

(دریافت مقاله: ۱۳۸۹/۱۲/۷؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۳۹۰/۴/۱۵)

CPT

CPT

CPT

به قضیه مشهور CPT، چون نقض لورنتس در نظریه‌های میدان با نقض تقارن CPT همراه است [۷]، مدل استاندارد تعمیم یافته نقض تقارن CPT را هم توصیف می‌کند.

تبدیل ارتباط بین هر ذره و پاد ذره آن را فراهم می‌کند و پیشنهاد می‌کند که پایستگی CPT با تقارن بین ماده و پاد ماده ارتباط تنگاتنگی دارد. اما اندازه‌گیری‌های حساسی که روی بعضی از ذرات و پاد ذرات آنها انجام گرفته، نشان دهنده اختلافات خیلی جزئی در حد دقت‌های اندازه‌گیری است. برای مثال اندازه‌گیری‌های انجام شده بر روی کائون خنثی نشان می‌دهد که اختلاف جرم کائون با پاد کائون دقتی در حدود $10^{-18} < \delta m(K^0)$ دارد.

در این مقاله هدف ما به دست آوردن قواعد فاینمن برای مدل استاندارد تعمیم یافته است. با استفاده از این قوانین

در سال‌های اخیر وجود شواهد نظری مبنی بر شکست تقارن‌های فضا-زمان، میدان وسیعی را برای تحقیق در متن پدیده‌شناسی مقیاس پلانک به وجود آورده است [۱]. به طوری که تحقیقات آزمایشگاهی برای نقض ناوردایی تقارن لورنتسی و نسبیته در گستره وسیعی از سیستم‌ها انجام شده است [۲]. با مطالعات دقیق بر روی منابعی از قبیل کهکشان‌های فعال و پس زمینه‌های میکروموجی کیهانی، می‌توان به محدودیت‌های سمتی و ناهمسانگردی در فضا پی برد [۳ و ۴]. سیگنال‌های مشاهده شده برای نقض تقارن لورنتس، با یک مدل مستقل که از نظریه میدان نشأت می‌گیرد، توصیف می‌شود [۵ و ۶]. این مدل، مدل استاندارد تعمیم یافته (SME) نامیده می‌شود که نقض تقارن لورنتس موضعی و سراسری در آن گنجانده شده است. با توجه

$$L'_d = \frac{1}{4} d_\alpha \bar{\Psi} \gamma_S \bar{\partial}^\alpha \Psi,$$

$$L'_c = \frac{1}{4} i e_{\mu\nu}^\alpha \bar{\Psi} \sigma^{\mu\nu} \bar{\partial}_\alpha \Psi, \quad k=1. \quad (3)$$

در اینجا همه ضرایب به عنوان میدان‌های پس زمینه‌ای برای شکست خود به خودی تقارن عمل می‌کنند. خود این ضرایب ناوردای لورنتسی هستند و با فرض هرمیتی بودن نظریه این ضرایب باید حقیقی باشند. اگر دو جمله L'_a, L'_b را در نظر بگیریم، برای فرمیون‌ها لاگرانژی مدل و معادله دیراک تغییر یافته به شکل زیر خواهند بود:

$$L = \frac{1}{4} i \bar{\Psi} \gamma^\mu \bar{\partial}_\mu \Psi - a_\mu \bar{\Psi} \gamma^\mu \Psi - b_\mu \bar{\Psi} \gamma_\delta \Psi - m \bar{\Psi} \Psi, \quad (4)$$

$$(\gamma^\mu p_\mu - a_\mu \gamma^\mu - b_\mu \gamma_\delta \gamma^\mu - m) \Psi = 0. \quad (5)$$

معادله دیراک تغییر یافته (۵) را می‌توان با در نظر گرفتن یک بستگی موج تخت به شکل،

$$\Psi(x) = e^{-i\lambda_\mu x^\mu} w(\bar{\lambda}), \quad (6)$$

حل کرد. در این معادله، $w(\bar{\lambda})$ اسپینور چهارتایی هست که معادله زیر را ارضاء می‌کند.

$$(\lambda_\mu \gamma^\mu - a_\mu \gamma^\mu - b_\mu \gamma_\delta \gamma^\mu - m) w(\bar{\lambda}) = 0, \quad (7)$$

برای وجود جواب‌های غیر بدیهی، دترمینان عملگری که روی $w(\bar{\lambda})$ عمل می‌کند باید صفر شود. این بدان معنی است که $\lambda^\mu = (\lambda^0, \bar{\lambda})$ که در آن $\lambda^0 = \lambda^0(\bar{\lambda})$ ، باید معادله زیر را ارضاء کند [۶]:

$$\left[(\lambda - a)^2 - b^2 - m^2 \right] + 4b^2 (\lambda - a)^2 \quad (8)$$

$$- 4 \left[b^\mu (\lambda_\mu - a_\mu) \right]^2 = 0.$$

با توجه به ناوردایی جمله درجه چهار در معادله (۸)، تحت تبدیل $(\lambda_\mu - a_\mu) \rightarrow -(\lambda_\mu - a_\mu)$ ، به ازای هر حل $\lambda_+^0(\bar{\lambda})$ حل دوم $\lambda_-^0(\bar{\lambda})$ وجود دارد که به شکل زیر داده می‌شود:

$$\lambda_-^0(\alpha)(\bar{\lambda}) = -\lambda_+^0(\alpha)(-\bar{\lambda} + 2\bar{a}) + 2a^0, \quad \alpha = 1, 2 \quad (9)$$

بر خلاف مورد دیراک معمولی، بزرگی هر یک از این چهار ریشه، در نتیجه وجود جملات نقض CPT، با هم فرق می‌کنند [۳ و ۴]. توابع موج متناظر با ویژه مقادیر $\lambda_-^0(\bar{\lambda})$ و

می‌توان برهم‌کنش بین ذرات و همچنین سطح مقطع پراکندگی و دامنه واپاشی را به دست آورد و با توجه به مقادیر تجربی آنها، بر روی ضرایب نقض لورنتس حد گذاشت. در ادامه ابتدا SME را به عنوان مدلی برای نقض تقارن لورنتس و CPT بیان می‌کنیم و از روی آن مدل، قوانین فاینمن را در صورت وجود نقض تقارن لورنتس به دست می‌آوریم.

یک مدل ساده که شامل جملات کلی برای نقض خود به خودی CPT باشد، در نظر می‌گیریم. این مدل شامل یک میدان جرم دار $\Psi(x)$ با چگالی لاگرانژی $L = L_0 - L'$ که در آن L_0 لاگرانژی دیراک میدان آزاد برای فرمیون $\Psi(x)$ به جرم m است و L' شامل جمله‌های اضافی است که باعث نقض خود به خودی CPT می‌شوند [۸]. L' یک لاگرانژی با بعد جرمی چهار است که از برهم‌کنش‌های ناوردای پوانکاره $\Psi(x)$ با تانسور لورنتس T به دست می‌آید. با توجه به اینکه L' باید دارای دیمانسیون جرمی چهار باشد، در لاگرانژی مؤثر، هر ترکیبی از میدان‌ها و مشتق‌ها که دیمانسیون جرمی بزرگتر از چهار دارند، باید یک ضریب وزنی با توان $-k$ داشته باشند. این ضریب به شکل یک جرم M وارد می‌شود که بزرگتر از مقیاس جرم m نظریه مؤثر است. در نظریه واقعی M ممکن است جرم پلانک باشد. پس در اینجا یک سری جملات L' به دست می‌آید که با اندیس k برچسب می‌خورند. برای $k \leq 2$ ، L' به شکل زیر است [۶]:

$$L' \supset \frac{\lambda}{M} \langle T \rangle \bar{\Psi} \Gamma (i\partial)^k \Psi + h.c., \quad (1)$$

در این رابطه λ یک ثابت جفت شدگی بدون بعد است. $(i\partial)^k$ چهار مشتق از مرتبه k را نشان می‌دهد. Γ ساختار ماتریسی گاما را نشان می‌دهد. برای دو حالت $k=0$ و $k=1$ لاگرانژی L' به ترتیب به شکل‌های زیر در می‌آید [۵]:

$$L'_a = a_\mu \bar{\Psi} \gamma^\mu \Psi, \quad (2)$$

$$L'_b = b_\mu \bar{\Psi} \gamma_\delta \Psi, \quad k=0$$

$$L'_c = \frac{1}{4} i c_\alpha \bar{\Psi} \bar{\partial}^\alpha \Psi,$$

$$\sum_{\alpha=1}^2 \left[\frac{m}{E_u^\alpha(\bar{p})} u^\alpha(\bar{p}) \times u^{*\alpha}(\bar{p}) + \frac{m}{E_v^\alpha(-\bar{p})} v^\alpha(-\bar{p}) \times v^{*\alpha}(-\bar{p}) \right] = 1. \quad (15)$$

SME . .

مدل استاندارد را با اضافه کردن جملات نقض لورنتس در همه بخش‌های لپتونی، کوارکی، یوکاوا و هیگز تعمیم می‌دهیم. این در حالی است که هم‌زمان ناوردایی پیمانهای مدل تحت تبدیل $SU(3) \times SU(2) \times SU(1)$ حفظ می‌شود. چون نقض لورنتس و CPT در طبیعت مشاهده نشده است، هر یک از ثابت‌های نقض که در تعمیم مدل استاندارد ظاهر می‌شوند باید کوچک باشند. در اینجا جملات نقض لورنتس به دو بخش جملات CPT زوج و CPT فرد تقسیم می‌شوند. جملات CPT زوج جملاتی هستند که تقارن لورنتس را می‌شکنند ولی تقارن CPT را حفظ می‌کنند، ولی جملات CPT فرد جملاتی هستند که هم تقارن لورنتس و هم تقارن CPT را می‌شکنند.

در فرمول بندی لاگرانژی، چند تایی‌های کوارکی و لپتونی چپ دست و راست دست را با نمادهای زیر نشان می‌دهیم:

$$L_A = \begin{pmatrix} \nu_A \\ l_A \end{pmatrix}_L, \quad R_A = (l_A)_R$$

$$Q_A = \begin{pmatrix} u_A \\ d_A \end{pmatrix}_L, \quad U_A = (u_A)_R, \quad D_A = (d_A)_R$$

$$d_A = (d, s, b), \quad u_A = (u, c, t), \quad (16)$$

$$\nu_A = (\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau) \quad l_A = (e, \mu, \tau), \quad A = 1, 2, 3 \quad (17)$$

برای هر کدام از بخش‌های کوارکی، لپتونی، هیگز و یوکاوا در مدل استاندارد، جملات نقض لورنتس به شکل زیر اضافه می‌شوند [۶و۵]:

$$L_{lepton}^{CPT-even} = \frac{1}{\gamma} i (c_L)_{\mu\nu AB} \bar{L}_A \gamma^\mu \bar{D}^\nu L_B + \quad (18)$$

$$\frac{1}{\gamma} i (c_R)_{\mu\nu AB} \bar{R}_A \gamma^\mu \bar{D}^\nu R_B,$$

$$L_{lepton}^{CPT-odd} = -(a_L)_{\mu AB} \bar{L}_A \gamma^\mu L_B - \quad (19)$$

$$-(a_R)_{\mu AB} \bar{R}_A \gamma^\mu R_B,$$

به ترتیب حالت‌های انرژی منفی و مثبت نامیده می‌شوند. ویژه توابع مربوط به دو ویژه انرژی $\lambda_+^\alpha(\bar{p})$ ، $\lambda_-^\alpha(\bar{p})$ می‌توانند به عنوان توابع موج با انرژی مثبت و تکانه معکوس در مدل معمولی، تفسیر شوند. در اینجا اسپینورهای فضا-تکانه $u^\alpha(\bar{p})$ ، $v^\alpha(\bar{p})$ به شکل زیر تعریف می‌شوند:

$$\Psi^\alpha(x) = \exp(ip_V^\alpha \cdot x) v^\alpha(p),$$

$$\Psi^\alpha(x) = \exp(-ip_\mu^\alpha \cdot x) u^\alpha(p), \quad (10)$$

در اینجا چهاربردارها به شکل زیر داده می‌شوند:

$$p_\mu^\alpha = (E_\mu^\alpha, \vec{p}), \quad E_\nu^\alpha(\vec{p}) = -\lambda_{-(\alpha)}^\circ(\vec{p})$$

$$p_\mu^\alpha = (E_\nu^\alpha, \vec{p}), \quad E_\mu^\alpha(\vec{p}) = -\lambda_{+(\alpha)}^\circ(\vec{p}). \quad (11)$$

چهار اسپینورهای $u^\alpha(\bar{p})$ ، $v^\alpha(\bar{p})$ نسبت به هم متعامد هستند و بهنجارش آنها می‌تواند به طور اختیاری انتخاب شود. هر چند اعمال شرط $(\Psi^c)^c = \Psi$ محدودیت جزئی را ایجاد می‌کند. با این ملاحظات می‌توان به شرط تعامد زیر رسید:

$$u^{*\alpha}(\bar{p}) v^{\alpha'}(-\bar{p}) = 0, \quad v^{*\alpha}(-\bar{p}) u^{\alpha'}(\bar{p}) = 0,$$

$$u^{*\alpha}(\bar{p}) u^{\alpha'}(\bar{p}) = \delta^{\alpha\alpha'} \frac{E_u^\alpha}{m}, \quad (12)$$

$$v^{*\alpha}(\bar{p}) v^{\alpha'}(\bar{p}) = \delta^{\alpha\alpha'} \frac{E_v^\alpha}{m}.$$

با به کار بردن ماتریس‌های دیراک در معادله دیراک تغییر یافته و استفاده از شرایط تعامد (۱۲)، اسپینورهای و انتشار گر تغییر یافته را می‌توان به شکل‌های زیر به دست آورد:

$$u^\alpha(\bar{p}) = N_u^\alpha \begin{pmatrix} \phi^{(\alpha)} \\ X_u^{(\alpha)} \phi^{(\alpha)} \end{pmatrix}, \quad (13)$$




$$v^\alpha(\bar{p}) = N_v^\alpha \begin{pmatrix} X_v^{(\alpha)} \chi^{(\alpha)} \\ \chi^{(\alpha)} \end{pmatrix},$$

$$X_u^{(\alpha)} = \frac{\left(E_u^{(\alpha)} - a_* + m + \bar{b} \cdot \vec{\sigma} \right) \left[(\bar{p} - \vec{a}) \cdot \vec{\sigma} - b_* \right]}{\left(E_u^{(\alpha)} - a_* + m \right)^2 - b^2},$$

$$S(P) = \frac{i}{p_\mu \gamma^\mu - a_\mu \gamma^\mu - b_\mu \gamma_\delta \gamma^\mu - m}. \quad (14)$$

همچنین با استفاده از روابط تعامد (۱۲)، رابطه کاملیت را می‌توان به شکل زیر نوشت:

جدول ۱. انتشارگرها در SME.

$S = \frac{i}{\left(\gamma^\mu P_\mu - m - b_\mu \gamma_5 \gamma^\mu - \frac{1}{2} H_{\mu\nu} \sigma^{\mu\nu} + c_{\mu\nu} \gamma^\nu p^\mu + d_{\nu\mu} \gamma_5 \gamma^\nu p^\mu\right)}$	 <p>لپتون ها و کوارک ها با اسپین $\frac{1}{2}$</p>
$S = \frac{i}{\left(P^2 + \frac{1}{2} (k_{\phi\phi})^{\mu\nu} P_\mu P_\nu + \frac{1}{2} i (k_\phi)^\mu P_\mu - M_H^2\right)}$	 <p>ذره هیگز</p>
$S = \frac{i}{\left(g^{\alpha\delta} p^2 - p^\alpha p^\beta - 2(k_F)^{\alpha\beta\gamma\delta} p_\beta p_\gamma\right)}$	 <p>فوتون</p>

آورده ایم. بعد از انجام محاسبات، یک سری جریان های تغییر طعم به دست می آوریم که در مدل استاندارد مشابه آنها وجود ندارد:

$$J^{\mu W} = \bar{l}_A \left((c_L)_{\mu\nu AB} + (d_L)_{\mu\nu AB} \right) \gamma^\mu \frac{(1-\gamma_5)}{2} \nu_B, \quad (25)$$

$$J^{\mu Z} = \frac{(\cos^2 \theta_W - \sin^2 \theta_W)}{2} \bar{l}_{A_L} \left((c_L)_{\mu\nu AB} + (d_L)_{\mu\nu AB} \right) \times \gamma^\mu l_{B_L} + \bar{l}_{A_R} \left[\sin^2 \theta_W \left((d_R)_{\mu\nu AB} - (c_R)_{\mu\nu AB} \right) \right] l_{B_R}, \quad (26)$$

$$J^{\mu Z} = \bar{\nu}_A \left\{ \frac{\cos^2 \theta_W}{2} \left((-c_L)_{\mu\nu AB} + (d_L)_{\mu\nu AB} \right) - \frac{\sin^2 \theta_W}{2} \left((d_L)_{\mu\nu AB} + (c_L)_{\mu\nu AB} \right) \right\} \gamma^\mu (1-\gamma_5) \nu_B, \quad (27)$$

همچنین برای برهم کنش ذره هیگز دو نوع لاگرانژی جدید به شکل زیر به دست می آوریم:

$$L_{ZHH}^{CPT} = -\frac{1}{4} (k_{\phi\phi})^{\mu\nu} \frac{g}{\cos \theta_W} (Z_\mu H \partial_\mu H) + \frac{1}{4} \left((k_{\phi B})^{\mu\nu} \sin \theta_W + (k_{\phi W})^{\mu\nu} \cos \theta_W \right) H^\nu Z_{\mu\nu} + \quad (28)$$

$$\frac{1}{4} (k_\phi)^\mu g \left(\cos \theta_W + \frac{\sin^2 \theta_W}{\cos \theta_W} \right) H^\nu Z_\mu,$$

$$L_{\gamma HH}^{CPT} = -\frac{1}{4} \left((k_{\phi B})^{\mu\nu} \cos \theta_W - (k_{\phi W})^{\mu\nu} \sin \theta_W \right) H^\nu F_{\mu\nu}. \quad (29)$$

این لاگرانژی ها بیانگر وجود دو رأس جدید در SME می باشد که در مدل استاندارد وجود ندارند. این رأس ها را به همراه فاکتورهای رأسی در شکل های ۱ و ۲ آورده ایم:

$$L_{quark}^{CPT-even} = \frac{1}{4} i (c_Q)_{\mu\nu AB} \bar{Q}_A \gamma^\mu \bar{D}^\nu Q_B + \frac{1}{4} i (c_U)_{\mu\nu AB} \bar{U}_A \gamma^\mu \bar{D}^\nu U_B + \quad (20)$$

$$\frac{1}{4} i (c_D)_{\mu\nu AB} \bar{D}_A \gamma^\mu \bar{D}^\nu D_B, \quad L_{quark}^{CPT-odd} = -(a_Q)_{\mu AB} \bar{Q}_A \gamma^\mu Q_B - (a_U)_{\mu AB} \bar{U}_A \gamma^\mu U_B - (a_D)_{\mu AB} \bar{D}_A \gamma^\mu D_B, \quad (21)$$

$$L_{quark}^{CPT-even} = -\frac{1}{4} \{ (H_L)_{\mu\nu AB} \bar{L}_A \phi \sigma^{\mu\nu} R_B + (H_U)_{\mu\nu AB} \bar{Q}_A \phi^c \sigma^{\mu\nu} U_B + (H_D)_{\mu\nu AB} \bar{Q}_A \phi \sigma^{\mu\nu} D_B \} + h.c., \quad (22)$$

$$L_{Higgs}^{CPT-even} = \frac{1}{4} (k_{\phi\phi})^{\mu\nu} (D_\mu \phi)^* D_\nu \phi + h.c. - \frac{1}{4} (k_{\phi B})^{\mu\nu} \phi^* \phi B_{\mu\nu} - \frac{1}{4} (k_{\phi W})^{\mu\nu} \phi^* W_{\mu\nu} \phi \quad (23)$$

$$L_{Higgs}^{CPT-odd} = i (k_\phi)^\mu \phi^* D_\mu \phi + h.c. \quad (24)$$

بدین ترتیب لاگرانژی SME از جمع لاگرانژی های (۱۸ تا ۲۴) با لاگرانژی های معادل در مدل استاندارد به دست خواهند آمد.

۳.۲. قواعد فاینمن در SME

اکنون با در دست داشتن لاگرانژی SEM می توان رأس های برهم کنشی و انتشارگرها را تصحیح کرد. جزئیات محاسبات برای برهم کنش لپتون ها، ذره هیگز و برهم کنش یوکاوا را در پیوست ها آورده شده است، همچنین انتشار گر برای ذرات لپتونی، کوارکی، فوتون و ذره هیگز و رأس های برهم کنشی محاسبه شده را به ترتیب در جدول های ۱، ۲، ۳ و ۴

جدول ۲. رأس‌های برهم‌کنشی لپتون‌ها در SME.

	<p>برای $A = B$</p> $\frac{-ie}{\sin \theta_W \cos \theta_W} \left\{ \left[\left(-\frac{1}{2} + \sin^2 \theta_W \right) \gamma_V + \frac{(\cos^2 \theta_W - \sin^2 \theta_W)}{2} ((c_L)_{\mu\nu} + (d_L)_{\mu\nu}) \gamma^\mu \right] \frac{(1 - \gamma_5)}{2} \right.$ $\left. + [\sin^2 \theta_W (\gamma_V + (d_R)_{\mu\nu} \gamma^\mu - (c_R)_{\mu\nu} \gamma^\mu)] \frac{(1 + \gamma_5)}{2} \right\}$ <p>برای $A \neq B$</p> $\frac{-ie}{\sin \theta_W \cos \theta_W} \gamma^\mu \left\{ \left[\frac{(\cos^2 \theta_W - \sin^2 \theta_W)}{2} ((c_L)_{\mu\nu AB} + (d_L)_{\mu\nu AB}) \right] \frac{(1 - \gamma_5)}{2} \right.$ $\left. + [\sin^2 \theta_W ((d_R)_{\mu\nu AB} - (c_R)_{\mu\nu AB})] \frac{(1 + \gamma_5)}{2} \right\}$
	<p>برای $A = B$</p> $i \frac{g}{\sqrt{2}} (\gamma_V + (c_L)_{\mu\nu} \gamma^\mu + (d_L)_{\mu\nu} \gamma^\mu) \frac{(1 - \gamma_5)}{2}$ <p>برای $A \neq B$</p> $-i \frac{g}{\sqrt{2}} ((c_L)_{\mu\nu AB} + (d_L)_{\mu\nu AB}) \gamma^\mu \frac{(1 - \gamma_5)}{2}$
	$-i \left(\frac{e}{2 \sin \theta_W M_W} m_{l_A} + \frac{1}{4\sqrt{2}} \sigma^{\mu\nu} H_{l_A \mu\nu} \right)$
	<p>رأس فرمیون-فوتون</p> $-ie(\gamma^\mu + c^{\mu\nu} \gamma_\nu + d^{\nu\mu} \gamma_\nu \gamma^\mu)$

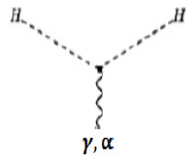
جدول ۳. رأس‌های برهم‌کنشی کوارک‌ها و بوزون‌ها در SME.

	$\frac{-ie}{\sin \theta_W \cos \theta_W} \left[\left(\frac{1}{2} - \frac{2}{3} \sin^2 \theta_W \right) \gamma_V + \frac{1}{2} (c_Q)_{\mu\nu AB} \left(\cos^2 \theta_W - \frac{1}{3} \sin^2 \theta_W \right) \gamma^\mu \right] \frac{(1 - \gamma_5)}{2}$ $- \frac{2}{3} \sin^2 \theta_W \left[\gamma_V + (c_U)_{\mu\nu AB} \gamma^\mu \right] \frac{(1 + \gamma_5)}{2}$
	$\frac{-ie}{\sin \theta_W \cos \theta_W} \left[\left(-\frac{1}{2} + \frac{1}{3} \sin^2 \theta_W \right) \gamma_V - \frac{1}{2} (c_Q)_{\mu\nu AB} \left(\cos^2 \theta_W + \frac{1}{3} \sin^2 \theta_W \right) \gamma^\mu \right] \frac{(1 - \gamma_5)}{2}$ $+ \left[\frac{1}{3} \sin^2 \theta_W \gamma_V + \frac{1}{3} (c_D)_{\mu\nu AB} \sin^2 \theta_W \gamma^\mu \right] \frac{(1 + \gamma_5)}{2}$
	$-i \frac{g}{\sqrt{2}} \left[(c_Q)_{\mu\nu} \gamma^\mu \cos \theta_C \pm (\gamma_V + (c_Q)_{\mu\nu} \gamma^\mu) \sin \theta_C \right] \frac{(1 - \gamma_5)}{2}$ <p>علامت مثبت برای رأس s-u-W و علامت منفی برای رأس d-c-W به کار می‌رود.</p> $-i \frac{g}{\sqrt{2}} \left[(\gamma_V + (c_Q)_{\mu\nu} \gamma^\mu) \cos \theta_C \pm (c_Q)_{\mu\nu} \gamma^\mu \sin \theta_C \right] \frac{(1 - \gamma_5)}{2}$ <p>علامت مثبت برای رأس d-u-W و علامت منفی برای رأس s-c-W به کار می‌رود.</p>
	$-i \frac{g}{\sqrt{2}} \left[(\gamma_V + (c_Q)_{\mu\nu} \gamma^\mu) \cos \theta_C \pm (c_Q)_{\mu\nu} \gamma^\mu \sin \theta_C \right] \gamma^\mu \frac{(1 - \gamma_5)}{2}$ <p>علامت مثبت برای رأس c-d-W و علامت منفی برای رأس u-s-W به کار می‌رود.</p> $-i \frac{g}{\sqrt{2}} \left[(\gamma_V + (c_Q)_{\mu\nu} \gamma^\mu) \cos \theta_C \pm (c_Q)_{\mu\nu} \gamma^\mu \sin \theta_C \right] \gamma^\mu \frac{(1 - \gamma_5)}{2}$ <p>علامت مثبت برای رأس c-s-W و علامت منفی برای رأس u-d-W به کار می‌رود.</p>

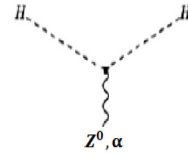
	$\gamma W^+ W^-$ $ie \left\{ \left[g_{\rho\sigma}(k_1 - k_2)_\delta + g_{\sigma\delta}(k_2 - k_3)_\rho + g_{\rho\delta}(k_3 - k_1)_\sigma \right] \right.$ $+ \frac{1}{2} \left\{ (k_{1\nu})_\sigma g_{\mu\rho} [(k_1 - k_2)^\mu + k_3^\mu] + (k_{1\nu})_\rho g_{\sigma\nu} [(k_2 - k_3)^\nu + k_2^\nu] + (k_{1\nu})_\nu g_{\rho\sigma} [(k_1 + k_2)^\kappa + k_3^\kappa] \right.$ $\left. \left. + (k_{1\nu})_\rho g_{\lambda\delta\sigma} [(k_1 - k_2)^\lambda - k_3^\lambda] - 5(k_2)_\kappa g_{\rho\sigma\delta}^\kappa \right\} \right\}$
	$W^+ W^- Z^0$ $ie \cot\theta_W \left\{ \left[g_{\rho\sigma}(k_1 - k_2)_\delta + g_{\sigma\delta}(k_2 - k_4)_\rho + g_{\rho\delta}(k_4 - k_1)_\sigma \right] \right.$ $+ \frac{1}{2} \left\{ (k_{1\nu})_\sigma g_{\mu\rho} [(k_1 - k_2)^\mu + k_4^\mu] + (k_{1\nu})_\rho g_{\sigma\nu} [(k_2 - k_4)^\nu + k_2^\nu] + (k_{1\nu})_\nu g_{\rho\sigma\delta} [(k_1 + k_2)^\kappa + k_4^\kappa] \right.$ $\left. \left. + (k_{1\nu})_\rho g_{\lambda\delta\sigma} [(k_1 - k_2)^\lambda - k_4^\lambda] - 5(k_2)_\kappa g_{\rho\sigma\delta}^\kappa \right\} \right\}$

جدول ۴. رأس های برهم کنشی ذره هیگز در SME.

	$-i \left(\frac{e}{2 \sin \theta_W} \frac{m_{lA}}{M_W} + \frac{1}{4\sqrt{2}} \sigma^{\mu\nu} H_{lA,\mu\nu} \right)$
	$-i \left(\frac{e}{2 \sin \theta_W} \frac{m_{UA}}{M_W} + \frac{1}{4\sqrt{2}} \sigma^{\mu\nu} H_{UA,\mu\nu} \right)$
	$-i \left(\frac{e}{2 \sin \theta_W} \frac{m_{DA}}{M_W} + \frac{1}{4\sqrt{2}} \sigma^{\mu\nu} H_{DA,\mu\nu} \right)$
	$\left[2 - (k_{\phi\phi})^{\mu\nu} \right] \frac{ie}{\sin 2 \theta_W} M_Z g_{\mu\nu}$
	$\left[\frac{g}{4 \cos \theta_W} (k_{\phi\phi}^A)^{\alpha\mu} (P' + P)_\mu + \frac{1}{2} \left((k_{\phi B})^{\alpha\mu} \sin \theta_W + \frac{1}{2} (k_{\phi W})^{\alpha\mu} \cos \theta_W \right) k_\mu + \frac{1}{2} g (k_\phi)^2 \left(\cos \theta_W + \frac{\sin^2 \theta_W}{\cos \theta_W} \right) \right]$
	$\left[\frac{1}{2} \cos \theta_W (k_{\phi B})^{\alpha\mu} k_\mu - \frac{1}{4} \sin \theta_W (k_{\phi W})^{\alpha\mu} k_\mu \right]$



شکل ۲. رأس γHH .



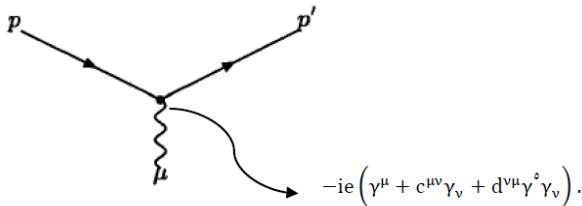
شکل ۱. رأس $Z^0 HH$.

$$= \bar{\psi} \left(\gamma^\mu p_\mu - m - b_\mu \gamma_\delta \gamma^\mu - \frac{1}{\gamma} H_{\mu\nu} \sigma^{\mu\nu} + c_{\mu\nu} \gamma^\nu p^\mu \right) \psi + e \bar{\psi} \left(\gamma^\mu + c^{\mu\nu} \gamma_\nu + d^{\mu\nu} \gamma_\delta \gamma_\nu p^\mu \right) \psi + d_{\mu\nu} \bar{\psi} \gamma_\delta \gamma^\nu p^\mu \psi. \quad (32)$$

معادله دیراک تغییر یافته، انتشارگر و فاکتور رأس را برای برهم کنش الکترون با فوتون به شکل زیر به دست می آوریم:

$$(\gamma^\mu p_\mu - m - b_\mu \gamma_\delta \gamma^\mu - \frac{1}{\gamma} H_{\mu\nu} \sigma^{\mu\nu} + c_{\mu\nu} \gamma^\nu p^\mu + d_{\mu\nu} \gamma_\delta \gamma^\nu p^\mu) \psi = 0, \quad (33)$$

$$S = \frac{1}{(\gamma^\mu p_\mu - m - b_\mu \gamma_\delta \gamma^\mu - \frac{1}{\gamma} H_{\mu\nu} \sigma^{\mu\nu} + c_{\mu\nu} \gamma^\nu p^\mu + d_{\mu\nu} \gamma_\delta \gamma^\nu p^\mu)} \quad (34)$$



با استفاده از معادله دیراک تغییر یافته و به کار بردن ماتریس های γ^μ در نمایش وایل^۱، می توانیم تابع حالت جدید ذره را محاسبه کنیم:

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \gamma^i = \begin{pmatrix} 0 & \sigma^i \\ -\sigma^i & 0 \end{pmatrix}, \gamma_5 = \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix},$$

$$\psi = u_s e^{-ip \cdot x}, u_s = \begin{pmatrix} u_A \\ u_B \end{pmatrix}$$

$$(\gamma^\mu p_\mu - m - b_\mu \gamma_\delta \gamma^\mu - \frac{1}{\gamma} H_{\mu\nu} \sigma^{\mu\nu} + c_{\mu\nu} \gamma^\nu p^\mu + d_{\mu\nu} \gamma_\delta \gamma^\nu p^\mu) \psi = 0,$$

$$(\gamma^0 p_0 - \gamma^i p_i - m - b_i \gamma_\delta \gamma^i + b_i \gamma_\delta \gamma^i - \frac{1}{\gamma} (H_{\delta i} - H_{i\delta}) \sigma^{i\delta} - c_{\mu\nu} \gamma^\nu p^\mu + c_{\mu i} \gamma^i p^\mu + d_{\mu\nu} \gamma_\delta \gamma^\nu p^\mu$$

$$L_{\gamma HH}^{CPT} = -\frac{1}{4} \left((k_{\phi B})^{\mu\nu} \cos \theta_W - \frac{1}{\gamma} (k_{\phi W})^{\mu\nu} \sin \theta_W \right) H^\nu F_{\mu\nu}, \quad (30)$$

$$\frac{1}{\gamma} \cos \theta_W (k_{\phi B})^{\alpha\mu} k_\mu - \frac{1}{\gamma} \sin \theta_W (k_{\phi W})^{\alpha\mu} k_\mu. \quad (31)$$

با توجه به اهمیت شکست تقارن لورنتس در مقياس پلانک در نظریه هایی مانند نظریه ریسمان، این امر مهم به نظر می رسد که قواعد فاینمن را با فرض شکست تقارن لورنتس حساب کنیم. با در دست داشتن این قواعد می توانیم برهم کنش بین ذرات را به طور دقیقتر مورد بررسی قرار دهیم. با توجه به وجود اختلافاتی در حد دقت های آزمایشگاهی بین خواص ذره و پاد ذره متناظر، از قبیل ضریب ژيرومغناطیسی، با به کار بردن این قواعد در برهم کنش ها می توان این اختلاف ها را توجیه کرده و با مقایسه داده های تجربی با مقادیر نظری روی ضرایب نقض لورنتس حد گذاشت. نتیجه دیگری که می توان گرفت، وجود رأس های جدید ZHH و γHH برای ذره هیگز است (۳۰، ۳۱) که می تواند نوید دهنده کانال های جدید برای ذره هیگز باشد.

QED :

برای مورد خاص برهم کنش الکترون با فوتون، لاگرانژی برهم کنشی به شکل زیر بسط داده می شود:

$$L_{lepton}^{CPT-even} = \frac{1}{4} i \bar{\psi} \gamma^\mu \bar{D}_\mu \psi - m_A \bar{\psi} \psi - \frac{1}{\gamma} (H_l)_{\mu\nu} \bar{\psi} \sigma^{\mu\nu} \psi + \frac{1}{\gamma} i (c_l)_{\mu\nu} \bar{\psi} \gamma^\mu \bar{D}^\nu \psi + \frac{1}{\gamma} i (d_l)_{\mu\nu} \bar{\psi} \gamma_\delta \gamma^\mu \bar{D}^\nu \psi - (b_l)_\mu \bar{\psi} \gamma_\delta \gamma^\mu \psi = i \bar{\psi} \gamma^\mu (\partial_\mu - ie A_\mu) \psi - m_e \bar{\psi} \psi - \frac{1}{\gamma} (H_l)_{\mu\nu} \bar{\psi} \sigma^{\mu\nu} \psi + i (c_l)_{\mu\nu} \bar{\psi} \gamma^\mu (\partial^\nu - ie A^\nu) \psi + i (d_l)_{\mu\nu} \bar{\psi} \gamma_\delta \gamma^\mu (\partial^\nu - ie A^\nu) \psi - (b_l)_\mu \bar{\psi} \gamma_\delta \gamma^\mu \psi$$

۱. weyl

$$\begin{aligned} & \times (v+H) \left(\partial_\nu - ig \frac{\vec{\tau}}{\gamma} \cdot \overline{A'_\nu} - ig' \frac{\vec{\tau}}{\gamma} \cdot B'_\nu \right) (v+H) \chi \\ & = \frac{1}{\gamma} (k_{\phi\phi})^{\mu\nu} \chi^* \left[\left(\partial_\mu + ig \frac{\vec{\tau}}{\gamma} \cdot \overline{A'_\mu} + ig' \frac{\vec{\tau}}{\gamma} \cdot B'_\mu \right) H \right. \\ & \quad \left. + v \left(\partial_\mu + ig \frac{\vec{\tau}}{\gamma} \cdot \overline{A'_\mu} + ig' \frac{\vec{\tau}}{\gamma} \cdot B'_\mu \right) \right] \times \\ & \left[\left(\partial_\nu - ig \frac{\vec{\tau}}{\gamma} \cdot \overline{A'_\nu} - ig' \frac{\vec{\tau}}{\gamma} \cdot B'_\nu \right) H \right. \\ & \quad \left. + v \left(\partial_\nu - ig \frac{\vec{\tau}}{\gamma} \cdot \overline{A'_\nu} - ig' \frac{\vec{\tau}}{\gamma} \cdot B'_\nu \right) \right] \chi. \end{aligned} \tag{41}$$

باتبديلات زير، معادله بالا را ساده مي كنيم:

$$\begin{aligned} W_\mu^\pm &= \frac{A'_\mu \mp iA''_\mu}{\sqrt{2}}, \begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} \cos \theta_W & -\sin \theta_W \\ \sin \theta_W & \cos \theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A'_\mu \\ B'_\mu \end{pmatrix}, \tan \theta_W = \frac{g'}{g}, \end{aligned} \tag{42}$$

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\gamma} (k_{\phi\phi}^S + ik_{\phi\phi}^A)^{\mu\nu} (D_\mu \phi)^* D_\nu \phi \\ &= \frac{1}{\gamma} (k_{\phi\phi}^S + ik_{\phi\phi}^A)^{\mu\nu} \left\{ \frac{1}{\gamma} \partial_\mu H \partial_\nu \right. \\ & \quad \left. + \frac{v^\dagger g^\dagger}{\lambda} \left(\sqrt{W_\mu^+ W_\nu^-} + \frac{1}{\cos^2 \theta_W} Z_\mu Z_\nu \right) \right. \\ & \quad \left. + \frac{v H g^\dagger}{\lambda} \left(\sqrt{W_\mu^+ W_\nu^-} + \frac{1}{\cos^2 \theta_W} Z_\mu Z_\nu \right) \right. \\ & \quad \left. + \frac{H^\dagger g^\dagger}{\lambda} \left(\sqrt{W_\mu^+ W_\nu^-} + \frac{1}{\cos^2 \theta_W} Z_\mu Z_\nu \right) \right. \\ & \quad \left. + \frac{ivg}{\gamma} \left(\partial_\mu HA'_\nu - \partial_\nu HA'_\mu \right) + \frac{ivg'}{\gamma} \left(\partial_\mu HB'_\nu - \partial_\nu HB'_\mu \right) \right. \\ & \quad \left. + \frac{iHg}{\gamma} \left(\partial_\mu HA'_\nu - \partial_\nu HA'_\mu \right) + \frac{iHg'}{\gamma} \left(\partial_\mu HB'_\nu - \partial_\nu HB'_\mu \right) \right\} \\ &= \frac{1}{\gamma} (k_{\phi\phi}^S + ik_{\phi\phi}^A)^{\mu\nu} \left\{ \frac{1}{\gamma} \partial_\mu H \partial_\nu + \frac{g^\dagger}{\lambda} (H^\dagger + vH) \right. \\ & \quad \left. \left[\sqrt{W_\mu^+ W_\nu^-} + \frac{1}{\cos^2 \theta_W} Z_\mu Z_\nu \right] + M_W^\dagger W_\mu^+ W_\nu^- + \frac{1}{\gamma} M_Z^\dagger Z_\mu Z_\nu \right\} \\ & \quad - \frac{1}{\gamma} (k_{\phi\phi}^A)^{\mu\nu} \frac{gZ_\mu}{\cos \theta_W} (v \partial_\nu H + H \partial_\nu H), \end{aligned} \tag{43}$$

در معادله بالا جرم هاي M_Z و M_W به شكل زير جايجازي شده اند:

$$\begin{aligned} M_W &= \frac{1}{\gamma} gv, \\ M_Z &= \frac{1}{\gamma} v \sqrt{g^2 + g'^2} = \frac{M_W}{\cos \theta_W}. \end{aligned} \tag{44}$$

$$\begin{aligned} & -d_{\mu i} \gamma_\delta \gamma^i p^\mu u_s e^{-ip \cdot x} = 0, \\ & \begin{pmatrix} -(m+(H_i-H_{i_0})) & p \cdot \sigma + c^{\mu\nu} p_\mu \sigma^\mu + b_\mu \sigma^\mu - d^{\mu\nu} p_\mu \sigma_\nu \\ p \cdot \bar{\sigma} + c^{\mu\nu} p_\mu \bar{\sigma}_\nu - b_\mu \bar{\sigma}^\mu + d^{\mu\nu} p_\mu \bar{\sigma}_\nu & -(m+(H_{i_0}-H_i)) \end{pmatrix} \end{aligned} \tag{35}$$

$$u_A = \frac{p \cdot \sigma + c^{\mu\nu} p_\mu \sigma^\mu + b_\mu \sigma^\mu - d^{\mu\nu} p_\mu \sigma_\nu}{(m+(H_{i_0}-H_i))} u_B, \tag{36}$$

$$u_A = \frac{p \cdot \bar{\sigma} + c^{\mu\nu} p_\mu \bar{\sigma}_\nu - b_\mu \bar{\sigma}^\mu + d^{\mu\nu} p_\mu \bar{\sigma}_\nu}{(m+(H_{i_0}-H_i))} u_B, \tag{37}$$

با بهنجارش u_E نسبت به eE ، u_A و u_E را به شكل زير پيدا مي كنيم:

$$u_s = \begin{pmatrix} \sqrt{\frac{m(p \cdot \sigma + c^{\mu\nu} p_\mu \sigma^\mu + b_\mu \sigma^\mu - d^{\mu\nu} p_\mu \sigma_\nu)}{(m+(H_{i_0}-H_i))}} \xi \\ \sqrt{\frac{m(p \cdot \bar{\sigma} + c^{\mu\nu} p_\mu \bar{\sigma}_\nu - b_\mu \bar{\sigma}^\mu + d^{\mu\nu} p_\mu \bar{\sigma}_\nu)}{(m+(H_{i_0}-H_i))}} \xi \end{pmatrix}. \tag{38}$$

در نظريه الكتروضعيف، براي وقتي كه نقض تقارن لورنتس در نظر گرفته مي شود، به قسمت برهم کنش هيگز جملاتي به شكل زير اضافه مي شوند:

$$\begin{aligned} L_{Higgs}^{CPT-even} &= \frac{1}{\gamma} (k_{\phi\phi})^{\mu\nu} (D_\mu \phi)^* D_\nu \phi + h.c. \\ & \quad - \frac{1}{\gamma} (k_{\phi B})^{\mu\nu} \phi^* \phi B_{\mu\nu} - \frac{1}{\gamma} (k_{\phi W})^{\mu\nu} \phi^* W_{\mu\nu} \phi, \end{aligned} \tag{39}$$

$$L_{Higgs}^{CPT-odd} = i(k_\phi)^\mu \phi^* D_\mu \phi + h.c. \tag{40}$$

با وارد کردن مشتقات هموردا و ميدان اسکالري هيگز جمله اول قسمت CPT-even به شكل زير خواهد بود:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\gamma} (k_{\phi\phi})^{\mu\nu} (D_\mu \phi)^* D_\nu \phi = \frac{1}{\gamma} (k_{\phi\phi})^{\mu\nu} \\ & \times \left(\partial_\mu + ig \frac{\vec{\tau}}{\gamma} \cdot \overline{A'_\mu} + ig' \frac{\vec{\tau}}{\gamma} \cdot B'_\mu \right) \phi^* \\ & \times \left(\partial_\nu - ig \frac{\vec{\tau}}{\gamma} \cdot \overline{A'_\nu} - ig' \frac{\vec{\tau}}{\gamma} \cdot B'_\nu \right) \phi \\ & = \frac{1}{\gamma} (k_{\phi\phi})^{\mu\nu} \chi^* \left(\partial_\mu + ig \frac{\vec{\tau}}{\gamma} \cdot \overline{A'_\mu} + ig' \frac{\vec{\tau}}{\gamma} \cdot B'_\mu \right) \end{aligned}$$

$$L_{ZZH}^{CPT} = -\frac{1}{\lambda} (k_{\phi\phi})^{\mu\nu} \frac{g^\tau}{\cos^\tau \theta_W} v H Z_\mu Z_\nu, \quad (50)$$

$$L_{ZHH}^{CPT} = \frac{1}{\lambda} (k_{\phi\phi})^{\mu\nu} \frac{ig}{\cos \theta_W} [Z_\nu H \partial_\mu H - Z_\mu H \partial_\nu H] + \frac{1}{\frac{1}{4}} \left((k_{\phi B})^{\mu\nu} \sin \theta_W + \frac{1}{\frac{1}{4}} (k_{\phi W})^{\mu\nu} \cos \theta_W \right) H^\tau Z_{\mu\nu} + \frac{1}{\frac{1}{4}} (k_\phi)^\mu g \left(\cos \theta_W + \frac{\sin^\tau \theta_W}{\cos \theta_W} \right) H^\tau Z_\mu, \quad (51)$$

$$L_{\gamma HH}^{CPT} = -\frac{1}{\frac{1}{4}} (k_{\phi B})^{\mu\nu} \cos \theta_W - \frac{1}{\frac{1}{4}} (k_{\phi W})^{\mu\nu} \sin \theta_W H^\tau F_{\mu\nu}, \quad (52)$$

$$L_{ZZHH}^{CPT} = -\frac{1}{\frac{1}{16}} (k_{\phi\phi})^{\mu\nu} \frac{g^\tau}{\cos^\tau \theta_W} H^\tau Z_\mu Z_\nu, \quad (53)$$

$$L_{WWHH}^{CPT} = -\frac{1}{\lambda} (k_{\phi\phi})^{\mu\nu} g^\tau H^\tau W_\mu^+ W_\nu^-. \quad (54)$$

در اینجا دیده می‌شود که علاوه بر اینکه به جملات راسی در برهم کنش هیگز در مدل استاندارد مقادیری اضافه می‌شود رأس‌هایی به دست می‌آیند که در مدل استاندارد وجود ندارند.

لاگرانژی مربوط به این رأس‌ها $L_{\gamma HH}^{CPT}$ و L_{ZHH}^{CPT} هستند.

برای به دست آوردن انتشارگر ذره هیگز در مدل استاندارد تعمیم یافته جملاتی که فقط شامل میدان هیگز از مرتبه دو هستند را انتخاب می‌کنیم. در این صورت معادله حرکت به شکل زیر خواهد شد:

$$\left(p^\tau - \frac{1}{\frac{1}{4}} (k_{\phi\phi})^{\mu\nu} p_\mu p_\nu + i (k_\phi)^\mu p_\mu - M_H^\tau \right) H = 0, \quad (55)$$

با توجه به رابطه بالا، انتشارگر ذره هیگز به شکل زیر در خواهد آمد:

$$S = \frac{1}{\left(p^\tau + \frac{1}{\frac{1}{4}} (k_{\phi\phi})^{\mu\nu} p_\mu p_\nu + \frac{1}{\frac{1}{4}} i (k_\phi)^\mu p_\mu - \mu^\tau \right)}. \quad (56)$$

قسمت فرمیونی (L_F) لاگرانژی کل در حضور جملات نقض لورنتس، در نظریه الکتروضعیف، تصحیحی به شکل زیر به خود می‌گیرد:

دو جمله دیگر لاگرانژی $L_{Higgs}^{CPT-even}$ به شکل زیر خواهند بود:

$$-\frac{1}{\frac{1}{4}} (k_{\phi B})^{\mu\nu} \phi^* \phi B_{\mu\nu} = -\frac{1}{\frac{1}{4}} (k_{\phi B})^{\mu\nu} (v^\tau + H^\tau + \tau v H) \times (-Z_{\mu\nu} \sin \theta_W + F_{\mu\nu} \cos \theta_W),$$

$$-\frac{1}{\frac{1}{4}} (k_{\phi W})^{\mu\nu} \phi^* W_{\mu\nu} \phi = -\frac{1}{\frac{1}{4}} (k_{\phi W})^{\mu\nu} (v^\tau + H^\tau + \tau v H) \times \chi^* \left(\frac{\tau^1}{\frac{1}{2}} W_{\mu\nu}^\tau + \frac{\tau^2}{\frac{1}{2}} W_{\mu\nu}^\tau + \frac{\tau^3}{\frac{1}{2}} W_{\mu\nu}^\tau \right) \chi$$

$$= \frac{1}{\lambda} (k_{\phi W})^{\mu\nu} (v^\tau + H^\tau + \tau v H) W_{\mu\nu}^\tau = \frac{1}{\lambda} (k_{\phi W})^{\mu\nu} (v^\tau + H^\tau + \tau v H) (Z_{\mu\nu} \cos \theta_W + F_{\mu\nu} \sin \theta_W),$$

با توجه به اینکه $(k_{\phi B})^{\mu\nu}$ و $(k_{\phi W})^{\mu\nu}$ نسبت به اندیس‌های μ, ν پاد متقارن هستند، خواهیم داشت:

$$-\frac{1}{\frac{1}{4}} (k_{\phi B})^{\mu\nu} \phi^* \phi B_{\mu\nu} = -\frac{1}{\frac{1}{4}} (k_{\phi B})^{\mu\nu} (v^\tau + H^\tau + \tau v H) \times (-\partial_\nu Z_\mu \sin \theta_W + \partial_\nu A_\mu \cos \theta_W), \quad (45)$$

$$-\frac{1}{\frac{1}{4}} (k_{\phi W})^{\mu\nu} \phi^* W_{\mu\nu} \phi = -\frac{1}{\frac{1}{4}} (k_{\phi W})^{\mu\nu} (v^\tau + H^\tau + \tau v H) \times (\partial_\nu Z_\mu \cos \theta_W + \partial_\nu A_\mu \sin \theta_W). \quad (46)$$

قسمت CPT-odd لاگرانژی نقض لورنتس و CPT، که در بخش سوم آورده شد، به شکل زیر محاسبه می‌شود:

$$L_{Higgs}^{CPT-odd} = i (k_\phi)^\mu \phi^* D_\mu \phi + h.c. = \frac{1}{\frac{1}{4}} i (k_\phi)^\mu (v + H) \chi^* \left(\partial_\mu + ig \frac{\tau^3}{\frac{1}{2}} \overline{A}_\mu + ig \frac{1}{\frac{1}{4}} B_\mu \right) \times \chi (v + H) + h.c. = \frac{1}{\frac{1}{4}} i (k_\phi)^\mu [v \partial_\mu H - ig v H A_\mu^\tau + ig v H B_\mu^1 - \frac{ig}{\frac{1}{4}} v^\tau A_\mu^\tau + \frac{ig}{\frac{1}{4}} v^\tau B_\mu^1 + H \partial_\mu H - \frac{ig}{\frac{1}{4}} H^\tau A + \frac{ig}{\frac{1}{4}} H^\tau B_\mu^1] = \frac{1}{\frac{1}{4}} i (k_\phi)^\mu [(v \partial_\mu H + H \partial_\mu H) - \frac{ig}{\frac{1}{4}} [(v H + v^\tau + H^\tau) \times (\cos \theta_W + \frac{\sin^\tau \theta_W}{\cos \theta_W})] Z_\mu]. \quad (47)$$

با جمع کردن این لاگرانژی‌ها، قسمت برهم کنشی L_{Higgs}^{CPT} به شکل زیر خواهد بود:

$$L_{Higgs}^{CPT} = L_{WWH}^{CPT} + L_{ZZH}^{CPT} + L_{ZHH}^{CPT} L_{\gamma HH}^{CPT} L_{ZZHH}^{CPT} L_{WWHH}^{CPT}, \quad (48)$$

$$L_{WWH}^{CPT} = -\frac{1}{\frac{1}{4}} (k_{\phi\phi})^{\mu\nu} g^\tau v H W_\mu^+ W_\nu^-, \quad (49)$$

$$\begin{aligned}
 L_{CC} &= g(c_L)_{\mu\nu AB} (J^{\nu\mu} A^\nu + J^{\nu\mu} A^{\nu\nu}) \\
 &+ \frac{g}{\sqrt{v}} (d_L)_{\mu\nu AB} \left[\overline{L_A \gamma_\delta \gamma^\mu} \frac{\tau^1}{v} L'_B \right] (W^{+\nu} + W^{-\nu}) \\
 &- ig \left(\overline{L_A \gamma_\delta \gamma^\mu} \frac{\tau^1}{v} L'_B \right) (W^{-\nu} - W^{+\nu}) \\
 &= \frac{g}{\sqrt{v}} [(c_L)_{\mu\nu AB} (J^{-\mu} W^{-\nu} + J^{+\mu} W^{+\nu}) \\
 &+ (d_L)_{\mu\nu AB} (\overline{L_A \gamma_\delta \gamma^\mu} \tau^- L'_B W^{-\nu} + \overline{L_A \gamma_\delta \gamma^\mu} \tau^+ L'_B W^{+\nu})] \\
 &= \frac{g}{\sqrt{v}} \{ (c_L)_{\mu\nu AB} (\overline{L_A \gamma^\mu} \frac{(1-\gamma_\delta)}{v} v_B W^{-\nu} \\
 &+ \overline{v_A \gamma^\mu} \frac{(1-\gamma_\delta)}{v} L'_B W^{+\nu}) \\
 &+ (d_L)_{\mu\nu AB} (\overline{L_A \gamma_\delta \gamma^\mu} \frac{(1-\gamma_\delta)}{v} v_B W^{-\nu} \\
 &+ \overline{v_A \gamma_\delta \gamma^\mu} \frac{(1-\gamma_\delta)}{v} L'_B W^{+\nu}) \} \\
 &= \frac{g}{\sqrt{v}} \{ (c_L)_{\mu\nu AB} + (d_L)_{\mu\nu AB} \} \left[\overline{L_A \gamma^\mu} \frac{(1-\gamma_\delta)}{v} v_B W^{-\nu} \right. \\
 &\left. + \overline{v_A \gamma^\mu} \frac{(1-\gamma_\delta)}{v} L'_B W^{+\nu} \right] \quad (62)
 \end{aligned}$$

لاگرانژی (۵۸)، یک فاکتور راسی به شکل
 $-i \frac{g}{\sqrt{v}} \{ (c_L)_{\mu\nu AB} + (d_L)_{\mu\nu AB} \} \gamma^\mu \frac{(1-\gamma_\delta)}{v}$
 باردار به دست می دهد. برای حالتی که $A=B$ باشد، یعنی وقتی
 تغییر عدد لپتونی صورت نگیرد، فاکتور راسی به دست آمده در
 بالا به مقدار متناظر آن در مدل استاندارد $-i \frac{g}{\sqrt{v}} \gamma_\nu$ اضافه
 می شود و راس برهم کنشی جریان های بار دار در مدل استاندارد
 تعمیم یافته را می دهد:

$$-i \frac{g}{\sqrt{v}} \left(\gamma_\nu + (c_L)_{\mu\nu AB} + (d_L)_{\mu\nu AB} \right) \gamma^\mu \frac{(1-\gamma_\delta)}{v} \quad (63)$$

برای حالتی که $A \neq B$ باشد، یک راس تغییر طعم به دست می -
 آید که در آن عدد لپتونی تغییر می کند. نظیر این راس در مدل
 استاندارد وجود ندارد:

$$-i \frac{g}{\sqrt{v}} \{ (c_L)_{\mu\nu AB} + (d_L)_{\mu\nu AB} \} \gamma^\mu \frac{(1-\gamma_\delta)}{v} \quad (64)$$

لاگرانژی جریان خشی را نیز به همان روش لاگرانژی جریان
 باردار می توانیم محاسبه کنیم:

$$\begin{aligned}
 L_F^{CPT-even} &= \frac{1}{v} i (c_L)_{\mu\nu AB} \overline{L_A \gamma^\mu} \overline{D}^\nu L'_B \\
 &+ \frac{1}{v} i (c_R)_{\mu\nu AB} \overline{R_A \gamma^\mu} \overline{D}^\nu R'_B \\
 &+ \frac{1}{v} i (d_L)_{\mu\nu} \overline{L_A \gamma_\delta \gamma^\mu} \overline{D}^\nu L'_B \\
 &+ \frac{1}{v} i (d_R)_{\mu\nu} \overline{R_A \gamma_\delta \gamma^\mu} \overline{D}^\nu R'_B, \quad (57)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 L_F^{CPT-even} &= \frac{1}{v} i (c_L)_{\mu\nu AB} \overline{L_A \gamma^\mu} \\
 &\times \left(\overline{\partial}^\nu - ig \frac{\tau^1}{v} \overline{A}^{\nu} - ig' \frac{1}{v} B^{\nu} \right) L'_B \\
 &+ \frac{1}{v} i (c_R)_{\mu\nu AB} \overline{R_A \gamma^\mu} \left(\overline{\partial}^\nu + ig' B^{\nu} \right) R'_B \\
 &+ \frac{1}{v} i (d_L)_{\mu\nu AB} \overline{L_A \gamma_\delta \gamma^\mu} \left(\overline{\partial}^\nu - ig \frac{\tau^1}{v} \overline{A}^{\nu} - ig' \frac{1}{v} B^{\nu} \right) L'_B \\
 &+ \frac{1}{v} i (d_R)_{\mu\nu AB} \overline{R_A \gamma_\delta \gamma^\mu} \left(\overline{\partial}^\nu + ig' B^{\nu} \right) R'_B \\
 &= \frac{1}{v} i (c_L)_{\mu\nu AB} \overline{L_A \gamma^\mu} \overline{\partial}^\nu L'_B - \frac{1}{v} i (c_L)_{\mu\nu AB} \overline{\partial}^\nu \overline{L_A \gamma^\mu} L'_B \\
 &+ \frac{1}{v} i (c_R)_{\mu\nu AB} \overline{R_A \gamma^\mu} \overline{\partial}^\nu R'_B - \frac{1}{v} i (c_R)_{\mu\nu AB} \overline{\partial}^\nu \overline{R_A \gamma^\mu} R'_B \\
 &+ (c_L)_{\mu\nu AB} g \overline{L_A \gamma^\mu} \frac{\tau^1}{v} L'_B \overline{A}^{\nu} - \\
 &- \frac{g}{v} \left((c_L)_{\mu\nu AB} \overline{L_A \gamma^\mu} L'_B + v (c_R)_{\mu\nu AB} \overline{R_A \gamma^\mu} R'_B \right) B^{\nu} \\
 &+ \frac{1}{v} i (d_L)_{\mu\nu AB} \overline{L_A \gamma_\delta \gamma^\mu} \overline{\partial}^\nu L'_B \\
 &+ \frac{1}{v} i (d_R)_{\mu\nu AB} \overline{R_A \gamma_\delta \gamma^\mu} \overline{\partial}^\nu R'_B \\
 &+ \frac{1}{v} i (d_L)_{\mu\nu AB} \overline{\partial}^\nu \overline{L_A \gamma_\delta \gamma^\mu} L'_B \\
 &+ \frac{1}{v} i (d_R)_{\mu\nu AB} \overline{\partial}^\nu \overline{R_A \gamma_\delta \gamma^\mu} R'_B \\
 &+ (d_L)_{\mu\nu AB} g \overline{L_A \gamma_\delta \gamma^\mu} \frac{\tau^1}{v} L'_B \overline{A}^{\nu} \\
 &- \frac{g}{v} \{ (d_L)_{\mu\nu AB} \overline{L_A \gamma_\delta \gamma^\mu} L'_B \\
 &+ v (d_R)_{\mu\nu AB} \overline{R_A \gamma_\delta \gamma^\mu} R'_B \} B^{\nu}. \quad (58)
 \end{aligned}$$

با استفاده از تعریف های زیر، لاگرانژی مربوط به جریان باردار
 را به دست می آوریم:

$$L_A = \begin{pmatrix} \nu_A \\ l_A \end{pmatrix}_L, R_A = (l_A)_R, \overline{J}^\mu = \overline{L_A \gamma^\mu} \frac{\tau^1}{v} L'_B, \quad (59)$$

$$J^{+\mu} = J^{\nu\mu} + iJ^{\nu\mu} = \overline{L_A \gamma^\mu} \tau^+ L'_B = \frac{1}{v} \overline{v_A} (1-\gamma_\delta) L_B, \quad (60)$$

$$J^{-\mu} = J^{\nu\mu} - iJ^{\nu\mu} = \overline{L_A \gamma^\mu} \tau^- L'_B = \frac{1}{v} \overline{L_A} (1-\gamma_\delta) v_B, \quad (61)$$

$$\begin{aligned}
 & -(c_R)_{\mu\nu AB} \sin^\nu \theta_W \left(\bar{f}_{A_R} \gamma^\mu f_{B_R} + \bar{f}'_{A_R} \gamma^\mu f'_{B_R} \right) \\
 & + \frac{1}{\gamma} (d_L)_{\mu\nu AB} \cos^\nu \theta_W \left(\bar{f}_{A_L} \gamma_\delta \gamma^\mu f_{B_L} + \bar{f}'_{A_L} \gamma_\delta \gamma^\mu f'_{B_L} \right) \\
 & - (d_R)_{\mu\nu AB} \sin^\nu \theta_W \left(\bar{f}_{A_R} \gamma_\delta \gamma^\mu f_{B_R} + \bar{f}'_{A_R} \gamma_\delta \gamma^\mu f'_{B_R} \right) \\
 & = \bar{f}_{A'} \gamma^\mu \left\{ \frac{(\cos^\nu \theta_W - \sin^\nu \theta_W)}{\gamma} \left[(c_L)_{\mu\nu AB} + (d_L)_{\mu\nu AB} \right] \right. \\
 & \times \frac{(1-\gamma_\delta)}{\gamma} + \left[\sin^\nu \theta_W \left((d_R)_{\mu\nu AB} - (c_R)_{\mu\nu AB} \right) \right] \frac{(1+\gamma_\delta)}{\gamma} \left. \right\} f_B \\
 & - \bar{f}'_{A'} \gamma^\mu \left\{ \left[\frac{\cos^\nu \theta_W}{\gamma} \left((d_L)_{\mu\nu AB} - (c_L)_{\mu\nu AB} \right) \right. \right. \\
 & \left. \left. - \frac{\sin^\nu \theta_W}{\gamma} \left((d_L)_{\mu\nu AB} + (c_L)_{\mu\nu AB} \right) \right] \frac{(1-\gamma_\delta)}{\gamma} \right. \\
 & \left. + \left[\sin^\nu \theta_W \left((d_R)_{\mu\nu AB} - (c_R)_{\mu\nu AB} \right) \right] \frac{(1+\gamma_\delta)}{\gamma} \right\} f'_B. \quad (69)
 \end{aligned}$$

از جریان $J^{Z\mu}$ استفاده می‌کنیم تا فاکتورهای رأسی را برای برهم‌کنش لپتون‌ها با بوزون‌های پیمانه‌ای Z^0 به دست بیاوریم. اگر $A \neq B$ باشد، برای رأس $f_A f_B Z^0$ فاکتور رأسی زیر را به دست می‌آوریم:

$$\begin{aligned}
 & \frac{-ie}{\sin \theta_W \cos \theta_W} \gamma^\mu \left\{ \left[\frac{\cos^\nu \theta_W - \sin^\nu \theta_W}{\gamma} \right. \right. \\
 & \times \left. \left. \left((c_L)_{\mu\nu AB} + (d_L)_{\mu\nu AB} \right) \right] \frac{(1-\gamma_\delta)}{\gamma} \right. \\
 & \left. + \left[\sin^\nu \theta_W \left((d_R)_{\mu\nu AB} - (c_R)_{\mu\nu AB} \right) \right] \frac{(1+\gamma_\delta)}{\gamma} \right\}, \quad (70)
 \end{aligned}$$

و برای رأس $f'_A f'_B Z^0$ فاکتور رأسی زیر را به دست می‌آوریم:

$$\begin{aligned}
 & \frac{-ie}{\sin \theta_W \cos \theta_W} \gamma^\mu \left\{ \left[\frac{\cos^\nu \theta_W}{\gamma} \left((d_L)_{\mu\nu AB} - (c_L)_{\mu\nu AB} \right) \right. \right. \\
 & \left. \left. - \frac{\sin^\nu \theta_W}{\gamma} \left((d_L)_{\mu\nu AB} + (c_L)_{\mu\nu AB} \right) \right] \frac{(1-\gamma_\delta)}{\gamma} \right. \\
 & \left. + \left[\sin^\nu \theta_W \left((d_R)_{\mu\nu AB} - (c_R)_{\mu\nu AB} \right) \right] \frac{(1+\gamma_\delta)}{\gamma} \right\} \quad (71)
 \end{aligned}$$

برای حالتی که $A=B$ باشد، هر کدام از این جملات به معادل آنها در مدل استاندارد اضافه می‌شوند و فاکتورهای رأسی به دست می‌دهد.

مانند بخش فرمیونی، برای بخش کوارکی نیز می‌توانیم جریان‌های باردار و خنثی را در حضور جملات نقض لورنتس و CPT به دست بیاوریم.

$$\begin{aligned}
 L_{NC} &= g[J_V^\nu + (c_L)_{\mu\nu}] J^{\nu\mu} \\
 &+ (d_L)_{\mu\nu} \left(\bar{\nu}_A \gamma_\delta \gamma^\mu \nu_A - \bar{l}_{A_L} \gamma_\delta \gamma^\mu l_{A_L} \right) A'^{\nu} \\
 &+ \frac{g}{\gamma} [J_V^\nu + (c_L)_{\mu\nu}] \bar{L}_A \gamma^\mu L'_A + \nu (c_R)_{\mu\nu} \bar{R}'_A \gamma^\mu R'_A \\
 &+ (d_L)_{\mu\nu} \bar{L}_A \gamma_\delta \gamma^\mu L'_A + \nu (d_R)_{\mu\nu} \bar{R}'_A \gamma_\delta \gamma^\mu R'_A B'^\nu \\
 &= \{g[J_V^\nu + (c_L)_{\mu\nu}] \bar{L}_A \gamma^\mu L'_A + \nu (c_R)_{\mu\nu} \bar{R}'_A \gamma^\mu R'_A \\
 &+ (d_L)_{\mu\nu} \bar{L}_A \gamma_\delta \gamma^\mu L'_A + \nu (d_R)_{\mu\nu} \bar{R}'_A \gamma_\delta \gamma^\mu R'_A \} \sin \theta_W \\
 &+ \frac{g}{\gamma} [J_V^\nu + (c_L)_{\mu\nu}] \bar{L}_A \gamma^\mu L'_A + \nu (c_R)_{\mu\nu} \bar{R}'_A \gamma^\mu R'_A \\
 &+ (d_L)_{\mu\nu} \bar{L}_A \gamma_\delta \gamma^\mu L'_A \\
 &+ \nu (d_R)_{\mu\nu} \bar{R}'_A \gamma_\delta \gamma^\mu R'_A \} \cos \theta_W A^\nu \\
 &+ \{gJ_V^\nu + (c_L)_{\mu\nu} J^{\nu\mu} + (d_L)_{\mu\nu} \\
 &\times (\bar{\nu}_A \gamma_\delta \gamma^\mu \nu_A - \bar{l}_{A_L} \gamma_\delta \gamma^\mu l_{A_L}) \} \cos \theta_W \\
 &- \frac{g}{\gamma} [J_V^\nu + (c_L)_{\mu\nu}] \bar{L}_A \gamma^\mu L'_A + \nu (c_R)_{\mu\nu} \bar{R}'_A \gamma^\mu R'_A \\
 &+ (d_L)_{\mu\nu} \bar{L}_A \gamma_\delta \gamma^\mu L'_A + \nu (d_R)_{\mu\nu} \bar{R}'_A \gamma_\delta \gamma^\mu R'_A \} \sin \theta_W \} Z^\nu, \quad (65)
 \end{aligned}$$

از روی این لاگرانژی جریان $J^{Z\mu}$ را به دست می‌آوریم:

$$\begin{aligned}
 J^{Z\mu} &= \{[(c_L)_{\mu\nu AB} J^{\nu\mu} + (d_L)_{\mu\nu AB} \\
 &\times (\bar{\nu}_A \gamma_\delta \gamma^\mu \nu_B - \bar{l}_{A_L} \gamma_\delta \gamma^\mu l_{B_L})] \cos^\nu \theta_W \\
 &- \frac{1}{\gamma} [(c_L)_{\mu\nu AB} \bar{L}_A \gamma^\mu L'_B + \nu (c_R)_{\mu\nu AB} \bar{R}'_A \gamma^\mu R'_B \\
 &+ (d_L)_{\mu\nu AB} \bar{L}_A \gamma_\delta \gamma^\mu L'_B + \nu (d_R)_{\mu\nu AB} \bar{R}'_A \gamma_\delta \gamma^\mu R'_B] \sin^\nu \theta_W \} Z^\nu. \quad (66)
 \end{aligned}$$

در ادامه برای لپتون‌های راست دست و چپ دست نمادهای زیر را به کار می‌بریم:

$$L_A = \begin{pmatrix} f_A \\ f_A \end{pmatrix}_L, \quad R^f_A = f_{AR}, \quad R^f'_A = f'_{AR}, \quad (67)$$

$$f_A = (e, \mu, \tau), \quad f'_B = (e, \nu_\mu, \nu_\tau). \quad (68)$$

با جایگذاری روابط (۶۳) و (۶۴) در معادله (۶۲) جریان $J^{Z\mu}$ به شکل زیر در می‌آید:

$$\begin{aligned}
 J^{Z\mu} &= \{ (c_L)_{\mu\nu AB} \cos^\nu \theta_W \left(\bar{f}_{A_L} \gamma^\mu f_{B_L} - \frac{1}{\gamma} \bar{f}'_{A_L} \gamma^\mu f'_{B_L} \right) \\
 &- \frac{1}{\gamma} (c_L)_{\mu\nu AB} \sin^\nu \theta_W \left(\bar{f}_{A_L} \gamma^\mu f_{B_L} + \bar{f}'_{A_L} \gamma^\mu f'_{B_L} \right)
 \end{aligned}$$

پيوست د: جمله يوكاوا در مدل استاندارد تعميم يافته

در مدل استاندارد تعميم يافته، جملاتي به شكل زير به لاگرانژي برهم کنش يوكاوا اضافه مي شود:

$$L_{Ykawa}^{CPT} = -\frac{1}{\gamma} \{ (H_L)_{\mu\nu AB} \bar{L}_A \varphi \sigma^{\mu\nu} R_B + (H_U)_{\mu\nu AB} \bar{Q}_A \varphi^c \sigma^{\mu\nu} U_B + (H_D)_{\mu\nu AB} \bar{Q}_A \varphi \sigma^{\mu\nu} D_B \} + h.c, \quad (72)$$

که در آن فشرده نويسي لاگرانژي خلاصه نويسي هاي زير را انجام داده ايم:

$$Q_{Li} = \begin{pmatrix} U_i \\ D_i \end{pmatrix}_L, \quad U_{Ri}, \quad D_{Ri}, \quad i = 1, 2, 3 \quad (73)$$

اندیس i برای نمایش نسل ها به کار رفته است: $U_1 = u, U_2 = c, U_3 = t, D_1 = d, D_2 = s, D_3 = b$. با وارد کردن دوتایی های لپتونی، کوارکی و هيگز، لاگرانژي بالا به شكل زير در مي آيد:

$$\begin{aligned} L_{Ykawa}^{CPT} &= -\frac{1}{\gamma} \{ (H_L)_{\mu\nu AB} \bar{L}_A \varphi \sigma^{\mu\nu} R_B + (H_U)_{\mu\nu AB} \bar{Q}_A \varphi^c \sigma^{\mu\nu} U_B + (H_D)_{\mu\nu AB} \bar{Q}_A \varphi \sigma^{\mu\nu} D_B \} + h.c, \\ &= -\frac{1}{\sqrt{2}} \{ v (H_L)_{\mu\nu AB} \bar{l}_{A_L} \sigma^{\mu\nu} l_{B_R} + H (H_L)_{\mu\nu AB} \bar{l}_{A_L} \sigma^{\mu\nu} l_{B_R} \\ &\quad + v (H_U)_{\mu\nu AB} \bar{U}_{A_L} \sigma^{\mu\nu} U_{B_R} + H (H_U)_{\mu\nu AB} \bar{U}_{A_L} \sigma^{\mu\nu} U_{B_R} \\ &\quad + v (H_D)_{\mu\nu AB} \bar{D}_{A_L} \sigma^{\mu\nu} D_{B_R} + H (H_D)_{\mu\nu AB} \bar{D}_{A_L} \sigma^{\mu\nu} D_{B_R} \}, \\ &= -\frac{1}{\sqrt{2}} \{ (v+H) \begin{pmatrix} \bar{e}' & \bar{\mu}' & \bar{\tau}' \end{pmatrix} \sigma^{\mu\nu} \begin{pmatrix} H_{ee} & \cdot & \cdot \\ \cdot & H_{\mu\mu} & \cdot \\ \cdot & \cdot & H_{\tau\tau} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e' \\ \mu' \\ \tau' \end{pmatrix} \\ &\quad + (v+H) \begin{pmatrix} \bar{u}' & \bar{c}' & \bar{t}' \end{pmatrix} \sigma^{\mu\nu} \begin{pmatrix} H_{uu} & \cdot & \cdot \\ \cdot & H_{cc} & \cdot \\ \cdot & \cdot & H_{tt} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u' \\ c' \\ t' \end{pmatrix} \\ &\quad + (v+H) \begin{pmatrix} \bar{d}' & \bar{s}' & \bar{b}' \end{pmatrix} \sigma^{\mu\nu} \begin{pmatrix} H_{dd} & \cdot & \cdot \\ \cdot & H_{ss} & \cdot \\ \cdot & \cdot & H_{bb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} \} \end{aligned} \quad (74)$$

اگر اين مقدار را به جمله يوكاوا در مدل استاندارد اضافه كنيم لاگرانژي يوكاوا در مدل استاندارد تعميم يافته به شكل زير در مي آيد:

$$\begin{aligned} L_{Ykawa}^{SME} &= - \begin{pmatrix} \bar{e}' & \bar{\mu}' & \bar{\tau}' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_{ee} & \cdot & \cdot \\ \cdot & m_{\mu\mu} & \cdot \\ \cdot & \cdot & m_{\tau\tau} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e' \\ \mu' \\ \tau' \end{pmatrix} - \frac{H}{v} \\ &\quad - \begin{pmatrix} \bar{e}' & \bar{\mu}' & \bar{\tau}' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_{ee} & \cdot & \cdot \\ \cdot & m_{\mu\mu} & \cdot \\ \cdot & \cdot & m_{\tau\tau} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e' \\ \mu' \\ \tau' \end{pmatrix} \\ &\quad - \left(1 + \frac{H}{v} \right) \begin{pmatrix} \bar{u}' & \bar{c}' & \bar{t}' \end{pmatrix} \sigma^{\mu\nu} \\ &\quad \times \begin{pmatrix} \frac{v}{\sqrt{2}} H_{uu} & \cdot & \cdot \\ \cdot & \frac{v}{\sqrt{2}} H_{cc} & \cdot \\ \cdot & \cdot & \frac{v}{\sqrt{2}} H_{tt} \end{pmatrix}_{\mu\nu} \begin{pmatrix} u' \\ c' \\ t' \end{pmatrix} \\ &\quad - \left(1 + \frac{H}{v} \right) \begin{pmatrix} \bar{d}' & \bar{s}' & \bar{b}' \end{pmatrix} \sigma^{\mu\nu} \\ &\quad \times \begin{pmatrix} \frac{v}{\sqrt{2}} H_{dd} & \cdot & \cdot \\ \cdot & \frac{v}{\sqrt{2}} H_{ss} & \cdot \\ \cdot & \cdot & \frac{v}{\sqrt{2}} H_{bb} \end{pmatrix}_{\mu\nu} \begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} \\ &\quad - \left(1 + \frac{H}{v} \right) \begin{pmatrix} \bar{e}' & \bar{\mu}' & \bar{\tau}' \end{pmatrix} \sigma^{\mu\nu} \\ &\quad \times \begin{pmatrix} \frac{v}{\sqrt{2}} H_{ee} & \cdot & \cdot \\ \cdot & \frac{v}{\sqrt{2}} H_{\mu\mu} & \cdot \\ \cdot & \cdot & \frac{v}{\sqrt{2}} H_{\tau\tau} \end{pmatrix}_{\mu\nu} \begin{pmatrix} e' \\ \mu' \\ \tau' \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (75)$$

در نتیجه رأس برهم کنشی ذره هيگز با لپتون ها و کوارک ها به شكل هاي زير خواهد بود:

$$-i \left(\frac{e}{2 \sin \theta_W} \frac{m_{U_A}}{M_W} + \frac{1}{4\sqrt{2}} \sigma^{\mu\nu} H_{U_{A\mu\nu}} \right), \quad (77)$$

برای $D_A D_A H$:

$$-i \left(\frac{e}{2 \sin \theta_W} \frac{m_{D_A}}{M_W} + \frac{1}{4\sqrt{2}} \sigma^{\mu\nu} H_{D_{A\mu\nu}} \right), \quad (78)$$

برای $l_A l_A H$:

$$-i \left(\frac{e}{2 \sin \theta_W} \frac{m_{l_A}}{M_W} + \frac{1}{4\sqrt{2}} \sigma^{\mu\nu} H_{l_{A\mu\nu}} \right), \quad (76)$$

برای $U_A U_A H$:

5. D Colladay and V A Kostelecky, *Phys. Rev. D* **58** (1998) 116002.
6. D Colladay and V A Kostelecky, *Phys. Rev. D* **55** (1997) 6760.
7. O W Greenberg, *Phys. Rev. Lett.* **89** (2002) 231602.
8. R G Sachs, *Prog. Theor. Phys. Suppl.* **86** (1986) 336; University of Chicago Press, Chicago (1987).
1. V Alan Kostelecky and M Meves., *Phys. Rev. D* **66** (2010) 056005.
2. V Alan Kostelecky and Neil Rusell, Indiana University, hep-ph/0801.0287v3 (2008).
3. Y-Z Fan, D-M Wei and D Xu, *Mon. R. Astron. Soc.* **376** (2007) 1857.
4. P Cabella P Natioli and Silk, *Phys. Rev. D* **76** (2007) 123014.