，但整个理论却满足相对论不变性。Higgs 证明，若象库仑力一样的远程力存在，那末 Goldstone 玻色子就会被消除。其理由是，因为此时空间积分是发散的，所以就不能定义如下的电荷算符：

$$Q = \int d^3x J_0(x). \tag{12}$$

很明显，这一事实不满足前述 Goldstone 定理的前提。Higgs 指出，当规范场和基本标量场相互作用时，若有对称性自发破缺存在，那末 Goldstone 玻色子和规范场以特殊机制结合起来，规范粒子成为质量不等于零的矢量粒子。此时，对应于 Goldstone 玻色子的自由度将变成矢量粒子的纵分量的自由度，这就消除了零质量的 Goldstone 玻色子。

在 Higgs 模型里，把拉氏函数写成

$$L = -\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} + (\partial^\mu + ieA^\mu)\phi^+(\partial_\mu - ieA_\mu)\phi$$

$$- u\phi^+\phi - \frac{\lambda}{4}(\phi^+\phi)^2, \tag{13}$$

式中 $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$. 为导出超距作用的库仑力，量子化是在库仑规范中进行。

和 Goldstone 定理一样，作为对称性自发破缺的条件引入(10)式，并由(8)式定义的 $\phi(x)$ 代入(13)式得

$$L - \frac{u^2}{\lambda} = -\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} + \frac{1}{2}M^2(A^\mu - M^{-1}\partial^\mu\psi)$$

$$\cdot (A_\mu - M^{-1}\partial_\mu\psi) + eA^\mu(\psi\partial_\mu\varphi - \varphi\partial_\mu\psi)$$

$$+ eMA^\mu A_\mu\varphi + \frac{1}{2}e^2A^\mu A_\mu(\varphi^2 + \psi^2)$$

$$- \frac{1}{2}g\mu_0\varphi(\varphi^2 + \psi^2) - \frac{1}{8}g^2(\varphi^2 + \psi^2)^2. \tag{14}$$

这里我们取 $M = ev$. 设 e 和 g 都是非常小的量，则上式右边五个相互作用项在零级近似中都可忽略，此时得出

$$U_\mu = A_\mu - M^{-1}\partial_\mu\psi. \tag{15}$$

由此可知，剩下的只是质量为M的自由矢量场和质量为 μ_0 的自由标量场，因而就消除了 Goldstone 场。这样不仅消除了 Goldstone 玻色子，而且规范场(这里是电磁场)获得了质量，这就是 Higgs 机制。在库仑规范里，只有 A_μ 的横波是可以量子化的，而纵波不具有自由度。但带质量的矢量场U_μ具有三个独立分量，因而需要增加一个自由度。(15)式表示，Goldstone 场 ψ 就起着纵波分量作用。

从上述讨论可知，在 Higgs 机制中标量场 φ 起着极重要的作用。人们开始关心，在没有标量场的情况下，Higgs 机制能否继续有效的问题。Freundlich[8]等人提出了在 Nambu-Jona-Lasinio[2] 模型里附加一个轴矢量规范场的模型。接着 Aurilia[9] 等人和中西[10]对这个模型做了进一步探讨。结果指出，由于没有 Higgs 的基本标量场，Goldstone 玻色子以束缚态形式出现。这样，问题变得稍复杂了些，但可以肯定此时 Higgs 机制仍然成立。

Sen[11]等人指出，在相对论协变的量子场论里，若有连续性的对称性自发破缺存在，那末必须还存在有 Goldstone 玻色子。事实上，Higgs 机制和 Goldstone 玻色子彼此不排斥对方的存在，它们可以互相共存。

Fradkin[12] 和中西[13]等人讨论对称性自发破缺时，作为电磁场量子化的协变形式不采用传统的 Gupta-Bleuler 形式，而利用最近确立的 Landau 规范形式。这个规范除电磁场 A_μ 外还引入一个辅助的标量场 B，并在拉氏函数中附加一项 $B\partial^\mu A_\mu$. 这时 A_μ 和 B 满足方程

$$\partial^\nu\partial_\nu A_\mu - \partial_\mu B = j_\mu,\ \partial^\mu A_\mu = 0, \tag{16}$$

式中 j_μ 为守恒电流，即 $\partial^\mu j_\mu = 0$，由上式可得

$$\partial^\mu\partial_\mu B = 0. \tag{17}$$

这说明 B 是满足自由场方程的零质量标量场。把 A_μ 和 ϕ 当作独立变量进行正则量子化时，由于拉氏函数中 $B\partial_0A_0$ 项的存在，B 成为 A_0 的正则共轭量。在正则关系中虽不出现 $\dot{B} = \partial_0 B$，但由(16)式可得

$$\dot{B} = \sum_{k=1}^{3}\partial_k\dot{A}_k - \Delta A_0 - j_0, \tag{18}$$

这样就能计算等时对易关系。由于(18)式右边最后一项的存在，$B(x)$ 和 $\phi(y)$ 不是对易的，而具有形式

$$[B(x), \phi(y)] = e\phi(y)D(x-y), \tag{19}$$

式中 $D(x-y)$ 表示零质量的不变 δ 函数。

确定物理上容许的态 $|\text{phys}\rangle$ 的辅助条件由下式给出：

$$B^+(x)|\text{phys}\rangle = 0, \tag{20}$$

其中 $B^+(x)$ 表示 $B(x)$ 的正能部分。

在(19)式及其厄米共轭式中代入(8)式得

$$[B(x), \psi(y)] = -ie[v + \varphi(y)]D(x-y), \tag{21}$$

若取上式对真空态的可能值时，用(11)式可得

$$\langle 0|[B(x), \psi(y)]|0\rangle = -iM\cdot D(x-y). \tag{22}$$

对渐近场的对易关系由上式可得

$$[B^{in}(x), \psi^{in}(y)] = -iM\cdot D(x-y), \tag{23}$$

此式具有重要意义.因上式左边不等于零，所以 $\psi^{in}(x)$

不能恒等于零. $D(x-y)$ 还满足达朗贝尔方程,因而 $\phi'^{in}(x)$ 应当满足零质量的自由场方程, 也就是此时有 $\phi'^{in}(x)$ 这样一个 Goldstone 场存在. 因此, 在相对论协变量子化的 Higgs 机制中, Goldstone 定理仍然成立.

$B(x)$ 满足自由场方程,所以可写为

$$B^{in}(x)=B(x), \tag{24}$$

辅助条件(20)也可改写成

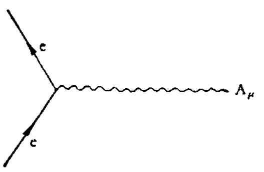
$$B^{in(+)}(x)|\mathrm{phys}\rangle = 0, \tag{25}$$

此时(23)式表示, 因 $\phi'^{in}(y)$ 场的作用而从真空态中生成的粒子(即 Goldstone 玻色子)是不满足辅助条件的, 所以它是个非物理粒子. 这就说明,在 Higgs 机制里, Goldstone 玻色子不能作为一个物理状态出现. 总之, 在相对论协变形式里, 以引入辅助条件的方式才从理论上明确建立起 Higgs 机制.

五、规范理论

前面我们把 A_μ 看做电磁场,但实际的电磁场其质量为零而且严格满足电荷守恒定律, 因而对它将无法适用 Higgs 机制. 因此, A_μ 只能可以理解为某种规范场.

图 1 表示电磁相互作用的费曼图, 它表示两个费密子和一个光子在时空某一点上的相互作用. 此时的拉氏函数是在光子不存在时的拉氏函数中取如下的置



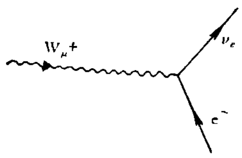


图 1 电磁作用费曼图 图 2 弱作用过程费曼图

换而得出:

$$\partial_\mu \to \partial_\mu - i\varepsilon A_\mu, \tag{26}$$

以这种形式引入的场 $A_\mu(x)$ 通常称为规范场.

图 2 表示弱作用过程, 它表示两个费密子和一个 W粒子(Weak Boson)在时空某一点上的相互作用. 弱作用力是短程力. 据至今的实验资料, 还无法断定弱作用力的作用距离是否有限的问题. 这说明W粒子的质量将是很重的,由实验结果的分析看来,其质量大约为质子质量的15倍以上.

作为图 2 所对应的场量 Ψ,引入

$$\Psi(x)=\begin{pmatrix}\nu_e(x)\\ e(x)\end{pmatrix}, \tag{27}$$

其中 $\nu_e(x)$ 和 $e(x)$ 各为表示中微子和电子的场量. (27)式形式上类似于电子的自旋波函数, 因此与电子自旋一样,可定义如下三个矩阵:

$$S_+=\frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix}0 & 1\\ 0 & 0\end{pmatrix},\quad S_-=\frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix}0 & 0\\ 1 & 0\end{pmatrix},$$

$$S_3=\frac{1}{2}\begin{pmatrix}1 & 0\\ 0 & -1\end{pmatrix}. \tag{28}$$

这些矩阵满足如下的对易关系:

$$\left.\begin{aligned} S_+S_3-S_3S_+&=-S_+,\\ S_-S_3-S_3S_-&=S_-,\\ S_+S_--S_-S_+&=S_3.\end{aligned}\right\} \tag{29}$$

和(29)式那样, 对易关系给出不等于零的封闭关系的代数称为非阿贝尔代数.

仿照电磁相互作用, 对 $\Psi(x)$ 场可定义如下的拉氏函数:

$$L=\Psi(x)i\gamma^\mu[\partial_\mu - ig(W^+_\mu S_+ + W^-_\mu S_- + W^0_\mu S_3)]\cdot\left(\frac{1-\gamma_5}{2}\right)\Psi(x). \tag{30}$$

当只考虑上式中 W^+_μ 有关的项时,得出

$$L_1=g\Psi\gamma^\mu W^+_\mu S_+\left(\frac{1-\gamma_5}{2}\right)\Psi=\frac{g}{\sqrt{2}}\bar{\nu}_e\gamma^\mu\cdot\left(\frac{1-\gamma_5}{2}\right)e(x)W^+_\mu, \tag{31}$$

这就是由图 2 表示的费曼图所对应的弱作用. 这和电磁作用比较起来多一项$\left(\frac{1-\gamma_5}{2}\right)$, 正是从这一项导致弱作用用下字称不守恒的结果.

在(30)式中引入的非阿贝尔规范场(W^+_μ,W^-_μ,W^0_μ)是和媒介弱相互作用的W粒子具有密切关系. Yang 和 Mills[14] 首先探讨非阿贝尔规范场, 所以把它又称为 Yang-Mills 场. 同位旋群 $SU(2)$ 及 $SU(3)$ 群都是非置换群, 把这些非置换群的不变性应用到第二类规范不变时所引入的规范场, 一般都是非阿贝尔规范场, 即 Yang-Mills 场.

由于 Higgs 机制的作用, 对称性自发破缺将使 Yang-Mills 场获得质量. 这种 Yang-Mills 场不同于原先就已带质量的场, 是可重正化的. 对这个问题, 't Hooft[15] 用费曼路径积分的形式表示出来, 并在低级的微扰计算中也得到证明. 若把W粒子看作根据对称性自发破缺效应获得质量的 Yang-Mills 场,那末就能够构成可重正化的弱相互作用理论.

根据上述讨论可知, 弱作用形式和电磁作用形式是极为相似的. 当然, 这两者间耦合常数的大小有显著不同,但若假定具有很大的对称性自发破缺,那末将会可能统一描述弱作用和电磁作用.

1957 年 Schwinger[16] 提出统一描述各种相互作用的尝试, 其中也提出了在规范场的基础上统一描述弱作用和电磁作用的方案. 后来 Glashow, Salam, Ward 等人继续进行这项工作, 反复探讨各种可能性. 但是, 真正从数学上确立统一规范理论基础的是在建立 Higgs 机制之后,是由 Weinberg[17] 和 Salam[18] 分

别提出来的.

把 Higgs 机制应用到由(30)式给出的非阿贝尔规范场,那末它不仅获得质量,而且又成为短程力. 此时的拉氏函数和电磁场的拉氏函数叠加起来的理论,就是 Weinberg-Salam 模型. 其拉氏函数具有形式[19]:

$$
\begin{aligned}
L = & \bar{\nu}_e(x) i\gamma^\mu \partial_\mu \left(\frac{1-\gamma_5}{2}\right) \nu_e(x) + \bar{e}(x) i\gamma^\mu \partial_\mu e(x) \\
& + \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{\nu}_e(x) \gamma^\mu W^+_\mu \left(\frac{1-\gamma_5}{2}\right) e(x) \\
& + \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{e}(x) \gamma^\mu W^-_\mu \left(\frac{1-\gamma_5}{2}\right) \nu_e(x) \\
& + \frac{1}{2} G_Z \bar{\nu}_e(x) \gamma^\mu Z_\mu \left(\frac{1-\gamma_5}{2}\right) \nu_e(x) \\
& + \frac{1}{2} G_Z \bar{e}(x) \gamma^\mu Z_\mu \left[(2\sin^2\theta_W - 1)\left(\frac{1-\gamma_5}{2}\right)\right. \\
& \left. + 2\sin^2\theta_W \left(\frac{1+\gamma_5}{2}\right)\right] e(x) \\
& + \varepsilon \bar{e}(x) \gamma^\mu A_\mu(x) e(x), \qquad (32)
\end{aligned}
$$

式中取

$$G_Z = \sqrt{g^2 + (g')^2} \qquad (33)$$

$$\varepsilon = \frac{gg'}{G_Z} = \frac{gg'}{\sqrt{g^2 + (g')^2}}, \qquad (34)$$

$$\cos\theta_W = \frac{g}{G_Z} = \frac{g}{\sqrt{g^2 + (g')^2}}, \qquad (35)$$

即 ε 为电子的电荷, θ_W 为 Weinberg 角.

Weinberg-Salam 模型的一个特点是除通常的光子 A_μ 和 $W^\pm$ 介子外, 还需要有中性的 Z 介子存在. 在两个粒子间传递 Z 粒子而产生的相互作用, 称为中性流所引起的相互作用. 例如,由图 3 表示的 ν_μ 和 e 的弹

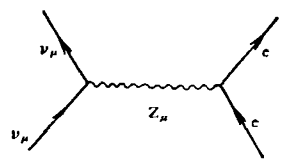


图 3 $\nu_\mu e$ 弹性散射过程的中性流

性散射过程 $\nu_\mu + e \to \nu_\mu + e$, 原先认为是不能产生的. 但是, 根据 Weinberg-Salam 模型 ν_μ 和 e 之间通过中性流产生相互作用. 1973 年 CERN 实验成功这种散射, 证明了中性流的存在. 这是 Weinberg-Salam 模型的一个有力支持.

最近,又提出用规范理论统一描述电磁,弱与强三种相互作用的模型[19]. 一种理论把四种轻子和四种夸克作成如下的对应:

轻子 (ν_e, e) (ν_μ, μ),

夸克 (u, d) (c, s).

每一对中两个粒子的电荷相差都等于 1. 象 p 和 n 是在同位旋空间里的两个不同态一样, 上述每一对里的两个粒子都可看做某种规范空间里的两个不同态. 这样, 不论轻子对之间或夸克对之间, 都可适用 Yang-Mills 理论. 在夸克间引起转换的就是非阿贝尔规范场,因而传递夸克间超强作用的胶子场就是Yang-Mills 场. 最近,对此问题还有不同看法,认为胶子场不可能是非阿贝尔规范场[20].

目前,统一规范理论引起了极广泛的兴趣,许多人正在从理论和实验上做大量的工作.

参 考 文 献

[1] 李锡奎、郑哲洙,物理,**8**-4,(1979),348.
[2] Y. Nambu, G. Jona-Lasinio, *Phys. Rev.*, **122** (1961), 345
[3] J. Goldstone, *Nuovo Cimento*, **19**(1961), 154.
[4] D. Kastler, et al., *Commun. Math. Phys.*, **2** (1966), 108.
[5] A. Swieca, *Commun. Math. Phys.*, **5**(1967), 330.
[6] J. Goldstone, A. Salam, S. Weinberg, *Phys. Rev.*, **127**(1960), 965; A. Katz, Y. Frishman, *Nuovo Cimento, Suppl.*, **5**(1967), 749.
[7] P. W. Higgs, *Phys. Lett.*, **12**(1964), 132; *Phys. Rev.*, **145**(1966), 1156.
[8] Y. Freundlich, D. Lurié, *Nucl. Phys.*, **B19** (1970), 557.
[9] A. Aurilia, Y. Takahashi, H. Umezawa, *Prog. Theor. Phys.*, **48**(1972), 290.
[10] N. Nakanishi, *Prog. Theor. Phys.*, **50**(1973), 1388.
[11] R. N. Sen, H Umezawa, *Nuovo Cimento*, **50** (1967), 53.
[12] E. S. Fradkin, L. V. Tyutin, *Phys. Rev. D*, **2** (1970), 2841.
[13] N. Nakanishi, *Prog. Theor Phys.*, **35**(1966), 1111.
[14] C. N. Yang, R. Mills, *Phys. Rev.*, **96**(1954), 191.
[15] G. 't Hooft, *Nucl. Phys.*, **B35**(1971), 167.
[16] J. Schwinger, *Ann. of Phys.*, **2**(1957), 407.
[17] S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.*, **19**(1967), 1264.
[18] A. Salam, ''Elementary Particle Theory'' (Stockfolm 1968).
[19] 藤川和男,科学,**47**(1977),351.
[20] 胡宁,科学通报,**23**-6(1978),344.