

محاسبه نرخ واپاشی‌های بوزون هیگز خشی در مدل هیگز سه گانه به عنوان یکی از

روش‌های نسبت دادن جرم به نوترینو

فاطمه اربابی فر^۱، سحر بهرامی^۲، ماریانا فرانک^۲

^۱ پژوهشکده ذرات و شتابگرها، پژوهشگاه دانش‌های بنیادی (IPM)، تهران، ایران

^۲ گروه فیزیک، دانشگاه کنکوردا، مونتreal، کانادا

چکیده

یکی از روش‌های تعریف جرم برای نوترینو معرفی مدل هیگز سه گانه یا نوع دوم مدل Seesaw است که در این مقاله واپاشی‌های بوزون هیگز خشی در این مدل، در وضعیت CP-زوج، بررسی خواهد شد. همچنین احتمال اینکه هیگز مورد بحث همان ذره مشاهده شده در LHC در انرژی ۱۲۵ GeV، یا در LEP در انرژی ۹۸ GeV و یا در CMS با انرژی ۱۳۶ GeV باشد، مورد مطالعه قرار می‌گیرد. در نهایت جنبه‌هایی از مدل هیگز سه گانه که آن را از مدل‌های دیگر موجود در LHC متمایز می‌کند ارائه می‌گردد.

مقدمه

نظریه وجود بوزون هیگز در مدل استاندارد با مشاهده اخیر گروه ATLAS و CMS در انرژی ۱۲۵ GeV - ۱۲۶ واقیعت یافت و شاهد جهش بزرگی در تاریخ ۵۰ ساله اش بود [۱]. با اینکه ذره مشاهده شده شباهت‌های بسیاری با هیگز مدل استاندارد دارد اما سیگنال‌های مشاهده شده از واپاشی آن به $\gamma\gamma$ انگیزه خوبی برای به حساب آوردن هیگز در مدل‌های فرای استاندارد است. وجود حلقه داخلی در این واپاشی می‌تواند نشانگر وجود ذره‌های فرای مدل استاندارد از جمله هیگزهای باردار باشد. علاوه بر اینها نشانه‌هایی نیز مبنی بر وجود بیش از یک ذره هیگز موجود است، برای نمونه می‌توان به مشاهده پیک توسط گروه CMS در کانال $\gamma\gamma$ و t در انرژی ۱۳۶ GeV و یا پیک مشاهده شده توسط گروه LEP در انرژی ۹۸ GeV در برهمکنش $e^+e^- \rightarrow Zb\bar{b}$ اشاره کرد [۲]، که این موضوع سبب شده مقالات زیادی احتمال وجود دو بوزون هیگز را مورد بررسی قرار دهند [۳]. با توجه به این موارد بر آن شدیم که مدل هیگز سه گانه، که یکی از مهمترین مزایای این مدل توضیح جرم مشاهده شده برای نوتریتو به کمک نوع دوم مدل Seesaw است [۴]، را مورد بررسی قرار دهیم.

معرفی مدل هیگز سه گانه

مدل هیگز سه گانه در حقیقت بر اساس همان گروه تقارن مدل استاندارد است که در آن یک میدان سه گانه Δ با $\mathbf{Y} = 1$ به هیگز مدل استاندارد، که خود دارای میدان دوگانه Φ با $\mathbf{Y} = \frac{1}{2}$ است، اضافه شده است [۵]. عبارت لاگرانژین برای این میدان بدین صورت است

$$L_{HTM} = L_{kin} + L_Y - V(\Phi, \Delta), \quad (1)$$

که در اینجا L_{kin} ، L_Y و $V(\Phi, \Delta)$ به ترتیب جمله مربوط به انرژی جنبشی، برهم کنش یوکاوا و انرژی پتانسیل هستند که در مرجع [۳] آمده است. فرم عمومی جمله پتانسیل برای میدان دوگانه و سه گانه با رابطه زیر مشخص می‌شود

$$V(\Phi, \Delta) = m^2 \Phi^+ \Phi + M^2 \text{Tr}(\Delta^+ \Delta) + [\mu \Phi^T i \tau_2 \Delta^+ \Phi + h.c.] + \lambda_1 (\Phi^+ \Phi)^2 + \lambda_2 [\text{Tr}(\Delta^+ \Delta)]^2 + \lambda_3 \text{Tr}[(\Delta \Delta)^2] + \lambda_4 (\Phi^+ \Phi) \text{Tr}(\Delta^+ \Delta) + \lambda_5 \Phi^+ \Delta \Delta^+ \Phi, \quad (2)$$

که در این رابطه m و M جرم‌های آشکار هیگز، μ پارامتر متخلف عدد لپتونی و $\lambda_1 - \lambda_5$ ثابت‌های جفت شدگی هیگز نامیده می‌شوند که در محاسبات ما تمامی این پارامترها حقیقی در نظر گرفته شده‌اند. میدان‌های اسکالر Φ و Δ به فرم ماتریسی زیر نشان داده می‌شوند:

$$\Phi = \begin{bmatrix} \varphi^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(\varphi^+ + \nu_\phi + i\chi) \end{bmatrix}, \quad \Delta = \begin{bmatrix} \frac{\Delta^+}{\sqrt{2}} & \Delta^{++} \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(\delta + \nu_\Delta + i\chi) & -\frac{\Delta^+}{\sqrt{2}} \end{bmatrix}, \quad (۳)$$

که در اینجا ν_ϕ و ν_Δ مقادیر چشمداشتی خلأ برای میدان‌های هیگز دوگانه و سه گانه هستند و رابطه $v^2 \equiv \nu_\phi^2 + 2\nu_\Delta^2 \approx (246 \text{ GeV})^2$ با کمینه کردن پتانسیل برحسب مقادیر چشمداشتی خلأ می‌توان مقادیر m و M را بر حسب دیگر پارامترها استخراج کرد همچنین ماتریس‌های جرمی برای بوزون‌های هیگز توسط ماتریس واحد قطری می‌شوند و به حالت‌های فیزیکی هیگزهای باردار و هیگزهای خنثی CP-زوج و CP-فرد می‌انجامند [۵]

$$\begin{pmatrix} \varphi^\pm \\ \Delta^\pm \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \beta_\pm & -\sin \beta_\pm \\ \sin \beta_\pm & \cos \beta_\pm \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \omega^\pm \\ H^\pm \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \chi \\ \eta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \beta_0 & -\sin \beta_0 \\ \sin \beta_0 & \cos \beta_0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} z \\ A \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \phi \\ \delta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \alpha & -\sin \alpha \\ \sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h \\ H \end{pmatrix}, \quad (۴)$$

که در اینجا زاویه‌های جفت شدگی بدین صورت تعریف می‌شوند

$$\tan \beta_\pm = \frac{\sqrt{2}\nu_\Delta}{\nu_\phi}, \quad \tan \beta_0 = \frac{2\nu_\Delta}{\nu_\phi}, \quad \tan 2\alpha = \frac{\nu_\Delta}{\nu_\phi} \frac{2\nu_\phi^2(\lambda_4 + \lambda_5) - 4M_\Delta^2}{2\nu_\phi^2\lambda_1 - M_\Delta^2 - 2\nu_\Delta^2(\lambda_2 + \lambda_3)}, \quad (۵)$$

و $M_\Delta^2 \equiv \frac{\nu_\phi^2 \mu}{\sqrt{2}\nu_\Delta}$ است. در این مرحله V ویژه حالت‌ها جرم فیزیکی داریم: $H^{\pm\pm}, H^\pm, A, H, h$ بعلاوه سه بوزون گلدستون ω^\pm و z که به بوزون‌های پیمانه ای جرم می‌دهند. ضرایب جفت شدگی بر حسب جرم حالت‌های فیزیکی و سایر پارامترهای لاگرانژین بدست می‌آیند [۳]. در نهایت مقدار جرم‌های کوچک نوترینوی Majorana توسط برهم کنش یوکاوا در این میدان سه‌گانه تولید می‌شود

$$(m_\nu)_{ij} = \sqrt{2}h_{ij}\nu_\Delta = h_{ij} \frac{\mu\nu_\phi^2}{M_\Delta^2} \quad (۶)$$

که در اینجا اگر $\mu \ll M_\Delta$ باشد جرم نوترینو با نوع دوم مدل Seesaw تعیین می‌شود [۴]. سایر فیوود روی پتانسیل هیگز بطور کامل در مرجع [۳] آمده‌اند و در محاسبات ما لحاظ شده‌اند.

نرخ‌های واپاشی بوزون‌های هیگز خنثی در مدل هیگز سه‌گانه

نرخ واپاشی بوزون هیگز خنثی h و H در مدل هیگز سه‌گانه بر حسب واپاشی هیگز مدل استاندارد، Φ ، بیان می‌شود

$$R_{h,H \rightarrow \gamma\gamma} = \frac{\sigma_{HTM}(gg \rightarrow h, H \rightarrow \gamma\gamma)}{\sigma_{SM}(gg \rightarrow \Phi \rightarrow \gamma\gamma)} = \frac{[\sigma(gg \rightarrow h, H) \times BR(h, H \rightarrow \gamma\gamma)]_{HTM}}{[\sigma(gg \rightarrow \Phi) \times BR(\Phi \rightarrow \gamma\gamma)]_{SM}} \quad (۷)$$

$$= \frac{[\sigma(gg \rightarrow h, H) \times \Gamma(h, H \rightarrow \gamma\gamma)]_{HTM}}{[\sigma(gg \rightarrow \Phi) \times \Gamma(\Phi \rightarrow \gamma\gamma)]_{SM}} \times \frac{[\Gamma(\Phi)]_{SM}}{[\Gamma(h, H)]_{HTM}},$$

پهنای واپاشی بوزون هیگز h به $\gamma\gamma$ در مرتبه NLO برابر است با

$$\Gamma[(h \rightarrow \gamma\gamma)]_{HTM} = \frac{G_F \alpha^2 m_h^3}{128\sqrt{2}\pi^3} \left| \sum_f N_c^f Q_f^2 g_{hff} A_{1/2}(\tau_f^h) + g_{hWW} A_1(\tau_W^h) + g_{hH\pm H^\mp} A_0(\tau_{H^\pm}^h) + 4g_{hH\pm\pm H^\mp\mp} A_0(\tau_{H^\pm\pm}^h) \right|^2 \quad (۸)$$

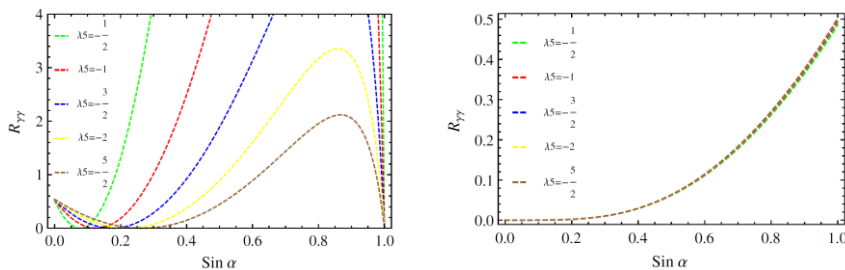
که در اینجا ضرایب g ، یعنی جفت شدگی بوزون هیگز با فرمیون‌ها و سایر بوزون‌ها، و همچنین توابع حلقه A بطور مبسوط محاسبه شده و در دسترس هستند. این رابطه برای بوزون H هم بهمین صورت بوده و فقط ضرایب جفت شدگی و توابع حلقه‌ها متفاوت هستند. کسر $\frac{[\Gamma(\Phi)]_{SM}}{[\Gamma(h, H)]_{HTM}}$ در رابطه (۷) با در نظر گرفتن زاویه α (یعنی بدون اغماض جفت شدگی) مخالف ۱ بوده و پس از انجام محاسبات و در نظر گرفتن واپاشی هیگز خنثی به نوترینو در مدل هیگز سه‌گانه انتظار داریم این کسر قدرت سیگنال $R_{h,H \rightarrow \gamma\gamma}$ را بهبود بخشد و این تغییر در آنالیز حاضر لحاظ شده است. سایر روابط مربوط به پهنای واپاشی بوزون‌های هیگز خنثی به دو فرمیون $f\bar{f}$ و بوزون‌های WW^* و ZZ^* در مرجع [۵] به تفصیل آمده است.

نتایج

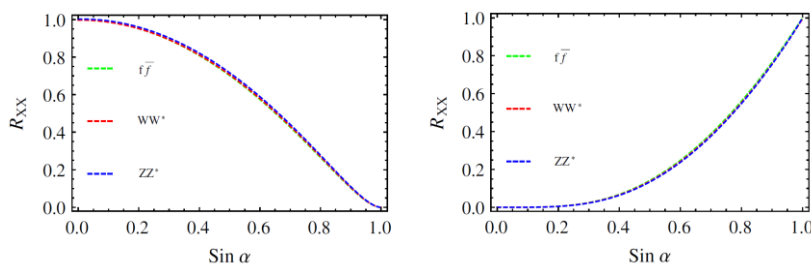
پس از انتخاب سه سناریو جهت بررسی جرم دو بوزون هیگز خشتی در مدل ارائه شده [۳]، نتایج بهترین سناریوی ارائه شده را در این بخش مرور می‌کنیم. در این سناریو که از داده‌های LEP/LHC برگرفته شده است جرم‌های $m_h = 125 \text{ GeV}$ و $m_H = 98 \text{ GeV}$ و پارامتر λ_5 بیان می‌شود.

شکل ۱ نمودار $R_{H \rightarrow \gamma\gamma}$ و $R_{h \rightarrow \gamma\gamma}$ برحسب $\sin \alpha$ و برای مقادیر مختلف منفی λ_5 را در سناریوی برگزیده نمایش می‌دهد، در حالیکه نسبت واپاشی بوزون هیگز سنگین‌تر به هیگز مدل استاندارد می‌تواند بیشتر یا کمتر از واحد باشد، این نسبت برای بوزون هیگز سبک‌تر هموارتر از واحد است. اگر بوزون‌های هیگز باردار نسبتاً سبک در نظر گرفته شوند [۳] زوایایی که در آنها واپاشی بوزون هیگز سنگین‌تر ۲-۱.۵ برابر هیگز مدل استاندارد هستند از این قرار است: $\sin \alpha = 0.2$ برای $\lambda_5 = -1/2$ ، $\sin \alpha = 0.35$ برای $\lambda_5 = -1$ ، $\sin \alpha = 0.5$ برای $\lambda_5 = -3/2$ و $\sin \alpha = 0.6-0.9$ برای $\lambda_5 = -2$. اگر فرض کنیم که h بوزون هیگز مشاهده شده در جرم $m_h = 125 \text{ GeV}$ باشد و H دارای جرم کمتری باشد، از آنجا که نسبت واپاشی $H \rightarrow \gamma\gamma$ به واپاشی هیگز مدل استاندارد کمتر از واحد است پس H از آشکارساز فرار می‌کند ولی واپاشی $h \rightarrow \gamma\gamma$ همچنان محکم باقی می‌ماند و این سناریو، حتی اگر مشاهده LEP در 98 GeV تحقق فیزیکی پیدا نکند، هم بقا خواهد داشت.

شکل ۲ نمودار نسبت R را برای واپاشی H و h را به دو فرمیون $f\bar{f}$ و بوزون‌های WW^* و ZZ^* نشان می‌دهد. همانطور که مشاهده می‌شود این نسبت همواره کمتر از واحد بوده و اندازه‌گیری‌های دقیق‌تر جهت تعیین جفت شدگی $\sin \alpha$ در این نسبت‌ها مورد نیاز است.



شکل ۱: نرخ واپاشی $R_{h \rightarrow \gamma\gamma}$ (سمت چپ) و $R_{H \rightarrow \gamma\gamma}$ (سمت راست) بر حسب $\sin \alpha$.



شکل ۲: نرخ واپاشی $R_{h \rightarrow f\bar{f}, WW^*, ZZ^*}$ (سمت چپ) و $R_{H \rightarrow f\bar{f}, WW^*, ZZ^*}$ (سمت راست) بر حسب $\sin \alpha$.

مرجع‌ها

۱. G. Aad et al. [ATLAS Collaboration], *Phys. Lett. B* **716**, 1 (2012), S. Chatrchyan et al. [CMS Collaboration], *Phys. Lett. B* **716**, 30 (2012)
۲. [CMS Collaboration], S. Schael et al. *Eur. Phys. J. C* **47**, 547 (2006)
۳. F. Arbabifard, S. Bahrami and M. Frank, *Phys. Rev. D* **87**, 015020 (2013)
۴. R. N. Mohapatra and G. Senjanovic, *Phys. Rev. D* **23**, 165 (1981)
۵. Kei Yagyu, arXiv:1204.0424 [hep-ph]