



ماده تاریک برداری لپتوفیلیک و افزایش پس زنی الکترونی در XENON1T

سید یاسر ایازی^{۱*} و احمد محمدنژاد^۲

^۱ دانشکده فیزیک، صندوق پستی ۱۹۱۱۱-۳۵۱۳۴، دانشگاه سمنان، سمنان

^۲ دانشکده فیزیک، دانشگاه لرستان، خرم آباد

پست الکترونیکی: syaser.ayazi@semnan.ac.ir

(دریافت مقاله: ۱۴۰۰/۱۱/۰۶؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۴۰۱/۰۷/۰۹)

چکیده

با در نظر گرفتن پس زنی الکترونی در آزمایش XENON1T که اخیراً مشاهده شده است، ما پدیده شناسی ماده تاریک برداری را در تعمیم‌های لپتوفیلیک مدل استاندارد بررسی می‌کنیم، در حالی که نقش میدان‌های واسطه را میدان‌های جدید نرده‌ای، برداری و اسپینوری بازی می‌کنند. فضای پارامتری مناسبی اختیار می‌شود تا امکان ماده تاریک برداری سبک با جرم $2/3$ کیلو الکترون-ولت و منطبق با چگالی باقیمانده ماده تاریک را به دست آوریم. همچنین اثر قیده‌های ناشی از گشتاور مغناطیسی ناهنجار میون، سترز نوکلئونی باریون‌ها و آزمایش‌های آشکارسازی غیرمستقیم را بر روی فضای پارامتری مدل‌ها مطالعه می‌کنیم.

واژه‌های کلیدی: ماده تاریک، آزمایش XENON1T، ماده تاریک برداری

۱. مقدمه

این افزایش پس زنی ارائه داده و امکان محدود کردن فضای پارامتری این سه مدل به وسیله آزمایش‌های مختلف را بررسی می‌کنیم.

۲. مدل

ما در این مقاله با رویکردی مستقل از مدلی خاص، سه لاگرانژی ورای مدل استاندارد با ماده تاریک برداری را در نظر می‌گیریم، به صورتی که بتوانیم افزایش پس زنی الکترون در ناحیه انرژی ۲-۳ کیلو الکترون-ولت و چگالی باقیمانده^۱ ماده

مشاهدات کیهان‌شناسی و اخت‌فیزیکی نشان می‌دهند که بیشتر جرم عالم از ماده تاریک تشکیل شده است. آزمایش‌های آشکارسازی مستقیم ماده تاریک به منظور شناسایی این ذرات فرضی و ویژگی‌های آنها طراحی شده‌اند. اخیراً یکی از این آزمایش‌ها به نام XENON1T گزارشی از افزایش پس زنی الکترون در ناحیه انرژی ۱ تا ۵ کیلو الکترون-ولت داده است [۱]. پیشنهاد های متنوعی برای توضیح این سیگنال اضافی به وسیله ماده تاریک برداری و یا نرده‌ای داده شده است [۲]. در این راستا ما سه مدل متکی بر ماده تاریک برداری برای توضیح

۱. Relic density

برداری و V_μ میدان واسطه برداری است. در مورد ماده برداری با واسطه برداری علاوه بر این جملات می‌توانیم جملاتی به شکل $(V_\mu \bar{l} \partial^\mu l)$ داشته باشیم. اما از آنجا که کلیه جملات اضافه شده ابعاد ۴ دارند، با محدود کردن مطالعاتمان به ضرایب جفت-شدگی بدون بعد می‌توانیم از این جمله صرفه نظر کنیم.

ما در [۳] مطالعه‌ای بر اساس لاگرانژی با واسطه اسپینوری برای توضیح گشتاور مغناطیسی نابهنجار^۱ میون روی کل فضای پارامتری انجام داده‌ایم. در آن مقاله، جرم ماده تاریک برداری متغیر فرض شده و بر خلاف این مقاله ثابت در نظر گرفته نشده است.

در ادامه به منظور مطالعه افزایش پس زنی الکترونی در آزمایش XENONIT، ما جرم ماده تاریک را در راستای بهترین تطبیق آزمایشگاهی برابر $2/3$ کیلو الکترون-ولت [۱] در نظر می‌گیریم و دیگر پارامترها را به منظور ارضا قیود تغییر می‌دهیم.

۳. فراوانی باقیمانده^۲ ماده تاریک

تحول چگالی تعداد ذرات ماده تاریک با زمان توسط معادله بولتزمان داده می‌شود. در این بخش، چگالی باقیمانده برای ماده تاریک برداری در دوران حاضر را محاسبه می‌کنیم. مطابق با نتایج ماهواره پلانک، فراوانی باقیمانده ماده تاریک برابر است با [۴]:

$$\Omega h^2 = 0.12 \pm 0.001$$

که این عدد منجر به قندهای دقیقی روی ضرایب جفت شدگی و جرم‌ها می‌شود. ما فراوانی باقیمانده ماده تاریک را با استفاده از کد عمومی میکرو امگا^۳ به دست آورده‌ایم [۵].

شکل ۱ نتیجه مطالعات ما برای مدل ماده تاریک برداری با واسطه نرده‌ای را نشان می‌دهد. در این شکل فضای پارامتری مجاز برای این مدل با توجه به چگالی ماده تاریک باقیمانده، مطابق با نتایج آزمایش پلانک و با فرض ماده تاریک سبک به جرم $2/3$ کیلو الکترون-ولت، ارائه شده است. هر دو شکل در صفحه ضرایب جفت شدگی قرار دارند و رنگ‌های متفاوت در

تاریک را توضیح دهیم. در این راستا مدل‌های باز بهنجارش پذیر، هرمیتی و ناوردای لورنتس را که از برهم کنش یک ذره واسطه با اسپین صفر، نیم و یک بین لپتون‌های مدل استاندارد و ماده تاریک برداری حاصل می‌شوند بررسی می‌کنیم:

(۱) ماده تاریک برداری با واسطه نرده‌ای

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{SM} + \mu \phi \chi_\mu \chi^\mu + \sum_{e,\mu,\tau} \phi \bar{l} [\lambda_s + i \lambda_p \gamma^5] l + H.C$$

(۲) ماده تاریک برداری با واسطه اسپینوری

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{SM} + \sum_{e,\mu,\tau} \chi_\mu \bar{\psi} \gamma^\mu [g_s + g_p \gamma^5] l + H.C$$

(۳) ماده تاریک برداری با واسطه برداری

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{SM} + g_v V_\mu (\chi_\nu \partial^\nu \chi^\mu + H.C) + \sum_{e,\mu,\tau} V_\mu \bar{l} \gamma^\mu [y_s + y_p \gamma^5] l$$

در لاگرانژی اول ماده تاریک برداری χ_μ از طریق میدان واسطه نرده‌ای ϕ با لپتون‌های باردار مدل استاندارد l برهم کنش دارد. ما همچنین ضریب جفت شدگی بدون بعد $g_\phi = \frac{\mu}{M_\chi}$ را تعریف می‌کنیم تا همه پارامترها بدون بعد باشند. در لاگرانژی دوم نیز χ_μ ماده تاریک برداری و ψ میدان واسطه اسپینوری (دیراکی) است. در اینجا فرض می‌کنیم ضرایب جفت شدگی بین میدان‌های واسطه و لپتون‌های مدل استاندارد برای سه نسل یکسان هستند.

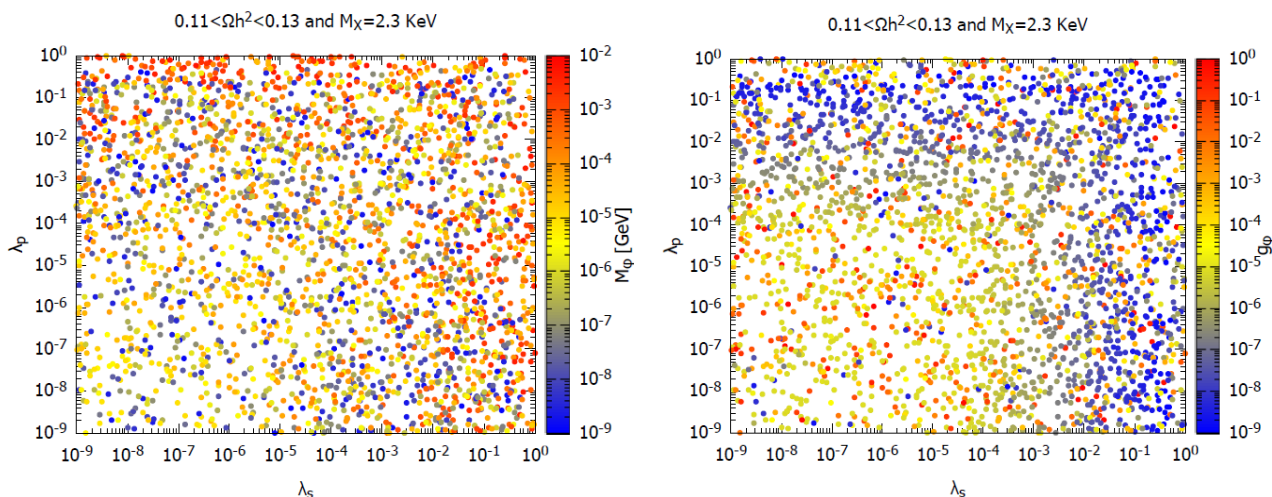
جمله افزوده شده دوم نقض کننده ناوردایی پیمانه‌ای است. با توجه به این که نظریه در نظر گرفته شده در مقاله ما، یک نظریه مؤثر است عملاً بحث در مورد باز بهنجارش پذیری و ناوردایی پیمانه‌ای در این سطح انرژی مشکل آفرین نیست. ما می‌توانیم غیر از این جمله، برهم کنشی میان واسطه اسپینوری با بوزون‌های پیمانه‌ای مدل استاندارد را نیز به شکل $(A_\mu \bar{\psi} \gamma^\mu l)$ در نظر بگیریم برای اجتناب از آن ما یک بار اضافی مربوط به بخش تاریک مدل در نظر می‌گیریم. این بار اضافی منجر به یک تقارن Z_2 اضافی می‌شود که شامل دو میدان واسطه اسپینوری و ماده تاریک برداری می‌شود. بقای این بار اضافی برهم کنش مورد اشاره را غیر مجاز می‌کند.

در لاگرانژی سوم مشابه با حالات قبلی، χ_μ ماده تاریک

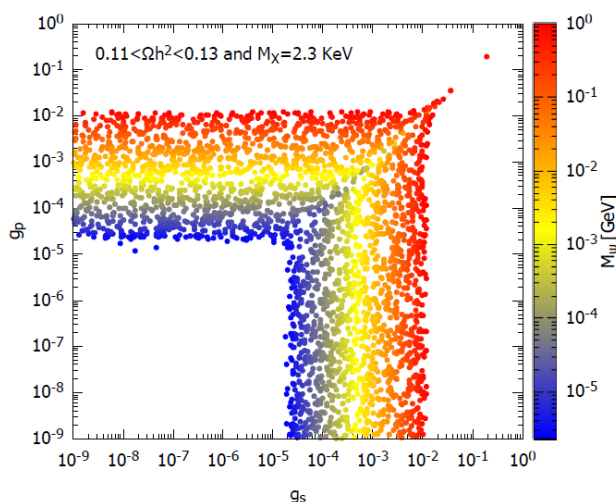
۱. Anomalous magnetic moment

۲. Relic abundance

۳. MicrOMEGA



شکل ۱. فضای پارامتری مجاز مدل ماده تاریک برداری با واسطه نرده‌ای، مطابق با نتایج آزمایش پلانک برای چگالی باقیمانده ماده تاریک.



شکل ۲. مشابه با شکل ۱، اما در اینجا نتایج برای مدل ماده تاریک برداری با واسطه اسپینوری نمایش داده شده است.

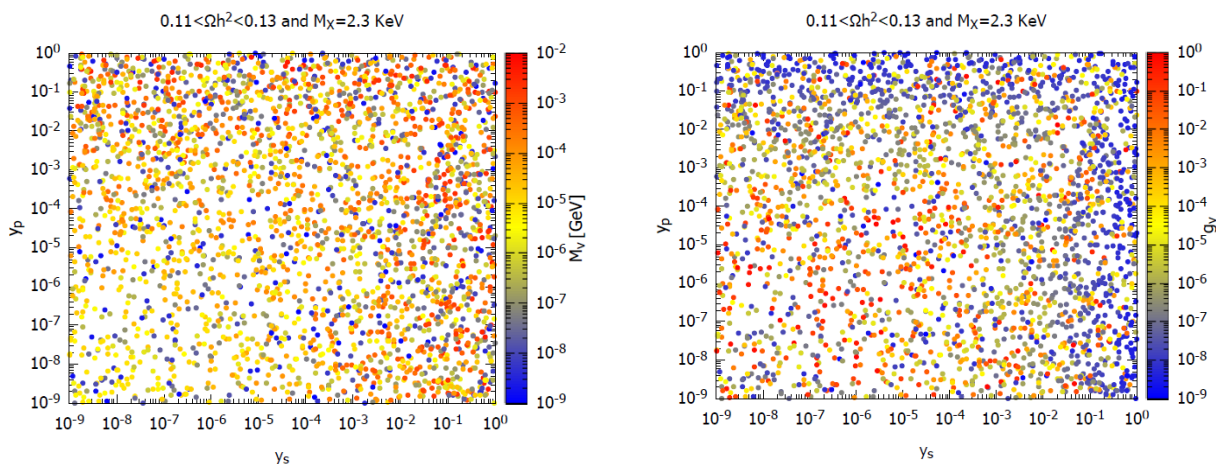
شکل راست، ضریب جفت شدگی بدون بعد g_v را نمایش می‌دهد.

در مدل اسپینوری تعداد پارامترهای آزاد ۳ تا هستند، لذا محدودیت مشاهده شده در فضای ۳ بعدی ناشی از این مسئله است، در حالی که در دو مدل دیگر ما عملاً ۴ پارامتر آزاد داریم و در فضای ۳ بعدی این محدودیت اعمال شده قابل مشاهده نیست. علاوه بر این، در نابودی زوج ماده تاریک به ذرات دیگر، برهم کنش‌های با جفت شدگی بیشتر نقش مهم‌تری را در معادله بولتزمن بازی می‌کنند و سطح مقطع آنها بیشتر است، بنابراین همان طور که در شکل مشاهده می‌شود عملاً وقتی که

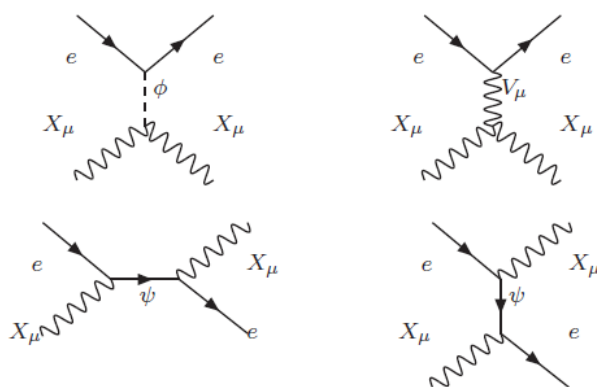
شکل چپ، مقادیر متفاوت جرم واسطه نرده‌ای و در شکل راست، ضریب جفت شدگی بدون بعد g_ϕ را نمایش می‌دهند.

شکل ۲ همین نتایج را برای فضای پارامتری مدل ماده تاریک برداری با واسطه اسپینوری در صفحه ضرایب جفت شدگی و مقادیر مختلف جرم واسطه اسپینوری نمایش می‌دهد.

شکل ۳ نیز همین نتایج را برای فضای پارامتری مدل ماده تاریک برداری با واسطه برداری در صفحه ضرایب جفت شدگی و مقادیر مختلف جرم واسطه برداری نمایش می‌دهد. هر دو شکل در صفحه ضرایب جفت شدگی قرار دارند و رنگ‌های متفاوت در شکل چپ، مقادیر متفاوت جرم واسطه برداری و در



شکل ۳. مشابه با شکل ۱ و ۲، اما در اینجا نتایج برای مدل ماده تاریک برداری با واسطه برداری نمایش داده شده است.



شکل ۴. برهم کنش مستقیم ماده تاریک با الکترون با واسطه نرده‌ای، برداری و اسپینوری.

شکل ۴ با الکترون برهم کنش دهد.

(۲) برهم کنش ماده تاریک با کوارک از طریق حلقه‌های مرتبه اول و دوم.

از آنجایی که قیده‌های ماده تاریکی که توسط آزمایش‌های آشکارسازی مستقیم نوکلئون- ماده تاریک تحمیل شده، بسیار قوی هستند و همین‌طور آزمایش‌های آشکارسازی مستقیم نوکلئون- ماده تاریک نسبت به جرم‌های کوچک‌تر از $O < (\text{GeV})$ حساس نیستند، یک سناریوی جایگزین در جستجوی مستقیم ماده تاریک این است که برهم کنش منحصراً بین ذرات ماده تاریک و لپتون‌های مدل استاندارد صورت بگیرد. در این حالت، برهمکنش‌های مستقیم نوکلئون- ماده تاریک در مرتبه حلقه با نوکلئون‌ها صورت خواهد گرفت. این مسئله جالب توجه است، زیرا چنین مدل‌هایی تقریباً از تمام قیده‌های

جفت شدگی برداری بیشتر بوده و نقش بازی می‌کند جفت شدگی شبه برداری بی تأثیر است و برعکس.

۴. آشکارسازی مستقیم ماده تاریک

در این بخش قیدهای فضای پارامتری مدل را که توسط جستجو برای پراکندگی ماده تاریک از الکترون و هسته اعمال می‌شود، بررسی می‌کنیم. توجه کنید که در مدل‌های ما ماده تاریک برداری به‌طور مستقیم تنها با لپتون‌ها جفت می‌شود و با کوارک‌ها جفت شدگی ندارد.

در این حالت برای آشکارسازی مستقیم ماده تاریک دو نوع برهم کنش محتمل است:

(۱) برهم کنش مستقیم ماده تاریک با الکترون: در این حالت ماده تاریک می‌تواند از طریق برهم کنش‌های نشان داده شده در

مدل‌هایمان در نظر می‌گیریم. نتایج ترکیبی از گشتاور مغناطیسی ناهنجار میون در آزمایشگاه فرمی (FNAL E989) [۶]، و آزمایشگاه ملی بروکهیون (LabBNL E821) [۷] انحراف کلی از مقدار مدل استاندارد را برابر مقدار زیر نشان می‌دهد:

$$\Delta a_{\mu} = a_{\mu}^{exp} - a_{\mu}^S M = (25/1 \pm 5/9) \times 10^{(-10)}$$

که در آن خطای کل، ترکیبی از عدم قطعیت آماری، سیستماتیک و نظری است.

در این راستا، ما مقدار انحرافی بالا را در نظر می‌گیریم و سهم مدل‌هایمان را در گشتاور مغناطیسی ناهنجار میون تحلیل می‌کنیم. سهم مدل‌ها در گشتاور مغناطیسی میون از یک حلقه با واسطه ماده تاریک برداری ناشی می‌شود [۸ و ۹] که عبارتند از:

$$(1) \text{ ماده تاریک برداری با واسطه نرده‌ای}$$

$$\Delta a_{\mu} = \left(\frac{M_{\mu}}{2\pi M_{\phi}}\right)^2 \left\{ -\left(\frac{\nu}{12} + \ln \frac{M_{\mu}}{M_{\phi}}\right) \lambda_s^2 + \left(\frac{11}{12} - \ln \frac{M_{\mu}}{M_{\phi}}\right) \lambda_p^2 \right\}$$

$$(2) \text{ ماده تاریک برداری با واسطه اسپینوری}$$

$$\Delta a_{\mu} = \left(\frac{M_{\mu}}{2\pi M_{\chi}}\right)^2 \left\{ \left(-\frac{2}{3} + \frac{M_{\psi}}{M_{\mu}}\right) g_s^2 - \left(\frac{2}{3} + \frac{M_{\psi}}{M_{\mu}}\right) g_p^2 \right\}$$

$$(3) \text{ ماده تاریک برداری با واسطه برداری}$$

$$\Delta a_{\mu} = \left(\frac{M_{\mu}}{2\pi M_V}\right)^2 \left\{ \frac{1}{3} y_s^2 - \frac{5}{3} y_p^2 \right\}$$

نتایج این بررسی‌ها در شکل‌های ۵-۷ برای ماده تاریک برداری با جرم ۲/۳ کیلو الکترون-ولت برای سه مدل ماده تاریک برداری با واسطه نرده‌ای، اسپینوری و برداری نشان داده شده است. همان‌طور که مشخص است با اعمال قید ناشی از گشتاور ناهنجار میون فضای پارامتری برای سه مدل، به شدت محدود می‌شود. توجه کنید که برای دو مدل اول و سوم تنها یک شکل رسم شده است؛ زیرا گشتاور ناهنجار میون به ضرایب جفت شدگی g_{ϕ} و g_{ν} بستگی ندارد.

• قیدهای سنتز نوکلئونی^۱ مهبانگ:

قیدهای سنتز نوکلئونی مهبانگ باعث محدود کردن تعداد درجات آزادی نسبی برانگیخته می‌شود. معمولاً، این قیدها بر

ماده تاریک که توسط آزمایش‌های آشکارسازی مستقیم نوکلئون- ماده تاریک تحمیل شده است، اجتناب می‌کند. همان‌طور که گفته شد مدل‌های ما چنین خصوصیتی را دارند.

برهم کنش مستقیم ماده تاریک برداری با الکترون با واسطه نرده‌ای، برداری و اسپینوری در شکل ۴ نمایش داده شده است. ما افزایش پس زنی الکترون در ناحیه انرژی ۲/۳ کیلو الکترون-ولت را در آزمایش XENON1T به برهمکنش ماده تاریک با الکترون نسبت می‌دهیم و دیگر قیدها را بررسی می‌کنیم. به منظور بررسی مدل‌هایمان در توضیح ناهنجاری آزمایش XENON1T، علاوه بر این که باید اثر ماده تاریک بر روی پس زنی الکترون‌ها لحاظ شود، می‌توان اثر الکترون‌ها بر پس زنی ماده تاریک را نیز در نظر گرفت و در نتیجه برای ماده تاریک سنگین باید رویدادهای تکانه گم شده الکترونی نیز اندازه‌گیری شود. با توجه به این که در این مقاله، ماده تاریک بسیار سبک بوده و جرم آن حدود ۰/۰۰۴۶ برابر الکترون است، بنابراین در عمل می‌توان از تکانه گمشده الکترونی چشم‌پوشی کرد.

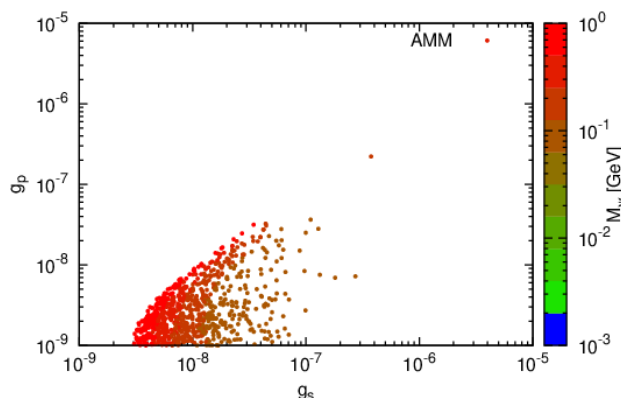
۵. قیود آزمایشگاهی

در این بخش تعدادی از قیود آزمایشگاهی را که در اندازه‌گیری در شتاب دهنده‌ها و آزمایشگاه‌های انرژی‌های پایین حاصل می‌شود، بر روی پارامترهای مدل‌هایمان مورد بررسی قرار می‌دهیم.

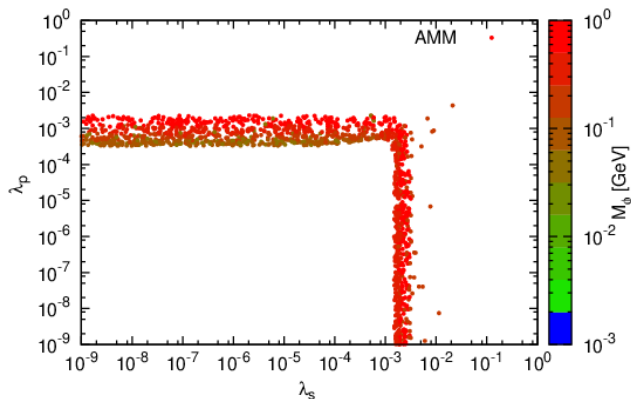
• گشتاور مغناطیسی ناهنجار میون:

همان‌طور که به خوبی شناخته شده است، تفاوت‌هایی بین پیش‌بینی‌های مدل استاندارد و اندازه‌گیری‌های انرژی‌های پایین وجود دارد. یکی از آزمایش‌های انرژی‌های پایین که انحراف اندازه‌گیری از نتایج مدل استاندارد را مطالعه می‌کند، عبارت است از ناهنجاری مشاهده شده در گشتاور مغناطیسی میون که به تازگی توسط آزمایشگاه فرمی گزارش شده است [۶]. این نتایج قبلاً نیز توسط آزمایشگاه ملی بروکهیون گزارش شده بود [۶]. نتایج ترکیبی نشان می‌دهد که σ ۲/۴ انحراف از مدل استاندارد وجود دارد. ما این نتایج را برای بررسی قیود در

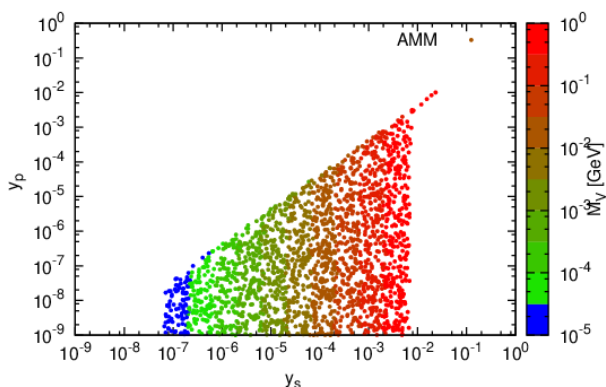
۱. Baryon nucleon synthesis



شکل ۶. فضای پارامتری مجاز مدل ماده تاریک برداری با واسطه اسپینوری، مطابق با نتایج آزمایش های گشتاور مغناطیسی ناهنجار میون.



شکل ۵. فضای پارامتری مجاز مدل ماده تاریک برداری با واسطه نرده‌ای، مطابق با نتایج آزمایش های گشتاور مغناطیسی ناهنجار میون.



شکل ۷. فضای پارامتری مجاز مدل ماده تاریک برداری با واسطه برداری، مطابق با نتایج آزمایش های گشتاور مغناطیسی ناهنجار میون.

گزارش شده است. به عنوان نمونه فرمی ال ای تی^۱ اندازه‌گیری طیف الکترون-پوزیترون تابش کیهانی را بین انرژی ۷ گیگا الکترون-ولت تا ۲ ترا الکترون-ولت گزارش کرده است [۱۱]. آزمایش ماهواره‌ای پاملا^۲ فراوانی پوزیترون تابش کیهانی را در محدوده انرژی ۱۵-۱۰۰ گیگا الکترون منتشر کرده است [۱۲]. همچنین نتایج طیف الکترون-پوزیترون تابش کیهانی، بین ۳ تا ۱۰ گیگا الکترون، بر اساس نتایج کالت^۳ گزارش شده است. گروه آزمایشی دامپل^۴ اندازه‌گیری طیف الکترون-پوزیترون در محدوده انرژی ۲۵ گیگا الکترون ولت تا ۴/۶ ترا الکترون-ولت را انجام داده است [۱۴]. این مشاهدات به عنوان

روی تعداد نوترینوهای مؤثر تفسیر می‌شود. در حالت عمومی‌تر این قید را می‌توان روی تعداد ذرات تابشی بخش تاریک مدل، برای مدل استاندارد ذرات بنیادی نیز گسترش داد. در این حالت فرض می‌شود ذرات افزوده شده بدون جرم یا تقریباً بدون جرم هستند. [۱۰]. در مورد مدل ما، ذرات جدید جرمی در محدوده ۱ تا ۵ کیلو الکترون-ولت دارند که بدان معناست که قیدهای سنتز مهبانگ برای مدل ما متضمن قید جدیدی نیستند.

• آزمایش‌های آشکارسازی غیر مستقیم:

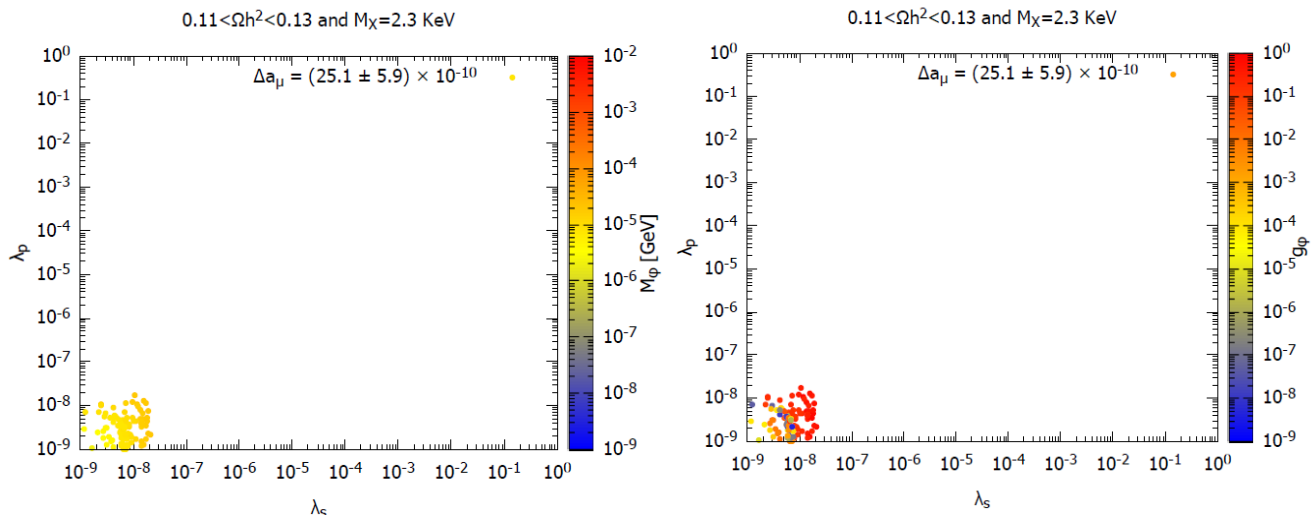
مشاهده لپتون‌های باردار کیهانی در طیف وسیعی از داده‌ها از حدود (۱۰ گیگا الکترون-ولت تا ۱۰ ترا الکترون-ولت)

۱. Fermi-LAT

۲. PAMELA

۳. CALET

۴. DAMPE



شکل ۸. فضای پارامتری مجاز ماده تاریک برداری با واسطه نرده ای، مطابق با نتایج قید های گشتاور مغناطیسی ناهنجار میون و چگالی باقیمانده ماده تاریک.

این مقاله، ما این قیدها را برای ضرایب جفت شدگی برای دو حالت واسطه نرده ای و برداری در نظر می گیریم:

• واسطه نرده ای ناشی از تولید دو ذره میون در واکنش

نابودی $e^-e^+ \rightarrow \mu^+\mu^-\phi$ در آزمایشگاه بل:

$$M_{DM} \leq 6 \text{ GeV} \text{ برای } \lambda_s, \lambda_p \leq 5 \times 10^{-2} \text{ [۱۵]}$$

• ذره واسطه برداری از آزمایش بابار در

$$y_s y_p \leq 9 \times 10^{-4} : e^-e^+ \rightarrow \mu^+\mu^-\mu^+\mu^- \text{ [۱۶]}$$

۶. تحلیل نهایی

در این بخش از آنجا که قیدهای ستر نوکلئونی و جستجوی غیر مستقیم ماده تاریک روی مدل ما محدودیتی ایجاد نمی کنند، نتایج جمع بندی ناشی از قیود چگالی ماده تاریک و گشتاور مغناطیسی ناهنجار میون را روی هر سه مدل ماده تاریک برداری بررسی می کنیم. نتایج نهایی در شکل های ۸ تا ۱۰ نمایش داده شده است. محدوده محورهای مختصات نمایش داده شده برای سه مدل دقیقاً مانند شکل های ۱ تا ۳ در مورد چگالی باقیمانده ماده تاریک برداری است. نکته حائز اهمیت این است که با اعمال قید ناشی از گشتاور مغناطیسی ناهنجار میون، فضای پارامتری برای سه مدل به شدت محدود می شود.

با این وجود برای هر سه مدل بخشی از فضای پارامتری هنوز

نشانه های منابع استاندارد اختریفیکی یا ماده تاریک در نظر گرفته شده اند. در مدل ما، ماده تاریک جرمی در محدوده کیلو الکترون-ولت جرم دارد، لذا نسبت به این مشاهدات حساس نیست.

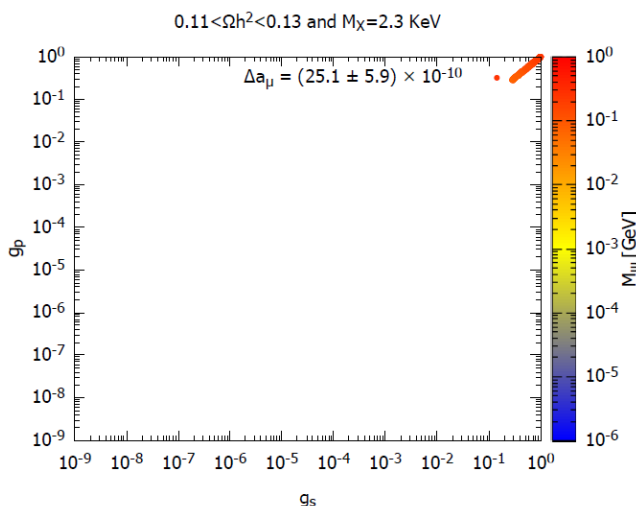
• برخورد دهنده های الکترون-پوزیترون:

در برخورد دهنده های الکترون-پوزیترون امکان تولید لپتون-های باردار به همراه یک ذره واسطه و یا فوتون اضافی وجود دارد. چنین مطالعاتی برای تولید لپتون های باردار در آزمایش های مختلفی از جمله در لپ^۱، بابار^۲ و بل^۳ انجام شده است. تاکنون هیچ کدام از این آزمایش ها منجر به شناسایی این ذرات واسطه نشده است، در نتیجه این شتاب دهنده ها می توانند با توجه به جرم آنها، حدهای بالایی روی ضریب جفت شدگی این ذرات واسطه اعمال کنند. ما در این مطالعه، این قیدها را بر روی ذرات واسطه نرده ای و برداری در نظر گرفته ایم. با توجه به این که ذره واسطه اسپینوری عملاً با قیود همزمان ممان مغناطیسی میون و چگالی باقیمانده ماده تاریک کنار گذاشته شده است، قیدهای مربوط به این مدل را در نظر نگرفته ایم. در

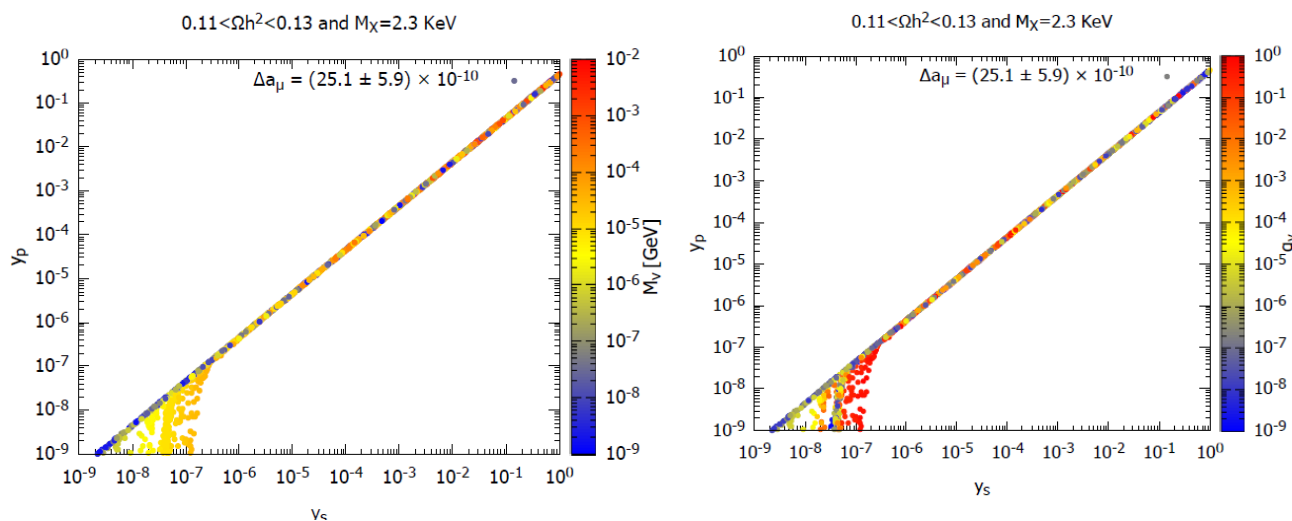
۱. LEP2

۲. BaBar

۳. Belle



شکل ۹. مشابه با شکل ۸، اما در اینجا نتایج برای مدل ماده تاریک برداری با واسطه اسپینوری نمایش داده شده است.



شکل ۱۰. مشابه با شکل ۸، اما در اینجا نتایج برای مدل ماده تاریک برداری با واسطه برداری نمایش داده شده است.

مجاز است و این قیود را ارضا می‌کند. عامل اصلی محدود شدن فضای پارامتری در شکل‌های ۸ تا ۱۰ نسبت به شکل‌های ۱ تا ۳ مقدار مثبت و خیلی کوچک Δa_μ است. اولاً در شکل‌های ۸ تا ۱۰، دو قید چگالی باقیمانده ماده تاریک و گشتاور مغناطیسی ناهنجار میون به طور همزمان به فضای پارامتری اعمال شده‌اند که طبیعتاً آن را محدودتر خواهند کرد. ثانیاً خود مثبت بودن مقدار Δa_μ ، قید بسیار محدود کننده‌ای است. مثلاً در مدل دوم با میدان واسطه اسپینوری، مثبت بودن مقدار Δa_μ ، منجر به قید $M_\psi > \frac{2}{3} M_\mu$ می‌شود و برای

طبق شکل ۲ فقط مقادیر بزرگ ثابت‌های جفت شدگی، مقدار چگالی باقیمانده ماده تاریک را می‌دهد. بنابراین مشاهده می‌کنیم که در شکل ۹، با اعمال همزمان قیدهای چگالی باقیمانده ماده تاریک و گشتاور مغناطیسی ناهنجار میون، فقط مقادیر بزرگ ثابت‌های جفت شدگی را خواهیم داشت. باید توجه داشت که در مدل دوم، با میدان واسطه اسپینوری سه پارامتر آزاد وجود دارد که همه آنها در تعیین مقدار چگالی باقیمانده ماده تاریک و گشتاور مغناطیسی میون اثرگذار هستند. این در حالی است که در مدل‌های اول و سوم با میدان‌های واسطه نرده‌ای و برداری، چهار پارامتر آزاد

وجود دارد. از این چهار پارامتر فقط سه تای آنها در تعیین گشتاور مغناطیسی میون نقش دارند. بنابراین مشاهده می شود که در شکل های ۸ و ۱۰، ثابت های جفت شدگی g_ν و g_ϕ محدود نشده اند؛ زیرا در محاسبه گشتاور مغناطیسی میون نقشی نداشته و فقط تحت قید چگالی باقیمانده ماده تاریک محدود می شوند. در نهایت تجمع نقاط حول خط $y_s = \sqrt{5}y_p$ در شکل ۱۰ به کوچک شدن مقدار Δa_μ طبق معادله مربوط به مورد ماده تاریک با میدان واسطه برداری مربوط می شود. معادله مربوطه در نقاط نزدیک به $y_s = \sqrt{5}y_p$ ، مستقل از مقدار پارامترهای دیگر، مقدار بسیار کوچکی در محدوده نتایج آزمایشگاهی برای Δa_μ را خواهد داد. لازم به ذکر است ما در صورتی مجاز هستیم برهمکنش های مؤثر ناقص تقارن های پیمانه ای به مدل استاندارد اضافه کنیم که ضریب های جفت شدگی در مقابل ضریب های جفت شدگی مدل استاندارد کوچک باشند. مطابق نتایج نهایی در شکل های ۸ تا ۱۰، مدل ماده تاریک برداری با واسطه نرده ای و برداری می تواند ضرایب جفت شدگی بسیار کوچکی داشته باشند و همزمان نتایج گشتاور مغناطیسی نابهنجار میون را توضیح دهند، اما در مورد ماده تاریک برداری با واسطه اسپینوری، ضرایب جفت شدگی

مراجع

1. E Aprile, et al., *Phys. Rev. D* **102**, 7 (2020).
2. K Kannike, et al., *Phys. Rev. D* **102**, 9 (2020) 095002; B Fornal, et al., *Phys. Rev. Lett.* **125**, 16 (2020) 161804.; M Du, et al., [arXiv:2006.16252 [hep-ph]]; H Davoudiasl, P B Denton, and J Gehrlein, *Phys. Rev. D* **102**, 9 (2020) 091701; P Van Dong, et al., [arXiv:2007.09981 [hep-ph]]; J Angle, et al., *Phys. Rev. Lett.* **107** (2011) 051301; Erratum *Phys. Rev. Lett.* **110** (2013) 249901; R Essig, et al., *Phys. Rev. D* **96**, 4 (2017) 043017; P Agnes, et al., *Phys. Rev. Lett.* **121**, 11 (2018) 111303; E Aprile, et al., *Phys. Rev. Lett.* **123**, 25 (2019) 251801; L Barak, et al., *Phys. Rev. Lett.* **125**, 17 (2020) 171802; J R Batley, et al., *Phys. Lett. B* **746**, 178 (2015); D Banerjee, et al., *Phys. Rev. D* **101**, 7 (2020) 071101.
3. S Y Ayazi and A Mohamadnejad, arXiv:2112.01029.
4. N Aghanim, et al., *Astron. Astrophys.* **641**, A6 (2020) 235.
5. G Barducci, et al., *Comput. Phys. Commun.* **222** (2018) 327.
6. B Abi, et al., *Phys. Rev. Lett.* **126**, 14 (2021) 14180.
7. W Bennett, et al., *Phys. Rev. D* **73** (2006) 072003.
8. J P Leveille, *Nucl. Phys. B* **137** (1978) 63.
9. F S Queiroz and W Shepherd, *Phys. Rev. D* **89**, 9 (2014) 9.
10. M Pospelov and J Pradler, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **60** (2010) 539.
11. S Abdollahi, et al., *Phys. Rev. D* **95**, 8 (2017) 082007.
12. O Adriani, et al., *Nature* **458** (2009) 607.
13. O Adriani, et al., *Phys. Rev. Lett.* **119**, 18 (2017) 181101.
14. J Chang, et al., *Astropart. Phys.* **95** (2017); G Ambrosi, et al., *Nature* **552** (2017) 63.
15. J P Lees, et al., *Phys. Rev. D* **94**, 1 (2016) 011102.
16. I Adachi, et al., *Phys. Rev. Lett.* **124**, 14 (2020) 141801.

۷. نتیجه گیری

در این مقاله، مدل هایی و رای مدل استاندارد را با ماده تاریک برداری مطالعه کردیم که بتوانند افزایش پس زنی الکترون در انرژی ۲/۳ کیلو الکترون-ولت که در آزمایش آشکارسازی مستقیم XENON1T مشاهده شده است را توضیح دهد. همچنین تمام قیدهای ناشی از گشتاور مغناطیسی ناهنجار میون، سنتر نوکلئونی مهبانگ، آشکارسازی غیرمستقیم ماده تاریک و برخورد دهنده های الکترون-پوزیترون را نیز در نظر گرفتیم. نشان دادیم با این که قیدهای گشتاور مغناطیسی ناهنجار میون می تواند فضای پارامتری هر سه مدل را محدود کنند، اما هنوز بخشی از فضای پارامتری مجاز هستند.