$$D_\mu\varphi=\partial_\mu\varphi+igW_\mu^a\frac{\tau^a}{2}\varphi+\frac{i}{2}g'B_\mu\varphi,$$

$$(D_\mu\varphi)^+=\partial_\mu\varphi^+-igW_\mu^a\frac{\tau^a}{2}\varphi^+-\frac{i}{2}g'B_\mu\varphi^+,$$

где g, g' — константы взаимодействия поля Хиггса с полями W и B; τ^a — *Паули матрицы*.

Явление (механизм) Хиггса осуществляется при отрицат. квадратах масс скалярных частиц, т. е. при $m^2=-m_0^2<0$. Предполагается, что отличное от нуля *вакуумное среднее* приобретает скалярное поле φ_2: $\langle|\varphi_2|\rangle=\eta/\sqrt{2}$. Скалярные поля переопределяются следующим образом:

$$\varphi=\frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix}\psi_2+i\psi_1\\ \eta+\sigma+i\chi\end{pmatrix},\ \varphi^+=\frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix}\psi_2-i\psi_1\\ \eta+\sigma-i\chi\end{pmatrix}.$$

Здесь физ. полями являются ψ_i, σ, χ. Подстановка в (3) приводит к появлению члена первой степени по полю σ: $\sigma\cdot(\eta m_0^2-\lambda\eta^3)$. Требование равенства нулю вакуумного ср. поля σ даёт условие

$$\eta\cdot(m_0^2-\lambda\eta^2)=0,$$

решения к-рого $\eta=0$ (тривиальное) и $\eta^2\lambda=m_0^2$ (нарушающее симметрию). В теории Э. в. реализуется второе решение. Коэффициенты при квадратах полей ψ_i, χ равны $(m_0^2-\lambda\eta^2)/2$, т. е. массы их равны нулю, а $m_\sigma=\sqrt{2}m_0$. Появление полей с массой нуль является следствием теоремы Н. Н. Боголюбова [в применении к задачам теории частиц теорему сформулировал Дж. Голдстоун (J. Goldstone), см. *Голдстоуна теорема*]. Безмассовые скалярные частицы уходят из физ. спектра в результате явления Хиггса. При этом необходимо провести следующее калибровочное преобразование вектор-потенциалов заряж. бозонов:

$$W_\mu^i\to W_\mu^i+\frac{2}{g\eta}\frac{\partial\psi_i}{\partial x^\mu}.$$

Бозоны W приобретают массу $M_W=g\eta/2$. Нейтральные поля W^0 и Z образуют комбинацию

$$Z_\mu=\frac{g}{\sqrt{g^2+g'^2}}W_\mu^0-\frac{g'}{\sqrt{g^2+g'^2}}B_\mu-\frac{2}{\eta\sqrt{g^2+g'^2}}\frac{\partial\chi}{\partial x^\mu},$$

причём нейтральный бозон приобретает массу $M_Z=\eta\sqrt{g^2+g'^2}/2$. Угол Вайнберга связан с константами связи следующим образом:

$$\cos\theta_W=\frac{g}{\sqrt{g^2+g'^2}},\ \sin\theta_W=\frac{g'}{\sqrt{g^2+g'^2}}.$$

Фотонная комбинация (2) массу не приобретает. Т. о., три безмассовых скаляра в результате осуществления механизма Хиггса включаются в массивные векторные поля, давая недостающие степени свободы. Из равенства заряда W элементарному заряду e получаем связь $e^2=g^2\sin^2\theta_W$.

Для описания взаимодействия векторных и скалярных полей с элементарными спинорами — лептонами и кварками — вводятся лептонные мультиплеты — левые и правые

$$\psi_L^k=\frac{1+\gamma_5}{2}\begin{pmatrix}N_k\\ E_k\end{pmatrix};\ \psi_R^k=\frac{1-\gamma_5}{2}E_k,$$

где $k=1, 2, 3$; $N_k=(\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau)$; $E_k=(e, \mu, \tau)$, и аналогичные кварковые мультиплеты

$$\Psi_L^k=\frac{1+\gamma_5}{2}\begin{pmatrix}U_k\\ \mathrm{D}_k\end{pmatrix};\ \Psi_R^{k(U)}=\frac{1-\gamma_5}{2}U_k;$$

$$\Psi_R^{k(D)}=\frac{1-\gamma_5}{2}\mathrm{D}_k;\ U_k=(u, c, t),\ \mathrm{D}_k=(d', s'b'),$$

где штрих у кварков типа D означает комбинации кварков d, s, b, к-рые определены ниже.

Часть лагранжиана Э. в., содержащая спиноры, имеет вид:

$$L_\psi=\frac{i}{2}\sum_{k=1}^{3}(\bar\psi_L^k\gamma_\rho D_\rho\psi_L^k-D_\rho\bar\psi_L^k\gamma_\rho\psi_L^k+$$
$$+\bar\psi_R^k\gamma_\rho D_\rho\psi_R^k-D_\rho\bar\psi_R^k\gamma_\rho\psi_R^k+\bar\Psi_L^k\gamma_\rho D_\rho\Psi_L^k-$$
$$-D_\rho\bar\Psi_L^k\gamma_\rho\Psi_L^k+\bar\Psi_R^{k(U)}\gamma_\rho D_\rho\Psi_R^{k(U)}- \qquad (4)$$
$$-D_\rho\Psi_R^{k(U)}\gamma_\rho\Psi_R^{k(U)}+\bar\Psi_R^{k(\mathrm{D})}\gamma_\rho D_\rho\Psi_R^{k(\mathrm{D})}-$$
$$-D_\rho\bar\Psi_R^{k(\mathrm{D})}\gamma_\rho\Psi_R^{k(\mathrm{D})}).$$

Известные электрич. заряды лептонов и кварков фиксируют вид удлинённых производных (независимо от k):

$$D_\rho\psi_L=\partial_\rho\Psi_L+\frac{ig\tau^a}{2}W_\rho^a\psi_L-\frac{ig}{2}\mathrm{tg}\,\theta_W B_\rho\psi_L;$$
$$D_\rho\psi_R=\partial_\rho\psi_R-ig\,\mathrm{tg}\,\theta_W B_\rho\psi_R;$$
$$D_\rho\Psi_L=\partial_\rho\Psi_L+\frac{ig\tau^a}{2}W_\rho^a\Psi_L+\frac{ig\,\mathrm{tg}\,\theta_W}{6}B_\rho\Psi_L; \qquad (5)$$
$$D_\rho\Psi_R^{(U)}=\partial_\rho\Psi_R^{(U)}+\frac{2ig\,\mathrm{tg}\,\theta_W}{3}B_\rho\Psi_R^{(U)};$$
$$D_\rho\Psi_R^{(\mathrm{D})}=\partial_\rho\Psi_R^{(\mathrm{D})}-\frac{ig\,\mathrm{tg}\,\theta_W}{3}B_\rho\Psi_R^{(\mathrm{D})}.$$

Взаимодействие спиноров со скалярными хиггсовыми полями описывается выражением

$$L_s=\sum_k\{g_s^k(\bar\psi_L^k\psi_R^k\varphi+\bar\psi_R^k\psi_L^k\varphi^+)+$$
$$+G_s^{k(U)}(\bar\Psi_L^k\Psi_R^{k(U)}\varphi^++\Psi_R^{k(U)}\Psi_L^k\varphi)+$$
$$+G_s^{k(\mathrm{D})}(\bar\Psi_L^k\Psi_R^{k(\mathrm{D})}\varphi+\bar\Psi_R^{k(\mathrm{D})}\Psi_L^k\varphi^+)\},$$

где g_s^k — соответствующие константы взаимодействия. Выделение вакуумного среднего η приводит к появлению массы лептонов и кварков, причём массы определяются соответствующими юкавскими константами связи, напр. $m_e=\eta g_s^1/\sqrt{2}$, $m_c=\eta G_s^{2(U)}/\sqrt{2}$. По крайней мере, на нынешнем этапе понимания теории Э. в. каждой массе соответствует своя константа, так что они задаются в соответствии с экспериментом.

Из выражений (4), (5) следует окончат. вид Э. в. лептонов и кварков с векторными полями:

$$L_{int}=-\frac{g}{2\sqrt{2}}j_\rho W_\rho+\text{h. c.}-\frac{g}{2\cos\theta_W}j_\rho^0 Z_\rho-ej_\rho^{em}A_\rho,$$

где заряж. ток

$$j_\rho=\sum_k(\bar N^k\gamma_\rho(1+\gamma_5)E^k+\bar U^k\gamma_\rho(1+\gamma_5)\mathrm{D}^k);$$

эл.-магн. ток

$$j_\rho^{em}=\sum_k(-\bar E^k\gamma_\rho E^k+\frac{2}{3}\bar U^k\gamma_\rho U^k-\frac{1}{3}\bar{\mathrm{D}}^k\gamma_\rho\mathrm{D}^k)$$

и *нейтральный ток*

$$j_\rho^0=\sum_k\left\{\frac{1}{2}\bar U^k\gamma_\rho(1+\gamma_5)U^k-\frac{1}{2}\bar{\mathrm{D}}^k\gamma_\rho(1+\gamma_5)\mathrm{D}^k-2\sin^2\theta_W j_\rho^{em}\right\}.$$

Сравнивая заряж. ток с выражением (2), получаем, что калибровочная константа связи $g=g_W 2\sqrt{2}$, откуда

$$M_W=\sqrt{\frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}G_F}}\frac{1}{|\sin\theta_W|},\ \alpha=\frac{e^2}{4\pi}.$$

Т. о., главные отличия Э. в. от четырёхфермионного взаимодействия (1) заключаются, во-первых, в существовании тяжёлых промежуточных бозонов W, Z и, во-вторых, в присутствии взаимодействия с нейтральным током. Существенно, что нейтральный ток является диагональным по квантовым числам странности, чарма и т. д. Комбинации d', s', b' определяются матрицей Кабиббо — Кобаяши — Маскава, зависящей от трёх углов (Эйлера) φ_j и одной фазы δ: