

مسئله سلسله مراتب مدل استاندارد و توسعه پتانسیل هیگز با تقارن مقیاس

پارسا قربانی^۱ و کریم قربانی^۲

۱. گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه فردوسی، مشهد

۲. گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه اراک، اراک

پست الکترونیکی: k-ghorbani@araku.ac.ir

(دریافت مقاله ۱۴/۱۰/۱۴۰۱؛ دریافت نسخه نهایی: ۰۸/۰۲/۱۴۰۲)

چکیده:

در این پژوهش، ما مدلی ارائه می‌دهیم که در آن با اضافه کردن دو نرده‌ای یگانه جدید به پتانسیل هیگز و اعمال تقارن مقیاس می‌توان به حل مسئله سلسله مراتب در مدل ذرات مدل استاندارد پرداخت. در اینجا اعمال تقارن مقیاس یک نقش اساسی را بازی می‌کند. در حد کلاسیکی تمام نرده‌ای‌ها بدون جرم هستند. تنها یکی از نرده‌ای‌های یگانه و نرده‌ای دوگانه هیگز مقدار انتظاری غیر صفر می‌گیرند. بعد از قطری کردن ماتریس جرم، یک نرده‌ای بدون جرم معروف به اسکالون و دو نرده‌ای جرم‌دار در طیف داریم. با اعمال اثرات کوانتومی، اسکالون یک جرم تصحیحی پیدا می‌کند. علاوه بر قیده‌های نظری که روی پارامترهای مدل اعمال می‌شود، ما قیده‌های مربوط به دو آشکار ساز ATLAS و CMS در برخوردنده LHC را که روی جفت شدگی برهم‌کنش سه‌گانه هیگز اعمال می‌شود لحاظ می‌کنیم.

واژه‌های کلیدی: تقارن مقیاس، برهم‌کنش سه‌گانه هیگز، مدل استاندارد

۱. مقدمه

اضافی هنوز سؤالی است که باقی مانده است. در چارچوب مدل استاندارد مشاهده می‌شود اندازه تصحیحات کوانتومی جرم هیگز در یک مقیاسی که انتظار فیزیک جدید را داریم مقداری بسیار بزرگ است و اگر خواسته باشیم مجموع جرم برهنه هیگز و تصحیح کوانتومی جرم همان جرم اندازه‌گیری را نتیجه دهد نیاز به یک تنظیم ریز خواهد بود. یکی از سازوکارهای مهم برای حمایت جرم هیگز از تصحیحات کوانتومی بزرگ اعمال تقارن جدید است که مدل‌های ابرتقارنی از سناریوهای معروف هستند [۴]. در مدل‌های ابرتقارن، واگرایی‌های درجه دو ناشی از تصحیحات کوانتومی جرم هیگز قابل حذف شدن هستند به شرطی که ذرات ابرتقارن به اندازه کافی کوچک باشند. لازم به ذکر است که هنوز شواهدی دال بر تأیید ابرتقارن

دلایل نظری و تجربی زیادی وجود دارد که اعتقاد داشته باشیم مدل استاندارد ذرات بنیادی یک نظریه کامل نیست و انتظار ظهور یک فیزیک جدید در یک مقیاس انرژی بالا منطقی به نظر می‌رسد. یک از مسائلی که در ذرات بنیادی مطرح است به مسئله سلسله مراتب^۱ معروف است که با کشف ذره هیگز با جرمی غیرطبیعی کوچک در حدود GeV ۱۲۵ [۱ و ۲] وارد مرحله جدیدی شده است. این جرم اندازه‌گیری شده با محاسبات دقیق الکتروضعیف سازگار است [۳].

هرچند سازوکار شکست تقارن الکتروضعیف توسط LHC تأیید می‌شود، اما شکل کامل پتانسیل هیگز و وجود نرده‌ای‌های

غیرصفر برای هیگز تبدیل شود. همانطور که در مقدمه اشاره شد لازم است حداقل دو نرده‌ای، χ و ϕ ، به پتانسیل هیگز اضافه کنیم تا امکان داشتن یک ذره هیگز با جرمی حدود 125 GeV که در LHC مشاهده شده است فراهم شود. با توجه به این که بدون جمله جرمی در پتانسیل هیگز امکان داشتن مقدار انتظاری غیرصفر برای میدان هیگز وجود ندارد، بایستی میدان‌های نرده‌ای جدید با برهم‌کنش درجه چهار^۴ اضافه کنیم. بنابراین با صرفنظر از جمله جرمی، پتانسیل هیگز را به شکل زیر توسعه می‌دهیم:

$$V = \frac{1}{4} \lambda_h (H^\dagger H)^2 + \frac{1}{4} \lambda_{h\chi} (H^\dagger H) \chi^2 + \frac{1}{4} \lambda_{h\phi} (H^\dagger H) \phi^2 + \frac{1}{4} \lambda_\chi \chi^4 + \frac{1}{4} \lambda_\phi \phi^4 + \frac{1}{4} \lambda_{\chi\phi} \phi^2 \chi^2, \quad (1)$$

بدون از دست دادن کلیت مسئله، ما در ادامه بحث از جمله سوم صرفنظر می‌کنیم. همانطور که نشان خواهیم داد چنین برهم‌کنشی بعد از شکست تقارن مقیاس بازتولید می‌شود. در کمینه پتانسیل بالا، میدان هیگز H و نرده‌ای χ به ترتیب مقدار انتظاری غیر صفر V_h و V_χ می‌گیرند و میدان ϕ مقدار انتظاری صفر دارد.

۳. پتانسیل مؤثر و شکست تقارن مقیاس

برای به دست آوردن پتانسیل مؤثر ما رهیافت ارائه شده در [۱۰] را دنبال می‌کنیم. از این به بعد ما میدان نرده‌ای حقیقی h را به عنوان یکی از مؤلفه‌های میدان دوگانه مختلط هیگز در نظر می‌گیریم که بعد از شکست خود به خودی باقی می‌ماند. برای شروع بایستی یک راستای تخت^۵ پیدا کنیم. طبق تعریف راستای تخت \vec{n} چنین است که در طول آن پتانسیل و کمینه پتانسیل در یک مقیاس انرژی $\mu = \Lambda$ صفر می‌شود: $V(h, \chi)|_{\vec{n}} = V_{\min}(h, \chi)|_{\vec{n}} = 0$ و میدان‌های نرده‌ای h و χ را می‌توان بر حسب یک میدان شعاعی ϕ و زوایای

در برخورد دهنده بزرگ هادرونی^۱ پیدا نشده است. یک رهیافت متفاوت برای حل مسئله سلسله مراتب، اعمال تقارن ناوردای مقیاس^۲ است [۵-۸]. این رهیافت بر این پایه استوار است که آن جمله‌ای در پتانسیل میدان هیگز که منجر به تصحیحات مرتبه دو در جرم می‌شود همان جمله جرمی است. بنابراین اگر ما جمله جرمی نداشته باشیم آنگاه مسئله سلسله مراتب هم به وجود نمی‌آید. از طرفی بدون جمله جرمی باید راهی برای شکست تقارن الکتروضعیف پیدا کنیم. این راه که به سازوکار واینبرگ-کولمن [۹] معروف است با در نظر گرفتن تصحیحات کوانتمی پتانسیل هیگز، شکست تقارن الکتروضعیف را فراهم می‌کند. نکته قابل توجه در اینجا این است که برای به دست آوردن خواص سازگار با مدل استاندارد ذرات بنیادی نیاز است حداقل دو نرده‌ای یگانه به پتانسیل هیگز اضافه شود. این موضوع توسط گیدینگر و واینبرگ بحث شده است.

در این مقاله ما یک پتانسیل تغییر شکل یافته برای پتانسیل هیگز مدل استاندارد ارائه می‌دهیم که تقارن مقیاس دارد. این پتانسیل علاوه بر میدان دوگانه هیگز شامل دو نرده‌ای یگانه است. با نوشتن پتانسیل در یک راستای تخت، شکل صریح پتانسیل را بر حسب میدان‌های فیزیکی به دست می‌آوریم. با در نظر گرفتن قیدهای نظری، با اعمال قیدهای تجربی توسط آشکارسازهای اطلس^۳ و CMS در رابطه با برهم‌کنش‌هایی که جفت شدگی سه گانه هیگز را مربوط می‌کند، فضای پارامتر مقید شده را پیدا می‌کنیم.

۲. معرفی پتانسیل با تقارن مقیاس

پتانسیل مدل استاندارد ناوردای مقیاس می‌شود به شرطی که جمله جرمی هیگز را نداشته باشیم. همانطور که می‌دانیم منشأ مسئله سلسله مراتب به وجود جمله جرمی مرتبط است. مدل استاندارد با جرم صفر برای هیگز در حد کلاسیکی از طریق سازوکاری که در [۱۰] توضیح می‌دهد می‌تواند به مدلی با جرم

۱. Large Hadron Collider (LHC)

۲. Scale invariant

۳. ATLAS

۴. Quartic

۵. Flat direction

می‌شود. البته از طریق تصحیحات کوانتمی این میدان بدون جرم در راستای تخت یک جرم کوچک پیدا می‌کند. همچنین ما m_h را همان جرم اندازه‌گیری شده برای هیگز که حدود 125 GeV است در نظر می‌گیریم. دقت داشته باشیم که از رابطه (۵) باید $\lambda_{h\chi} < 0$ باشد. برای پیدا کردن تصحیح کوانتمی جرم اسکالون باید به پتانسیل مؤثر تک حلقه در راستای تخت و در مقیاس انرژی Λ نگاه کنیم که به صورت زیر به دست آمده است [۱۰]:

$$V(\vec{n}\varphi) = A\varphi^\dagger + B\varphi^\dagger \log\left(\frac{\varphi^\dagger}{\mu^\dagger}\right), \quad (6)$$

که در اینجا ضرایب بدون بعد A و B به صورت زیر داده شده است

$$A = \frac{1}{64\pi^2 V_\varphi^\dagger} \left[m_{h'}^\dagger \left(\log\left(\frac{m_{h'}^\dagger}{V_\varphi^\dagger}\right) - \frac{2}{3} \right) + m_\phi^\dagger \left(\log\left(\frac{m_\phi^\dagger}{V_\varphi^\dagger}\right) - \frac{2}{3} \right) + 6m_W^\dagger \left(\log\left(\frac{m_W^\dagger}{V_\varphi^\dagger}\right) - \frac{5}{6} \right) + 3m_Z^\dagger \left(\log\left(\frac{m_Z^\dagger}{V_\varphi^\dagger}\right) - \frac{5}{6} \right) - 12m_t^\dagger \left(\log\left(\frac{m_t^\dagger}{V_\varphi^\dagger}\right) - \frac{5}{6} \right) \right],$$

و

$$B = \frac{1}{64\pi^2 V_\varphi^\dagger} (m_{h'}^\dagger + m_\phi^\dagger + 6m_W^\dagger + 3m_Z^\dagger - 12m_t^\dagger), \quad (8)$$

برای این که پتانسیل مؤثر شرط اکسترمم در راستای تخت را برآورده کند باید داشته باشیم:

$$dV(\vec{n}\varphi)/d\varphi = 0 \quad \text{می‌آید:}$$

$$A = B \left(-\frac{1}{2} - \log\left(\frac{V_\varphi^\dagger}{\mu^\dagger}\right) \right), \quad (9)$$

با حذف ضریب A پتانسیل شکل ساده زیر را پیدا می‌کند:

$$V(\vec{n}\varphi) = B\varphi^\dagger \left(\log\left(\frac{\varphi^\dagger}{V_\varphi^\dagger}\right) - \frac{1}{2} \right), \quad (10)$$

جرم اسکالون در حد کلاسیکی صفر بود و اکنون برای محاسبه تصحیح کوانتمی جرم اسکالون باید عبارت زیر را محاسبه کنیم

در مختصات $\vec{n} \equiv (\hat{n}_h = \cos\theta, \hat{n}_\chi = \sin\theta, \hat{n}_\phi = 0)$ کرووی توصیف کرد:

$h = \hat{n}_h \varphi$ و $\chi = \hat{n}_\chi \varphi$. اکنون یک مقدار برای زاویه θ پیدا می‌کنیم که منجر به صفر شدن پتانسیل در راستای تخت می‌شود، یعنی معادله $V(\vec{n}\varphi) = 0$. با حل این معادله به دست می‌آید:

$$\cos^2(\theta) = \frac{\lambda_h - \lambda_{h\chi} \pm \sqrt{\lambda_{h\chi}^2 - \lambda_h \lambda_\chi}}{\lambda_h - 2\lambda_{h\chi} + \lambda_\chi}, \quad (2)$$

از این دو راستای یافت شده آن راستا را انتخاب می‌کنیم که در آن $\lambda_{h\chi}^2 - \lambda_h \lambda_\chi = 0$ و بنابراین به دست می‌آوریم:

$$\cos^2(\theta) = \frac{\lambda_h}{\lambda_h - \lambda_{h\chi}}$$

یعنی V_ϕ از طریق روابط $v_\chi = v_\phi \sin\theta$ و $v_h = v_\phi \cos\theta$ به مقادیر انتظاری V_χ و V_h مربوط می‌شود. بنابراین رابطه $v_\phi^\dagger = v_h^\dagger + v_\chi^\dagger$ برقرار است. با در دست داشتن پتانسیل به ازای مقدار θ به دست آمده می‌توانیم ماتریس جرم را در مرتبه درختی به دست آوریم. با توجه به این که در مسئله سه نردهای h ، χ و ϕ داریم، ماتریس جرم یک ماتریس 3×3 است:

$$H_{mass} = \begin{pmatrix} -2v_\chi \lambda_{h\chi} & 2v_h v_\chi \lambda_{h\chi} & 0 \\ 2v_h v_\chi \lambda_{h\chi} & -2v_h \lambda_{h\chi} & 0 \\ 0 & 0 & \lambda_{\chi\phi} v_\chi^2 \end{pmatrix}, \quad (3)$$

برای پیدا کردن ویژه مقادیر جرم باید ماتریس بالا قطری شود. برای این منظور نیاز است که یک چرخش در فضای دو بعدی میدان‌های (h, χ) به صورت زیر داشته باشیم:

$$\begin{aligned} h &\rightarrow h' = \cos(\theta)h + \sin(\theta)\chi, \\ \chi &\rightarrow \chi' = -\sin(\theta)h + \cos(\theta)\chi, \end{aligned} \quad (4)$$

که زاویه θ در بالا ارائه شده است. سپس ویژه مقادیر جرم متناظر با میدان‌های فیزیکی به دست می‌آید:

$$m_{h'}^\dagger = -2\lambda_{h\chi} v_\phi^\dagger, \quad m_\phi^\dagger = \lambda_{\chi\phi} v_\chi^2, \quad m_{\chi'}^\dagger = 0, \quad (5)$$

میدان بدون جرم χ' یک بوزون شبه-گلدستون^۱ به خاطر تقارن مقیاس پتانسیل است. این نردهای بدون جرم اسکالون^۲ نامیده

^۱ Pseudo-Goldstone Boson

^۲ Scalon

۴. قیدهای LHC

با توجه به رأس‌های به دست آمده در پتانسیل تنها رأس $h'\phi^\dagger$ می‌تواند منجر به یک واپاشی نامرئی هیگز شود. با توجه به این که^۱ یک حد بالا برای جرم ذره ϕ به صورت $m_\phi > 316.12 \text{ GeV}$ به دست آمده است، بنابراین از نظر سینماتیکی واپاشی نامرئی هیگز به یک جفت نرده‌ای ϕ غیر ممکن است.

یکی از وظایف مهم در LHC و برخورد دهنده‌های لپتونی آینده، اندازه‌گیری جفت شدگی سه‌گانه هیگز است. دلیل اهمیت اندازه‌گیری جفت شدگی سه‌گانه هیگز مربوط به بوزون هیگز شبه-SM در برخورد دهنده‌ها، بررسی بخش بوزون هیگز (پتانسیل مدل استاندارد) است. بنابراین جفت‌شدگی‌های سه‌گانه هیگز در مدل‌های ورای مدل استاندارد بسیار مورد توجه است [۱۱-۱۳]. یکی از قیدهای مورد توجه مربوط به نسبت جفت شدگی سه‌گانه هیگز در مدل ورای مدل استاندارد به مقدار آن

در مدل استاندارد است، $\kappa_\lambda = \frac{\lambda_{h'hh'}}{\lambda_\phi^{SM}}$ ، که در آن داریم

$$\lambda_{h'hh'} = \frac{2\lambda_{h'\chi}}{\sin\theta \tan^2\theta} \quad \lambda_\phi^{SM} = \frac{m_{h'}^2}{2V_h^2}, \quad (14)$$

در اینجا λ_ϕ^{SM} ، ضریب جمله $V_h hhh$ در پتانسیل هیگز است با مقدار عددی $\lambda_\phi^{SM} \approx 0.13$ و ضریب جمله $V_h h'^2$ در پتانسیل معادله (۱۲) است. ترکیب تحلیل‌های دو هیگز با درخشندگی تجمعی $1/36 \text{ fb}^{-1}$ و تک هیگز با درخشندگی تجمعی تا مقدار $79/8 \text{ fb}^{-1}$ توسط همکاری اطلس انجام شده است. مقادیری از κ_λ خارج محدوده $10/3 < \kappa_\lambda < 2/8$ با سطح اطمینان^۲ ۹۵٪ حذف می‌شوند [۱۴]. در تحلیل‌های دو هیگز حالت‌های نهایی متوجه از واپاشی دو هیگز عبارتند از $bb\bar{b}\bar{b}$ ، $bb\bar{b}\tau^+\tau^-$ و $bb\bar{b}\gamma\gamma$ و در تحلیل‌های تک هیگز کانال‌های واپاشی هیگز عبارتند از $\gamma\gamma$ ، ZZ^* ، WW^* و $bb\bar{b}$ همچنین همکاری CMS در مطالعه برخورد پروتون-پروتون با انرژی مرکز جرم $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ ، از طریق فرایند $pp \rightarrow hh \rightarrow bb\bar{b}\bar{b}\gamma\gamma$ با درخشندگی تجمعی 137 fb^{-1} قادر

$$m_{\chi'}^2 = \delta m_{\chi'}^2 = \frac{1}{8\pi^2 V_\phi^2} (m_{h'}^2 + m_\phi^2 + 6m_w^2 + 3m_z^2 - 12m_t^2), \quad (11)$$

جرم نرده‌ای ϕ یک پارامتر آزاد است، اما از شرط $m_{\chi'}^2 > 0$ یک حد بالا برای آن به صورت $m_\phi > 316/12 \text{ GeV}$ پیدا خواهد شد. برای پیدا کردن این حد ما مقادیر زیر را برای جرم‌ها به کار برده‌ایم:

$$m_{h'} = 125.1 \text{ GeV}, \quad m_w = 80.38 \text{ GeV},$$

$$m_t = 172.76 \text{ GeV}, \quad m_z = 91.19 \text{ GeV}$$

اکنون آماده هستیم تا پتانسیل مدل داده شده در معادله (۱) را در راستای تخت بر حسب میدان‌های فیزیکی بازنویسی کنیم

$$V(h', \chi', \phi) = \frac{1}{4} m_{h'}^2 h'^2 + \frac{1}{4} m_{\chi'}^2 \chi'^2 + \frac{1}{4} m_\phi^2 \phi^2 + \frac{1}{4} \lambda_\phi \phi^4 - \lambda_{h\chi} \left(\frac{2V_h}{\sin\theta \tan^2\theta} h'^2 + \frac{1}{\tan^2\theta} h'^2 + h'^2 \chi'^2 + \frac{2V_h}{\sin\theta} h'^2 \chi' + \frac{2}{\tan^2\theta} h'^2 \chi'^2 \right) + \lambda_{\chi\phi} \left(\frac{1}{2} \cos^2\theta \chi'^2 \phi^2 + \frac{1}{2} \sin^2\theta h'^2 \phi^2 + \frac{V_h \cos\theta}{\tan\theta} \chi' \phi^2 - V_h \cos\theta h' \phi^2 - \frac{1}{2} \sin^2\theta h' \chi' \phi^2 \right), \quad (12)$$

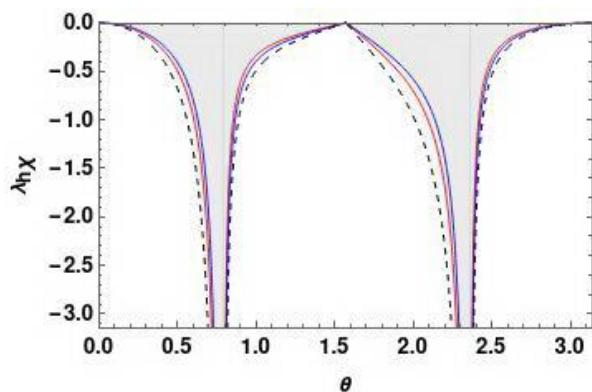
همانطور که به دست آوردیم اکنون اسکالون به خاطر تصحیح کوانتمی، جرم غیر صفر دارد. لازم است در اینجا یک نکته را تأکید کنیم. برای این که خلأ یا همان کمینه پتانسیل پایدار باشد بایستی پتانسیل از پایین مقید^۱ باشد. با توجه به این که برای پتانسیل یک راستای تخت پیدا کردیم دو شرط روی جفت شدگی‌ها اعمال می‌شود: $\lambda_{h\chi} < 0$ و $\lambda_{h\chi} = \lambda_h \lambda_\chi$. به علاوه شرط پایداری خلأ پتانسیل، منجر به قیدهای زیر روی جفت شدگی‌های موجود در پتانسیل می‌شود:

$$\lambda_h > 0, \quad \lambda_\chi > 0, \quad \lambda_\phi > 0, \quad \lambda_{\chi\phi} > 0 \quad (13)$$

¹ Bounded from below

² Integrated Luminosity

³ Confidence Level



شکل ۱. ناحیه مجاز در صفحه $\lambda_{h\chi} - \theta$ بعد از اعمال قیدهای LHC و HL-LHC نشان داده شده است. ناحیه بین خطوط قرمز مربوط به قید ATLAS و ناحیه آبی مربوط به قید CMS است. همچنین قید مربوط به HL-LHC با درخشندگی تجمعی 3000 fb^{-1} به صورت خطوط خط-چین نشان داده شده است.

مقیاس دارد؛ زیرا در پتانسیل جمله جرمی نداریم. یکی از راه‌های مواجهه با مسئله سلسله مراتب در مدل استاندارد ذرات بنیادی کاربرد یک پتانسیل با تقارن مقیاس است. در اینجا این پتانسیل شامل دو نرده‌ای حقیقی یگانه و یک نرده‌ای دوگانه هیگز است، که تنها یکی از نرده‌ای‌های یگانه و نرده‌ای هیگز مقدار انتظاری غیرصفر می‌گیرند. بعد از قطری کردن ماتریس جرم و اضافه کردن اثرات کوانتومی که منجر به شکست تقارن مقیاس می‌شود، ما سه نرده‌ای جرم‌دار داریم. نوشتن پتانسیل در راستای تخت قیدهایی را روی جفت شدگی‌ها اعمال می‌کند. اخیراً مطالعه برهم‌کنش‌هایی که رأس سه‌گانه هیگز را به نوعی دخیل می‌کند در اندازه‌گیری‌های LHC مورد توجه زیادی قرار گرفته است. این نتایج تجربی می‌تواند پتانسیل‌های ورای مدل استاندارد را مقید کند. ما نتایج آزمایشگاهی اخیر توسط اطلس و CMS را به کار برده‌ایم تا فضای حذف شده در فضای پارامتر را پیدا کنیم. همچنین حد به دست آمده توسط مطالعه CMS برای HL-LHC در درخشندگی تجمعی 3000 fb^{-1} نیز اعمال شده است.

است مقادیر خارج از محدوده $8/5 < \kappa_\lambda < 3/3$ با سطح اطمینان ۹۵٪ را حذف کند [۱۵].

همچنین مطالعات CMS در حد HL-LHC، با تفسیر فرایند $H \rightarrow \gamma\gamma$ ، $t\bar{t}H + tH$ در اندازه‌گیری‌های سطح مقطع دیفرانسیلی در درخشندگی تجمعی 3000 fb^{-1} با سطح اطمینان ۹۵٪ حد $14/1 < \kappa_\lambda < 4/1$ به دست می‌آید [۱۶].

۵. نتایج

در این بخش، ما قیدهایی معرفی شده تاکنون، شامل قیدهایی نظری و تجربی، را اعمال می‌کنیم و فضای پارامتر مجاز را به دست می‌آوریم. ابتدا بجاست یک بار دیگر پارامترهای مدل را معرفی کنیم و آنهایی که مستقل هستند را جدا کنیم. در اینجا دو پارامتر جرم داریم: جرم نرده‌ای m_ϕ و جرم اسکالون m_χ به علاوه مقدار انتظاری V_ϕ ، زاویه اختلاط θ ، و جفت شدگی‌های λ_ϕ ، λ_χ ، $\lambda_{\chi\phi}$ ، $\lambda_{h\chi}$ پارامترهای جدید مدل هستند. با در نظر گرفتن رابطه $\lambda_{h\chi}^2 = \lambda_h \lambda_\chi$ بین جفت شدگی‌ها و رابطه به دست آمده در معادله (۱۱) برای جرم اسکالون، پارامترهای مستقل به ۶ پارامتر کاهش می‌یابد که عبارتند از m_ϕ ، V_ϕ ، θ ، λ_ϕ ، $\lambda_{\chi\phi}$ ، $\lambda_{h\chi}$. قیدهایی LHC که در بخش قبل معرفی شد و همچنین قید HL-LHC را می‌توان در صفحه $\lambda_{h\chi} - \theta$ اعمال کرد. در شکل ۱ قیدهایی ATLAS و CMS اعمال شده است و مقادیر مجاز برای زاویه اختلاط θ و جفت شدگی $\lambda_{h\chi}$ به دست آمده است. ناحیه محصور بین خطوط قرمز با اعمال قید آشکارساز اطلس و ناحیه آبی با اعمال قید مربوط به آشکارساز CMS به دست آمده است. همچنین ناحیه محصور بین خطوط خط-چین نواحی مجاز با اعمال قید HL-LHC را نشان می‌دهد. در شکل تنها ناحیه نشان داده شده است که مربوط به قید انتخاب راستای تخت است.

نتیجه‌گیری

در این پژوهش ما یک شکل تغییر شکل یافته برای پتانسیل هیگز مدل استاندارد را مطالعه کردیم که در حد کلاسیکی تقارن

مراجع

1. A M Sirunyan et al., *Phys. Lett. B* **805** (2020) 135425.
2. M Aaboud et al., *Phys. Lett. B* **784** (2018) 345.
3. M Ciuchini, E Franco, S. Mishima, and L. Silvestrini, *JHEP* **08** (2013) 106.
4. M Stephen, et al., *Advanced Series on Directions in High Energy Physics*. **18** (1998) 1.
5. A D Plascencia, *JHEP* **09** (2015) 026.
6. A Kobakhidze and K L McDonald, *JHEP* **07** (2014) 155.
7. D Boer, R Peeters, and S Zeinstra, *Nucl. Phys. B* **946** (2019) 114695.
8. K Ghorbani and H Ghorbani, *JHEP* **04** (2016) 024.
9. S R Coleman and E J Weinberg, *Phys. Rev. D* **7** (1973) 1888.
10. E Gildener and S Weinberg, *Phys. Rev. D* **13** (1976) 3333.
11. F Arco, S Heinemeyer, and M J Herrero, *Eur. Phys. J. C* **80**, 9 (2020) 884.
12. G Degrassi, B D Micco, P P Giardino, and E Rossi, *Phys. Lett. B* **817** (2021) 136307.
13. F Arco, S Heinemeyer, and M J Herrero, *Eur. Phys. J. C* **82**, 6 (2022) 536.
14. The ATLAS collaboration, ATLAS-CONF-2019-049, <https://cds.cern.ch/record/2693958>.
15. The CMS Collaboration, JHEP03(2021) 257.
16. The ATLAS and CMS Collaborations, ATL-PHYS-PUB-2022-018, <http://cdsweb.cern.ch/record/2805993>.