

اثر نقض لورنتس روی سهم همبستگی سمتی در واپاشی کوارک تاپ قطبیده

زهرا رضائی و سید محمد موسوی نژاد*

دانشکده فیزیک، دانشگاه یزد، یزد

پست الکترونیکی: mmoosavi@yazd.ac.ir

(دریافت مقاله: ۱۴۰۳/۱۱/۰۲؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۴۰۳/۱۲/۱۴)

چکیده:

در بسیاری از مدل‌های ماورای مدل استاندارد، نقض ناوردایی لورنتس پدیده‌های فیزیکی مجاز است. تاکنون فرایندهای متفاوتی برای بررسی اثر نقض تقارن لورنتس مطالعه شده‌اند و حدهایی نیز برای ضرایب نقض لورنتس تعیین شده‌اند. یکی از فرایندهایی که کمتر مورد مطالعه واقع شده است، واپاشی کوارک تاپ قطبیده است. مطابق با مدل استاندارد فیزیک ذرات بنیادی، کوارک تاپ در فرایند آشناری $t \rightarrow bW^+$ واپاشیده شده که در ادامه، بوزون W^+ به لپتون و نوترینوی آن تجزیه می‌شود ($W^+ \rightarrow l^+ \nu_l$). در این مقاله، با مطالعه نرخ واپاشی کوارک تاپ قطبیده به بررسی جزئی‌تر سهم همبستگی سمتی بین صفحه رویداد و صفحه قطبی (متشکل از بردار قطبش کوارک تاپ) پرداخته و اثرات نقض تقارن لورنتس را بر روی این سهم از نرخ واپاشی بررسی می‌کنیم. نشان خواهیم داد که نقض تقارن لورنتس منجر به ایجاد سهمی غیرصفر برای همبستگی سمتی در مرتبه اول اختلال خواهد شد. این انحراف از نتیجه مدل استاندارد می‌تواند موقعیتی مناسب برای جستجوی نقض تقارن لورنتس و در نتیجه کشف فیزیک جدید باشد. به کمک نتایج تحلیلی به دست آمده، حدی برای برخی از ضرایب نقض لورنتس تعیین خواهیم کرد که با نتایج گروه CMS سرن همخوانی خوبی دارد. همچنین نشان خواهیم داد که اثر نقض تقارن لورنتس منجر به سهم دیگری برای همبستگی سمتی خواهد شد که در همه مراتب اختلال در نظریه مدل استاندارد غایب است.

واژه‌های کلیدی: کوارک تاپ قطبیده، همبستگی سمتی، ضرایب نقض لورنتس

۱. مقدمه

در مدل استاندارد فیزیک ذرات، تقارن لورنتس پدیده‌های فیزیکی به عنوان یکی از اصول پایه‌ای مدل پذیرفته شده است. مطابق با آن، مشاهده‌پذیرهای آزمایشگاهی مستقل از چارچوب مورد مطالعه بوده و به سمت‌گیری یا خیز^۱ دستگاه مرجع وابسته نیستند. علی‌رغم موفقیت‌های بیشمار مدل استاندارد، امروزه این مدل، نظریه همه چیز نیست و مسائل حل نشده زیادی مانند کوانتش میدان گرانش، چیستی ماده تاریک و انرژی تاریک، عدم تقارن ماده-پادماده در جهان،

مسئله جرم و نوسان نوترینو [۱]، مسئله سلسله مراتبی^۲ [۲]

و ... وجود دارند که مدل استاندارد پاسخ قانع کننده‌ای برای آنها ندارد. در کنار این سؤالات بی‌پاسخ، انحراف‌های قابل ملاحظه مشاهده شده میان پیش‌بینی‌های نظری و داده‌های آزمایشگاهی برای برخی از پدیده‌های فیزیکی، فیزیکدانان ذرات را مجاب کرده است که باید در جستجوی ایده‌ها و مدل‌های جدید یا مدل‌های تعمیم یافته مدل استاندارد برای توجیه این مسائل باشند. بنابراین در طول سالان اخیر نظریه‌های متنوعی که عموماً به نام نظریه‌های ورای مدل استاندارد شناخته می‌شوند، برای حل این مشکلات پیشنهاد

۱. Boost

۲. Hierarchy problem

شده‌اند. در میان آنها، مشهورترین نظریه‌ها بر پایه ابرتقارن، تکنی‌کالر^۱ [۳]، فیزیک بدون ذره^۲ [۴]، ناجابه‌جایی فضا-زمان [۵] و ... بنا شده‌اند. برخی از ایده‌ها مانند نظریه ابرتقارن، با تعمیم نظریه مدل استاندارد، ضمن وارد کردن برهمکنش‌های ممنوع مدل استاندارد به نظریه، به معرفی ذرات جدید می‌پردازند و برخی دیگر مانند نظریه ناجابه‌جایی فضا-زمان هیچ درجه آزادی اضافه‌تری در لاگرانژی برهمکنش وارد نمی‌کنند، لذا بدون معرفی هیچ ذره جدید، تنها برهمکنش‌های مدل استاندارد ناشی از ناجابه‌جایی فضا-زمان را اصلاح کرده و به حل برخی از معضلات مدل استاندارد می‌پردازند [۶-۹]. در نظریه‌هایی مانند ابرتقارن و ریسمان که در آنها میدان گرانش کوانتیده می‌شود نقض تقارن لورنتس در پدیده‌های فیزیکی مجاز شمرده می‌شود. به منظور مطالعه نقض تقارن لورنتس، نظریه "مدل استاندارد تعمیم یافته (SME^۳)" توسط کولادی - کاستلکی معرفی شده است [۱۰ و ۱۱] که در واقع تلفیق مدل استاندارد و نسبیت عام بوده و دربرگیرنده همه عملگرهایی است که منجر به شکست تقارن لورنتس لاگرانژی مدل استاندارد می‌شوند. این نظریه همچنین یک چارچوب آرمانی برای تحلیل داده‌های آزمایشگاهی مرتبط با جستجوی نقض لورنتس را فراهم می‌کند. اصولاً یک جمله نقض لورنتس در چگالی لاگرانژی نظریه SME شامل یک عملگر وابسته به جهت‌گیری یا خیز دستگاه مرجع و ضربی است که اندازه اثرات مربوطه را کنترل می‌کند (اینها ضرایب نقض لورنتس نامیده می‌شوند). بر این اساس، نظریه SME به دو بخش دسته‌بندی می‌شود: الف- نظریه مدل استاندارد تعمیم یافته کمینه^۴، که یک نظریه قابل بازبهنجارش در فضا-زمان مینکوفسکی بوده و شامل عملگرهایی با ابعاد جرمی کمتر از ۴ است ($d \leq 4$) که ناوردایی پیمانه‌ای نظریه را حفظ می‌کنند، ب- نسخه غیرکمینه نظریه که شامل عملگرهایی با

ابعاد بالاتر است ($d > 4$). در رهیافت به کار برده شده در این پژوهش، به کمک نسخه جفت‌شدگی کمینه، جملات نقض لورنتس (شامل عملگرهایی با ابعاد $d \leq 4$) به مشتقات هموردای مدل استاندارد اضافه می‌شوند که منجر به اصلاح رئوس برهمکنش‌ها، انتشارگرها و ... در نظریه خواهد شد. در مرجع [۱۲] به کمک جفت‌شدگی کمینه، اثر نقض لورنتس بر فرایند تولید هادرون از نابودی زوج مطالعه شده و اثر نقض لورنتس بر گشتاور دوقطبی الکتریکی لپتون‌های باردار در مرجع [۱۳] مورد بررسی قرار گرفته است. همچنین در مرجع [۱۴] به کمک رهیافت مشابه اثر نقض تقارن لورنتس بر فرایند پراکندگی بابا^۵ بررسی شده و در مرجع [۱۵] طیف اتم هیدروژن با در نظر گرفتن نقض لورنتس در مدل غیرکمینه محاسبه شده است. به موازات مطالعات نظری روی نقض تقارن لورنتس، آزمون‌ها و اندازه‌گیری‌های آزمایشگاهی نیز در حال مطالعه و توسعه هستند. به عنوان مثال، آزمایش‌های مقایسه ساعت^۶ [۱۶]، ساختار فوق ریز حالت پایه میونیوم [۱۷]، طیف نگاری فوق ریز هیدروژن و پادهیدروژن [۱۸] و ...، قیدهایی روی ضرایب نقض لورنتس تعیین کرده‌اند. لازم به ذکر است که نظریه SME شامل جملاتی است که با جفت‌شدگی با اسپین ذرات منجر به نقض تقارن لورنتس می‌شوند. در این راستا، در کار حاضر به مطالعه اثر نقض لورنتس روی سهم همبستگی سمتی نرخ واپاشی کوارک تاپ قطبیده (سهم وابسته به جهت‌گیری اسپینی کوارک) پرداخته و سعی می‌کنیم حد بالایی برای برخی از ضرایب نقض لورنتس بیابیم.

کوارک تاپ (یا کوارک سر)، سنگین‌ترین ذره مدل استاندارد با جرم تقریبی $m_t = 172/57 \text{ GeV}$ است که این جرم زیاد منشأ طول عمر بسیار کوچک آن است (در حدود $\tau_t \approx 5 \times 10^{-25} \text{ s}$). این طول عمر کوتاه، اجازه تشکیل ساختار مقید هادرونی را به آن نمی‌دهد (زمان تقریبی لازم برای

۱. Technicolor

۲. Unparticle physics

۳. SM Extension

۴. Minimal SME

۵. Bhabha scattering

۶. Clock-comparison experiments

استاندارد به هیچ وجه ظاهر نمی‌شود. این دستاورد می‌تواند نشانه مستقیمی برای کشف نقض تقارن لورنتس باشد که در بخش ۵ مفصل به آن خواهیم پرداخت.

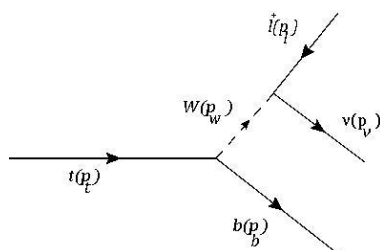
لازم به ذکر است که کوارک‌های تاپ قطبیده منفرد در برخورددهنده‌های هادرونی پرنرزی نسل آینده به وفور قابل دسترس خواهند بود به گونه‌ای که سطح مقطع تولید این رویدادها حتی می‌تواند به بزرگی حدود ۳۳٪ سطح مقطع تولید زوج $t\bar{t}$ باشد [۲۱]. همچنین در برخورددهنده‌های خطی الکترون-پوزیترون نسل آینده که در دست طراحی هستند با تنظیم قطبش طولی باریکه‌های فرودی، می‌توان کوارک تاپ ۱۰۰٪ قطبیده را به دست آورد [۲۲]. برخورددهنده بزرگ هادرونی سرن (LHC)، به عنوان کارخانه تولید کوارک تاپ، قادر است در انرژی مرکز جرم $\sqrt{s} = 14\text{ TeV}$ و درخشندگی $10^{32}\text{ cm}^{-2}\text{ s}^{-1}$ سالانه بیش از ۹۰ میلیون زوج $t\bar{t}$ تولید کند [۲۳]. انتظار می‌رود با گسترش امکانات آزمایشگاهی در حوزه فیزیک شتابدهنده‌ها بتوان به اندازه‌گیری‌های دقیق‌تری از همبستگی سمتی مورد اشاره دست یافت که برای این منظور نیاز است ابزار نظری به اندازه کافی دقیق و فراگیر بوده و جزئیات بیشتر در این حوزه مطالعه شده باشد.

در این مقاله، ابتدا نرخ واپاشی کوارک تاپ در مدل استاندارد طی فرایند $t(\uparrow) \rightarrow b l^+ \nu_l$ را مرور کرده و سپس به بررسی سهم نرخ سمتی خواهیم پرداخت. در ادامه، با معرفی نظریه SME به مطالعه اثر جملات نقض تقارن لورنتس روی نرخ واپاشی سمتی کوارک تاپ می‌پردازیم. در انتها به جمع‌بندی و نتیجه‌گیری مطالب خواهیم پرداخت.

۲. توزیع زاویه‌ای نرخ واپاشی کوارک تاپ

در گذار کوارک تاپ به باتم (یا کوارک ته)، مؤلفه چپگرد چگالی جریان ضعیف عبارت است از: $J_b^\mu = \bar{\psi}_b \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \psi_t$. بنابراین، در کلی‌ترین حالت، ساختار توزیع زاویه‌ای نرخ

تشکیل حالت مقید هادرونی $\tau_{QCD} \approx \hbar / \Lambda_{QCD} \approx 3 \times 10^{-24}\text{ s}$ (است). بنابراین کوارک تاپ قبل از هادرونی شدن واپاشی می‌کند. در اثر این واپاشی سریع، اطلاعات اسپینی این کوارک بدون تغییر به ذرات حاصل از واپاشی آن منتقل می‌شود به طوریکه می‌توان با مطالعه کمیت‌های وابسته به توزیع زاویه‌ای محصولات واپاشی، به خواص اسپینی این ذره پی برد. با در نظر گرفتن عنصر $V_{tb} \approx 0.999$ از ماتریس کابیو-کوبایاشی-ماسکوا (ماتریس CKM [۱۹ و ۲۰]) این کوارک سنگین در پایین‌ترین مرتبه اختلال با احتمال تقریباً صد در صد در فرایند دوجسمی $t \rightarrow b W^+$ واپاشیده می‌شود که در ادامه، بوزون W^+ نیز به زوج لپتون-نوترینو ($W^+ \rightarrow l^+ \nu_l$) واپاشیده می‌شود. همانگونه که اشاره شد، در این پژوهش قصد داریم با مطالعه نرخ واپاشی کوارک تاپ قطبیده سهم همبستگی سمتی بین صفحه رویداد (صفحه متشکل از بردارهای $(\vec{P}_l, \vec{P}_l, \vec{P}_{X_b})$) و صفحه قطبی (صفحه متشکل از بردار قطبش کوارک تاپ و بردار تکانه لپتون) را بررسی کرده و اثر نقض تقارن لورنتس را روی نرخ واپاشی سمتی کوارک تاپ بررسی کنیم (صفحات رویداد و قطبی در شکل ۱ نشان داده شده‌اند). از آنجایی که در برهم‌کنش‌های ضعیف مدل استاندارد فقط جریان‌های دستگانه-چپگرد بین کوارک‌ها مجاز هستند لذا سهم نرخ واپاشی از همبستگی سمتی بین صفحات رویداد و قطبی در مرتبه اول اختلال صفر است و سهم‌های غیرصفر در مراتب بالاتر اختلال در نظریه QCD رخ می‌دهند. نشان خواهیم داد که با در نظر گرفتن اثرات نقض تقارن لورنتس در لاگرانژی الکتروضعیف، نه تنها سهم نرخ واپاشی از همبستگی سمتی در مرتبه اول اختلال مقدار غیرصفر خواهد شد بلکه حدود ده درصد بزرگ‌تر از سهم متناظر در مرتبه دوم اختلال در مدل استاندارد خواهد بود. این انحراف قابل توجه از نتیجه مدل استاندارد می‌تواند موقعیتی مناسب برای جستجوی اثر نقض لورنتس و در نتیجه کشف فیزیک جدید باشد. علاوه براین، به واسطه معرفی پارامترهای نقض لورنتس، اختلاطی بین صفحه رویداد و صفحه قطبی ایجاد می‌شود که در مدل



شکل ۲. نمودار فاینمن واپاشی $t \rightarrow b + W^+ (\rightarrow l^+ \nu_l)$ در پایین ترین مرتبه اختلال در نظریه الکتروضعیف.

به کمک نمودار فاینمن واپاشی کوارک تاپ (شکل ۲)، دامنه پراکندگی در مرتبه اول اختلال در نسخه برای-ت-ویگنر [۲۵] عبارت است از:

$$M^{LO} = \bar{u}(p_b, s_b) \left(-\frac{i g_W |V_{tb}|}{\sqrt{2}} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \right) \times u(p_t, s_t) \left[\frac{-i(g^{\mu\nu} - \frac{p_W^\mu p_W^\nu}{m_W^2})}{p_W^2 - m_W^2 + im_W \Gamma_W} \right] \bar{u}(p_\nu, s_\nu) \times \left(-\frac{i g_W}{\sqrt{2}} \gamma_\nu (1 - \gamma_5) \right) u(p_l, s_l) \quad (2)$$

که $m_W = 80.339 \text{ GeV}$ و $\Gamma_W = 2.085 \pm 0.042 \text{ GeV}$ به ترتیب، به پهنای واپاشی و جرم بوزون W اشاره دارند.

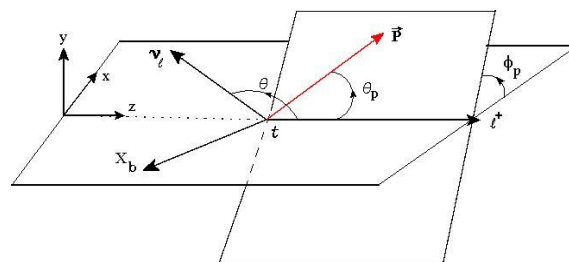
در معادله (۲)، عبارت $(p_W^\mu p_W^\nu) / m_W^2$ در انتشارگر بوزونی متناسب با جملات $m_b m_l / m_W^2$ و $m_t m_l / m_W^2$ است که به دلیل کوچک بودن جرم لپتون و سنگین بودن جرم بوزون W می توان با تقریب بسیار خوبی از آن چشم پوشی کرد. بنابراین برای مربع دامنه پراکندگی، داریم:

$$|M^{LO}|^2 = \frac{m_W^2 G_F^2}{2} |V_{tb}|^2 \frac{H_{\mu\nu}^{(\epsilon)} L^{\mu\nu}}{(p_W^2 - m_W^2)^2 + m_W^2 \Gamma_W^2} \quad (3)$$

که در آن $G_F = g_W^2 / (4\sqrt{2} m_W^2) = 1.16637 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$ ثابت فرمی بوده و تانسورهای لپتونی و هادرونی عبارتند از:

$$H_{\mu\nu}^{(\epsilon)} = \text{Tr}[(p_b + m_b) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) (p_t + m_t) \frac{1 + \gamma_5 \not{s}_t}{2} \gamma_\nu (1 - \gamma_5)] \\ = \text{Tr}[p_b \gamma_\mu (p_t - m_t \not{s}_t) \gamma_\nu (1 - \gamma_5)] \\ L^{\mu\nu} = \text{Tr}[p_\nu \gamma^\mu (1 - \gamma_5) (p_l + m_l) \gamma^\nu (1 - \gamma_5)]. \quad (4)$$

در اینجا، $s_t^\mu = P(\cos \theta_p \sin \phi_p, \sin \theta_p \sin \phi_p, \cos \theta_p)$ چار-بردار قطبش کوارک تاپ است که در آن P اندازه قطبش کوارک تاپ را مشخص می کند ($0 \leq P \leq 1$).



شکل ۱. زوایای قطبی (θ_p) و سمتی (ϕ_p) و همچنین بردار قطبش کوارک تاپ ($\vec{P}$) در چارچوب کوارک تاپ ساکن. صفحه رویداد، صفحه x-z انتخاب شده است.

واپاشی دیفرانسیلی کوارک تاپ قطبیده در فرایند $t(\uparrow) \rightarrow bl^+ \nu_l$ به صورت زیر بیان می شود [۲۴]:

$$\frac{d^2 \Gamma}{dx_l d \cos \theta_p d \phi_p} = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{d\Gamma_A}{dx_l} + P \frac{d\Gamma_B}{dx_l} \cos \theta_p + P \frac{d\Gamma_C}{dx_l} \sin \theta_p \cos \phi_p \right) \quad (1)$$

که در آن P اندازه قطبش کوارک تاپ را مشخص می کند ($0 \leq P \leq 1$) و زوایای قطبی و سمتی θ_p و ϕ_p در شکل ۱ معرفی شده اند. در رابطه بالا، $d\Gamma_A/dx_l$ ، $d\Gamma_B/dx_l$ و $d\Gamma_C/dx_l$ به ترتیب، معرف نرخ واپاشی دیفرانسیلی غیرقطبیده، قطبیده قطبی و قطبیده سمتی بوده که در آنها انرژی سنج شده لپتون باردار به صورت $x_l = 2E_l / m_t$ تعریف شده و محدوده تغییرات آن به صورت $0 \leq x_l \leq 1$ است. این نرخ های واپاشی توصیف کننده همبستگی قطبی و سمتی میان بردار قطبش کوارک تاپ ($\vec{P}$) و تکانه محصولات واپاشی آن هستند. لازم به ذکر است که، با توجه به شکل ۱، اگر امکان اختلاط صفحه رویداد و صفحه قطبی (صفحه شامل بردار قطبش کوارک تاپ) وجود داشته باشد انتظار می رود عبارت دیگری با ضریب $P \sin \theta_p \sin \phi_p$ نیز در معادله (۱) ظاهر شود (مرجع [۲۴] را ببینید). در بخش ۵ نشان خواهیم داد که اعمال اثر نقض تقارن لورنتس در محاسبات منجر به ظهور این جمله در معادله (۱) خواهد شد. در مرجع [۲۴] انتخاب چارچوب های مختلف برای مطالعه فرایند $t(\uparrow) \rightarrow bl^+ \nu_l$ در مدل استاندارد بررسی شده و نشان داده شده است که اگر به جای صفحه x-z (مانند شکل ۱)، صفحه x-y به عنوان صفحه رویداد انتخاب شود شکل معادله (۱) تغییر کرده و جمله ای با ضریب $P \sin \theta_p \sin \phi_p$ به جای جمله $P \sin \theta_p \cos \phi_p$ بروز خواهد کرد.

$$\frac{d^2\Gamma^{LO}}{d\cos\theta_p d\phi_p dx_l} = \frac{4|V_{tb}|^2 G_F^2 m_t^2}{(\pi)^2} y^* x_l (1-x_l) \times \int \frac{dx_\nu}{(1+y^*-x_l-x_\nu)^2 + y^* \gamma_W^2} [1 + P \cos\theta_p] \quad (11)$$

که در آن $1-x_l \leq x_\nu \leq 1$. از مقایسه روابط (۱) و (۱۱)، نرخ‌های واپاشی دیفرانسیلی غیرقطبی، قطبی و سمتی عبارتند از:

$$\frac{d\Gamma_A^{LO}}{dx_l} = \frac{d\Gamma_B^{LO}}{dx_l} = 12\Gamma_F \frac{x_l(1-x_l)}{\gamma_W} y^* \times [\cot^{-1} \gamma_W + \cot^{-1} \frac{y^* \gamma_W}{x_l - y^*}], \quad (12)$$

$$\frac{d\Gamma_C^{LO}}{dx_l} = 0.$$

که در آن: $\Gamma_F = m_t^2 G_F^2 / (192\pi^2)$. با انتگرال‌گیری از روابط بالا روی x_l ($y^* \leq x_l \leq 1$) سهم‌های غیرقطبیده و قطبیده به دست می‌آیند. این روابط در تطابق کامل با نتایج مراجع [۲۷-۲۹] هستند.

با فرض $m_t = 172/98 \text{ GeV}$ و $m_W = 80/339 \text{ GeV}$ [۳۰] برای نرخ‌های واپاشی داریم:

$$\Gamma_A^{LO} = \Gamma_B^{LO} = 0/1602, \quad \Gamma_C^{LO} = 0 \quad (13)$$

مشاهده می‌شود که سهم نرخ واپاشی سمتی در مرتبه اول اختلال صفر است. در مدل استاندارد، مقدار غیرصفر آن از تصحیحات تابشی مراتب بالاتر در نظریه QCD به دست می‌آید. در مراجع [۲۷-۲۹] نرخ‌های واپاشی در مرتبه دوم اختلال در نظریه QCD به صورت زیر محاسبه شده است:

$$\frac{d^2\Gamma^{NLO}}{d\cos\theta_p d\phi_p} = \frac{\Gamma_A^{LO}}{4\pi} [(1-0/0854) + P(1-0/0871)\cos\theta_p + P(0-0/0024)\sin\theta_p \cos\phi_p] \quad (14)$$

همانگونه که مشاهده می‌شود تصحیحات تابشی نرخ واپاشی غیرقطبیده و قطبیده تقریباً برابر هستند ($\Gamma_A^{NLO} \approx \Gamma_B^{NLO}$) و حدود ۸ درصد، نتایج مرتبه اول اختلال را بهبود می‌بخشند. به علاوه، تصحیح تابشی نرخ سمتی کاملاً کوچک است و حدود ۰/۲۴ درصد نرخ واپاشی غیرقطبی در مرتبه اول اختلال است: $\Gamma_C^{NLO} \approx (0/0024)\Gamma_A^{LO}$. بنابراین می‌توان با اطمینان گفت که اگر نتایج آزمایشگاهی نرخ سمتی بیش از نیم درصد نرخ واپاشی

در محاسبه تانسور هادرونی از رابطه $u(p_t)\bar{u}(p_t) = (p_t + m_t)(1 + \gamma_5 \not{s}_t)/2$ استفاده کردیم. پس از محاسبه رد ماتریس‌های دیراک، داریم:

$$H_{\mu\nu}^{(\circ)} L^{\mu\nu} = 128(p_b \cdot p_\nu)(p_t \cdot p_l - m_t s_t \cdot p_l) \quad (5)$$

که مستقل از جرم لپتون و کوارک باتم است. در محاسبه رد ماتریس‌ها از نرم افزار FeynCalc [۲۶] استفاده کرده‌ایم. با در نظر گرفتن سینماتیک مسئله (شکل ۱) و با صرف نظر از جرم کوارک باتم ($m_b = 0$)، برای ضرب چار-بردارهای تکانه-انرژی داریم:

$$p_t \cdot p_l = \frac{m_t^2}{2} x_l, \quad p_b \cdot p_\nu = \frac{m_t^2}{2} (1-x_l), \quad (6)$$

$$s_t \cdot p_l = -P \frac{m_t}{2} x_l \cos\theta_p$$

در نهایت، مربع دامنه پراکندگی فرایند $t(\uparrow) \rightarrow bl^+ \nu_l$ عبارت است از:

$$|M^{LO}|^2 = 16 m_W^2 G_F^2 |V_{tb}|^2 \frac{x_l(1-x_l)}{(1+y^*-x_l-x_\nu)^2 + y^* \gamma_W^2} [1 + P \cos\theta_p] \quad (7)$$

در ساده سازی رابطه بالا، از تعاریف زیر استفاده کرده‌ایم:

$$y = \frac{m_W}{m_t}, \quad x_l = \frac{2E_l}{m_t}, \quad x_\nu = \frac{2E_\nu}{m_t}, \quad \gamma_W = \frac{\Gamma_W}{m_W} \quad (8)$$

برای محاسبه نرخ واپاشی از تعریف عمومی زیر شروع می‌کنیم:

$$d\Gamma^{LO}(t(\uparrow) \rightarrow bl^+ \nu_l) = \frac{1}{2m_t} |M^{LO}|^2 \frac{d^3p_b}{(2\pi)^3 2E_b} \frac{d^3p_l}{(2\pi)^3 2E_l} \frac{d^3p_\nu}{(2\pi)^3 2E_\nu} \times (2\pi)^4 \delta^*(\mathbf{p}_t - \mathbf{p}_b - \mathbf{p}_l - \mathbf{p}_\nu) \quad (9)$$

با صرف نظر از جزئیات، پس از ساده سازی روابط، برای نرخ واپاشی $t \rightarrow bl^+ \nu_l$ داریم:

$$\frac{d^2\Gamma^{LO}}{d\cos\theta_p d\phi_p} = \frac{\pi m_t}{(4\pi)^2} \int dx_l dx_\nu |M^{LO}|^2 \delta(\cos\theta - a) d\cos\theta \quad (10)$$

که در آن: $a = 1 + 2(1-x_l-x_\nu)/(x_l x_\nu)$ و θ زاویه قطبی بین نوترینو و لپتون خروجی (راستای محور $\hat{Z}$) است (شکل ۱ را ببینید). در نهایت، نرخ واپاشی دیفرانسیلی فرایند $t \rightarrow bl^+ \nu_l$ به صورت زیر ساده می‌شود:

عنوان مثال، اعمال جملات نقض لورنتس می تواند منجر به تغییر در نرخ واپاشی یک رویداد یا سطح مقطع یک برهمکنش شود که می توان این اثرات را در آزمایشگاه مورد سنجش و ارزیابی قرار داد.

در ادامه، بخشی از لاگرانژی SME کمینه را که در این مقاله مورد استفاده قرار می گیرد معرفی خواهیم کرد. زیرمجموعه ای از برهمکنش های CPT- زوج در بخش کواریکی SME کمینه عبارت است از:

$$L^{CPT+} \supset \frac{1}{4} ic_{Q_i}^{\mu\nu} \bar{Q}_i \gamma_\mu \vec{D}_\nu Q_i + \frac{1}{4} ic_{U_i}^{\mu\nu} \bar{U}_i \gamma_\mu \vec{D}_\nu U_i + \frac{1}{4} ic_{D_i}^{\mu\nu} \bar{D}_i \gamma_\mu \vec{D}_\nu D_i \quad (15)$$

که در آن، $\vec{D}_\nu$ مشتق هموردای متداول است. میدان های مدل استاندارد مرسوم به صورت زیر تعریف می شوند:

$$U_i = (u_i)_R, \quad D_i = (d_i)_R, \quad Q_i = \begin{pmatrix} u_i \\ d_i \end{pmatrix}_L \quad (i=1,2,3) \quad (16)$$

که شاخص i معرف طعم کواریک ها است، یعنی $u_i = (u, c, t)$ و $d_i = (d, s, b)$. ضرایب نقض لورنتس $C_{Q_i}^{\mu\nu}, C_{U_i}^{\mu\nu}$ و $C_{D_i}^{\mu\nu}$ بدون بعد و تحت تبدیلات لورنتس ناظر ناوردا هستند، اما مقدار چشمداشتی خلأ غیرصفر این تانسورها سبب می شود تبدیلات لورنتس ذره نقض شود. در ادامه، قصد داریم واپاشی کواریک تاپ را بررسی کنیم و لذا تنها نسل سوم (معادل $i=3$) را در نظر می گیریم. برای سادگی، در ادامه، شاخص نسل را کنار می گذاریم. بر اساس ماهیت دست گونه-چپگرد جریان باردار در مدل استاندارد، بخش الکتروضعیف لاگرانژی مدل استاندارد برای واپاشی کواریک تاپ عبارت است از:

$$L^{SM} \supset \frac{i}{4} \bar{t} \gamma_\mu \vec{\partial}^\mu t - m_t \bar{t} t + \frac{g_W V_{tb}}{\sqrt{2}} W_\mu^- \bar{b}_L \gamma_\mu t_L + (h.c.) \quad (17)$$

که t و $\bar{t}$ به ترتیب معرف میدان های دیراک برای کواریک و پادکواریک تاپ و m_t معرف جرم کواریک تاپ است. لاگرانژی نظریه SME کمینه متناظر شامل نقض لورنتس CPT- زوج به صورت زیر است:

$$L_{CPT+}^{SME} \supset \frac{i}{4} c_L^{\mu\nu} \bar{t}_L \gamma_\mu \vec{\partial}^\mu t_L + \frac{g_W V_{tb}}{\sqrt{2}} c_L^{\mu\nu} W_\mu^- \bar{b}_L \gamma_\mu t_L + (h.c.) \quad (18)$$

غیرقطبیده باشد، منشأ آن می تواند عاملی خارج از مدل استاندارد باشد.

در بخش های بعد، نشان خواهیم داد که اثر نقض تقارن لورنتس در مرتبه اول اختلال منجر به مقادیری به مراتب بزرگ تر از مقدار نرخ سمتی در مرتبه دوم اختلال در مدل استاندارد خواهد شد و این موقعیت مناسبی را برای جستجوی فیزیک جدید و مطالعه تجربی نقض تقارن لورنتس فراهم می کند.

۳. مدل SME کمینه: سهم کواریک تاپ در چگالی لاگرانژی

مدل استاندارد تعمیم یافته (یا نظریه SME) شامل مجموعه ای از ضرایب (یا پارامترها) است که انتظار می رود اثرات قابل مشاهده ای از نقض تقارن لورنتس را آشکار کنند. این ضرایب که اغلب به صورت تانسور هستند تغییراتی را در معادلات حرکت ذرات باردار و میدان ها ایجاد کرده و بر روابط پراکندگی و برهمکنش ها تأثیر می گذارند به طوری که ناوردایی لورنتس را مستقیماً نقض می کنند. همانطور که در بخش مقدمه (بخش ۱) بیان شد، نظریه SME به دو بخش دسته بندی می شود:

الف- نظریه مدل استاندارد تعمیم یافته کمینه شامل عملگرهایی با ابعاد جرمی کمتر از ۴ که ناوردایی پیمانه ای نظریه را حفظ می کنند، ب- نسخه غیر کمینه نظریه که شامل عملگرهایی با ابعاد بالاتر نیز هست ($d > 4$). در این پژوهش، از نسخه جفت شدگی کمینه استفاده خواهیم کرد.

مدل SME کمینه اغلب برای آزمایش تقارن لورنتس در فیزیک انرژی بالا مورد بررسی قرار گرفته و از جنبه های پدیده شناسی، پیش بینی هایی را ارائه می کند. به طور خلاصه، مدل SME کمینه یک رویکرد اساسی برای مطالعه نقض تقارن لورنتس است که از مجموعه ای ساختاریافته و در عین حال محدود از متغیرها برای پیش بینی ها استفاده می کند. بخش ضعیف مدل SME کمینه جملات ناقص تقارن لورنتس را به لاگرانژی اضافه می کند که با ایجاد تغییراتی در خواص بوزون های پیمانه ای ضعیف (Z و $W^\pm$) و فرمیون های سهمیم در برهمکنش ضعیف، منجر به آثار قابل مشاهده در این فرایندها می شود. به

$$g_W \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \rightarrow g_W [\gamma^\mu + c_L^{\mu\nu} \gamma_\nu] (1 - \gamma_5),$$

$$(p_t + m_t) \rightarrow (\tilde{p}_t + \tilde{m}_t), \quad (19)$$

$$g^{\mu\nu} \rightarrow \tilde{g}^{\mu\nu} = g^{\mu\nu} + C_L^{\mu\nu}$$

که در آن پیرو مرجع [۳۱]، از نمادگذاری $\tilde{m}_t = m_t (1 - c_L^{\circ\circ})$ استفاده کرده‌ایم. همچنین، در معادله (۱۹) تانسور $C_L^{\mu\nu}$ عبارت است از: $C_L^{\mu\nu} = c_L^{\mu\nu} - c_L^{\mu\circ} g^{\nu\circ} + c_L^{\circ\mu} g^{\nu\circ} - c_L^{\circ\circ} g^{\mu\nu}$ که منجر به رابطه زیر می‌شود:

$$\tilde{p}_t = \tilde{g}_{\mu\nu} \gamma^\mu p_t^\nu = (g^{\mu\nu} + C_L^{\mu\nu}) \gamma^\mu p_t^\nu \quad (20)$$

$= p_t (1 - (c_L)_{\circ\circ}) + (c_L)_{\mu\circ} \gamma^\mu p_t^\circ - m_t (c_L)_{\mu\circ} \gamma^\mu + (c_L)_{\circ\nu} \gamma^\nu p_t^\circ$
کمیت‌های بالا دیگر ناوردای لورنتس نیستند. به عنوان مثال، جرم مؤثر کوارک تاب $\tilde{m}_t$ به چارچوب مشاهده‌گر وابسته است.

با جایگزینی این تصحیحات در رابطه (۴)، تانسور هادرونی عبارت است از:

$$H_{\mu\nu}^{(LV)} =$$

$$Tr[(p_b + m_b)(\gamma_\mu + (c_L)_{\mu\alpha} \gamma^\alpha)(1 - \gamma_5)(\tilde{p}_t + \tilde{m}_t) \quad (21)$$

$$\times \frac{1 + \gamma_5}{2} \gamma_\nu (1 - \gamma_5)]$$

که در آن

$$(\tilde{p}_t + \tilde{m}_t) = (p_t + m_t) [1 - (c_L)_{\circ\circ}]$$

$$+ (c_L)_{\sigma\rho} \gamma^\sigma p_t^\rho - m_t (c_L)_{\sigma\circ} \gamma^\sigma + (c_L)_{\rho\circ} \gamma^\rho p_t^\circ \quad (22)$$

از آنجائیکه تصحیحات را فقط در رأس tbW^+ اعمال کرده‌ایم تانسور لپتونی تغییری نخواهد داشت (رابطه (۴) را ببینید).

همانند قبل، در محاسبه رد ماتریس‌های موجود در تانسورهای لپتونی و هادرونی از نرم افزار FeynCalc استفاده می‌کنیم. مربع دامنه پراکندگی متناسب است با $H_{\mu\nu}^{(LV)} L^{\mu\nu}$ ، که عبارت است از:

$$H_{\mu\nu}^{(LV)} L^{\mu\nu} = 32 \{ m_t (p_b \cdot p_l) (p_\nu \cdot s_t) c[\mu, \mu] -$$

$$m_t (p_b \cdot p_\nu) (p_l \cdot s_t) c[\mu, \mu] - 4 m_t (p_b \cdot p_l) c[s_t, p_\nu]$$

$$+ m_t (p_b \cdot p_l) (p_\nu \cdot s_t) c[\nu, \nu] - 4 m_t (p_\nu \cdot s_t) c[p_l, p_b]$$

$$- 4 (p_b \cdot p_l - m_t p_b \cdot s_t) c[p_\nu, p_l] - 2 m_t (p_l \cdot p_\nu) (p_b \cdot s_t) c[\nu, \nu]$$

$$- m_t (p_b \cdot p_\nu) (p_l \cdot s_t) c[\nu, \nu] + 4 m_t (p_l \cdot p_\nu) c[s_t, p_b]$$

$$+ 4 m_t c[\circ, \circ] (p_b \cdot p_\nu) (p_l \cdot s_t) - 4 m_t (p_b \cdot p_\nu) c[p_l, \circ]$$

$$- (p_b \cdot p_l) (p_l \cdot p_\nu) c[\mu, \mu] + (p_b \cdot p_\nu) (p_l \cdot p_l) c[\mu, \mu]$$

$$- (p_b \cdot p_l) (p_l \cdot p_\nu) c[\nu, \nu] + 4 (p_b \cdot p_l) c[p_\nu, p_l]$$

$$- 4 (p_l \cdot p_\nu) c[p_l, p_b] + 4 (p_b \cdot p_\nu) c[p_t, p_l]$$

$$- 4 c[\circ, \circ] (p_b \cdot p_\nu) (p_l \cdot p_l) + (p_b \cdot p_\nu) (p_l \cdot p_t) c[\nu, \nu]$$

$$+ 2 (p_b \cdot p_l) (p_l \cdot p_\nu) c[\nu, \nu] + 4 (p_l \cdot p_\nu) c[p_l, p_b]$$

$$+ 4 E_l (p_b \cdot p_\nu) c[p_t, \circ] - 4 m_t (p_b \cdot p_\nu) (p_l \cdot s_t)$$

$$+ 4 (p_b \cdot p_\nu) (p_l \cdot p_t) \}.$$

که در آن $c_L^{\mu\nu} (= c_Q^{\mu\nu})$ ، یک تانسور 4×4 ثابت است که ناوردایی لورنتس لاگرانژی را برای بخش چپگرد کوارک‌ها نقض می‌کند. این ضریب جهت مرجحی را در فضا-زمان ایجاد می‌کند و بر روی انتشارگر کوارک تاب و رأس tbW^+ تأثیر می‌گذارد. بنابراین، در مرتبه اول اختلال، اثر نقض لورنتس به واسطه ورود ضریب $c_L^{\mu\nu}$ در انتشارگر (وابسته به برهمکنش) و رئوس برهم-کنش ظاهر می‌شود. تانسور نقض لورنتس شامل مؤلفه‌های متقارن و پادمقارن است. طبق توضیحات کاملی که در مراجع [۳۱ و ۳۲] ارائه شده است، بخش‌های متقارن $c_L^{\mu\nu}$ مشاهده-پذیرهای فیزیکی هستند و از آنجا که رد یک ماتریس، کمیت ناوردای لورنتس است و می‌تواند در بازبهنجاش کل همه میدان‌ها جذب شود بنابراین بدون از دست دادن کلیت موضوع می‌توان رد ماتریس نقض لورنتس را برابر با صفر قرار داد. به‌طور خلاصه، ضرایب $c_L^{\mu\nu}$ به صورت ماتریسی حقیقی، ثابت، بدون رد و بدون بعد در نظر گرفته می‌شوند.

در بخش بعد، به مطالعه اثر نقض تقارن لورنتس بر نرخ واپاشی کوارک تاب قطبیده خواهیم پرداخت. نکته قابل توجه در محاسبات این پژوهش این است که به دلیل اختلاط مؤلفه‌های فضا-زمانی توسط ماتریس $c_L^{\mu\nu}$ ، انجام محاسبات در نظریه SME نتایجی را ارائه می‌کند که برخی از آنها دربردارنده تصحیح مقادیر موجود در مدل استاندارد هستند اما برخی از نتایج ناشی از ویژگی‌های ماتریس‌های نقض لورنتس بوده و کاملاً جدید هستند.

۴. توزیع زاویه‌ای نرخ واپاشی کوارک تاب قطبیده

در مدل SME کمینه

جهت محاسبه اثر نقض ناوردایی لورنتس بر توزیع زاویه‌ای نرخ واپاشی کوارک تاب قطبیده، به دلیل ماهیت چپگرد برهمکنش ضعیف، تنها ضرایب $c_L^{\mu\nu}$ از چگالی لاگرانژی در معادله (۱۵) را در نظر می‌گیریم. برای انجام محاسبات در حضور نقض لورنتس، لازم است از روابط تعمیم یافته زیر برای عامل رأس tbW^+ ، رابطه تمامیت^۱ و همچنین تانسور متریک استفاده کنیم:

^۱Completeness relation

سهم سمتی معرفی می کنیم. یادآوری می شود که این جمله در مدل استاندارد غایب بوده و تنها به دلیل اثر نقض تقارن لورنتس، وابسته به جهت مرجح در فضا-زمان، در محاسبات ظاهر شده است. مشاهده و اندازه گیری چنین سهمی در آزمایشگاه می تواند مؤید بروز نقض لورنتس باشد. در ادامه تحلیل نتایج، عبارت شامل ضریب $\sin \theta_p \cos \phi_p$ را سهم سمتی راستگرد (با علامت +) و جمله شامل ضریب $\sin \theta_p \sin \phi_p$ را سهم سمتی چپگرد (با علامت -) معرفی خواهیم کرد و آنها را، به ترتیب، با نماد $d\Gamma_C^{(+)} / dx_i$ و $d\Gamma_C^{(-)} / dx_i$ برچسب می زنیم. این جملات عبارتند از:

$$\frac{d\Gamma_C^{(+)}}{dx_i} = \frac{12\gamma^i \Gamma_F}{\gamma_w} \left[\cot^{-1} \gamma_w + \cot^{-1} \frac{\gamma_w y^i}{x_i - y^i} \right] \times \left\{ (2y^i - x_i)(1 - x_i)(c_L^{TX} + c_L^{XZ}) + y^i [(x_i - 1)(c_L^{TT} + c_L^{TZ}) + c_L^{YY} + 3c_L^{XX} + (1 + x_i)c_L^{ZZ}] \sqrt{(1 - x_i)(x_i - y^i)} \right\}, \quad (25)$$

$$\frac{d\Gamma_C^{(-)}}{dx_i} = \frac{12\gamma^i \Gamma_F}{\gamma_w} \left[\cot^{-1} \gamma_w + \cot^{-1} \frac{\gamma_w y^i}{x_i - y^i} \right] \times \left\{ (2y^i - x_i)(1 - x_i)(c_L^{TY} + c_L^{YZ}) + 2\gamma^i c_L^{XY} \sqrt{(1 - x_i)(x_i - y^i)} \right\}.$$

با مقایسه دو رابطه بالا، کاملاً مشخص است که سهم جملات راستگرد و چپگرد با هم برابر نیستند. با فرض برقراری ناوردایی لورنتس و انتخاب $C_L^{\mu\nu} = 0$ نتایج ارائه شده در رابطه بالا صفر خواهند شد که مطابق با پیش بینی مدل استاندارد در مرتبه اول اختلال است. نتایج تحلیلی بالا که برای اولین بار ارائه می شوند، می توانند برای مطالعه اثر نقض تقارن لورنتس روی واپاشی کوارک تاپ در شتابدهنده LHC یا برخورددهنده های انرژی بالای آینده به کار برده شوند.

۵. تحلیل نتایج

در نتایج تحلیلی در رابطه (۲۵)، ضرایب نقض لورنتس به صورت ترکیبی از $c_L^{\mu\nu}$ ($\mu = T, X, Y, Z$)، $c_L^{\mu\nu}$ و c_L^{YZ} و c_L^{XY} ظاهر شده اند. در مرجع [۳۲]، گروه همکاری CMS در سرن نتایج اولین تحقیق خود روی مطالعه اثر نقض تقارن لورنتس در فرایند تولید زوج کوارک تاپ در برخورد پروتون-پروتون ($pp \rightarrow t\bar{t}$) در انرژی برخورد ۱۳ تترالکترون ولت را گزارش کرده است. در مطالعات این گروه، ضرایب نقض لورنتس به

در محاسبه حاصلضرب تانسورهای لپتون و هادرونی، جملاتی مانند $c[s_i, p_b]$ ظاهر می شوند که عبارتند از:

$$\begin{aligned} c[\circ, \circ] &= c^{TT}, \\ c[\mu, \mu] &= c^{TT} + c^{XX} + c^{YY} + c^{ZZ}, \\ c[p_i, \circ] &= c[\mu, \circ] p_i^\mu = c[\circ, \circ] p_i^\mu = m_i c^{TT}, \\ c[p_i, \circ] &= c[\mu, \circ] p_i^\mu = \frac{m_i}{\gamma} x_i (c^{TT} + c^{ZZ}), \\ c[p_i, p_i] &= p_i^\mu c_{\mu\nu} p_i^\nu = \frac{m_i^2}{\gamma} x_i (c^{TT} + c^{ZZ}), \\ c[p_i, p_b] &= \frac{m_i}{\gamma} (1 - y^i) [c^{TT} + c^{TX} \sin \theta_b + c^{TZ} \cos \theta_b], \\ c[p_b, p_i] &= \frac{m_i}{\gamma} x_i (1 - y^i) [c^{TT} + c^{TX} + (c^{TX} + c^{XZ}) \sin \theta_b + (c^{TZ} + c^{ZZ}) \cos \theta_b], \\ c[s_i, p_b] &= P \frac{m_i}{\gamma} (1 - y^i) \{ (c^{TX} + c^{XX} \sin \theta_b + c^{XZ} \cos \theta_b) \sin \theta_p \cos \phi_p \\ &\quad + (c^{TY} + c^{YX} \sin \theta_b + c^{YZ} \cos \theta_b) \sin \theta_p \sin \phi_p \\ &\quad + (c^{TZ} + c^{ZX} \sin \theta_b + c^{ZZ} \cos \theta_b) \cos \theta_p \}. \end{aligned} \quad (24)$$

در روابط بالا، θ_b زاویه قطبی کوارک با تم نسبت به راستای لپتون خروجی (محور $\hat{Z}$) است به طوریکه مقدار آن عبارت است از: $\theta_b = \cos^{-1} [(2y^i - x_i)(1 + y^i)] / [x_i(1 - y^i)]$.

با محاسبه دامنه پراکندگی و جایگذاری در رابطه (۱۰)، نرخ واپاشی دیفرانسیلی به دست می آید. از آنجائیکه هدف ما مطالعه اثر نقض ناوردایی لورنتس بر سهم نرخ سمتی است، لذا تنها به مطالعه جمله $d\Gamma_C / dx_i$ خواهیم پرداخت که سهم آن در مرتبه اول اختلال در مدل استاندارد صفر بود (تغییرات $d\Gamma_A / dx_i$ و $d\Gamma_B / dx_i$ ناشی از اثرات نقض لورنتس بسیار ناچیز و در حد ۱ تا ۲ درصد است).

مطابق با رابطه (۱)، در مدل استاندارد ضریب جمله $\sin \theta_p \cos \phi_p$ سهم نرخ واپاشی سمتی را تعیین می کند اما جمله شامل $\sin \theta_p \sin \phi_p$ در نرخ دیفرانسیلی واپاشی کل ظاهر نمی شود. همانگونه که در بخش ۲ ذکر شد، علت این است که صفحه رویداد، صفحه X-Z انتخاب شده است و هیچ رابطه ای بین مؤلفه y چاربردار قطبش کوارک تاپ و محصولات واپاشی آن وجود ندارد. لذا چنین مؤلفه ای در نرخ واپاشی تولید نمی شود. با در نظر گرفتن نقض ناوردایی لورنتس و به دلیل وجود تانسورهای مرتبه دو، اختلاط بین مؤلفه y از چاربردار قطبش و چاربردارهای تکانه ذرات خروجی ممکن شده است و لذا در رابطه (۲۴) جمله ای شامل $\sin \theta_p \sin \phi_p$ در عبارت $c[s_i, p_b]$ ظاهر شده است. به دلیل وجود زاویه سمتی ϕ_p در این عبارت، این جمله جدید را نیز

مدل استاندارد موقعیت مناسبی برای تحقیق تجربی نقض تقارن لورنتس است.

همچنین با انتخاب مقادیر $C_L^{XY} = 0.07 \times 10^{-3}$ و $C_L^{YZ} = 3/24 \times 10^{-3}$ برای نرخ واپاشی سمتی چپگرد در پایینترین مرتبه اختلال، در صورت وجود، داریم: $|\Gamma_C^{(+)}|$ که حدود ده درصد مقدار $|\Gamma_C^{(-)}| = 0.32 \times 10^{-4}$ است.

نکته قابل توجه این است که در مدل استاندارد و همچنین در مدل‌های شبیه‌سازی که برای تحلیل آزمایش‌های گوناگون از جمله نتایج گروه آزمایشگاهی CMS استفاده می‌شوند فرض بر این است که نتایج نسبت به زاویه سمتی متقارن هستند، اما وجود جمله جدید در سهم سمتی $(d\Gamma_C^{(-)}/dx_i)$ مؤید این است که لزوماً تقارن نسبت به این زاویه وجود ندارد که این شکست تقارن ناشی از تأثیر SME است. برای بررسی این پیش‌بینی لازم است گروه‌های تجربی و همچنین پدیده‌شناس‌ها در ثبت داده‌ها و طراحی مدل‌ها، این موضوع را مدنظر قرار دهند. با داشتن نتایج تحلیلی (۲۵) برای نرخ واپاشی سمتی، همچنین می‌توان حد بالایی را برای ضرایب نقض لورنتس تعیین کرد. بدین منظور، پیرو مرجع [۳۲] فرض $C_L^{\mu\mu} = 0 (\mu = T, X, Y, Z)$ را در نظر می‌گیریم. از آنجائیکه ماتریس $C_L^{\mu\nu}$ بدون ردّ است، لذا فرض $C_L^{\mu\mu} = 0 (i = X, Y, Z)$ را نیز لحاظ می‌کنیم. از تساوی نتیجه تحلیلی نرخ واپاشی سمتی در مرتبه اول اختلال در مدل SME $(\int dx_i (d\Gamma_C^{(+)} / dx_i))$ معادله (۲۵) با مقدار متناظر آن در مرتبه دوم اختلال در مدل استاندارد $(\Gamma_C^{(NLO, SM)})$ در معادله (۱۴)، برای حد بالای ضریب C_L^{XZ} داریم:

$$\Gamma_C^{(NLO, SM)} = \Gamma_C^{(LO, +)} \Rightarrow \quad (28)$$

$$3/8 \times 10^{-4} = \Gamma_C^{(LO, +)} \Rightarrow C_L^{XZ} = (23/6 \pm 2/34) \times 10^{-3}$$

این مقدار از مرتبه بزرگی مقدار گزارش توسط گروه CMS است (معادله (۲۷) را ببینید). گروه همکاری D0 در آزمایشگاه فرمی نیز مقداری در همین مرتبه بزرگی گزارش کرده است [۳۳].

کمک داده‌های جمع‌آوری شده توسط آشکارساز CMS از رویدادهای شامل یک الکترون و یک میون (با بار الکتریکی مخالف) در حالت نهایی $(pp \rightarrow t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}\mu\nu_e e\nu_e)$ تعیین شده‌اند. پیرو فرض مدل SME، در مطالعات این گروه نیز ماتریس $C_L^{\mu\nu}$ به صورت ماتریس متقارن و بدون ردّ $(\sum_\mu C_L^{\mu\mu} = 0)$ در نظر گرفته شده است. همچنین، در مطالعات این گروه محور $\hat{Z}$ به عنوان محور چرخش زمین فرض شده است. بنابراین، طبق استدلال آنها، نتایج حساسیتی به ضرایب C_L^{ZZ} و C_L^{ZT} ندارند و لذا مقادیر آنها صفر در نظر گرفته شده است [۳۲]. به علاوه، آنها نشان داده‌اند که ضرایب C_L^{YT} و C_L^{XT} منجر به تصحیحات بسیار کوچکی روی نرخ تولید زوج کوارک تاپ می‌شوند و لذا سهم آنها را نیز صفر در نظر گرفته‌اند. سهم C_L^{TT} نیز به دلیل ایجاد جابه‌جایی روی سطح مقطع $t\bar{t}$ ، صفر در نظر گرفته شده است. نهایتاً، برای ضرایب باقی‌مانده، با توجه به متقارن و بدون ردّ بودن ماتریس $C_L^{\mu\nu}$ فرض‌های زیر در نظر گرفته شده است:

$$C_L^{XX} = -C_L^{YY}, \quad C_L^{XZ} = C_L^{ZX}, \quad C_L^{YZ} = C_L^{ZY}, \quad C_L^{XY} = C_L^{YX} \quad (26)$$

مقادیر گزارش شده این گروه تجربی برای ضرایب نقض لورنتس عبارتند از [۳۲]:

$$-1/85 \times 10^{-3} \leq C_L^{XX} \leq 2/55 \times 10^{-3}, \quad -4/36 \times 10^{-3} \leq C_L^{XY} \leq 0.07 \times 10^{-3}$$

$$-1/15 \times 10^{-3} \leq C_L^{XZ} \leq 13/48 \times 10^{-3}, \quad -11/31 \times 10^{-3} \leq C_L^{YZ} \leq 3/24 \times 10^{-3} \quad (27)$$

برای تحلیل عددی محاسباتمان، پیرو رهیافت مرجع [۳۲]، فرض $C_L^{XX} = -C_L^{YY}$ ، $C_L^{T\mu} = C_L^{ZZ} = 0$ را در نظر می‌گیریم.

ابتدا با در نظر گرفتن مقادیر $C_L^{XZ} = 13/48 \times 10^{-3}$ برای نرخ واپاشی سمتی راستگرد در پایینترین مرتبه اختلال داریم: $|\Gamma_C^{(+)}| = 4/2 \times 10^{-4}$.

یادآوری می‌شود که مقدار این کمیت در مرتبه اول اختلال در مدل استاندارد صفر بوده و در مرتبه دوم برابر است با:

$$|\Gamma_C^{(NLO)}| \approx (0.0024) \Gamma_A^{LO} = 3/8 \times 10^{-4} \quad (\text{معادله (۱۴)}).$$

مشاهده می‌شود که نقض لورنتس منجر به سهم غیرصفر برای نرخ واپاشی سمتی در مرتبه اول اختلال شده که حدود ده درصد بیشتر از مقدار آن در مرتبه دوم اختلال در مدل استاندارد است $(\Gamma_C^{(LO, LV)} = 1/10 \times \Gamma_C^{(NLO, SM)})$. این انحراف از نتیجه

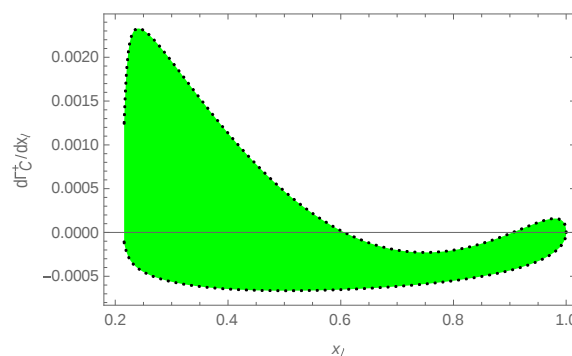
ضرایب نقض لورنتس تعیین کرد. انتظار می‌رود با افزایش انرژی و درخشندگی در شتابدهنده‌های نسل آتی این مقادیر قابل اندازه‌گیری دقیق باشند.

جهت مقایسه بیشتر، نتیجه خود را با نتایج نظری به دست آمده در مراجع [۳۴-۳۶] مقایسه می‌کنیم. در مقاله [۳۴]، اثر نقض تقارن لورنتس در بخش کوآرک تاپ مطالعه شده و مقدار حدی $c_t^{XZ} < 10^{-4}$ تعیین شده است. در مرجع [۳۵] که در آن پدیده نقض لورنتس در فرایند پراکندگی الکترون-پروتون غیرکشسان ژرف غیرقطبیده مطالعه شده است مقدار $c_t^{XZ} = (0.05 - 2) \times 10^{-5}$ تعیین شده است (جدول ۱ در این مقاله را ببینید که ضرایب $c_u^{XZ} = (0.05 - 0.2) \times 10^{-5}$ و $c_d^{XZ} = (0.5 - 2) \times 10^{-5}$ در آن گزارش شده‌اند و با رابطه $c_t^{XZ} = c_u^{XZ} + c_d^{XZ}$ [۳۵] مقدار c_t^{XZ} به دست می‌آید). همچنین در مرجع [۳۶] با مطالعه فرایند مشابه، مقادیر $c_u^{XZ} < 4 \times 10^{-5}$ و $c_d^{XZ} < 4 \times 10^{-5}$ گزارش شده است و از آنجا برای ضریب c_t^{XZ} مقدار $c_t^{XZ} < 8 \times 10^{-5}$ به دست می‌آید. همانگونه که مشاهده می‌شود تطابق و سازگاری خوبی در مرتبه بزرگی بین نتایج وجود دارد. با در نظر گرفتن مقادیر گزارش شده در رابطه (۲۷)، در نمودارهای ۳ و ۴ رفتار توابع $d\Gamma_C^{(+)} / dx_l$ و $d\Gamma_C^{(-)} / dx_l$ را برحسب متغیر x_l بررسی کرده‌ایم که در آن $x_l^{\min} = 2E_l / m_t = 0.212$.

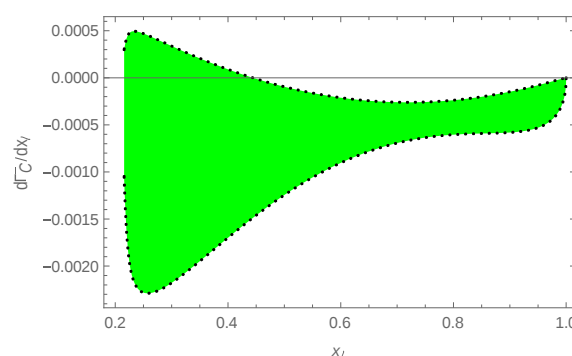
۶. بحث و نتیجه‌گیری

کمبودها و کاستی‌های موجود در مدل استاندارد در توصیف برخی پدیده‌ها و حتی انحرافات نتایج نظری با نتایج دقیق آزمایشگاهی، فیزیکدانان ذرات را به جستجوی فیزیک‌های ماورای مدل استاندارد واداشته است که از جمله آنها می‌توان به نظریه ابرتقارن و نظریه ریسمان اشاره کرد. در این نظریه‌ها، ناوردایی لورنتس کمیات فیزیکی به عنوان اصل مطرح نبوده و قابل چشم‌پوشی است.

در این مقاله، ابتدا به محاسبه نرخ واپاشی کوآرک تاپ قطبیده در مرتبه اول اختلال در مدل استاندارد پرداختیم و نشان دادیم که نرخ واپاشی غیرقطبی و قطبیده قطبی در مرتبه اول اختلال



شکل ۳. نرخ واپاشی دیفرانسیلی $d\Gamma_C^{(+)}(t \rightarrow bl^+ \nu_l) / dx_l$ برحسب x_l در مرتبه اول اختلال. مقدار متناظر در مدل استاندارد صفر است. باند عدم قطعیت ناشی از مقادیر تعیین شده توسط گروه CMS ترسیم شده است (مقادیر در رابطه (۲۷)).



شکل ۴. همانند شکل ۳، اما برای نرخ واپاشی دیفرانسیلی سمتی $d\Gamma_C^{(-)}(t \rightarrow bl^+ \nu_l) / dx_l$.

در محاسبه مقدار ضریب C_L^{XZ} از دو تقریب عمده استفاده شده است. اول آنکه محاسبات در تقریب مرتبه اول اختلال در نظریه الکتروضعیف انجام شده است و دوم آنکه از جرم کوآرک باتم، که موجب پیچیدگی نتایج تحلیلی می‌شود، صرف‌نظر شده است.

جهت محاسبه خطای سیستماتیک صورت گرفته، با حفظ جرم کوآرک باتم به محاسبه عددی نتایج پرداخته و مقدار خطای سیستماتیک را در گزارش ضریب C_L^{XZ} (رابطه (۲۸)) ارائه داده‌ایم. از آنجائیکه در برآورد مقدار ضریب C_L^{XZ} از نتیجه نظریه تعیین شده در مرتبه دوم اختلال در مدل استاندارد ($\Gamma_C^{(NLO, SM)}$ در معادله (۱۴))، استفاده کرده‌ایم لذا حد بالای به دست آمده وابسته به این تقریب است. اگر نتیجه تجربی برای مقدار سهم سمتی یا آزیموتال در اختیار باشد با داشتن نتایج تحلیلی در این پژوهش (رابطه (۲۵)) می‌توان مقدار بهتری برای

برابر بوده و سهم قطبیده سمتی صفر است (معادله (۱۳)). یادآوری می‌شود که تصحیحات تابشی در مرتبه دوم اختلال، اصلاحی در حد ۸ درصد برای نرخ‌های غیرقطبی و قطبی و حدود $2/0$ درصد برای سهم سمتی ایجاد می‌کنند. لذا اگر در محاسبه نرخ واپاشی کوارک تاپ قطبیده، سهم همبستگی سمتی بین صفحات رویداد و قطبی (صفحات متشکل از بردارهای $(\vec{p}_l, \vec{p}_l)$ و $(\vec{p}_l, \vec{p}_{X_b})$ در چارچوب کوارک تاپ ساکن) از عدد صفر در مرتبه اول اختلال تجاوز کند می‌تواند به منشأ غیر مدل استاندارد ربط داده شود. در ادامه، به محاسبه اثر نقض تقارن لورنتس روی سهم سمتی نرخ واپاشی در مدل استاندارد تعمیم یافته کمینه (SME) پرداختیم و نشان دادیم که با استفاده از نتایج تجربی گروه CMS از ضرایب نقض لورنتس، سهم نرخ واپاشی سمتی در مرتبه اول اختلال نه تنها صفر نیست بلکه می‌تواند تا ده درصد بزرگ‌تر از سهم مرتبه دوم اختلال در مدل استاندارد باشد.

همچنین توانستیم به کمک نتایج تحلیلی (۲۵) حد بالایی را برای ضریب c_L^{xz} بیابیم که همخوانی نسبتاً خوبی (حداقل در

مراجع

مرتبه بزرگی) با نتایج تجربی گروه CMS دارد. علاوه بر این، به دلیل ماهیت تانسورهای جملات نقض لورنتس که می‌توانند مختصات فضا-زمان را با هم مخلوط کنند، نشان دادیم که سهم جدیدی در نرخ واپاشی کل ظاهر می‌شود که به دلیل حضور زاویه سمتی ϕ_p آن را سهم واپاشی قطبیده سمتی نامیدیم و برای اینکه با سهم واپاشی قطبیده سمتی که در مدل استاندارد در مرتبه دوم اختلال ظاهر می‌شود اشتباه نشود دو نام واپاشی قطبیده سمتی راستگرد و چپگرد را به آنها اختصاص دادیم. نشان دادیم مقدار سهم سمتی چپگرد حدود ده درصد سهم سمتی راستگرد است. طراحی آزمایش‌هایی که بتوانند اثر زاویه ϕ_p را به طور دقیق بررسی کنند می‌تواند به شناخت هرچه بهتر نظریه SME کمک کند. همچنین می‌توان از مطالعه توزیع انرژی مزون‌های حاصل از واپاشی کوارک تاپ برای تعیین ضرایب نقض لورنتس کمک گرفت [۳۷] که در این راستا، نیاز به توابع ترکش پارتون‌های حاصل از واپاشی کوارک تاپ است [۳۸ و ۳۹].

1. D P Roy, *Pramana* **54** (2000) 3.
2. R Rosenfeld and J L Rosner, *Phys. Lett. B* **516** (2001) 408.
3. K D Lane, hep-ph/9401324 [hep-ph]
4. H Georgi, *Phys. Rev. Lett.* **98** (2007) 221601.
5. M R Douglas and N Nekrasov, *Rev. Mod. Phys.* **73** (2001) 977.
6. Z Rezaei and R Salehi, *Annals Phys.* **406** (2019) 71.
7. A Rafiei, Z Rezaei and A Mirjalili, *Eur. Phys. J. C* **82**, 1 (2022) 62.
8. Z Rezaei and S P Mehdiabadi, *J. Phys. G* **46**, 10 (2019) 105003.
9. Z Rezaei and T Alizadeh, *Iran. J. Phys. Res.* **19**, 2 (2019) 455.
10. D Colladay and V A Kostelecky, *Phys. Rev. D* **55** (1997) 6760.
11. D Colladay and V A Kostelecky, *Phys. Rev. D* **58** (1998) 116002.
12. V Ekraminasab and S Mohammad Moosavi Nejad, *Eur. Phys. J. C* **84**, 4 (2024) 430.
13. M Haghighat, I Motie and Z Rezaei, *Int. J. Mod. Phys. A* **28**, 24 (2013) 1350115.
14. B Charneski, et al., *Phys. Rev. D* **86** (2012) 045003.
15. H Belich, et al., *Phys. Rev. D* **74** (2006) 065009.
16. V A Kostelecky and C D Lane, *Phys. Rev. D* **60** (1999) 116010.
17. R Bluhm, V A Kostelecky and C D Lane, *Phys. Rev. Lett.* **84** (2000) 1098.
18. R Bluhm, V A Kostelecky and N Russell, *Phys. Rev. Lett.* **82** (1999) 2254.
19. Cabibbo, *Phys. Rev. Lett.* **10** (1963) 531.
20. M Kobayashi and T Maskawa, *Prog. Theor. Phys.* **49** (1973) 652.
21. A M Sirunyan, et al., *Phys. Lett. B* **772** (2017) 752.
22. S Groote, et al., *Phys. Rev. D* **83** (2011) 054018.
23. T Ebrahimi, S Mohammad Moosavi Nejad, Z Rezaei, *Eur. Phys. J. C* **85**, 3 (2025) 309.
24. J G Korner and D Pirjol, *Phys. Rev. D* **60** (1999) 014021.
25. S Mohammad Moosavi Nejad, S Abbaspour, and R Farashahian, *Phys. Rev. D* **99**, 9 (2019) 095012.
26. H H Patel, *Comput. Phys Commun.* **218** (2017) 66.
27. A Czarnecki and M Jezabek, *Nucl. Phys. B* **427** (1994) 3.

28. S Mohammad Moosavi Nejad and M Balali, *Eur. Phys. J. C* **76**, 3 (2016) 173.
29. S Mohammad Moosavi Nejad and M Balali, *Phys. Rev. D* **90**, 11 (2014) 114017; *Phys. Rev. D* **93**, 11 (2016) 119904 (erratum)
30. R L Workman, et al., *Prog. Theor. Exp. Phys.* **2022** (2022) 083C01.
31. D Colladay and V A Kostelecky, *Phys. Lett. B* **511** (2001) 209.
32. A Hayrapetyan, et al., *Phys. Lett. B* **857** (2024) 138979.
33. V M Abazov, et al., *Phys. Rev. Lett.* **108** (2012) 261603.
34. B Altschul, *Phys. Rev. D* **102**, 7 (2020) 075010.
35. E Lunghi and N Sherrill, *Phys. Rev. D* **98**, 11 (2018) 115018.
36. V Alan Kostelecký, E Lunghi, and A R Vieira, *Phys. Lett. B* **769** (2017) 272.
37. S Mohammad Moosavi Nejad, *Nucl. Phys. B* **905** (2016) 217.
38. S Mohammad Moosavi Nejad and M. Delpasand, *Eur. Phys. J. A* **53**, 9 (2017) 174.
39. M Salajegheh, S Mohammad Moosavi Nejad, and M Delpasand, *Phys. Rev. D* **100**, 11 (2019), 114031.