

جفت‌شدگی سه‌گانه ناهنجار بوزون‌های پیمانه‌ای در پراکندگی فوتون- فوتون در آزمایش ال.اچ.سی

سید محسن اعتصامی و صدیقه تیزچنگ

پژوهشکده ذرات و شتابگرها، پژوهشگاه دانش‌های بنیادی، تهران

پست الکترونیکی: sm.etesami@ipm.ir

(دریافت مقاله: ۱۳۹۸/۱۲/۱۲؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۳۹۹/۰۳/۲۰)

چکیده

در این مقاله، با در نظر گرفتن فرایند تولید انحصار مرکزی $pp \rightarrow pWW\gamma p$ برهم‌کنش سه‌گانه ناهنجار بوزون‌های پیمانه‌ای در برخوردهای فوتون-پروتون در ال.اچ.سی در فاز اجرایی درخشندگی بالا با انرژی مرکز جرم چهارده تراالکترون‌ولت و درخشندگی جمع شده سه بر اتوبارن مطالعه می‌کنیم. در این مطالعه برای کاهش فرایندهای زمینه، واپاشی لپتونی بوزون‌های W در نظر گرفته شده است. به منظور تمایز این فرایند از فرایندهای معمول در برخورد فوتون‌ها، بایستی فوتون‌های نهایی آشکارسازی شوند. بدین منظور از ویژگی آشکارسازهای پیشانی تعبیه شده در فاصله طولی حدود دویست متری در دو سمت نقطه برهم‌کنش فوتون‌ها و فاصله عرضی چند میلی‌متری از باریکه فوتونی، استفاده می‌کنیم. با استفاده از سینماتیک ذرات تولید شده در آشکارساز مرکزی و وابستگی آن به سینماتیک فوتون‌های متلاشی نشده در ناحیه پیشانی، برش‌های مناسبی انتخاب کرده و حدهای انتظاری بر جفت‌شدگی‌های ناهنجار سه‌گانه بوزون‌های پیمانه‌ای را به دست آوردیم. مقایسه نتایج به دست آمده با حدهای آزمایشگاهی موجود، نشان می‌دهد این فرایند می‌تواند به عنوان یک فرایند مکمل برای مطالعه این جفت‌شدگی‌ها در نظر گرفته شده و حدهای موجود بر جفت‌شدگی \mathcal{L} را بهبود ببخشد.

واژه‌های کلیدی: پراکندگی انحصاری مرکزی، آشکارسازهای پیشانی، جفت‌شدگی ناهنجار بوزون‌های پیمانه‌ای

۱. مقدمه

پیمانه‌ای جرم‌دار به صورت سه‌گانه و چهارگانه برهم‌کنش می‌کنند. مطالعه جفت‌شدگی چندگانه بوزون‌های پیمانه‌ای در آزمایشگاه می‌تواند تأیید محکم‌تری بر ساختار ناآبلی گروه پیمانه‌ای و یا نشان دهنده وجود فیزیک جدیدی در مقیاس انرژی بالاتر باشد. برای مثال، ممکن است جفت‌شدگی سه‌گانه بوزون‌های پیمانه‌ای حاصل از تجمیع ذره سنگین پیش‌بینی

نظریه مدل استاندارد ذرات بنیادی، کامل‌ترین نظریه‌ای است که تاکنون برای توصیف ذرات بنیادی و برهم‌کنش‌های بین آنها، شناخته و در آزمایشگاه تأیید شده است. این نظریه بر مبنای گروه تقارنی ناآبلی $SU(2)_L \times U(1)_Y$ بنا شده است. در چارچوب برهم‌کنشی مبتنی بر این گروه تقارنی، بوزون‌های

اشاره کرد [۱]. همچنین اندازه‌گیری‌های متعددی در تولید جفت بوزون‌های پیمانه‌ای مانند WZ و ZZ با واپاشی لپتونی بوزون‌های پیمانه‌ای در آزمایش‌های تواترون در انرژی مرکز جرم $1/96$ ترالکترون‌ولت [۲] و ال. اچ. سی در انرژی مرکز جرم‌های ۷ و ۸ و ۱۳ ترالکترون‌ولت انجام شده است و جفت‌شدگی‌های سه و چهارگانه بوزون‌های پیمانه‌ای غیراستاندارد مقید شده‌اند [۳-۵]. از میان اندازه‌گیری‌های انجام شده، آزمایش ال. اچ. سی در انرژی مرکز جرم ۱۳ ترالکترون‌ولت با دقت بهتری تولید بوزون‌های برداری را اندازه‌گیری کرده و حدهای قوی تری برجفت‌شدگی‌های بوزون‌های پیمانه‌ای ناهنجار پیش‌بینی کرده است [۶]. بنابراین، تولید بوزون برداری در ال. اچ. سی باعث می‌شود تا ساختار برهم‌کنش‌های ضعیف با جزئیات بیشتر مورد بررسی قرار گیرد. روش مؤثر دیگر برای اندازه‌گیری جفت‌شدگی‌های سه‌گانه بوزون‌های پیمانه‌ای، مطالعه فرایندهای تولید چندگانه این بوزون‌ها از طریق پراکندگی تولید انحصاری مرکزی^۶ است. در پراکندگی‌های تولید انحصاری مرکزی، پروتون‌های ورودی دست نخورده باقی می‌مانند و با تابش فوتون، تنها کسر کوچکی از تکانه اولیه‌شان را از دست داده و با انحراف جزئی در جهت اولیه‌شان حرکت می‌کنند. در اثر برهم‌کنش فوتون‌های تابیده شده از پروتون‌ها، یک دستگاه محبوس شده مرکزی شکل می‌گیرد که با دو شکاف تندی^۷ از پروتون‌های پراکنده شده جدا می‌شود. دستگاه محبوس شده در آشکارسازهای سی. ام. اس^۸ و اطلس^۹ قابل ردیابی است. حال آن که پروتون‌های متلاشی نشده توسط آشکارسازهای پیشانی ثبت می‌شوند. با استفاده از این آشکارسازها که در ناحیه پیشانی در دو طرف هر دو آشکارساز سی. ام. اس و اطلس تعبیه شده‌اند، می‌توان ذرات برخوردکننده که در اثر برخورد واپاشیده نشده و تقریباً در جهت اولیه حرکت می‌کنند را تشخیص داده و اندازه‌گیری کرد. فرایندهای شامل تولید انحصاری مرکزی، یک

نشده در مدل استاندارد در مرتبه حلقه باشد. از طرفی جفت‌شدگی چهارگانه می‌تواند از تبادل ذرات سنگین پیش‌بینی نشده در مدل استاندارد در مرتبه درختی تشکیل شود. این جفت‌شدگی‌ها از طریق تولید چندتایی بوزون‌های پیمانه‌ای در برخورد دهنده‌های ذرات مورد مطالعه قرار می‌گیرند. از دیدگاه پدیده‌شناسی، به دلیل سنگین بودن بوزون‌های پیمانه‌ای، فضای فاز چنین فرایندهایی محدود خواهد بود. بنابراین حساسیت آزمایشگاه در این روش جستجو، در مقایسه با فرایندهایی که ذرات سبک‌تری در حالت نهایی آنها تولید می‌شود کمتر خواهد بود. یکی از تمهیداتی که برای مقابله با کوچک بودن سطح مقطع این فرایندها در نظر گرفته شده افزایش درخشندگی^۱ در برخورد دهنده‌هاست که منجر به افزایش تعداد داده‌های آزمایشگاهی شده و در نتیجه امکان مطالعه فرایندهای شناخته شده با جزئیات بیشتر و همچنین مشاهده چنین فرایندهایی نادری را افزایش می‌دهد. چنین فرایندهایی ممکن است در درخشندگی کمتر در آزمایش نمایان نشوند. با این حال افزایش درخشندگی در برخورد دهنده‌ها، منجر به افزایش فرایندهای زمینه‌ناشی از برخورد ذرات موجود در هر دسته از پروتون‌های برخوردکننده خواهد شد. به این گونه از برخوردهای نامطلوب (به لحاظ فیزیک مورد علاقه) انباشتگی^۲ (پایل - اپ) گفته می‌شود. تاکنون مطالعه‌های آزمایشگاهی گسترده‌ای در برخورد دهنده‌های مختلف از جمله برخورد دهنده الکترون-پوزیترون معروف به لپ^۳، تواترون^۴ و ال. اچ. سی^۵ در جهت اندازه‌گیری و جستجوی هر گونه اختلاف احتمالی در جفت‌شدگی سه‌گانه و چهارگانه بوزون‌های پیمانه‌ای از پیش‌بینی مدل استاندارد انجام شده است و حدهای متفاوتی برای جفت‌شدگی‌های ناهنجار مذکور به دست آمده است. برای نمونه می‌توان به مطالعه جفت‌شدگی سه‌گانه بوزون‌های پیمانه‌ای به ترتیب از طریق فرایندهای تولید $WW\gamma$ و WW در برخورد دهنده لپ

۱. Luminosity

۲. Pile-up

۳. LEP

۴. Tevatron

۵. LHC

۶. Central Exclusive Production (CEP)

۷. Rapidity gap

۸. CMS

۹. ATLAS

مطالعه پراکندگی انحصاری مرکزی $pp \rightarrow pWW\gamma p$ در چارچوب نظریه میدان مؤثر متمرکز می‌شویم. رویکرد نظریه میدان مؤثر منجر به ظهور برهم‌کنش‌های جدید سه‌گانه و چهارگانه بوزون‌های پیمانه‌ای می‌شود که در آنها تقارن پیوسته الکتروضعیف مدل استاندارد، تقارن لورنتس و تقارن‌های گسسته همیوگ بار و پارته ناوردا هستند. عمومی‌ترین شکل لاگرانژی توصیف‌کننده جفت‌شدگی سه‌گانه بوزون W و فوتون که در فرایند $pp \rightarrow pWW\gamma p$ مشارکت دارد به صورت زیر است [۹ و ۱۰]:

$$L_{WW\gamma} = ie(W_{\mu\nu}^+ W^{-\mu} - W^{+\mu} W_{\mu\nu}^-) A^\nu + ie(1 + \Delta\kappa_\gamma) W_\mu^+ W_\nu^- A^{\mu\nu} + \frac{ie\lambda_\gamma}{M_W} W_{\delta\mu}^+ W_\nu^{-\mu} A^{\nu\delta}, \quad (1)$$

که در آن W و A به ترتیب معرف میدان بوزون W و میدان فوتونی هستند. تانسور شدت میدان بوزونی و فوتونی به ترتیب به صورت $W_{\mu\nu}^\pm = \partial_\mu W_\nu^\pm - \partial_\nu W_\mu^\pm$ و $A^{\mu\nu} = \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu$ تعریف می‌شوند. پارامترهای $\Delta\kappa_\gamma$ و λ_γ قدرت جفت‌شدگی‌های جدید را بیان می‌کنند که در مدل استاندارد ذرات بنیادی برابر صفر هستند.

۳. برهم‌کنش فوتون- فوتون ناشی از پراکندگی

انحصاری مرکزی

همان‌طور که قبلاً بیان شد، در پراکندگی انحصاری مرکزی ذره‌های فرودی مانند پروتون، فوتونی شبه حقیقی تابش کرده و متلاشی نمی‌شوند و تنها کسر کوچکی از تکانه اولیه‌شان را از دست داده و با انحراف جزئی در جهت مسیر اولیه‌شان حرکت می‌کنند. فوتون‌های تابش شده در اثر برهم‌کنش با یکدیگر دستگاه مرکزی X را طی زیرفرایند داخلی $X \rightarrow \gamma\gamma$ تولید می‌کنند. در این نوع فرایند، سینماتیک فوتون اولیه در دسترس است. سطح مقطع فرایند داخلی در چارچوب تقریب فوتون معادل^۲ [۱۱] بیان می‌شود. تقریب فوتون معادل بسطی از نظریه فرمی [۱۲] است که در آن میدان الکترومغناطیس ناشی از یک ذره باردار در آزمایشگاه را می‌توان با میدان الکترومغناطیس

روش بی‌نظیر برای دستیابی به فیزیک جدید ارائه می‌دهند. در فرایندهای انحصاری مرکزی اندازه‌گیری‌های تجربی و مطالعه‌هایی پدیده‌شناسی در زمینه جفت‌شدگی بوزون‌های پیمانه‌ای انجام شده است. از جمله اندازه‌گیری‌های تجربی می‌توان به تولید جفت بوزون پیمانه‌ای W با واپاشی لپتونی بوزون‌ها بدون ردیابی پروتون‌های نهایی در انرژی مرکز جرم ۷ ترالکترون‌ولت در آزمایش ال.اچ.سی اشاره کرد [۷]. همچنین فرایند تولید انحصار مرکزی دو بوزون W به همراه فوتون در انرژی مرکز جرم سیزده ترالکترون ولت و درخشندگی سیصد بر فوتوبارن مطالعه شده است [۸]. در این مقاله، به مطالعه جفت‌شدگی سه‌گانه بوزون‌های پیمانه‌ای در فرایند تولید انحصاری مرکزی $WW\gamma$ در فاز اجرایی درخشندگی بالای ال.اچ.سی در کانال واپاشی لپتونی بوزون‌های جرم‌دار خواهیم پرداخت. این مطالعه در چارچوب نظریه میدان مؤثر معرفی می‌شود که توصیف‌گر پدیده‌ها در انرژی نسبتاً پایین است و در نتیجه آن، جفت‌شدگی‌های ناهنجار فرای مدل استاندارد بین بوزون‌های پیمانه‌ای به وجود می‌آید.

چارچوب مقاله به صورت زیر خواهد بود. در بخش ۲ چارچوب نظریه مورد مطالعه معرفی می‌شود. در بخش ۳ به معرفی فرایندهای انحصاری مرکزی که در اثر برخورد فوتون- فوتون تولید می‌شوند خواهیم پرداخت. در بخش ۴ سیگنال مورد نظر معرفی شده و فرایندهای زمینه ارائه خواهد شد. در بخش ۵ به توضیح برش‌های لازم جهت سرکوب فرایندهای زمینه خواهیم پرداخت. در بخش ۶ حدهای به دست آمده بر روی جفت‌شدگی‌های ناهنجار بیان شده و بخش ۷ به جمع‌بندی و نتیجه‌گیری اختصاص دارد.

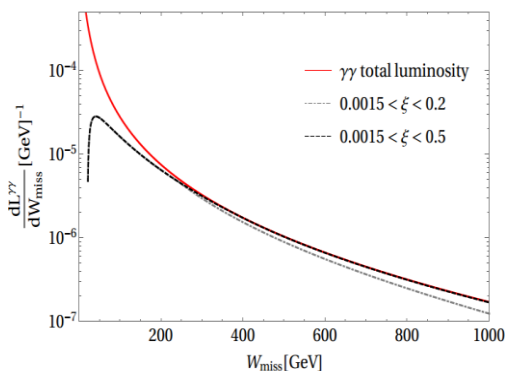
۲. چارچوب نظریه میدان مؤثر جفت‌شدگی ناهنجار

سه‌گانه

یکی از رهیافت‌های جستجوی فیزیک فرای مدل استاندارد، رویکرد نظریه میدان مؤثر است. این نظریه که پدیده‌ها را در انرژی‌های پایین توصیف می‌کند، مستقل از مدل و شامل عملگرهایی با بعد جرمی ۴ و بالاتر است. در این مقاله، بر

۱. Sub-process

۲. Equivalent photon approximation (EPA)



شکل ۱. درخشندگی فوتون-فوتون بر حسب جرم ناوردای دو فوتون در انرژی مرکز جرم ۱۴ تراالکترونولت.

مقدار انرژی مجاز آشکارساز پیشانی نامیده می‌شود و به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$\xi = \frac{E_{loss}}{E_p} = \frac{E_p - E_p'}{E_p}, \quad (5)$$

که E_p و E_p' انرژی پروتون‌های ورودی و نهایی هستند. درخشندگی فوتون با در نظر گرفتن دو محدوده انرژی مجاز برای آشکارسازهای پیشانی $0.0015 < \xi < 0.2$ و $0.0015 < \xi < 0.5$ در شکل ۱ نشان داده شده است. در نهایت سطح مقطع به صورت حاصل ضرب دامنه پراکندگی در شار فوتون به شکل زیر تعریف می‌شود:

$$\frac{d\sigma^{\gamma\gamma \rightarrow X}}{d\Omega} = \int d^4 \frac{d\sigma^{\gamma\gamma \rightarrow X}(W_{\gamma\gamma})}{d\Omega} \frac{dL^{\gamma\gamma}}{dW_{\gamma\gamma}} W_{\gamma\gamma}, \quad (6)$$

۴. تولید انحصاری مرکزی $W_{\gamma\gamma}$

تعدادی از نمودارهای فاینمن غالب توصیف کننده $WW\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ در مرتبه درختی در شکل ۲ نشان داده شده است. در مدل استاندارد نمودار سمت چپ شامل رأس برهم کنش سه بوزون پیمانه‌ای بیشترین سهم را در تولید این فرایند دارد. تأثیر این نمودار با اعمال جفت‌شدگی ناهنجار سه‌گانه بوزون‌ها بیشتر نیز خواهد بود.

در این مطالعه به منظور کاهش فرایندهای زمینه، واپاشی لپتونی بوزون‌های W در نظر گرفته شده است. همچنین مد واپاشی لپتونی T به الکترون و میون در نظر گرفته شده است.

ناشی از یک فوتون معادل پنداشت. در این تقریب طیف توانی فوتون تابشی به صورت زیر متناسب با ثابت ساختار ریز α_{em} است

$$d^r N = \frac{\alpha_{em}}{\pi} \frac{dE_\gamma}{E_\gamma} \frac{dQ^r}{Q^r} \left[\left(1 - \frac{rE_\gamma}{\sqrt{s}}\right) \left(1 - \frac{Q_{min}^r}{Q^r}\right) F_E + \frac{rE_\gamma}{s} F_M \right], \quad (2)$$

که در آن $Q^r = -q^r$ مجذور تکانه انتقالی فوتون، E_γ انرژی فوتون ورودی، s انرژی مرکز جرم پروتون‌های اولیه به جرم m_p هستند و مقدار کمینه چاربردار تکانه فوتون که از لحاظ سینماتیکی مجاز است برابر $Q_{min}^r \equiv m_p^r E_\gamma^r / [s - \sqrt{s} E_\gamma^r]$ است. F_M و F_E تابع ساختار الکتریکی و مغناطیسی را نشان می‌دهند و در تقریب دوقطبی به صورت زیر بیان می‌شوند [۱۳]:

$$F_M = G_M^r, \quad F_E = \frac{(r m_p^r G_E^r + Q^r G_M^r)}{(r m_p^r + Q^r)}, \quad (3)$$

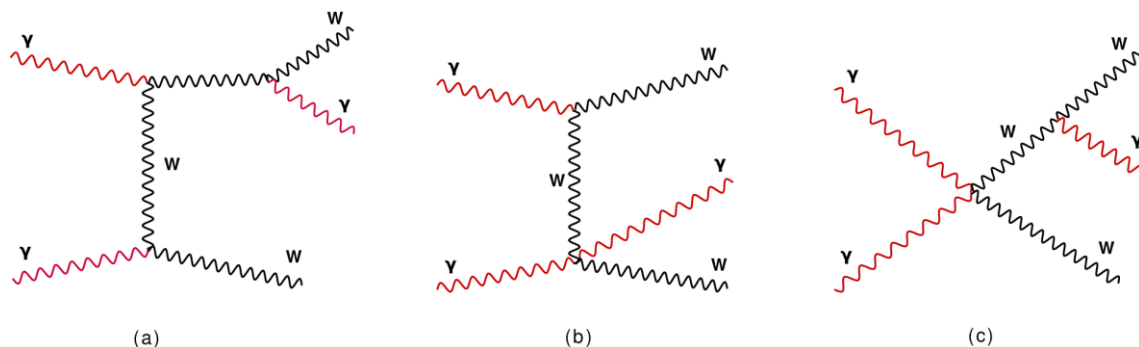
$$G_E^r = G_M^r / \mu_p^r = (1 + Q^r / Q_p^r)^{-r},$$

که در آن $Q_p^r = 0.116 \text{ GeV}^r$ و ممان مغناطیسی پروتون $\mu_p^r = 7/18$ انتخاب شده است.

به منظور محاسبه سطح مقطع تولید، طیف فوتون گسیل شده از یک پروتون از انتگرال‌گیری روی Q^r به صورت زیر به دست می‌آید:

$$f(E_\gamma) = \int_{Q_{min}^r}^{Q_{max}^r} \frac{d^r N}{dE_\gamma dQ^r} Q^r, \quad (4)$$

که مقدار بیشینه مجذور تکانه انتقالی فوتون $Q_{max}^r \sim 2 - 4 \text{ GeV}^r$ است. از انتگرال‌گیری بر روی انرژی فوتون‌ها از تابع $f(E_{\gamma_1}) f(E_{\gamma_2})$ ، طیف درخشندگی دو فوتون برهم کنش کننده $\frac{dL^{\gamma\gamma}}{ds}$ به دست می‌آید. در این انتگرال‌گیری جرم ناوردای دو فوتون $W_{\gamma\gamma} \approx 2\sqrt{E_{\gamma_1} E_{\gamma_2}}$ ثابت فرض می‌شود. در شکل ۱، نمودار درخشندگی فوتون بر حسب تابعی از جرم فوتون نشان داده شده است. آشکارسازهای پیشانی قادر هستند پروتون‌های دست نخورده را در بازه انرژی محدودی به صورت $\xi_{min} < \xi < \xi_{max}$ آشکارسازی کنند. ξ



شکل ۲. تعدادی از نمودارهای فاینمن توصیف‌کننده فرایند داخلی $WW\gamma \rightarrow \gamma\gamma$.

تحت تأثیر قرار می‌دهند. در حالت اول، همزمان با رویداد ناشی از پراکندگی سخت، عناصر اضافی توسط آشکارساز ثبت می‌شود که وضوح هر رویدادی شامل سیگنال یا زمینه را در حالت نهایی تحت تأثیر قرار می‌دهند. در حالت دوم پروتون‌های ناشی از فرایندهای پایل-اپ در صورت همزمانی با فرایندهای فراگیر می‌توانند خود را به صورت فرایند زمینه نشان دهند. در این حالت از همزمانی این دو رویداد، ذرات نهایی مشابه با سیگنال وجود خواهند داشت؛ ولی به علت این که پروتون‌های تولید شده و ذرات نهایی حاصل از فرایند فراگیر، از دو فرایند متفاوت نشأت گرفته می‌شوند، لزوماً از لحاظ سینماتیکی به یکدیگر مرتبط نیستند. منشأ پروتون‌ها در فرایندهای نرم، از پراکندگی کشسان پروتون-پروتون و پراش تک‌گانه^۳ پروتون است. رویدادهای پراش تک‌گانه به فرایندهایی گفته می‌شود که یکی از پروتون‌ها واپاشیده شود در حالی که پروتون دیگر دست‌نخورده باقی می‌ماند. در پراکندگی کشسان پروتون، در نتیجتاً پیستگی تکانه-انرژی، پروتون‌های پراکنده شده تقریباً در راستای اولیه یعنی ξ های کوچک حرکت خواهند کرد. از آنجایی که محدوده انرژی مجاز آشکارسازهای پیشانی برابر $0.015 < \xi$ است، پروتون‌های ناشی از این فرایند، به مقدار زیادی سرکوب می‌شوند. بنابراین موثرترین فرایند در تولید پروتون‌ها در فاصله بسیار نزدیک به باریکه فرایند پراش تک‌گانه است. همچنین فرایندهای انحصاری مرکزی می‌تواند از طریق مبادله پامرون به جای فوتون رخ دهد. پامرون ذره بدون رنگ با ساختار پارتونی است که اعداد

به طور کلی، سیگنال مورد نظر شامل دو لپتون (الکترون و میون) با بار مخالف، یک فوتون منزوی و دو نوترینو که از واپاشی بوزون‌های W تولید شده‌اند و به صورت انرژی از دست رفته در آشکارساز بازسازی می‌شوند، خواهد بود. فرایندهای متنوع دیگری مشابه حالت نهایی سیگنال مورد نظر در برخورد باریکه‌های پروتون در ال.اچ.سی رخ خواهد داد که ذرات نهایی مشابهی با سیگنال دارند. این فرایندها به عنوان زمینه در نظر گرفته می‌شوند. فرایندهای زمینه مربوط به سیگنال مورد نظر را می‌توان در سه گروه دسته‌بندی کرد. دسته اول رویدادهایی که از پراکندگی فوتون‌های گسیل شده از پروتون‌ها تولید می‌شوند و مانند سیگنال در حالت نهایی دو پروتون دست‌نخورده دارند. این فرایندها از نظر سینماتیکی شباهت‌های زیادی با سیگنال دارند. فرایندهای زمینه ناشی از $\gamma\gamma$ عبارت است از $WZ\gamma \rightarrow \gamma\gamma$, $ZZ\gamma \rightarrow \gamma\gamma$, $\gamma\gamma \rightarrow ll\gamma$, $\gamma\gamma \rightarrow \tau\tau\gamma$.

دسته دوم رویدادهای زمینه حاصل از برخورد پارتون‌های موجود در پروتون‌هاست که رویدادهای فراگیر^۱ نامیده می‌شوند و شامل فرایندهای $WZ\gamma \rightarrow \bar{q}q$, $ZZ\gamma \rightarrow \bar{q}q$, $ll\gamma \rightarrow \bar{q}q$ است. قبل از توضیح این که چگونه این رویدادها به صورت رویدادهای زمینه ظاهر می‌شوند لازم است در مورد فرایندهای پایل-اپ صحبت کنیم. به طور کلی، در برخورد باریکه‌های پروتونی، در کنار هر پراکندگی سخت^۲، تعداد زیادی برخورد پروتون-پروتون نرم اتفاق می‌افتد که به آنها پایل-اپ گفته می‌شود. این فرایندها به دو صورت، سیگنال مورد علاقه ما را

۱. Inclusive

۲. Hard process

۳. Single diffractive

انرژی برخورد پروتون‌ها، تعداد پروتون‌ها در هر خوشه و فاصله بین برخورد خوشه‌های پروتونی وابسته است. در شبیه‌سازی رویدادهای مربوط به سیگنال و زمینه، مقدار میانگین پایل - اپ برای هر رویداد برابر ۱۴۰ که در فاز اجرایی درخشندگی بالای ال.اچ.سی مورد انتظار است، در نظر گرفته شده است. حضور پایل - اپ جداسازی لپتون‌ها، فوتون و انرژی از دست رفته را مشکل خواهد کرد. بنابراین، برای کاهش اثرات پایل - اپ سهم ذراتی که از رأس‌های دورتر از رأس اولیه تولید شده‌اند را حذف می‌کنیم.

۵. انتخاب رویدادهای سیگنال از میان رویدادهای

زمینه

به منظور جدا کردن حداکثری رویدادهای حاصل از سیگنال از رویدادهای زمینه، روش‌های متعددی وجود دارد. متداول‌ترین این روش‌ها، اعمال برش‌های انتخابی است، به این معنا که با توجه به ویژگی‌های سینماتیکی سیگنال و شناخت تفاوت‌های آن از ویژگی‌های زمینه، برش‌هایی اعمال می‌شود که در نتیجه آن رویدادهای سیگنال مناسب، به طور بهینه انتخاب شده و رویدادهای زمینه به صورت حداکثری حذف می‌شوند. در ادامه این بخش به شرح این برش‌ها می‌پردازیم. در این مطالعه، بسته به طعم لپتون‌های تولید شده در حالت نهایی، سیگنال مورد نظر را به دو قسمت لپتون‌های هم طعم (شامل ee و $\mu\mu$) و لپتون‌های غیرهم طعم (شامل $e\mu$) در حالت نهایی تقسیم می‌کنیم.

۱.۵. انتخاب برش‌ها

جهت جدا کردن رویدادهای سیگنال، سه دسته برش انتخاب شده است. دسته اول شامل برش‌های لازم بر روی دستگاه مرکزی است که برای حفظ حداقل عناصر مورد نیاز برای بازسازی سیگنال و سرکوب بهینه‌ی فرایندهای زمینه انتخاب شده‌اند. دسته دوم برش‌ها بر روی مقدار انرژی مجاز برای پروتون‌هایی است که به آشکارسازهای پیشانی برخورد می‌کنند. سینماتیک دستگاه مرکزی و پروتون‌های آشکارسازی شده در

کوانتومی خلاً را دارد. در چنین فرایندهایی، پامرون تابیده شده از هر پروتون، با همدیگر برهم‌کنش می‌کنند و دستگاه مرکزی مشابه با سیگنال موردنظر مانند $WW\gamma$ و $ll\gamma$ تولید کنند. این فرایندها دسته سوم فرایندهای زمینه را تشکیل می‌دهند. علاوه بر رویدادهای زمینه ذکر شده، رویدادهایی که در آنها یک فواره به صورت یک فوتون یا یک الکترون جعل می‌شوند نیز می‌توانند در ناحیه سیگنال نهایی سهم داشته باشند. این گونه از رویدادها می‌توانند از فرایندهای تک گانه تولید شوند. سهم آنها از حاصل ضرب سطح مقطع این رویدادها در بازده برش آنها و احتمال جعل شدن یک فوتون و یا یک الکترون محاسبه شده است و از مرتبه 10^{-5} فمتو بارن است که با احتساب درخشندگی در نظر گرفته شده ناچیز و قابل صرف‌نظر کردن است. البته تخمین دقیق این گونه از رویدادهای زمینه اصولاً با استفاده از روش‌های مبتنی بر داده‌ها و آزمایش‌های واقعی انجام می‌پذیرد و خارج از حوزه مطالعه‌های پدیده شناختی است.

شبیه‌سازی تمام رویدادهای سیگنال در مدل استاندارد، مدل نظریه میدان مؤثر و رویدادهای زمینه به جز فرایندهای پراشیده توسط بسته نرم‌افزار شبیه‌سازی $MadGraph5_aMC@NLO$ [۱۶] انجام شده است. برای تولید رویدادهای شامل فوتون - فوتون از تابع توزیع فوتونی بر پایه تقریب فوتون معادل برای رویدادهای متشکل از پارتون - پارتون از تابع توزیع پارتونی NNPDF۲۳ [۱۷] که در $MadGraph5_aMC@NLO$ تعبیه شده، استفاده شده است. به منظور شبیه‌سازی واپاشی بوزون‌ها، هادرونیزه شدن و تولید آبشار هادرونی تمام رویدادهای تولید شده از PYTHIA۸ [۱۸] عبور داده می‌شوند. همچنین پاسخ آشکارسازها به ذرات ورودی براساس بسته $Delphes3.4.1$ [۱۹] و با در نظر گرفتن آشکارسازهایی شبیه به آنچه در آزمایش سی.ام.اس مورد استفاده قرار گرفته شبیه سازی شده‌اند. اثرات مربوط به پایل - اپ با استفاده از PYTHIA۸ و $Delphes3.4.1$ شبیه‌سازی شده است. برهم‌کنش‌های مربوط به پایل - اپ در هر رویداد، مشابه پارامترهای مدل‌سازی پایل - اپ در آشکارساز سی.ام.اس در آزمایش ال.اچ.سی در نظر گرفته شده است. میانگین تعداد پایل - اپ در هر رویداد به

بدین صورت که اختلاف زمانی رسیدن پروتون‌ها به آشکارساز را محاسبه کرده و رویدادهایی که در آنها اختلاف زمان رسیدن پروتون‌ها به آشکارساز بیشتر از دقت اندازه‌گیری اختلاف زمانی است را حذف می‌کنیم. دقت آزمایش در اندازه‌گیری این اختلاف زمانی بین $10-30$ پیکوثانیه است [۲۰] که به ترتیب معادل فاصله $63-21$ میلی‌متر است. شکل ۳ ارتباط بین موقعیت رأس اصلی و اختلاف زمان رسیدن دو پروتون به آشکارسازها برای دو دقت اندازه‌گیری 10 و 30 پیکوثانیه برای فرایند انحصاری مرکزی سیگنال را نشان می‌دهد. در ادامه مطالعه، دقت آزمایش 10 پیکوثانیه فرض شده است. لازم به ذکر است تعداد پروتون‌های تولید شده در هر رویداد از فرایندهای pile-up متغیر و معمولاً بیش از دو پروتون است. دسته آخر برش‌ها به سینماتیک دستگاه مرکزی و پروتون‌های انتخاب شده وابسته است. شکل ۴ توزیع انرژی که دو پروتون در اثر برهم‌کنش از دست می‌دهند

$$M(\gamma\gamma) = M(p_1 p_2) = \sqrt{E_1 E_2} s$$

از فرایندهای زمینه غالب نشان می‌دهد. در رابطه بالا E_1 و E_2 کسر انرژی از دست رفته هر پروتون و \sqrt{s} انرژی مرکز جرم برخورد دو پروتون است. مطابق این توزیع، پروتون‌ها در تعداد زیادی از رویدادهای سیگنال، مقدار بیشتری از انرژی خود را از دست داده‌اند؛ در حالی که در فرایندهای زمینه در بیشتر رویدادها انرژی پروتون کمتری از دست رفته است. بنابراین با اعمال برش بر روی انرژی از دست رفته پروتون به صورت $M(p_1 p_2) > 90 \text{ GeV}$ سهم زیادی از فرایندهای زمینه حذف خواهد شد. افزون بر این، در فرایندهای انحصاری مرکزی، به دلیل پایستگی تکانه-انرژی، کسر انرژی که پروتون‌های ورودی از دست می‌دهند متناسب با جرم ناوردای دستگاه مرکزی خواهد بود. بنابراین انتظار داریم همبستگی قوی بین جرم ناوردای دستگاه مرکزی و کسر انرژی از دست رفته پروتون‌ها وجود داشته باشد. برخلاف سیگنال، در فرایندهای فراگیر همراه با دو پروتون منتج از پایل-اپ و یا بعضی از فرایندهای انحصاری زمینه، این رفتار مورد انتظار نیست. بنابراین با اعمال برش بر روی همبستگی جرم ناوردای دستگاه

آشکارسازهای پیشانی برای سیگنال به هم وابسته هستند. با بهره‌مندی از این مسئله، دسته سوم برش‌ها برای کاهش رویدادهای زمینه انحصاری^۱ و غیر انحصاری^۲ شکل می‌گیرد. بر طبق دسته اول برش‌ها، هر رویدادی باید دو لپتون منزوی با بار مخالف و تندی^۳ $|\eta| < 2.5$ داشته باشد که حداقل یکی از آنها تکانه عرضی $p_{T,l} > 20 \text{ GeV}$ و لپتون دیگر $p_{T,l'} > 10 \text{ GeV}$ دارد. علاوه بر این، برای کاهش سهم فرایندهای زمینه $ZZ\gamma$ و $WZ\gamma$ رویدادهایی با تعداد بیشتر از دو لپتون حذف شده‌اند. همچنین اثر رویدادهای زمینه بدون بوزون W ، با برش بر روی انرژی عرضی^۴ از دست رفته $MET > 30 \text{ GeV}$ سرکوب شده‌اند. همچنین فاصله فضایی هر لپتون و فوتون منظور حذف رویدادهای زمینه حاوی فواره از جمله $t\bar{t}\gamma$ رویدادهای شامل بیش از یک فواره با تکانه عرضی $p_{T,l} > 20 \text{ GeV}$ و تندی $|\eta| < 2.5$ حذف شده‌اند. در دسته دوم برش‌ها، درخواست می‌کنیم که دقیقاً دو پروتون داشته باشیم که در ناحیه مجاز آشکارسازهای پیشانی قرار بگیرند. محدوده مجاز انرژی پروتون در آشکارسازهای پیشانی در دو بازه $0.2 < \xi < 0.15$ و $0.5 < \xi < 0.15$ در نظر گرفته شده است. با این حال جهت کاهش رویدادهای زمینه برش مکانی راس اصلی^۵ در راستای برخورد دو پروتون Z_{PV} در فرایند انحصاری مرکزی، با اختلاف زمان رسیدن دو پروتون به آشکارسازهای پیشانی متناسب است یعنی $Z_{PV} \propto \frac{(t_1 - t_2)}{r}$. اما در فرایندهای زمینه فراگیر که با پروتون‌های pile-up همزمان شده‌اند، چنین تناسبی بین اختلاف زمانی رسیدن پروتون‌ها و مکان رأس اصلی وجود ندارد. بنابراین با توجه به دقت آزمایش در اندازه‌گیری اختلاف زمانی ثبت دو پروتون می‌توانیم تعداد بسیار زیادی از رویدادهای زمینه را حذف کنیم.

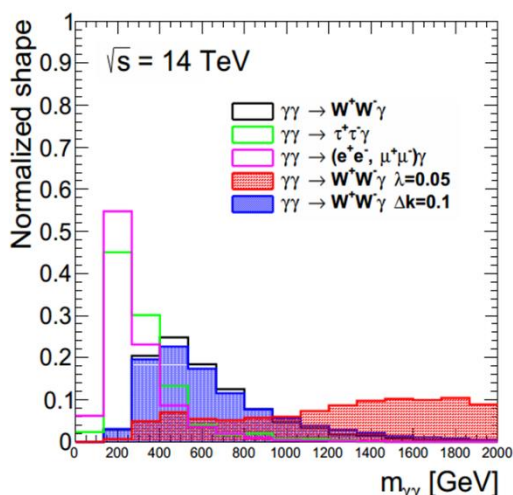
۱. Exclusive

۲. Non-exclusive

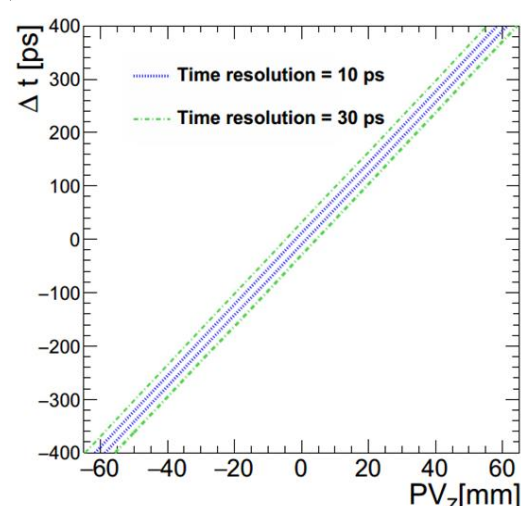
۳. Rapidity

۴. Missing Transverse Energy (MET)

۵. Primary vertex



شکل ۴. توزیع مربوط به کسر از دست رفته انرژی پروتون‌هایی که به آشکارسازهای پیشانی می‌رسند.



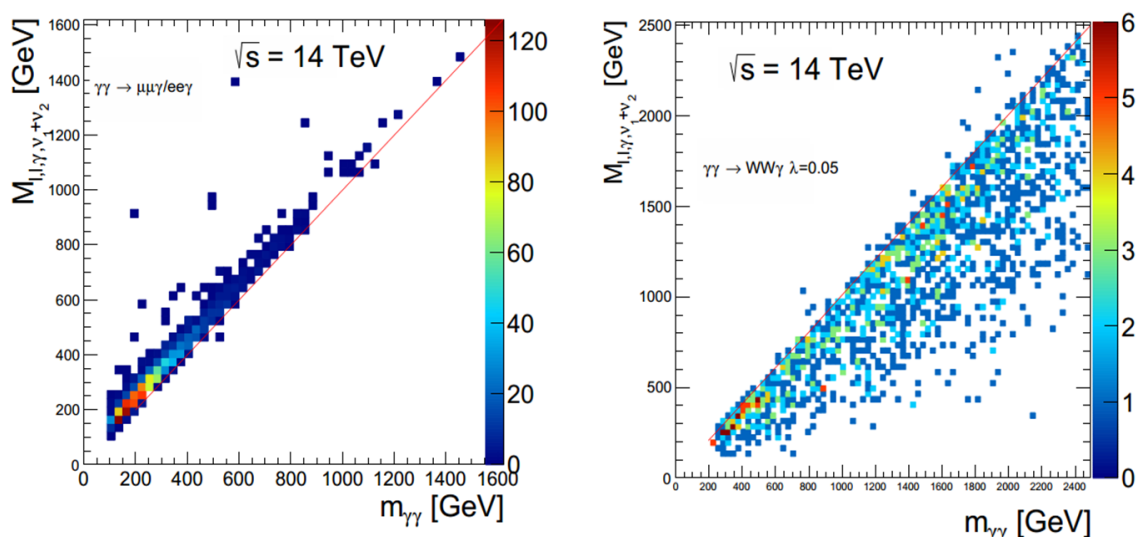
شکل ۳. اختلاف زمانی ثبت پروتون‌ها در آشکارسازهای پیشانی بر حسب مکان راس اصلی پراکندگی سیگنال $\gamma\gamma \rightarrow WW\gamma$ برای دقت اندازه‌گیری ۱۰ پیکو ثانیه (آبی) و ۳۰ پیکو ثانیه (سبز-نقطه‌چین).

یعنی جایی که رویدادهای زمینه کم‌ترند، قرار دارند. شکل ۶ توزیع جرم ناوردای جفت لپتون و فوتون برای سیگنال با جفت‌شدگی‌های $\Delta\kappa = 0.1$ و $\lambda = 0.3$ و فرایندهای زمینه $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\tau\tau$ و $\gamma\gamma \rightarrow WW\gamma$ را نشان می‌دهد. بنابراین برشی برای سیگنال با هر دو جفت‌شدگی λ و $\Delta\kappa$ بر روی جرم ناوردای دستگاه مرکزی به صورت $M(\bar{l}l\gamma) > 200 \text{ GeV}$ برای $0.2 < \xi < 0.1$ و $0.5 < \xi < 0.05$ اعمال کردیم. این سه برش اخیر به عنوان دسته سوم برش‌ها انتخاب شده است. مجموعه دیگری از فرایندهای زمینه، فرایندهای حاصل از برهم‌کنش پامرون‌ها بودند. سطح مقطع چنین فرایندهایی به صورت حاصل ضرب تابع توزیع پراشیده^۱ و سطح مقطع پارتونی به دست می‌آید که به عنوان رهیافت اینگلمن-اسچلین^۲ شناخته شده است [۲۱]. سطح مقطع تعدادی از فرایندهای ناشی از پامرون در بسته نرم‌افزاری FPMC [۲۲] داده شده است. با این وجود فرایندهای ناشی از پامرون در بسته نرم‌افزاری FPMC [۲۲] داده شده است. با این وجود فرایندهای زمینه مورد نظر در این مقاله در

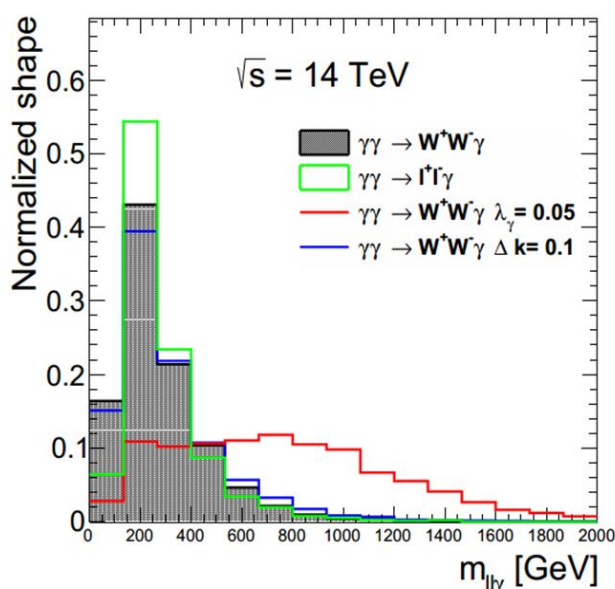
مرکزی و کسر انرژی از دست رفته پروتون‌ها، تعداد زیادی از رویدادهای زمینه را می‌توان حذف کرد. به همین منظور با استفاده از پایستگی تکانه در راستای طولی و دسترسی به مؤلفه طولی لپتون و فوتون، جمع مؤلفه طولی تکانه نوترینوها در دستگاه مرکزی را تخمین زده، جرم ناوردای دستگاه مرکزی شامل جفت لپتون، فوتون‌ها و جفت نوترینو را بازسازی کردیم. توزیع جرم ناوردای دستگاه مرکزی بر حسب انرژی از دست رفته پروتون‌ها برای سیگنال و فرایند زمینه $pp \rightarrow pWW\gamma p$ در شکل ۵ نشان داده شده است. با توجه به رفتار سیگنال درخواست می‌کنیم رویدادهایی که در آنها اختلاف جرم ناوردای بازسازی شده دستگاه مرکزی $M(X_{rec})$ و انرژی از دست رفته پروتون‌ها مثبت است $M(p_1p_2) - M(X_{rec}) > 0$ حذف شوند. به علاوه، رفتار توزیع مربوط به سیگنال با جفت‌شدگی $\Delta\kappa$ مشابه فرایند تولید $WW\gamma$ در مدل استاندارد است و تنها بهنجارش توزیع را تغییر می‌دهد. بر خلاف آن، به دلیل این که در جفت‌شدگی λ ضریب جفت‌شدگی تابعیت انرژی دارد، توزیع جرم ناوردای دستگاه مرکزی سیگنال، در تکانه عرضی و جرم ناوردای بالاتر

۱. Diffractive parton distribution function

۲. Ingelman-Schlein



شکل ۵. توزیع جرم ناوردای دستگاه مرکزی بر حسب انرژی از دست رفته پروتون‌ها برای سیگنال و فرایند زمینه $\gamma\gamma \rightarrow \bar{l}l\gamma$.



شکل ۶. توزیع مربوط به جرم ناوردای جفت لپتون و فوتون برای سیگنال با جفت‌شدگی‌های سه‌گانه و تعدادی از فرایندهای زمینه.

۶. پیش‌بینی میزان حساسیت آزمایش ال.اچ.سی به

جفت‌شدگی سه‌گانه ناهنجار $WW\gamma$

جدول ۱ تعداد رویدادهای مربوط به چند نمونه از سیگنال با پارامترهای مختلف و زمینه پس از اعمال هر سه دسته برش برای درخشندگی جمع شده ۳ بر اتوبارن را نشان می‌دهد. در مقایسه با سطح مقطع فرایندهای فراگیر در ال.اچ.سی، سیگنال مورد نظر شامل جفت‌شدگی‌های ناهنجار ΔK و λ سطح

بسته نرم‌افزاری قرار داده نشده‌اند.

از آنجایی که پامرون ساختار پارتونی دارد، سطح مقطع فرایندهای $WW\gamma$ و $\bar{l}l\gamma$ با استفاده از بسته نرم‌افزاری MadGraph δ _aMC@NLO به ترتیب ۰/۱۸۳ و ۲۴۰/۱ فمتوبارن تقریب زده شده‌اند. پس از اعمال سه دسته برش که در بالا معرفی شد تعداد رویدادهای انتخابی باقی‌مانده این فرایندها بسیار کم و قابل صرف‌نظر کردن است.

جدول ۱. تعداد رویدادهای انتظار سیگنال و زمینه پس از اعمال هر دسته از برش‌ها.

پس زمینه $e\mu + ee + \mu\mu$ $\lambda = 0.05$ $e\mu + ee + \mu\mu$ $\Delta\kappa = 0.1$ $e\mu + ee + \mu\mu$			$TeV14 = L = 3ab^{-1} \sqrt{s}$
۴۳/۶۵	۱۷۱۶/۸	۷۲۸۶۷/۶	برش‌های دسته اول
۳۹/۹۳(۳۸/۷۲)	۱۰۳/۶ (۱۲۵۸)	۴۱۹/۰۴ (۷۷۰/۰۴)	زمان پرواز و $0.001 < \xi < 0.2(0.5)$
۱۲/۱(۸/۴۷)	۱۰۳/۶ (۱۱۶۹/۲)	۳/۲۴(۹/۷۲)	$W_{\gamma\gamma} > 900, M_{ll\gamma} > 200(500) GeV,$ $M(p_1 p_2) - M(X_{rec}) > 0$

سیگنال را برای ۴۰ مقدار مختلف از هر جفت‌شدگی به دست آورده و با یک تابع درجه دو برازش کردیم. برای اطمینان از در نظر گرفتن تمام خطاهای ممکن، عدم قطعیت رویدادهای انتظاری زمینه را ۱۰۰ درصد فرض کردیم. در نهایت، می‌توان حد‌های مورد انتظار را با تعریف تابع دلتای لگاریتم درست نمایه^۳ در (۶۸) ۹۵۹۵٪ درصد ناحیه اطمینان به دست آورد. حد‌های به دست آمده در جدول ۲ گزارش شده‌اند.

۷. جمع‌بندی و نتیجه‌گیری

در این مقاله امکان جستجوی جفت‌شدگی ناهنجار سه‌گانه بوزون‌های پیمان‌های در فرایند دستگاه مرکزی انحصاری $pp \rightarrow pWW\gamma p$ طی برخورد پروتون-پروتون در آزمایش ال.اچ.سی در فاز اجرایی درخشندگی بالا با فرض واپاشی لپتونی بوزون‌های W مورد مطالعه قرار دادیم. جفت‌شدگی سه‌گانه ناهنجار $\Delta\kappa_\gamma$ رفتاری مشابه جفت‌شدگی مدل استاندارد دارد، در حالی که جفت‌شدگی λ_γ وابسته به تکانه است و در تکانه‌های عرضی بالاتر مشارکت بیشتری دارد. در این مطالعه با بهره‌مندی از آشکارسازهای پیشانی تعبیه شده در آزمایش ال.اچ.سی و در نظر گرفتن میزان درخشندگی بالای پیش‌بینی شده در انرژی مرکز جرم ۱۴ تراالکترون ولت، تمامی منابع ممکن فرایندهای زمینه را مورد بررسی قرار دادیم. به طور کلی، فرایندهای زمینه شامل سه دسته هستند، دسته اول فرایندهایی که از برهم‌کنش فوتون-فوتون تولید می‌شوند و دسته دوم فرایندهایی که از برخورد پارتون‌های درون پروتون تولید می‌شوند و با فرایندهای پایل-اپ هم‌زمان می‌شوند. این دسته

مقطع نسبتاً کوچکی دارند. بنابراین احتمال آشکارسازی آن کم است. با این حال با استفاده از امکان افزایش درخشندگی در آزمایش ال.اچ.سی و بهره‌مندی از آشکارسازهای پیشانی تعبیه شده در هر دو سمت آشکارسازهای سی.ام.اس و اطلس، میزان حساسیت به چنین فرایندهایی افزایش می‌یابد. روش آماری مورد مطالعه در این مقاله برای پیش‌بینی حد بر روی جفت‌شدگی‌های ناهنجار، استفاده از تابع درست‌نمایی بیشینه^۱ است که به صورت زیر تعریف می‌شود

$$q(c_i^d) = -r \ln \frac{L(nf(c_i) + b, \theta)}{L(nf(c_i) + b, \theta)}, \quad (7)$$

به طوری که، L حاصل ضرب توزیع پواسونی رویدادهای مورد انتظار و θ توزیع پارامترهای مزاحم^۲ برای هر حوزه سیگنال است. در این مطالعه دو حوزه سیگنال در نظر گرفته شده است: (۱) زوج لپتون هم‌طعم (۲) زوج لپتون غیرهم‌طعم. \hat{c}_i و θ مقادیری از پارامترهای مورد توجه و پارامترهای اضافی هستند که تابع درست‌نمایی به ازای آنها بیشینه است. θ مقدار پارامترهای مزاحم هستند که تابع درست‌نمایی به ازای جفت‌شدگی مورد نظر بیشینه است. $f(\hat{c}_i)$ تعداد رویدادهای انتظاری سیگنال به ازای جفت‌شدگی c_i و سهم مدل استاندارد، b رویدادهای زمینه دیگر است و n تعداد کل رویدادها را نشان می‌دهد. برای اسکن آزمون آماری حول جفت‌شدگی‌های ناهنجار، باید تابعیت سیگنال که شامل رویدادهای مدل استاندارد به علاوه جفت‌شدگی ناهنجار است، بر حسب جفت‌شدگی در دسترس باشد. برای این منظور رویدادهای

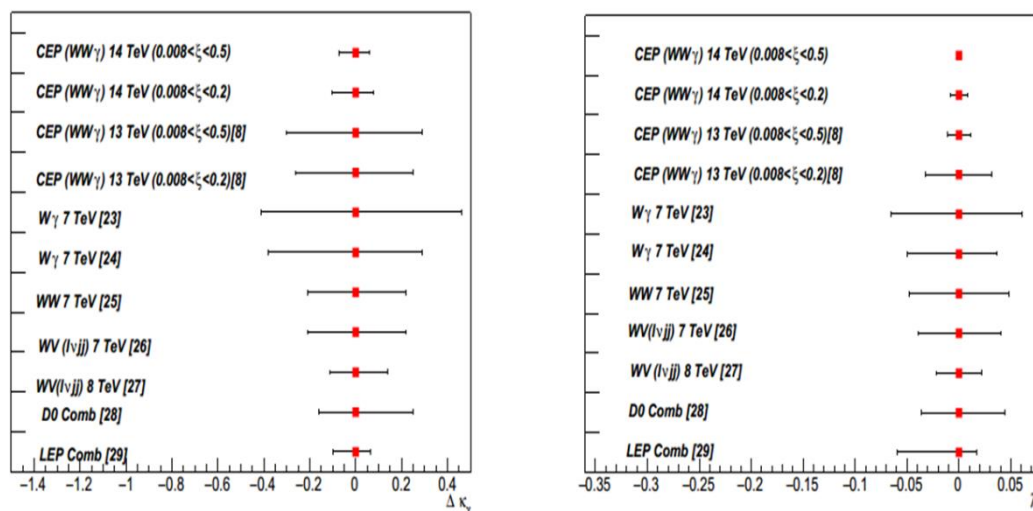
۱. Maximized Likelihood

۲. Nuisance

۳. Delta log-likelihood

جدول ۲. حدهای انتظاری محاسبه شده بر روی جفت‌شدگی‌های سه‌گانه λ_γ و $\Delta\kappa_\gamma$ در انرژی مرکز جرم ۱۴ تراالکترون‌ولت و درخشندگی جمع شده $L=3ab^{-1}$ در ۶۸٪ و ۹۵٪ ناحیه اطمینان.

$0/001 < \xi < 0/5$	$0/001 < \xi < 0/2$	جفت‌شدگی سه‌گانه
$\%68C.L.[-0/0017,0/00171]$	$\%68C.L.[-0/0542,0/0553]$	λ_γ
$\%95C.L.[-0/00251,0/00251]$	$\%95C.L.[-0/00791,0/00802]$	
$\%68C.L.[-0/0512,0/4009]$	$\%68C.L.[-0/077,0/0509]$	$\Delta\kappa_\gamma$
$\%95C.L.[-0/0727,0/0624]$	$\%95C.L.[-0/105,0/079]$	



شکل ۷. مقایسه حدهای موجود بر روی جفت‌شدگی‌های ناهنجار سه‌گانه با استفاده از فرایند تولید انحصاری مرکزی $pp \rightarrow pWW\gamma p$ و فرایندهای تولید چند بوزون پیمانه‌ای در برخورد دهنده‌های مختلف لپتونی و هادرونی.

همچنین در شکل ۷ حدهای محاسبه شده با قیدهای آزمایشگاهی به دست آمده از فرایندهای مختلف مقایسه شده‌اند. نتایج نشان می‌دهد، در محدوده انرژی مجاز آشکارساز پیشانی $0/5 < \xi < 0/001$ ، حساسیت به جفت‌شدگی سه‌گانه λ_γ نسبت به اکثر حدهای موجود بهبود یافته است. برای جفت‌شدگی سه‌گانه $\Delta\kappa_\gamma$ ، حدهای به دست آمده در محدوده انرژی مجاز آشکارساز پیشانی $0/2 < \xi < 0/001$ مفیدترند. بنابراین، با افزایش دقت اندازه‌گیری زمانی در آشکارسازهای پیشانی و بهره‌مندی فاز اجرایی با درخشندگی بالا می‌توان مقدار قابل توجه‌تری از رویدادهای زمینه را کاهش داده و حدهای قوی‌تری بر روی جفت‌شدگی‌های ناهنجار سه‌گانه بوزون‌های پیمانه‌ای به دست آورد. همچنین این مطالعه نشان می‌دهد

از فرایندها می‌تواند اثر زیادی در تخریب وضوح سیگنال داشته باشند. دسته سوم فرایندهایی هستند که از مبادله پامرون به جای فوتون تولید می‌شوند. این فرایندها با اعمال برش‌هایی بر روی محدوده مجاز انرژی پروتون، اختلاف زمانی ثبت پروتون‌ها در آشکارسازهای پیشانی، همچنین برش‌هایی بر روی عناصر دستگاه مرکزی به شدت سرکوب می‌شوند. با استفاده از درخشندگی جمع شده بالا در آزمایش ال.اچ.سی. $(L=3(ab^{-1}))$ که انتظار می‌رود در سال‌های آینده در دسترس باشد و بهره‌مندی از آشکارسازهای پیشانی، حدهایی با ۹۵ درصد (۶۸ درصد) ناحیه اطمینان^۱ بر روی جفت‌شدگی‌های سه‌گانه بوزون‌های پیمانه‌ای در جدول ۲ گزارش شده است.

۱. Confidence interval

فرایندهای انحصاری مرکزی می‌توانند به عنوان فرایندهای مکمل در مطالعه جفت‌شدگی‌های چندگانه بوزون‌های پیمانه‌ای در نظر گرفته شوند.

مراجع

16. J Alwall et al , *JHEP* **07** (2014) 079.
17. D Ball et al., *Nucl. Phys. B* **867** (2013) 244
18. T Sjostrand, S Mrenna and P Z Skands , *Comput. Phys. Commun.* **178** (2008) 852.
19. J de Favereau et al., *JHEP* **1402** (2014) 057.
20. Adamczyk et al., CERN-LHCC-(2015) 009. ATLAS-TDR-024
21. G Ingelman and P E Schlein, *Phys. Lett. B* **152** (1985) 256.
22. M Boonekamp, A Dechambre, V Juraneck, O Kepka, M Rangel, C Royon, and R Staszewski, [arXiv:1102.2531 [hep-ph]
23. CMS Collaboration *Phys. Rev. D* **89** (2014) 092005.
24. ATLAS Collaboration, *Phys. Rev. D* **87**, 11 (2013) 112003.
25. S Chatrchyan et al., *Eur. Phys. J. C* **73**, 10 (2013) 2610
26. G Aad et al., *JHEP* **1501** (2015) 049.
27. G Aad, et al, *JHEP* **1609** (2016) 029.
28. V M. Abazov et al., *Phys. Lett. B* **718** (2012) 451.
29. S Schael et al., *Phys. Rept.* **532** (2013) 119.
1. S Schael et al., *Phys. Rept.* **532** (2013) 119.
2. T Aaltonen et al., *Phys. Rev. D* **86** (2012) 031104.
3. M Aaboud et al., *Eur. Phys. J. C* **77**, 8 (2017) 563 .
4. A M Sirunyan et al., *JHEP* **1904** (2019) 122.
5. S Chatrchyan et al., *Eur. Phys. J. C* **73** (2013) 2610,
6. A M Sirunyan et al. *JHEP* **1912** (2019) 062.
7. CMS. Collaboration, *JHEP* **08** (2016) 119.
8. S Tizchang and S M Etesami, [arXiv:2004.12203[hep-ph]]
9. K Hagiwara, R D Peccei, and D Zeppenfeld, *Nucl. Phys. B* **282** (1987) 253.
10. K Hagiwara, J Woodside, and D Zeppenfeld, *Phys. Rev. D* **41** (1990) 2113.
11. C F von Weizsacker, *Z. Phys.* **88** (1934) 612.
12. E Fermi, *Nuovo Cim* **2** (1925) 143.
13. E Chapon, C Royon and O Kepka, *Phys. Rev. Phys. Rev. D* **81**, (2010) 074003
14. CMS and TOTEM Collaboration, CERN-LHCC-(2014) 021.
15. C Royon and N Cartiglia, *Int. J. Mod. Phys. A* **29** (2014) 1446017.