

نقض CP و گذار فاز الکتروضعیف در مدل دو هیگز

مسلم احمدوند

گروه فیزیک، دانشگاه شهید بهشتی

(دریافت مقاله: ۱۳۹۲/۵/۲؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۳۹۲/۹/۱۱)

چکیده

در این مقاله رفتاری تحلیلی از گذار فاز الکتروضعیف با استفاده از مدل دو هیگز ارائه می‌کنیم. این گذار فاز در یک مرحله روی می‌دهد و به طور قوی از نوع مرتبه اول است. در نتیجه برای سناریوی تولید باریون‌ها می‌تواند مورد استفاده قرار گیرد، این در حالی است که مدل استاندارد با توجه به داده‌های آزمایشگاهی نمی‌تواند این شرایط را فراهم سازد. همچنین، نقض تقارن CP که از موارد لازم برای توضیح تولید باریون هاست نیز در مدل دو هیگز مورد بررسی قرار می‌گیرد.

واژه‌های کلیدی: نقض CP، گذار فاز الکتروضعیف، مدل دو هیگز، مدل استاندارد، تولید باریون‌ها

۱. مقدمه

مدل استاندارد در صورتی می‌تواند چنین گذار فازی را برآورده سازد که بوزون هیگز جرمی کمتر از 40 GeV داشته باشد [۲] که با جرم مشاهده شده اخیر آن $m_H \sim 126$ GeV مغایرت دارد.

چندین گسترش برای مدل استاندارد مطرح شده است که مشهورترین آنها مدل ابرتقارن (SUSY) می‌باشد [۳]. همچنین، سازوکارهایی به وسیله مدل دو هیگز ارائه شده است که گذار فاز در دو مرحله رخ می‌دهد [۴]، بدین صورت که گذار فاز الکتروضعیف مرتبه اول ضعیف است و گذار فاز مرتبه اول قوی کمی بعد روی می‌دهد. در این مقاله، ما سازوکاری با مدل دو هیگز [۵] مطرح می‌کنیم که گذار فاز الکتروضعیف به صورت مرتبه اول قوی در یک مرحله روی

در سال ۱۹۶۷ ساخاروف سه شرط را تعیین کرد که برای تولید عدم تقارن باریونی در طی تحول جهان از حالت متقارن اولیه لازم است. این سه شرط عبارت‌اند از: یک) نقض عدد باریونی، دو) نقض تقارن‌های همیوگ بار (C) و حاصلضرب همیوگ بار در پاریته (CP) و سه) انحراف از تعادل گرمایی. اگرچه مدل استاندارد دارای همه شرایط گفته شده می‌باشد، اما نمی‌تواند عدم تقارن باریونی را توضیح دهد، به این علت که اثرات نقض CP مشاهده شده در مزون‌های خنثی که با سازوکار کابیو-کوبایاشی-ماسکاو (CKM) توضیح داده می‌شوند بسیار ناچیز است [۱]. همچنین، به منظور فراهم ساختن انحراف از حالت تعادل گرمایی باید یک گذار فاز مرتبه اول قوی ایجاد شود.

می‌دهد و با جرم هیگز سازگار است. اما در اینجا به منظور توضیح گذار فاز الکتروضعیف از پایه هیگز بهره می‌گیریم. بدین معنی که برای هیگز در مدل استاندارد برای مقدار انتظاری خلاً غیر صفر و هیگزهای اضافی دارای مقدار انتظاری خلاً صفر می‌باشند. در نتیجه گذار فاز به واسطه شکست خود به خودی تقارن در جهت هیگز مدل استاندارد است و می‌توان این گذار فاز را بر حسب دینامیک هیگز مدل استاندارد توضیح داد. در این مدل علاوه بر هیگز مدل استاندارد دو هیگز باردار و دو هیگز خنثی اضافی نیز وجود دارند. در اینجا دمای گذار فاز را به صورت کمی در حدود $T_c \sim 124 \text{ GeV}$ به دست می‌آوریم و در صورتی این گذار به طور قوی مرتبه اول است که جرم هیگزهای اضافی در حدود 221 GeV باشند. همچنین با این فرمول بندی شدت گذار فاز را از قوی به بسیار قوی، $1 \leq \alpha = \frac{v_{T_c}}{T_c} \leq 2$ ، بر حسب جرم‌های دمای صفر هیگزهای اضافی و مستقل از جرم دمای صفر هیگز می‌توان بیان نمود. در اینجا به منظور نقض CP در پتانسیل مؤثر تقارن $\Phi_2 \rightarrow -\Phi_2$ به نرمی شکسته نمی‌شود و در عوض نقض CP از برهم‌کنش فرمیون‌ها با دیواره حباب شکسته می‌شود، به گونه‌ای که کمی پس از گذار فاز حباب‌ها تشکیل و گسترش می‌یابند، که پدیده‌های مورد نیاز برای تولید باریون‌ها می‌باشند. این حباب‌ها دو فاز را از یکدیگر جدا می‌کنند به طوری که درون آنها فاز با تقارن شکسته و بیرون آن فاز متقارن خلاً وجود دارد و برهم‌کنش فرمیون‌ها با دیواره‌های حباب منجر به نقض CP می‌شود. در بخش دوم در مورد نحوه وجود آمدن نقض CP در مدل دو هیگزی بحث می‌شود. بخش سوم به گذار فاز الکتروضعیف و نتایج آن در مدل دو هیگزی اختصاص دارد.

$$L_w = \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{u}_L^i \gamma^\mu (U_L^u)^\dagger U_L^d)^{ij} d_L^j W_\mu + \text{h.c.} \quad (1)$$

که در آن $V = U_L^u \dagger U_L^d$ ماتریس کابیو-کوبایاشی-ماسکاو نامیده می‌شود. در سه نسل یک فاز در V وجود دارد که با باز تعریف فاز میدان‌ها حذف نمی‌شود و این فاز موجب نقض CP می‌شود. با این حال، میزان نقض CP که از ماتریس CKM می‌آید آن قدر کوچک است که نمی‌تواند عدم تقارن باریونی جهان را توضیح دهد [۱]. در نتیجه باید در بسطی از مدل استاندارد منبعی دیگر برای نقض CP جستجو کرد.

ساده‌ترین مثال چند هیگزی مدل دو هیگزی یا دو دوتایی هیگز (THDM) است که تنها دارای دو دوتایی اسکالر Φ_1 و Φ_2 است. کلی‌ترین پتانسیل اسکالر بازهنجارش پذیر و ناورد

تحت تبدیل $SU(2) \times U(1)$ از قرار زیر است [۶]

$$V(\Phi_1, \Phi_2) = m_1 |\Phi_1|^2 + m_2 |\Phi_2|^2 + (m_3 \Phi_1^\dagger \Phi_2 + \text{h.c.}) + n_1 |\Phi_1|^4 + n_2 |\Phi_2|^4 + n_3 |\Phi_1|^2 |\Phi_2|^2 + n_4 |\Phi_1^\dagger \Phi_2|^2 + [(n_5 \Phi_1^\dagger \Phi_2 + n_6 |\Phi_1|^2 + n_7 |\Phi_2|^2)(\Phi_1^\dagger \Phi_2) + \text{h.c.}] \quad (2)$$

همه ضرایب حقیقی‌اند به جز m_3 ، n_5 ، n_6 و n_7 که به طور کلی مختلط هستند. مقادیر انتظاری خلاً آنها به وسیله روابط زیر داده می‌شود

$$\langle 0 | \Phi_1 | 0 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ v_1 \end{pmatrix}, \quad (3)$$

$$\langle 0 | \Phi_2 | 0 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 e^{i\theta} \end{pmatrix}$$

که v_1 ، v_2 و θ حقیقی‌اند. به واسطه ضرایب مختلط و فاز θ فرد CP، می‌بینیم که پتانسیل تحت تبدیل CP ناورد نیست. هنگامی که دوتایی‌ها را با میدان‌های اسکالر هیگز آنها یعنی

می‌دهد و با جرم هیگز سازگار است. اما در اینجا به منظور توضیح گذار فاز الکتروضعیف از پایه هیگز بهره می‌گیریم. بدین معنی که برای هیگز در مدل استاندارد برای مقدار انتظاری خلاً غیر صفر و هیگزهای اضافی دارای مقدار انتظاری خلاً صفر می‌باشند. در نتیجه گذار فاز به واسطه شکست خود به خودی تقارن در جهت هیگز مدل استاندارد است و می‌توان این گذار فاز را بر حسب دینامیک هیگز مدل استاندارد توضیح داد. در این مدل علاوه بر هیگز مدل استاندارد دو هیگز باردار و دو هیگز خنثی اضافی نیز وجود دارند. در اینجا دمای گذار فاز را به صورت کمی در حدود $T_c \sim 124 \text{ GeV}$ به دست می‌آوریم و در صورتی این گذار به طور قوی مرتبه اول است که جرم هیگزهای اضافی در حدود 221 GeV باشند. همچنین با این فرمول بندی شدت گذار فاز را از قوی به بسیار قوی، $1 \leq \alpha = \frac{v_{T_c}}{T_c} \leq 2$ ، بر حسب جرم‌های دمای صفر هیگزهای اضافی و مستقل از جرم دمای صفر هیگز می‌توان بیان نمود. در اینجا به منظور نقض CP در پتانسیل مؤثر تقارن $\Phi_2 \rightarrow -\Phi_2$ به نرمی شکسته نمی‌شود و در عوض نقض CP از برهم‌کنش فرمیون‌ها با دیواره حباب شکسته می‌شود، به گونه‌ای که کمی پس از گذار فاز حباب‌ها تشکیل و گسترش می‌یابند، که پدیده‌های مورد نیاز برای تولید باریون‌ها می‌باشند. این حباب‌ها دو فاز را از یکدیگر جدا می‌کنند به طوری که درون آنها فاز با تقارن شکسته و بیرون آن فاز متقارن خلاً وجود دارد و برهم‌کنش فرمیون‌ها با دیواره‌های حباب منجر به نقض CP می‌شود. در بخش دوم در مورد نحوه وجود آمدن نقض CP در مدل دو هیگزی بحث می‌شود. بخش سوم به گذار فاز الکتروضعیف و نتایج آن در مدل دو هیگزی اختصاص دارد.

۲. نقض CP

در لاگرانژی مدل استاندارد، جملات جرمی فرمیون‌ها را نمی‌توان در حالت معمول قرار داد به این علت که میدان‌های فرمیونی راستگرد و چپگرد دارای اعداد کوانتومی متفاوتی هستند و در نتیجه این جملات ناوردای پیمانانه‌ای را نقض

دوره به وجود می‌آید به وسیله فرایندهای نقض کننده عدد باریونی از بین خواهد رفت.

مرتبه گذار فاز الکتروضعیف برای تولید باریون‌ها در این دوره ضروری است. آنچه برای تولید باریون‌ها در گذار فاز الکتروضعیف لازم است گذار فاز مرتبه اول قوی است. همان‌طور که گفته شد تحقیقات نشان می‌دهد که مدل استاندارد نمی‌تواند چنین گذار فازی را فراهم کند. در اینجا از مدل دو هیگز برای به دست آوردن شرایط مورد نیاز استفاده می‌کنیم. فرض را بر این اساس قرار می‌دهیم که گذار فاز در یک مرحله رخ می‌دهد. بدین منظور پتانسیل (۲) را در پایه هیگز می‌نویسیم. در این پایه تنها یک دوتایی دارای مقدار انتظاری خلأ می‌باشد و دوتایی دیگر مقدار انتظاری خلأ آن صفر است. با انجام دادن تبدیل یکانی زیر می‌توانیم مدل را در پایه هیگز بنویسیم

$$\begin{pmatrix} H_1 \\ H_2 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v_1 & v_2 \\ v_2 & -v_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Phi_1 \\ e^{-i\theta} \Phi_2 \end{pmatrix}, \quad (6)$$

که در آن H_1 و H_2 به صورت زیر تعریف می‌شوند

$$H_1 = \begin{pmatrix} 0 \\ (v+H)/\sqrt{2} \end{pmatrix}, \quad (7)$$

$$H_2 = \begin{pmatrix} C^+ \\ (N+iA)/\sqrt{2} \end{pmatrix}, \quad H_2^{\dagger T} = \begin{pmatrix} C^- \\ (N-iA)/\sqrt{2} \end{pmatrix}.$$

در اینجا H, N, A میدان‌های هیگز خنثی و C^{\pm} میدان‌های هیگز باردار هستند و T ترانهاد را نشان می‌دهد. در نتیجه پتانسیل اسکالر در پایه هیگز به صورت زیر خواهد بود

$$V(H_1, H_2) = \mu_1 |H_1|^2 + \mu_2 |H_2|^2 + (\mu_3 H_1^{\dagger} H_2 + h.c.) + \lambda_1 |H_1|^4 + \lambda_2 |H_2|^4 + \lambda_3 |H_1|^2 |H_2|^2 + \lambda_4 |H_1^{\dagger} H_2|^2 + [(\lambda_5 H_1^{\dagger} H_2 + \lambda_6 |H_1|^2 + \lambda_7 |H_2|^2)(H_1^{\dagger} H_2) + h.c.] \quad (8)$$

همه ضرایب حقیقی‌اند به جز $\mu_3, \lambda_5, \lambda_6, \lambda_7$ که در حالت کلی مختلط هستند. به منظور ممنوع کردن جریان‌های خنثی تغییر طعم، تقارن گسسته $H_2 \rightarrow -H_2$ ، $H_1 \rightarrow H_1$ را اعمال می‌کنیم. در نتیجه اگر لاگرانژی تحت چنین تقارنی ناوردا باشد باید $\mu_3 = \lambda_6 = \lambda_7 = 0$ باشد. برای ساده سازی $\lambda_5 = 0$

$$\Phi_1 = \begin{pmatrix} \phi_1^+ \\ v + (\rho_1 + i\eta_1)/\sqrt{2} \end{pmatrix}, \quad (4)$$

$$\Phi_2 = \begin{pmatrix} \phi_2^+ \\ v + (\rho_2 + i\eta_2)/\sqrt{2} \end{pmatrix} e^{i\theta},$$

در لاگرانژی یوکاوا قرار می‌دهیم، لاگرانژی دو قسمت خواهد داشت. قسمت مربوط به جملات جرمی و قسمتی که برهم‌کنش‌های یوکاوا را در بردارد. یکی از مهم‌ترین حالات مدل‌های دو-دوتایی-هیگز جریان‌های خنثی تغییر طعم می‌باشد که در این برهم‌کنش‌های یوکاوا ظاهر می‌شود. چنین فرایندهایی هیچ‌گاه مشاهده نشده‌اند. همان‌طور که گلاشو و واینبرگ نشان داده‌اند [۷]، تنها راه به دست آوردن بقای طعم طبیعی این است که تنها یک دوتایی هیگز با فرمیون‌ها با بار مفروض آنها جفت شود. بدین منظور، می‌توان تقارن گسسته زیر را اعمال کنیم

$$\begin{aligned} \Phi_1 &\rightarrow \Phi_1, \\ \Phi_2 &\rightarrow -\Phi_2. \end{aligned} \quad (5)$$

اگر لاگرانژی نسبت به این تبدیل تقارن داشته باشد باید داشته باشیم:

$$m_3 = n_6 = n_7 = 0.$$

بنابراین، هر چند که هنوز یک جمله مختلط در پتانسیل وجود دارد، CP در این مدل بقا دارد. می‌توانیم شرایطی را در نظر بگیریم که تقارن $\Phi_2 \rightarrow -\Phi_2$ به واسطه نگه داشتن جمله m_3 به طور نرم بشکند. در این حالت CP دیگر پایسته نخواهد بود. انگیزه دیگر برای رفتن به مدلی ورای مدل استاندارد مسئله گذار فاز الکتروضعیف است که در بخش بعد به آن می‌پردازیم.

۳. گذار فاز الکتروضعیف

در مراحل اولیه عالم، در دماهای جهان در عصر سیطره تابش قرار داشته است. آهنگ گسترش جهان که با پارامتر هابل H بیان می‌شود در این دوره متناسب با T^2 می‌باشد [۸] که در قیاس با آهنگ فرایندهای نقض کننده عدد باریونی در این دوره، که متناسب با T^4 می‌باشد [۹]، کوچک است. در نتیجه، در این دماها این فرایندها در تعادل گرمایی قرار دارند. بنابراین اگر گذار فازی رخ ندهد، هر مقداری عدم تقارنی که در این

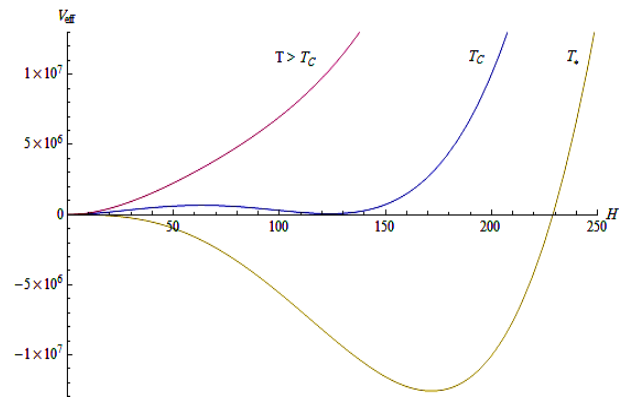
از آنجا که سیستم در جهان اولیه با منبع گرمایی در ارتباط است، باید تصحیحات گرمایی را نیز در نظر بگیریم. آنالیز نموداری در دمای منتهای مانند دمای صفر است و تفاوت در نوع تابع دو نقطه‌ای آزادی است که به کار برده می‌شود. در نتیجه سری‌های نموداری برای پتانسیل مؤثر دمای صفر که از انتگرال مسیر استخراج می‌شود می‌تواند با جایگزینی مناسب تابع دو نقطه‌ای آزادی صفر با تابع دو نقطه‌ای دمای منتهای مورد استفاده قرار گیرد. سهم دمای منتهای به وسیله رابطه زیر داده می‌شود [۱۱]

$$\bar{V}_1^T = \frac{T^4}{2\pi^2} \sum_B n_B \int_0^\infty dx x^2 \ln \left(1 - e^{-\sqrt{x^2 + \beta^2 m_B^2}} \right) - \frac{T^4}{2\pi^2} \sum_F n_F \int_0^\infty dx x^2 \ln \left(1 + e^{-\sqrt{x^2 + \beta^2 m_F^2}} \right), \quad (13)$$

که در آن $n_{B(F)}$ تعداد درجات آزادی است. در نهایت با محاسبه حد دماهای بالا برای \bar{V}_1^T ، پتانسیل مؤثر دمای منتهای می‌تواند به صورت زیر به دست آورده شود

$$\lambda_T = \lambda_1 - \frac{1}{16\pi^2 v^4} [6m_W^4 (\ln \frac{m_W^2}{T^2} - c_B) + 3m_Z^4 (\ln \frac{m_Z^2}{T^2} - c_B) - 12m_t^4 (\ln \frac{m_t^2}{T^2} - c_F) + 4m_i^4 (\ln \frac{m_i^2}{T^2} - c_B)]. \quad (14)$$

جمله سوم باعث گذار فاز مرتبه اول می‌شود. همان طور که از شکل ۱ دیده می‌شود، دمای گذار فاز الکتروضعیف T_c دمایی است که در آن دو حالت تبهگن وجود دارد و در نتیجه در فاز شکسته و متقارن انرژی یکسانی وجود دارد. بنابراین، کمینه دومی که با $v_T = 0$ تبهگن است ریشه دیگر V_{eff} می‌باشد. با تقسیم کردن V_{eff} بر H^2 دو ریشه مشابه $v_{T_c} = 2BT_c / \lambda_{T_c}$ می‌باشند که در آن $T_c = T_* / \sqrt{1 - B^2 / \lambda_{T_c} A}$ می‌باشد. در دماهای بالاتر از T_c ، V_{eff} تنها یک کمینه در $v_T = 0$ وجود دارد. همان طوری که دما پایین می‌آید، در دمای $T' = T_* / \sqrt{1 - 9B^2 / 8\lambda_{T_c} A}$ در پتانسیل یک کمینه محلی $H_{T'} = 3BT' / 2\lambda_{T'}$ به وجود می‌آید. در دماهای پایین تر از آن، این نقطه به یک کمینه محلی H_{T-} و یک بیشینه H_{T+} جدا می‌شود



شکل ۱. در محور عمودی پتانسیل مؤثر قرار دارد که به عنوان تابعی از میدان هیگز H در دمای گذار فاز، $T_c = 124$ GeV، پیش، $T = 133$ GeV، و پس از گذار فاز، $T_* = 115$ GeV، ترسیم شده است. این شکل در شرایطی ترسیم شده است که شرط گذار فاز قوی $v_{T_c} = T_c$ صدق کند.

می‌گیریم و در نتیجه نقض CP می‌تواند از برهم‌کنش فرمیون‌ها با دیوارهٔ حباب هیگز به دست آورده شود. در اینجا H را بوزون هیگز مدل استاندارد و N, A, C^\pm را بوزون‌های هیگز اضافی در نظر می‌گیریم. با جایگزین کردن معادله (۷) در پتانسیل V می‌توان آن را بر حسب میدان‌ها نوشت و جملات جرمی را به دست آورد

$$m_H^2 = \lambda_1 v^2, \quad m_{C^\pm}^2 = \mu_2 + \frac{1}{2} v^2 \lambda_3, \quad (9)$$

$$m_N^2 = m_A^2 = m_{C^\pm}^2 + \frac{1}{2} v^2 \lambda_4.$$

برای مطالعه گذار فاز الکتروضعیف به واسطهٔ دینامیک میدان هیگز پیش زمینه، از پتانسیل مؤثر دمای منتهای استفاده می‌کنیم

$$V_{eff}(H, T) = V(H) + \bar{V}_1^T, \quad (10)$$

که سهم پتانسیل مؤثر تک-حلقه دمای صفر $V(H) = V_0 + \bar{V}_1$ می‌باشد که V_0 پتانسیل سطح کلاسیکی و \bar{V}_1 تصحیح کوانتومی تک-حلقه می‌باشد [۱۰]

$$V(H) = -\frac{1}{2} (\lambda v^2 + 2D) H^2 + \frac{1}{4} \lambda H^4 + DH^4 \ln(H^2 / v^2), \quad (11)$$

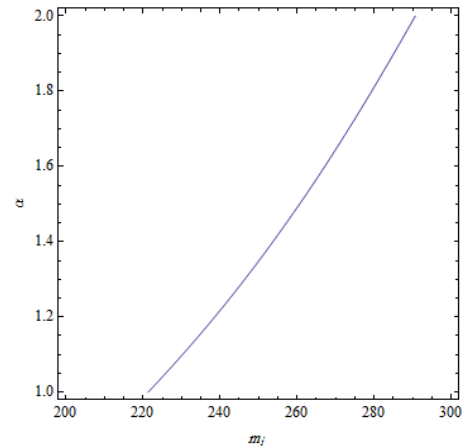
که در آن $m_H^2 = 2\lambda_1 v^2 = (2\lambda v^2 + 12D)$ ، λ جفت شدگی اسکالر کوارتی است و D برابر با مقدار زیر است

$$D = \frac{1}{64\pi^2 v^2} (6m_W^4 + 3m_Z^4 - 12m_t^4 + 2m_{C^\pm}^4 + m_N^4 + m_A^4). \quad (12)$$

داشته باشند. با استفاده از شرط مذکور دمای گذار فاز را در حدود $T_c \sim 124 \text{ GeV}$ به دست می‌آوریم. با افزایش جرم بوزون‌های هیگز اضافی شدت گذار فاز که با رابطه $\alpha = v_{T_c}/T_c$ تعریف می‌شود می‌تواند تا گذار فاز بسیار قوی افزایش پیدا کند (شکل ۲). در نهایت با فراهم آمدن شرایط لازم و همچنین کافی که در اینجا به دست آورده شد می‌توان به وسیله آن تولید باریون‌های الکتروضعیف را توضیح داد.

۴. نتیجه‌گیری

برای توضیح تولید باریون‌ها در دوره گذار فاز الکتروضعیف، دو انگیزه برای بیان آن در مدلی ورای مدل استاندارد وجود دارد، که ما در مدل دو هیگز آن را بررسی کردیم. یکی اینکه نقض CP ناشی از سازوکار CKM بسیار کوچک است و دیگری به منظور اینکه فرایندهای نقض عدد باریونی پس از گذار فاز الکتروضعیف ممنوع شوند، به یک گذار فاز مرتبه اول قوی نیاز داریم. چنین گذار فازی در این مقاله با استفاده از پتانسیل مؤثر دمای متناهی در دمای گذاری حدود 124 GeV برآورده شد که به موجب آن جرم هیگز مدل استاندارد سازگار با آزمایش 126 GeV است و جرم هیگزهای اضافی حدود 221 GeV به دست می‌آید. در نتیجه می‌تواند برای سناریوی موفق برای تولید باریون‌ها مورد استفاده قرار گیرد.



شکل ۲. شدت گذار فاز $\alpha = v_{T_c}/T_c$ بر حسب جرم هیگزهای اضافی m_i رسم شده است.

$$H_{T_{\pm}} = \frac{3BT}{2\lambda} \left[1 \pm \sqrt{1 - \frac{8A\lambda_T}{9B^2} \left(1 - \frac{T^2}{T_*^2}\right)} \right]. \quad (15)$$

پس از گذار فاز حباب‌های به وجود آمده با میدان‌های هیگز با مقدار انتظاری غیر صفر پر می‌شوند. در دمای T^* که $H_{T_-} = 0$ و $v_{T_*} = 3BT_*/\lambda_{T_*}$ می‌باشد حباب‌ها همه فضا را اشغال می‌کنند. شرطی که گذار فاز قویاً مرتبه اول باشد $v_{T_c}/T_c \geq 1$ می‌باشد که در نتیجه آن $2B = \lambda_{T_c}$ را خواهیم داشت. اگر فرض کنیم که $\lambda_4 \rightarrow 0$ آنگاه $m_i = m_{c_{\pm}} = m_N = m_A$ را به دست خواهیم آورد. با قرار دادن مقادیر $m_Z = 91 \text{ GeV}$ ، $m_W = 80 \text{ GeV}$ ، $m_t = 173 \text{ GeV}$ و $\nu = 246 \text{ GeV}$ [۱۲]، شرط $v_{T_c}/T_c \geq 1$ در صورتی با جرم هیگز $m_H = 126 \text{ GeV}$ صدق می‌کند که بوزون‌های هیگز اضافی جرمی در حدود 221 GeV

مراجع

1. P A Lemieux, *Phys. Rev. D* **55** (1997) 3873.
6. G C Branco, P M Ferreira, L Lavoura, M N Rebelo, M Sher, and J P Silva, *Phys. Rept.* **516** (2012) 1.
7. S L Glashow and S Weinberg, *Phys. Rev. D* **15** (1977) 1958.
8. E W Kolb and M S Turner, "The Early Universe", Addison-Wesley Publishing Company (1993).
9. G D Moore, *Phys. Rev. D* **62** (2000) 085011.
10. G W Anderson and L J Hall, *Phys. Rev. D* **45** (1992) 2685; M Sher, *Phys. Rept.* **179** (1989) 275.
11. L Dolan and R Jackiw, *Phys. Rev. D* **9** (1974) 3320.
12. J Beringer et al., *Phys. Rev. D* **86** (2012) 010001.
1. M E Shaposhnikov, *Nucl. Phys. B* **299** (1988) 797; T Brauner, O Taanila, A Tranberg, and A Vuorinen, *Phys. Rev. Lett.* **108** (2012) 041601.
2. K Rummukainen, M Tsypin, K Kajantie, M Laine, and M E Shaposhnikov, *Nucl. Phys. B* **532** (1998) 283.
3. A Menon and D E Morrissey, *Phys. Rev. D* **79** (2009) 115020; B de Carlos and J R Espinosa, *Nucl. Phys. B* **503** (1997) 24; M Laine and K Rummukainen, *Nucl. Phys. B* **535** (1998) 423.
4. D Land and E D Carlson, *Phys. Lett. B* **292** (1992) 107.
5. L Fromme, S J Huber, and M Seniuch, *Journal of High Energy Physics* **0611** (2006) 038; J M Cline and



Iranian Journal of Physics Research, Vol. 13, No. 4, 2014

CP violation and electroweak phase transition within the two-Higgs-doublet model

M Ahmadvand

Department of Physics, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran

(Received 24 July 2013 ; in final form 2 December 2013)

Abstract

In this paper, an analytic treatment of electroweak phase transition is proposed within the two-Higgs doublet model. This phase transition occurs in one stage and is strongly first order. Therefore, it can be applied to the electroweak baryogenesis scenario, whereas the standard model cannot provide this condition considering the experimental data. Also, we study CP violation which is one of the necessary conditions to baryogenesis within the two-Higgs-doublet model.

Keywords: CP violation, electroweak phase transition, two-Higgs-doublet model, standard model, baryogenesis

For full article, refer to the Persian section