第9卷 第6期 高能物理与核物理 Vol. 9, No. 6
1985年11月 PHYSICA ENERGIAE FORTIS ET PHYSICA NUCLEARIS Nov., 1985

弱电统一理论——$SU(3)\times U(1)$ 模型

陈 世 浩
(东北师范大学)

摘 要

本文提出了一个对称性破缺前不仅左、右对称，而且中微子(或反中微子)与荷电轻子、反轻子的弱作用也相同的 $SU(3)\times U(1)$ 模型. 这一模型无三角反常；导出了 $\sin^2\theta_w \lesssim \frac{1}{4}$；在低能范围内与标准模型一致. 我们把轻子数推广为轻子荷. 证明了只有轻子荷才是严格守恒的，各代轻子数分别守恒只能近似成立. 夸克不仅带有重子数、电荷，而且也带有轻子荷. 本模型预言有 $\mu_R^- \to e_R^- + \nu_{eL} + \nu_{\mu R}^c$, $e^- + e^- \to \mu^- + \mu^-$ 等现象.

一、引 言

标准模型[1] 虽取得了极大成功，但也存在着一些不足. 1. 标准模型在对称性自发破缺前也是左、右不对称的. 2. 标准模型未给出 $\sin^2\theta_w$ 的上限或下限. 弱、电耦合常数仍是相互独立的，因此并未完全实现弱、电统一. 3. 对一些新的实验现象[2]，标准模型难以给予解释. 因此，推广标准模型，并对这些模型进行更深入的研究仍是必要的.

在推广标准模型的众多方案中，有一类方案[3,4] 以 $SU(3)\times U(1)$ 群作为弱电统一的规范群. 本模型与这些模型的主要差别是 $SU(3)$ 三重态的填充不同. 按本模型，在对称性自发破缺前，不仅左、右是对称的，而且中微子与荷电轻子、反轻子的作用也相同. 现实世界的左、右不对称性及中微子与荷电轻子、反轻子作用之不同都是由对称性自发破缺造成的. 这一特点是其它所有弱电统一模型所没有的. 其次，本模型引入的分立对称性、规范介子 V、U 的性质及费米子通过 V、U 介子实现的衰变、产生及相互作用的方式也与其它模型不同. 本模型与其它模型相同之处是：$\sin^2\theta_w \lesssim \frac{1}{4}$ 也为[4] 得到；在低能范围内与标准模型一致.

二、模 型

本模型以 $SU(3)\times U(1)$ 群作为弱电统一的规范群. $SU(3)$ 的生成元取为通常的 I_α, $\alpha = 1,\cdots,8$. $U(1)$ 的生成元为 Y. 本模型还有二个整体对称性 $U_1(1)$ 及 $U_2(1)$,

本文1984年6月6日收到

其生成元分别为 S 及 B.

为了方便,我们暂不讨论各代夸克间的混合,仅讨论第一代费米子的弱电作用.

模型中的左、右手轻子三重态是

$$\phi_L = \begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L^- \\ e_L^+ \end{pmatrix}, \quad X_R = \begin{pmatrix} N_R \\ E_R^- \\ E_R^+ \end{pmatrix}. \tag{1}$$

左、右手夸克三重态及单态是[1)]

$$\phi_{qL} = \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \\ t_L \end{pmatrix}, \quad X_{qR} = \begin{pmatrix} u'_R \\ D_R \\ T_R \end{pmatrix},$$

$$\phi^c_{q'L} = \begin{pmatrix} v^c_L \\ t^c_L \\ d^c_L \end{pmatrix}, \quad X^c_{q'R} = \begin{pmatrix} v'^c_R \\ T^c_R \\ D^c_R \end{pmatrix},$$

$$u_R, \quad u'_L, \quad v^c_R, \quad v'^c_L. \tag{2}$$

这里 ν_{eL}、e、u、d 是已知费米子,其余为未知费米子.

规范场共有9个,即 $SU(3)$ 的 $A^\alpha_\mu(x)$ 及 $U(1)$ 的 $B_\mu(x)$. 对于规范场, Y、S 及 B 取值皆为零.

Higgs 场是 P_A、P_B、ϕ_A、ϕ_B 及 Π, 都是复场. 这些场的具体形式是

$$P_{A,B} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \rho^1_{A,B} \\ \rho^2_{A,B} \\ \rho^3_{A,B} \end{pmatrix}, \quad \Pi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \pi^1 \\ \pi^2 \\ \pi^3 \end{pmatrix}. \tag{3}$$

P_A, P_B 及 Π 还可以写为 3×3 矩阵形式,例如, $\Pi = I_7\pi^1 - I_5\pi^2 + I_2\pi^3$. ϕ_A 及 ϕ_B 可以写为

$$\phi_{A,B} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \sqrt{2}\,\varphi^1_{A,B} & \varphi^2_{A,B} & \varphi^3_{A,B} \\ \varphi^2_{A,B} & \sqrt{2}\,\varphi^4_{A,B} & \varphi^5_{A,B} \\ \varphi^3_{A,B} & \varphi^5_{A,B} & \sqrt{2}\,\varphi^6_{A,B} \end{pmatrix}. \tag{4}$$

ϕ_A 与 ϕ_B, P_A 与 P_B 的宇称相反.

费米场及 Higgs 场的变换性质可由表1看出.

$SU(3)$ 的表示 $\underline{3}$ (例如 ϕ_L), $\underline{1}$ (例如 u_R), $\underline{6}^*$ (例如 ϕ_A) 的协变微商分别是

$$D_\mu\phi_L = \left(\partial_\mu - igA^\alpha_\mu I_\alpha - \frac{i}{2} Yg'B_\mu\right)\phi_L, \tag{5}$$

$$D_\mu u_R = \left(\partial_\mu - \frac{i}{2} Yg'B_\mu\right) u_R, \tag{6}$$

$$D_\mu\phi_A = \partial_\mu\phi_A + igA^\alpha_\mu I^*_\alpha \phi_A + ig\phi_A A^\alpha_\mu I_\alpha. \tag{7}$$

规范不变的弱电统一拉氏密度是

$$\mathscr{L} = \mathscr{L}_{lg} + \mathscr{L}_{lH} + \mathscr{L}_{qg} + \mathscr{L}_{qH} + \mathscr{L}_{Hg} + \mathscr{L}_{g}. \tag{8}$$

1) 夸克三重态及单态的填充与[4]相同.

表　1

场	ψ_L	X_R	ψ_{qL}	X_{qR}	$\psi^c_{q,L}$	$X^c_{q,R}$	u_R	u'_L	v^c_R	v'^c_L	$\phi_{A,B}$	$P_{A,B}$	Π
$SU(3)$ 表示	$\underline{3}$	$\underline{3}$	$\underline{3}$	$\underline{3}$	$\underline{3}$	$\underline{3}$	$\underline{1}$	$\underline{1}$	$\underline{1}$	$\underline{1}$	$\underline{6}^*$	$\underline{3}$	$\underline{3}$
Y	0	0	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	$-\frac{2}{3}$	$-\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	$-\frac{2}{3}$	$-\frac{2}{3}$	0	0	-1
S	1	1	1	1	1	1	3	3	3	3	-2	-2	4
B	0	0	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	0	0	0

式中

$$\mathscr{L}_{lg}=-\bar{\psi}_L\gamma_\mu D_\mu\psi_L-\bar{X}_R\gamma_\mu D_\mu X_R, \tag{9}$$

$$\begin{aligned}\mathscr{L}_{lH}=&[f_{eA}(\widetilde{C\psi_L}\phi_A\psi_L+\widetilde{CX_R}\phi_A X_R),-f_{eB}(\widetilde{C\psi_L}\phi_B\gamma_5\psi_L+\widetilde{CX_R}\phi_B\gamma_5 X_R)]\\&+[\text{前一项}]^+.\end{aligned} \tag{10}$$

式中 C 是电荷共轭矩阵.

$$\begin{aligned}\mathscr{L}_{qg}=&-\bar{\psi}_{qL}\gamma_\mu D_\mu\psi_{qL}-\bar{X}_{qR}\gamma_\mu D_\mu X_{qR}-\bar{\psi}^c_{q,L}\gamma_\mu D_\mu\psi^c_{q,L}-\bar{X}^c_{q,R}\gamma_\mu D_\mu X^c_{q,R}\\&-\bar{u}_R\gamma_\mu D_\mu u_R-\bar{u}'_L\gamma_\mu D_\mu u'_L-\bar{v}^c_R\gamma_\mu D_\mu v^c_R-\bar{v}'^c_L\gamma_\mu D_\mu v'^c_L,\end{aligned} \tag{11}$$

$$\begin{aligned}\mathscr{L}_{qH}=&[-f_{qA}(\bar{\psi}_{q,R}\phi_A\psi_{qL}+\bar{X}_{q,L}\phi_A X_{qR})+f_{qB}(\bar{\psi}_{q,R}\phi_B\gamma_5\psi_{qL}+\bar{X}_{q,L}\phi_B\gamma_5 X_{qR})\\&-K_A(\bar{\psi}_{q,R}P_A\psi_{qL}+\bar{X}_{q,L}P_A X_{qR})-K_B(\bar{\psi}_{q,R}P_B\gamma_5\psi_{qL}+\bar{X}_{q,L}P_B\gamma_5 X_{qR})\\&+i\lambda_A(\bar{\psi}_{qL}P_A u_R+\bar{X}_{qR}P_A u'_L)+i\lambda_B(\bar{\psi}_{qL}P_B\gamma_5 u_R+\bar{X}_{qR}P_B\gamma_5 u'_L)\\&-i\eta_A(\bar{\psi}_{q,R}P^*_A v_L+\bar{X}_{q,L}P^*_A v'_R)+i\eta_B(\bar{\psi}_{q,R}P^*_B\gamma_5 v_L+\bar{X}_{q,L}P^*_B\gamma_5 v'_R)]\\&+[\text{前一项}]^+,\end{aligned} \tag{12}$$

$$\mathscr{L}_g=-\frac{1}{4}F^a_{\mu\nu}F^a_{\mu\nu}-\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F_{\mu\nu}. \tag{13}$$

式中 $F^a_{\mu\nu}$、$F_{\mu\nu}$ 分别为 A^a_μ、B_μ 的场强.

$$\begin{aligned}\mathscr{L}_{Hg}=&-\mathrm{tr}(\overline{D_\mu\phi_A})(D_\mu\phi_A)-\mathrm{tr}(\overline{D_\mu\phi_B})(D_\mu\phi_B)-(\overline{D_\mu P_A})(D_\mu P_A)\\&-(\overline{D_\mu P_B})(D_\mu P_B)-(\overline{D_\mu\Pi})(D_\mu\Pi)-V(\phi_A,\phi_B,P_A,P_B,\pi).\end{aligned} \tag{14}$$

$$\begin{aligned}V=&-m_A\mathrm{tr}\phi_A\phi_A^++a_A(\mathrm{tr}\phi_A\phi_A^+)^2-m_B\mathrm{tr}\phi_B\phi_B^++a_B(\mathrm{tr}\phi_B\phi_B^+)^2\\&-\mu_A P_A^+P_A+b_A(P_A^+P_A)^2-\mu_B P_B^+P_B+b_B(P_B^+P_B)^2-M\Pi^+\Pi\\&+\tau(\Pi^+\Pi)^2+d_A P_A^+\Pi\Pi^+P_A+d_B P_B^+\Pi\Pi^+P_B-h(P_A^+P_B+P_B^+P_A)^2\\&-\zeta_A\mathrm{tr}(\phi_A P_A^++P_A\phi_A^+)\Pi\Pi^+-\zeta_B\mathrm{tr}(\phi_B P_B^++P_B\phi_B^+)\Pi\Pi^+.\end{aligned} \tag{15}$$

(9)—(15) 式中所有系数均为正数. 由以上各式不难看出 $\mathscr{L}$ 是左、右对称的. 由 (9)、(10)可看出，ν_{eL} 与 e^-_L、e^+_L 的弱作用是相同的.

三、 对称性破缺与粒子的质量

可以证明，V 有小于零的极小值，极小值的简并度是 8. 各 Higgs 场的真空期望值可以取为

$$\langle\phi_A\rangle=\frac{1}{2}\begin{pmatrix}0&0&0\\0&0&\varphi_A\\0&\varphi_A&0\end{pmatrix},\quad \langle\phi_B\rangle=\frac{1}{2}\begin{pmatrix}0&0&0\\0&0&\varphi_B\\0&\varphi_B&0\end{pmatrix},$$

$$\langle P_A\rangle=\frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix}i\rho_A\\0\\0\end{pmatrix},\langle P_B\rangle=\frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix}i\rho_B\\0\\0\end{pmatrix},\langle \Pi\rangle=\frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix}0\\0\\\pi\end{pmatrix}. \tag{16}$$

$\varphi_{A,B}$，$\rho_{A,B}$、π 都可以取为正数．适当选取 (15) 式各项系数，可使 $\pi\gg\varphi_A\sim\varphi_B\sim\rho_A\sim\rho_B$．

把 V 的极小值点取作真空态后，原来的对称性 $SU(3)\times U(1)$ 将破缺到 $U(1)$．二个整体对称性没有破缺．由于有 8 个规范粒子应获得质量，从而要吸收 Higgs 场的 8 个实分量．由于 V 极小值的简并度恰好是 8，所以在对称性破缺后，没有零质量的标量粒子．所有 Higgs 粒子都可以获得很大质量．本文暂不讨论 Higgs 粒子的性质及作用．

将 (16) 代入 (10)、(12)、(14) 后，可得轻子、夸克及规范粒子的质量．

$$m_{\nu_{eL}}=m_{N_R}=0,\quad m_e=\frac{1}{2}(f_{eA}\varphi_A-f_{eB}\varphi_B),$$

$$m_{\mathrm{E}}=\frac{1}{2}(f_{eA}\varphi_A+f_{eB}\varphi_B). \tag{17}$$

$$m_{\mathrm{u}}=\lambda_A\rho_A-\lambda_B\rho_B,\quad m_{\mathrm{d}}=f_{qA}\varphi_A-f_{qB}\varphi_B-K_A\rho_A-K_B\rho_B,$$
$$m_{\mathrm{u}'}=\lambda_A\rho_A+\lambda_B\rho_B,\quad m_{\mathrm{v}}=\eta_A\rho_A-\eta_B\rho_B,\quad m_{\mathrm{v}'}=\eta_A\rho_A+\eta_B\rho_B,$$
$$m_{\mathrm{D}}=f_{qA}\varphi_A-f_{qB}\varphi_B+K_A\rho_A+K_B\rho_B,\quad m_{\mathrm{t}}=f_{qA}\varphi_A+f_{qB}\varphi_B-K_A\rho_A+K_B\rho_B,$$
$$m_{\mathrm{T}}=f_{qA}\varphi_A+f_{qB}\varphi_B+K_A\rho_A-K_B\rho_B. \tag{18}$$

$$m_{\mathrm{A}}=0,\qquad m_{\mathrm{w}}^2=\frac{1}{4}g^2(\varphi_A^2+\varphi_B^2+\rho_A^2+\rho_B^2),$$

$$m_{\mathrm{v}}^2=\frac{1}{4}g^2\pi^2+m_{\mathrm{w}}^2,\quad m_{\mathrm{u}}^2=\frac{1}{4}g^2(4\varphi_A^2+4\varphi_B^2+\pi^2). \tag{19}$$

Z、Z′ 的质量项是

$$\frac{1}{2}\left[\frac{4}{3}m_{\mathrm{w}}^2Z^2+(m_{\mathrm{v}}^2-m_{\mathrm{w}}^2)\left(\frac{1}{\sqrt{3}}Z+\frac{1}{\sin\varphi}Z'\right)^2\right] \tag{20}$$

(19)、(20) 式中各符号的定义是

$$\mathrm{W}^{\pm}=\frac{1}{\sqrt{2}}(A^1\mp iA^2),\quad \mathrm{V}^{\pm}=\frac{1}{\sqrt{2}}(A^4\pm iA^5),$$

$$\mathrm{U}^{\pm\pm}=\frac{1}{\sqrt{2}}(A^6\pm iA^7),\quad \mathrm{Z}=\frac{1}{2}(\sqrt{3}A^3+A^8),$$

$$\mathrm{Z}'=-\frac{1}{2}(A^3-\sqrt{3}A^8)\sin\varphi+B\cos\varphi,$$

$$\mathrm{A}=\frac{1}{2}(A^3-\sqrt{3}A^8)\cos\varphi+B\sin\varphi. \tag{21}$$

$$\sin\varphi=g/\sqrt{g^2+g'^2},\quad \cos\varphi=g'/\sqrt{g^2+g'^2}. \tag{22}$$

可以适当地调整各参数，使 E、D、t、T、u′、v′、v、V、U 获得很大的质量．这样，这些粒子的效应在低能范围内是不易被观测到的．

通过一个旋转，可以由(20)得到质量矩阵本征态[4]．

$$Z = Z_1\cos\alpha + Z_2\sin\alpha,$$
$$Z' = -Z_1\sin\alpha + Z_2\cos\alpha, \tag{23}$$
$$\operatorname{tg}2\alpha = 2\sqrt{3}\sin\varphi\bigg/\left[3-\left(1+\frac{4}{\beta}\right)\sin^2\varphi\right]. \tag{24}$$

式中 $\beta=(m_V^2/m_W^2)-1$．为了与实验一致，必有 $m_V\gg m_W$，即 $\beta\gg1$．这时可取 $\operatorname{tg}\alpha\doteq\frac{1}{\sqrt{3}}\sin\varphi$，可得

$$m_{Z_1}^2=\frac{4m_W^2}{4-\cos^2\varphi}, \tag{25}$$
$$m_{Z_2}^2=m_W^2\beta\left(1+\frac{1}{3}\sin^2\varphi\right)\bigg/\sin^2\varphi\gg m_{Z_1}^2. \tag{26}$$

Z_1 相当于 W-S 模型中的 Z 粒子．由(25)可看出

$$\sin^2\theta_W=\frac{1}{4}\cos^2\varphi\lesssim\frac{1}{4}. \tag{27}$$

四、守恒的量子数

在原有对称性破缺后，$\mathscr{L}$ 还保留有一个定域对称性及二个整体对称性没有破缺．其生成元定义为电荷 Q、轻子荷 L 及重子数 B'．

$$Q=I_3-\sqrt{3}I_8+Y, \tag{28}$$
$$L=\frac{4}{\sqrt{3}}I_8+\frac{1}{3}S, \tag{29}$$
$$B'=B. \tag{30}$$

它们相应的物理量都是严格守恒的．所有物理粒子都是 Q、L、B' 的本征态．以 Q、L、B' 作用于这些态上，就得到每一粒子的电荷、轻子荷及重子数（见表 2）．为了简洁，表中没有列出 Higgs 粒子的各种量子数．所有 Higgs 粒子的重子数皆为零；其中真空期望值不为零的分量的电荷、轻子荷也都为零．反粒子的这三种量子数的符号与粒子的相反．

由于本模型不能对各代轻子分别引入一个整体对称性，因此各代轻子数分别守恒不再成立．严格守恒的只能是上述定义的轻子荷．轻子荷可以看作轻子数这一概念的推广．因为：

1. 对于轻子来说，轻子荷就等于轻子数．二者都是与整体对称性对应的物理量．

2. 这二个概念又有一定的差别．按轻子荷这一概念，玻色子的轻子荷也可以不为零；夸克的轻子荷也不为零．

轻子荷这一概念与当前实验并无矛盾．这是由于破坏各代轻子数分别守恒的现象必有 V、U 这类轻子荷不为零的玻色子参加作用．而这类粒子的质量比 W 粒子质量大很

表 2

粒子	ν_{eL}	N_R	e^-	E^-	W^+	V^-	U^{--}	A	Z_1
电荷	0	0	−1	−1	1	−1	−2	0	0
轻子荷	1	1	1	1	0	2	2	0	0
重子数	0	0	0	0	0	0	0	0	0
粒子	Z_2	u	d	u′	D	v^c	t^c	v'^c	T^c
电荷	0	$\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{2}{3}$	$-\frac{5}{3}$	$-\frac{2}{3}$	$-\frac{5}{3}$
轻子荷	0	1	1	1	1	1	1	1	1
重子数	0	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$

多，因此与这类粒子相关的现象在低能范围内出现的几率必然很小．于是，在低能范围内，各代轻子数分别守恒可以近似成立．由表 2 可知，夸克也带有轻子荷．但当我们只考虑轻子荷相同的一类夸克，例如轻子荷均为 1 的 u、d、c、s 这类夸克时，由于这些夸克之间不会发生轻子荷转移的现象，因此，这时本模型导出的结论必与认为夸克不带轻子荷的传统理论导出的结论相同．可见，轻子荷这一概念与当前实验并无矛盾．

本模型还可以引入一个乘积量子数I，对于 X_R、X_{qR}、$X^c_{q'R}$、ν'_R、u'_L，I 为−1；对于其余场，I 均为 1．在对称性破缺后，I 仍是守恒量子数．由于 I 的引入，禁戒了 $m\bar{\Phi}_L X_R$ 这类耦合项．

五、轻子与规范场的相互作用

展开(9)中轻子与规范场的耦合项，可以得到如下几项

$$\frac{i}{\sqrt{2}} g(\bar{e}_L^- r_\mu \nu_{eL} W_\mu^- + \bar{\nu}_{eL} r_\mu e_L^- W_\mu^+), \tag{31}$$

$$\frac{i}{\sqrt{2}} g(\bar{e}_L^+ r_\mu \nu_{eL} V_\mu^+ + \bar{\nu}_{eL} r_\mu e_L^+ V_\mu^-), \tag{32}$$

$$\frac{i}{\sqrt{2}} g(\bar{e}_L^+ r_\mu e_L^- U_\mu^{++} + \bar{e}_L^- r_\mu e_L^+ U_\mu^{--}), \tag{33}$$

$$\frac{i}{2} g \begin{pmatrix} \bar{\nu}_{eL} \\ \bar{e}_L^- \\ \bar{e}_L^+ \end{pmatrix} r_\mu \begin{pmatrix} A_\mu^3 + \frac{1}{\sqrt{3}} A_\mu^8 & 0 & 0 \\ 0 & -A_\mu^3 + \frac{1}{\sqrt{3}} A_\mu^8 & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{2}{\sqrt{3}} A_\mu^8 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L^- \\ e_L^+ \end{pmatrix}. \tag{34}$$

以 N_R、$E_R^\pm$ 代换(31)—(34)中的 ν_{eL}、$e_L^\pm$ 时，就得到了右手轻子与规范场的耦合项；以其它代的轻子，例如 $\nu_{\mu L}$、$\mu_L^\pm$ 代换 ν_{eL}、$e_L^\pm$ 时，就得到了其它代的轻子与规范场的耦合项。

(31) 与 W-S 模型是一致的，无需解释。下面简要分析一下其它各项的物理意义。

1. 由(31)、(32)可知，如果 $m_v = m_w$，则中微子 ν_{eL} 与 e_L^-、e_L^+ 的作用就是相同的。但由于对称性自发破缺，$m_v \gg m_w$，于是 ν_{eL} 与 e_L^-、e_L^+ 的作用就很不同了。可见，中微子与荷电正、反轻子之间弱作用的不对称性是由对称性自发破缺造成的。

2. 由(32)可知，如下衰变可能发生。

$$\mu_R^- \to e_R^- + \nu_{eL} + \nu_{\mu R}^c. \tag{35}$$

3. 由(32)、(33)可知，当粒子碰撞的能量足够高时，如下反应可能发生

$$e_R^- + \nu_{eL} \to \mu_R^- + \nu_{\mu L}, \tag{36}$$

$$e_L^- + e_R^- \to \mu_L^- + \mu_R^-. \tag{37}$$

(35)—(37) 这类过程都是破坏各代轻子数分别守恒的。反之，只要各代轻子数不是严格守恒的，(35)—(37)这类反应就可能发生，而与具体模型无关。按本模型，$m_v \gg m_w$，所以这类反应出现的几率将很小。

4. 除了 e、ν、γ、u、d 外，本模型中其余粒子都是不稳定的。例如 V、U 都可直接衰变为轻子。

$$V^- \to \nu_{eL} + e_R^-, \tag{38}$$

$$U^{--} \to e_L^- + e_R^-. \tag{39}$$

由(38)、(39)可确定 V、U 粒子的存在，也可把本模型与其它模型区别开来。

5. 由于本模型有二类中微子 ν_{eL} 及 N_R，所以 $B_r = \Gamma$ ($Z \to$ 中微子及反中微子)/($Z \to$ 所有可能衰变)应是 W-S 模型的 2 倍。

6. 将(34)与[1]中相应的耦合项

$$\frac{i}{2}g\overline{\begin{pmatrix}\nu_{eL}\\ e_L^-\\ e_R^-\end{pmatrix}}\gamma^\mu\begin{pmatrix} A_\mu^3+\frac{1}{\sqrt{3}}A_\mu^8 & 0 & 0\\ 0 & -A_\mu^3+\frac{1}{\sqrt{3}}A_\mu^8 & 0\\ 0 & 0 & \frac{2}{\sqrt{3}}A_\mu^8\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\nu_{eL}\\ e_L^-\\ e_R^-\end{pmatrix}. \tag{40}$$

相比较，可知二者是等价的。但本文得到(34)的方法比[4]、[5]得到(40)的方法更为简法。

由(34)、(23)、(27)、(21)、(22)可将左手轻子与中性规范介子的耦合项表为

$$\begin{aligned} ig\Big[&\frac{Z_{1\mu}}{4\cos\theta_w}(j_{L\mu}^3 - 4\sin^2\theta_w j_{L\mu}^{e.m}) - \sin\theta_w A_\mu j_\mu^{e.m},\\ &+\frac{\sqrt{1-4\sin^2\theta_w}}{2\sqrt{3}\cos\theta_w}Z_{2\mu}(j_{L\mu}^3 - 4j_{L\mu}^{e.m})\Big]. \end{aligned} \tag{41}$$

式中

$$j_{L\mu}^3 = 2(\bar{\nu}_{eL}\gamma_\mu\nu_{eL} - \bar{e}_L^-\gamma_\mu e_L^-),$$

$$j_{L\mu}^{e,m} = -(\bar{e}_L^- \gamma_\mu e_L^- - \bar{e}_L^+ \gamma_\mu e_L^+).$$

对右手轻子有同样的耦合项．由于 $m_{Z_2} \gg m_{Z_1}$，可忽略 Z_2 的作用．这时轻子与中性规范场的作用与 W-S 模型就是一致的．

夸克与规范场的作用与[4]中相应结论基本相同．

由于左、右手费米子填充 $SU(3)\times U(1)$ 相同的表示，所以本模型无三角反常．

感谢王锡绂副教授及审稿同志的指教！

参 考 文 献

[1] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1264; S. Salam, Proc. of the 8th Nobel Symposium, Stockholm, 1968; S. L. Glashow, J. Iliopoulos and L. Maiani, *Phys. Rev.*, **D2** (1970), 1285.

[2] Phys. Today, 36, 11 (1983) 17. G. Arnison et al., *Phys. Lett.*, **126B** (1983), 398; **129B** (1983), 273; P. Bagnala et al., *Phys. Lett.*, **129B** (1983), 130.

[3] B. W. Lee and S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.*, **38** (1977), 1237; B. W. Lee and R. E. Shrock, *Phys. Rev.*, **17D** (1978), 2410; G. Segre and J. Weyers, *Phys. Lett.*, **65B** (1976), 243; P. Langaker and G. Segre, *Phys. Rev. Lett.*, **39** (1977), 259; F. Buccella et al., *Phys. Rev. Lett.*, **40** (1978), 1475; M. Yoshimura, *Prog. Theor. Phys.*, **57** (1977), 237; K. Ishikawa et al., *Prog. Theor. Phys.*, **58** (1977), 1256; T. Moriya, *Prog. Theor. Phys.*, **59** (1978), 2028; H. Komatsu, *Prog. Theor. Phys.*, **59** (1978), 2013; C. H. Albright et al., *Nucl. Phys.*, **B86** (1975), 535; J. Schechter and Y. Ueda, *Phys. Rev.*, **D8** (1973), 484; M. Singer and K. S. Viswanathan, *Phys. Rev.*, **D28** (1983), 1721; M. Singer et al., *Phys. Rev.*, **D22** (1980), 738.

[4] K. C. Chou and C. S. Gao, SLAC-PUB-2445 (1979); *Scientia Sinica*, **23** (1980), 566.

[5] Y. Ne'eman, *Phys. Lett.*, **81B** (1979), 190; D. B. Fairlie, *Phys. Lett.*, **82b** (1979), 97.

ELECTRO-WEAK UNIFIED THEORY——A MODEL IN $SU(3)\times U(1)$

CHEN SHI-HAO

(*Northeast Teachers' University*)

ABSTRACT

An electro-weak unified model based on $SU(3)\times U(1)$ group is suggested, which is left-right symmetrical and assuming the same interactions of neutrinos (or antineutrinos) with charge leptons and antileptons before spontaneous symmetry breaking. It is anomaly free and $\sin^2\theta_w \lesssim 1/4$ can be drived. The difference between the model and the Weinberg-Salam model is very small in the low energy range. The lepton number is generalized to the lepton charge. It is proved that only lepton charge is strictly conserved and the individual conservation of the lepton number of every generation of leptons hold only approximately. The quarks have not only baryon number and charge but also lepton charge. This model predicts processes $\mu_R^- \to e_R^- + \nu_{eL} + \nu_{\mu R}^c$, $e_L^- + e_R^- \to \mu_L^- + \mu_R^-$, etc.