گذار فاز الکتروضعیف در مدل دو هیگزی

مسلم احمدوند

دانشگاه شهید بهشتی ، گروه فیزیک، اوین ، تهران

چکیده

در این مقاله رفتاری تحلیلی از گذار فاز الکتروضعیف با استفاده از مدل دو هیگزی ارائه می کنیم. این گذار فاز در یک مرحله روی می دهد و قویاً مرتبه ی اول است. در نتیجه برای سناریوی تولید باریون ها می تواند مورد استفاده قرار گیرد (این در حالی است که مدل استاندارد با توجه به داده های آزمایشگاهی نمی تواند این شرایط را فراهم سازد).

در سال 1967 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 از این قرار هستند : 1. نقض عدد باریونی 2. نقض تقارن های همیوغ بار (C) وحاصلضرب همیوغ بار در پاریته (CP) 3. انحراف از تعادل گرمایی. اگرچه مدل استاندارد همه ی شرایط گفته شده را دارا می باشد، نمی تواند عدم تقارن باریونی را توضیح دهد به این علت که اثرات نقض CP مشاهده شده در مزون های خنثی که با مکانیزم کابیبو-کوبایاشی-ماسکاوا (CKM)توضیح داده می شوند بسیار ناچیزست. همچنین، به منظور فراهم ساختن انحراف از حالت تعادل گرمایی باید گذار فاز مرتبه ی اول قوی ایی ایجاد شود. مدل استاندارد در صورتی می تواند چنین گذار فازی را برآورده سازد که بوزون هیگز جرمی در حدود 40 GeV داشته باشد [1] که با جرم مشاهده شده ی اخیر آن $m_H \simeq 126\ \mathrm{GeV}$ مغایرت دارد. چندین گسترش برای مدل استاندارد مطرح شده است که مشهورترین آنها مدل ابرتقارن (SUSY) می باشد [2]. همچنین، مکانیزم هایی بوسیله ی مدل دوهیگزی ارائه شده است که گذار فاز در دو مرحله رخ می دهد [3] ، [4] . در این مقاله، مکانیزمی با مدل دو هیگزی مطرح می کنیم که گذار فاز الکتروضعف بصورت مرتبه ی اول قوی در یک مرحله روی می دهد و با جرم هیگز سازگار است.

مرتبه ی گذار فاز الکتروضعیف برای تولید باریون ها در این دوره ضروری است. آنچه برای تولید باریون ها در گذار فاز الکتروضعیف لازم است گذار فاز مرتبه ی اول قوی است .همانطور که گفته شد تحقیقات نشان می دهد که مدل استاندارد نمی تواند چنین گذار فازی را فراهم کند. در اینجا از مدل دو هیگزی برای بدست آوردن شرایط مورد نیاز استفاده می کنیم. فرض را بر این قرار می دهیم که گذار فاز در یک مرحله رخ می دهد. بدین منظور کلی ترین پتانسیل اسکالر بازبهنجارش پذیر و ناوردا تحت تبدیل $SU(2)\times U(1)$ را در پایه ی هیگز می نویسیم. در این پایه تنها یک دوتایی دارای مقدار انتظاری خلأ می باشد و دوتایی دیگر مقدار انتظاری خلأ آن صفر است [5]

$$V(H_1,H_2)=\mu_1|H_1|^2+\mu_2|H_2|^2+(\mu_3 H_1^\dagger H_2+h.c.)+\lambda_1|H_1|^4+\lambda_2|H_2|^4+\lambda_3|H_1|^2|H_2|^2$$
$$+\lambda_4|H_1^\dagger H_2|^2+[(\lambda_5 H_1^\dagger H_2+\lambda_6|H_1|^2+\lambda_7|H_2|^2)(H_1^\dagger H_2)+h.c.] \qquad (1)$$

همه ی ضرایب حقیقی اند بجز $\mu_3,\lambda_5,\lambda_6,\lambda_7$ که در حالت کلی مختلط اند. به منظور ممنوع کردن جریان های خنثی تغییر طعم، تقارن گسسته ی $H_1\to H_1$, $H_2\to -H_2$ را اعمال می کنیم

در نتیجه اگر لاگرانژی تحت چنین تقارنی ناوردا باشد باید $\mu_3 = \lambda_6 = \lambda_7 = 0$ باشد. برای ساده سازی $\lambda_5 = 0$ می گیریم و در نتیجه نقض CP می تواند از برهمکنش فرمیون ها با دیواره ی حباب هیگز بدست آورده شود. برای مطالعه ی گذار فاز الکتروضعیف بواسطه ی دینامیک میدان هیگز پیش زمینه، از پتانسیل مؤثر دمای متناهی استفاده می کنیم

$$V_{eff}(H,T) = V(H) + \bar{V}_1^T \qquad (2)$$

که سهم پتانسیل مؤثر تک–حلقه ی دمای صفر $V(H) = V_0 + \bar{V}_1$ می باشد که V_0 پتانسیل سطح کلاسیکی و $\bar{V}_1$ تصحیح کوانتومی تک–حلقه می باشد. ازآنجاییکه سیستم در جهان اولیه با منبع گرمایی در ارتباط است باید تصحیحات گرمایی را نیز در نظر بگیریم . با محاسبه ی حد دماهای بالا برای $\bar{V}_1^T$ نهایتاً پتانسیل مؤثر دمای متناهی می تواند به صورت زیر بدست آورده شود

$$V_{eff}(H,T) \simeq A(T^2 - T_*^2)H^2 - BTH^3 + \frac{\lambda H^4}{4} + \cdots \qquad T_*^2 = \frac{m_H^2}{4A} - \frac{2D}{A} = \frac{1}{A}\left(\frac{m_H^2}{4} - 2D\right)$$

$$A = \frac{1}{24\nu^2}(6m_W^2 + 3m_Z^2 + 6m_t^2 + 2m_{C\pm}^2 + m_N^2 + m_A^2) \qquad (3)$$

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

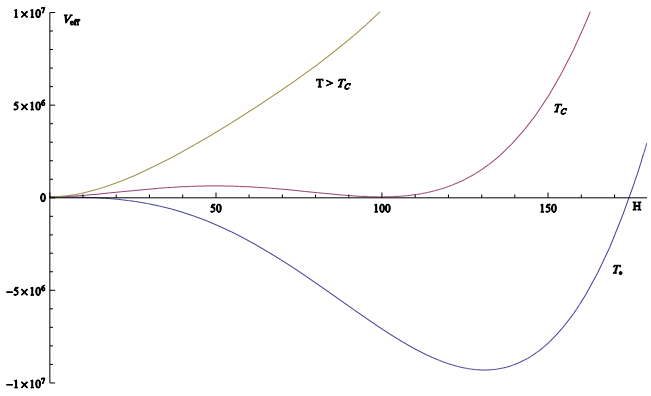
$$B = \frac{1}{12\pi\nu^3}(6m_W^3 + 3m_Z^3 + 2m_{C^\pm}^3 + m_N^3 + m_A^3)$$

جمله ی توان سوم باعث گذار فاز مرتبه ی اول می شود. همانطور که از شکل (1) دیده می شود، دمای گذار فاز الکتروضعیف T_c دماییست که در آن دو حالت تبهگن وجود دارد و در نتیجه در فاز شکسته و متقارن انرژی یکسانی وجود دارد. بنابراین، کمینه ی دومی که با $\nu_T = 0$ تبهگن است ریشه ی دیگر V_{eff} می باشد. با تقسیم کردن V_{eff} بر H_2 دو ریشه ی مشابه $\nu_{T_c} = 2BT_c/\lambda$ می باشند که در آن $T_c = T_*/\sqrt{1 - B^2/\lambda A}$ می باشد. در دماهای بالاتر از T_c ، V_{eff} تنها یک کمینه در $\nu_T = 0$ وجود دارد. همانطوری که دما پایین می آید، در دمای $T' = T_*/\sqrt{1 - 9B^2/8\lambda A}$ در پتانسیل یک کمینه ی محلی $H_{T'} = 3BT'/2\lambda$ بوجود می آید. در دماهای پایین تر از آن، این نقطه به یک کمینه ی محلی H_{T_-} و یک بیشینه ی H_{T_+} جدا می شود.

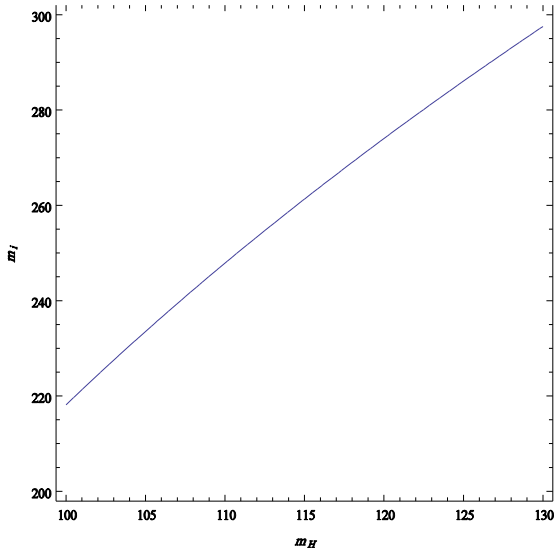
$$H_{T_\pm} = \frac{3BT}{2\lambda}\left[1 \pm \sqrt{1 - \frac{8A\lambda}{9B^2}\left(1 - \frac{T_*^2}{T^2}\right)}\right] \qquad (4)$$

پس از گذار فاز حباب های بوجود آمده با میدان های هیگز با مقدار انتظاری غیر صفر پر می شوند. در دمای T^* که $H_{T_-} = 0$ و $\nu_{T_*} = 3BT_*/\lambda$ می باشد حباب ها همه ی فضا را اشغال می کنند. شرطی که گذار فاز قویاً مرتبه ی اول باشد $\nu_{T_c}/T_c \geq 1$ می باشد که در نتیجه ی آن $B = \lambda$ را خواهیم داشت. اگر فرض کنیم که $\lambda_4 \to 0$ آنگاه $m_i = m_{c_\pm} = m_N = m_A$ را بدست خواهیم آورد. با قرار دادن مقادیر $m_Z = 91\,\text{GeV}$، $m_W = 80\,\text{GeV}$، $m_t = 173\,\text{GeV}$ و $\nu = 246\,\text{GeV}$ [6] همانطور که از شکل (2) دیده می شود، شرط $\nu_{T_c}/T_c \geq 1$ در صورتی با

جرم هیگز $m_H = 126$ GeV صدق می کند که بوزون های هیگز اضافی جرمی در حدود $288\ GeV$ را داشته باشند. در نهایت با فراهم آمدن شرایط لازم و همچنین کافی که در اینجا بدست آورده شد می توان بوسیله ی آن تولید باریون های الکتروضعیف را توضیح داد.



شکل1: در محور عمودی پتانسیل مؤثر قرار دارد که به عنوان تابعی از میدان هیگز H در دمای گذار فاز، پیش و پس از گذار فاز ترسیم



شکل 2 : در محور افقی جرم هیگز استاندارد و در محور عمودی جرم هیگزهای اضافه قرار دارد. این شکل در شرایطی ترسیم شده است که شرط $v_{T_c} = T_c$ صدق کند.

نتیجه گیری

برای اینکه فرایند های نقض عدد باریونی پس از گذار فاز الکتروضعیف ممنوع شوند، به گذار فاز مرتبه ی اول قوی ایی نیاز داریم. چنین گذار فازی در این مقاله با استفاده از مدل دو هیگزی برآورده شد که به موجب آن جرم هیگز مدل استاندارد سازگار با آزمایش 126 GeV است و جرم هیگزهای اضافی حدود $288GeV$ بدست می آید. در نتیجه می تواند برای سناریوی موفقی برای تولید باریون ها مورد استفاده قرار گیرد.

مرجع‌ها

1. K. Rummukainen, M. Tsypin, K. Kajantie, M. Laine and M. E. Shaposhnikov, Nucl. Phys. B **532**, 283, (1998).

2. A. Menon and D. E. Morrissey, Phys. Rev. D **79**, 115020 (2009).

3. D. Land, E. D. Carlson, Phys. Lett. B, **292**, 107 (1992).

4. L. Fromme, S.J. Huber and M. Seniuch, JHEP **0611**, 038, (2006) [arXiv: hep-ph/0605242].

5. G. C. Branco, P. M. Ferreira, L.Lavoura, M. N. Rebelo, M. Sher, J. P. Silva, **516**, 1, (2012)

6. J. Beringer et al. (Particle Data Group), Phys. Rev. D **86**, 010001, (2012)