

Research Paper



Dark Matter Search Constraints on the Inert Higgs Doublet Model



Shehu AbdusSalam ^{*1}, Alireza Zafari, ²



This paper is an open access and licenced under the CC BY NC licence.



DOI: 10.22034/strap.2024.19290

Reference to this article: AbdusSalam, S; Zafari, A; (2024). Dark Matter Search Constraints on the Inert Higgs Doublet Model. *Scientific Researches in Theoretical and Applied Physics*, 2 (2): 63-72.

Keywords

Inert Doublet Model, Dark Matter Detection, Milky Way Center, Dwarf Spheroidal Galaxies.

Received: 2024/08/25

Accepted: 2025/02/15

Available: 2025/07/08

A B S T R A C T

Understanding the nature of dark matter has been one of the most serious challenges in fundamental physics in recent decades. The Inert Higgs Doublet Model is one of the simplest extensions of the Standard Model of particle physics that provides new particles, the lightest of which can be considered a dark matter candidate particle. Assuming the existence of such a particle, its annihilation processes in the accumulation centers can lead to the production of excess Standard Model particles in different astrophysical regions than expected. Due to the non-discovery of dark matter particles, bounds on the annihilation cross sections versus masses of the dark matter particle are derived by various search experiments. Comparing these bounds with the Inert Higgs Doublet Model theoretical predictions can be used for assessing the compatibility of the model with astrophysical observation of signals for excess Standard Model particles.

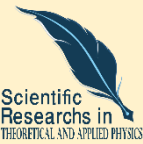

* Corresponding Author: Shehu AbdusSalam

E-mail: abdussalam@sbu.ac.ir


1. Department of Physics, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran.

2. Department of Physics, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran.

مقاله پژوهشی

	<h2>قیدهای نتایج جست و جوهای ماده تاریک بر مدل دوتایی بی‌اثر هیگز</h2>	
<p>شهو عبدالسلام[*]، علیرضا ظفری²</p>		

	<p>این مقاله به صورت دسترسی باز و با لایسنس CC BY NC کپی‌رایت کامانز قابل استفاده است.</p>	
---	--	---

<p>ارجاع به این مقاله: عبدالسلام، شهو؛ ظفری، علیرضا (1403). قیدهای نتایج جست و جوهای ماده تاریک بر مدل دوتایی بی‌اثر هیگز. پژوهش‌های علمی در فیزیک نظری و کاربردی، 2(2): 63-72.</p>	<p>DOI: 10.22034/strap.2024.19290</p>	
--	---------------------------------------	---

چکیده	کلیدواژه‌ها
<p>شناخت ماهیت ماده تاریک، یکی از چالش‌های جدی چند دهه اخیر در فیزیک بنیادی بوده است. مدل دوتایی بی‌اثر هیگز یکی از ساده‌ترین بسط‌های مدل استاندارد ذرات بنیادی می‌باشد که با افزودن یک میدان دوتایی مختلط الکتروضعیف، ذرات جدیدی را ارائه می‌دهد که سبک‌ترین آن‌ها نامزدی از ماده تاریک در نظر گرفته می‌شود. با فرض وجود چنین ذره‌ای در طبیعت، فرآیندهای نابودی آن در مراکز تجمع این ماده می‌تواند منجر به تولید بیش از حد انتظار ذرات مدل استاندارد در نقاط مختلف اخترفیزیکی شود. با توجه به کشف نشدن ذرات ماده تاریک، قیدهایی بر سطح مقطع فرآیندهای مورد بررسی و جرم ذرات ماده تاریک اعمال می‌شود. با بررسی این قیدها و مقایسه با پیش‌بینی‌های نظری متناظر با فضای پارامتری موجود در مدل دوتایی بی‌اثر هیگز به سازگاری این مدل با سیگنال‌هایی از وجود تعداد اضافی از ذرات مدل استاندارد دریافتی پی خواهیم برد.</p>	<p>مدل بی‌اثر دوتایی، ماده تاریک، مرکز کهکشان راه شیری، کهکشان‌های کروی کوتوله، آشکارسازی ماده تاریک.</p>
	<p>دریافت شده: 1403/06/04 پذیرفته شده: 1403/11/27 منتشر شده: 1404/04/17</p>

* نویسنده مسئول: شهو عبدالسلام

رایانامه: abdussalam@sbu.ac.ir

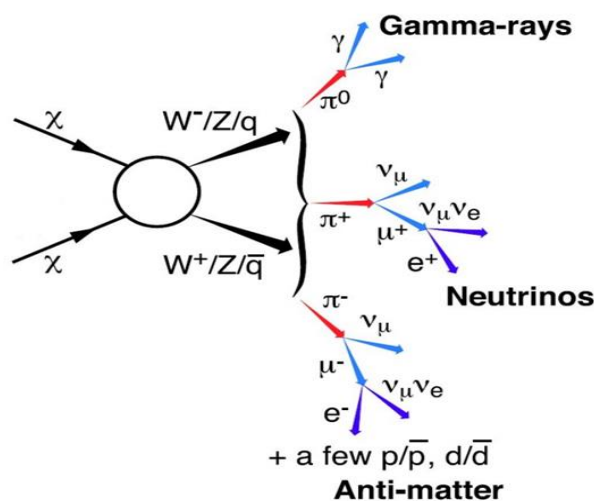
1- دکتری تخصصی، استاد یار، دانشکده فیزیک، دانشگاه شهید بهشتی، تهران، ایران.

2- دانشکده فیزیک، دانشگاه شهید بهشتی، تهران، ایران.

مقدمه

یکی از روش‌های جست و جوی ماده تاریک در ابعاد نجومی به صورت غیرمستقیم است¹. با فرض این که کل یا قسمتی از چگالی باقی مانده ماده تاریک ناشی از فرآیندهای تولید و نابودی ذرات ماده تاریک از ذرات مدل استاندارد پیش از جدا شدن از پلاسمای اولیه کیهانی باشد، فرآیندهای نابودی آن‌ها می‌تواند منجر به ایجاد ذرات استاندارد بیش از انتظار در مراکز کهکشان‌ها شود. مشاهده چنین انباشتی از ذرات مدل استاندارد می‌تواند نشانه‌ای غیرمستقیم از وجود ذرات ماده تاریک در طبیعت باشد. در این روش با استفاده از داده‌های نجومی مربوط به تعداد مضاعف ذرات بنیادی در مراکز کهکشان‌ها به بررسی صحت مدل‌های فیزیک بنیادی دارای ذرات نامزد ماده تاریک (χ) پرداخته می‌شود.

روش کار به این صورت است که از اثرات جانبی وجود ذرات ماده تاریک در کانون‌های تجمع آن استفاده می‌شود تا ماهیت و ویژگی‌های مرتبط با آن استخراج شود. یکی از این اثرات جانبی بدین صورت است که با برخورد و نابودی دو ذره ماده تاریک با یکدیگر، فرایند نابودی زوج ذره ماده تاریک رخ می‌دهد و محصولات نهایی حاصل از این برهمکنش، ذرات پایدار مدل استاندارد خواهند بود. باید توجه داشت که نوع ذرات حاصل از این برهمکنش‌ها به میزان قابل توجهی به مدل برهمکنشی در نظر گرفته شده برای توصیف این سیستم بستگی دارد. نمونه‌ای از این برهمکنش‌ها در شکل 1 نمایش داده شده است.



1 در این مقاله، تمرکز ما بر جست و جوهای ماده تاریک مرتبط با پدیده‌های اخترفیزیکی است و به جست و جوهای مربوط به ماده تاریک در برخورد دهنده‌ها نمی‌پردازیم.

شکل 1. نمونه‌ای از فرآیندهای نابودی ذره ماده تاریک χ که منجر به تولید ذرات پایدار اضافی قابل توجه، نسبت به مقدار قابل انتظار در چارچوب استاندارد می‌شوند.

باید در نظر داشت همان طور که در شکل 1 نشان داده شده است، ذرات پایدار در مدل استاندارد شامل الکترون، پوزیترون، پروتون، پاد-پروتون، فوتون و نوترینوها هستند. از این رو، آزمایش‌های مختلفی با هدف شناسایی پرتوهای گامای اضافی، پرتوهای کیهانی یا نوترینوها طراحی و اجرا می‌شوند. پس به نوعی می‌توان انتظار داشت که در مکان‌هایی از کیهان که ذرات ماده تاریک (با فرض وجود در طبیعت) دچار نابودی می‌شوند، این ذرات پایدار مدل استاندارد نیز باید به نوعی حضور داشته باشند. در نتیجه ماموریت اصلی در روش جست و جو یا آشکارسازی غیرمستقیم ذرات ماده تاریک، یافتن مکان‌های تجمع بیش از حد و غیر قابل انتظار این ذرات پایدار است. برای توضیحات و مراجع بیش‌تر به فصل شش [2] مراجعه شود.

روش دیگر برای جست و جوی ماده تاریک مربوط به آشکارسازی مستقیم می‌باشد. برهمکنش مستقیم ذرات ماده تاریک با ذرات مدل استاندارد در قالب پراکندگی از هسته یا الکترون اتم‌های حاضر در آزمایش می‌باشد. در آشکارسازی یا جست و جوی مستقیم ذرات ماده تاریک، شیوه کار بدین شکل است که انرژی پس زنی هسته به منظور شناسایی برهمکنش آن‌ها با ماده تاریک اندازه‌گیری می‌شود. نتایج به دست آمده از این آزمایش‌ها حاکی از عدم تشخیص ذرات ماده تاریک می‌باشد اما با استفاده از نتایج ذکر شده، قیده‌های حد بالا بر روی سطح مقطع پراکندگی ذرات ماده تاریک از هسته σ_N بر حسب جرم ذرات ماده تاریک تخمین زده می‌شود. برای توضیحات و مراجع بیش‌تر به فصل پنج [2] مراجعه شود.

مشاهدات حاصل از آزمایش‌ها در جست‌وجوهای مستقیم و غیرمستقیم به محدودیت‌هایی بر مقادیر سطح مقطع‌های نابودی یا پراکندگی ماده تاریک تبدیل می‌شوند. در جست‌وجوهای غیرمستقیم، این محدودیت‌ها با فرض اینکه ذرات اضافی مشاهده شده ناشی از نابودی ماده تاریک باشند، اعمال می‌گردند. در چهارچوب تحقیقات نظری، سطح مقطع‌های پراکندگی ماده تاریک را می‌توان از مدل‌های جدید فیزیکی محاسبه کرد و سپس از محدودیت‌های آزمایشگاهی برای کاهش فضای پارامتری این مدل‌ها استفاده نمود.

در ادامه قصد داریم تا پیش‌بینی‌های مرتبط با کمیت‌های آشکارسازی مستقیم و غیرمستقیم ماده تاریک را در قالب مدل دوتایی

$$V = \mu_h^2 |H|^2 + \lambda_h |H|^4 + \mu_Q^2 Q^\dagger Q + \alpha (H^\dagger H)(Q^\dagger Q) + \lambda_1 [(QQ)_{J=1}(\bar{Q}\bar{Q})_{J=1}]_{J=0} + \beta [(\bar{H}H)_{J=1}(\bar{Q}Q)_{J=1}]_{J=0} + \{ \kappa_1 [(HH)_{J=1}(\bar{Q}\bar{Q})_{J=1}]_{J=0} + H.c. \} \quad (2)$$

که در این رابطه H میدان دوتایی معمولی مدل استاندارد می‌باشد و هر کدام از دوتایی Q و H به صورت زیر تعریف می‌شوند:

$$H = \begin{pmatrix} H^+ \\ H^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} x_1 + ix_2 \\ h + ix_3 \end{pmatrix} \quad \& \quad Q = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} y_1 + iy_2 \\ S + iR \end{pmatrix}$$

$$\bar{H} = VH^* = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} h - ix_3 \\ -x_1 + ix_2 \end{pmatrix}$$

$$\bar{Q} = VQ^* = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} S - iR \\ -y_1 + iy_2 \end{pmatrix} \quad (3)$$

در رابطه بالا x_1, x_2, x_3, y_1, y_2 بوزون‌های گلدستون⁵ الکتروضعیف هستند. h میدان ذره هیگز مدل استاندارد می‌باشد. R, S, y_1, y_2 میدان‌های ذرات افزوده شده برای مدل استاندارد هستند. میدان‌های متناظر با y_1 و y_2 ، ذره باردار Y^\pm را تشکیل می‌دهند. عبارت‌های \bar{H} و \bar{Q} همیوگ‌های مختلط میدان‌های H و Q می‌باشند و ترکیب میدان‌های ذکر شده با همیوگ‌های مختلط آن‌ها، برقراری تقارن $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ را تضمین می‌کند.

در رابطه (2) از ترکیب‌های اسپینی مختلف استفاده شده است. به عنوان مثال در عبارت $\lambda_1 [(QQ)_{J=1}(\bar{Q}\bar{Q})_{J=1}]_{J=0}$ ، منظور از $(QQ)_{J=1}$ حالتی است که دو میدان افزوده شده Q با یکدیگر از نظر آیزواسپینی ترکیب شده و یک میدان مرکب با آیزواسپین $J=1$ را تشکیل می‌دهند. در عبارت کلی‌تر بعدی نیز دو میدان با آیزواسپین $J=1$ ترکیب شده و حالت $J=0$ آن‌ها مد نظر قرار گرفته است تا در نهایت به یک ترکیب اسکالر دست یابیم. لازم به ذکر است که کلیه عبارت‌های افزوده شده دارای ضریبی با بُعد جرمی صفر می‌باشند که نشان از بازهنجار پذیر بودن پتانسیل ارائه شده می‌باشد.

بی‌اثر هیگز¹ محاسبه کنیم. کمیت‌های قابل مشاهده مورد بررسی شامل میانگین سطح مقطع فرآیندهای نابودی ماده تاریک و پراکندگی مستقل از اسپین ذرات ماده تاریک از اتم‌ها می‌باشند. ابتدا به توضیح مختصر مدل دوتایی بی‌اثر هیگز در بخش بعد خواهیم پرداخت.

1. مدل دوتایی بی‌اثر هیگز

در این مقاله تمرکز بر مدل دوتایی بی‌اثر هیگز به منظور ادامه تحقیقات گزارش شده در مرجع [1] می‌باشد. در چارچوب این مدل از تقارن گسسته Z_2 به منظور محدود کردن واکنش‌های ذرات افزوده شده مانند ذرات نامزد ماده تاریک با ذرات معمول مدل استاندارد ذرات بنیادی استفاده می‌شود. در واقع میدان‌های افزوده شده به مدل استاندارد، تحت تقارن یاد شده فرد خواهند بود و میدان‌های متناظر با ذرات مدل استاندارد تحت تقارن یاد شده زوج خواهند بود. همچنین ذره واسطه در این واکنش‌ها، ذره هیگز می‌باشد.

مدل دوتایی بی‌اثر از ساده‌ترین بسط‌های مدل استاندارد، توسط دومین میدان هیگز دوتایی الکتروضعیف² بدون اتصال مستقیم به فرمیون‌ها است. در این مدل هیگز دوم (Q) ، تحت تقارن Z_2 به محتوای ذرات مدل استاندارد افزوده می‌شود. سبک‌ترین ذره خنثی آن (S) ، پایدار است و بنابراین نامزد مناسبی برای توصیف ماده‌ی تاریک می‌باشد. از آنجایی که انتظار داریم ماده‌ی تاریک مورد نظر با فوتون برهمکنش نداشته باشد، لازمی این فرض این است که ذره نامزد ماده‌ی تاریک از لحاظ الکتریکی خنثی باشد، یعنی بار الکتریکی Q_{EM} برابر با:

$$Q_{EM} = 0 \rightarrow T_3 + \frac{Y}{2} = 0 \rightarrow |Y| = 2 \times \left(\frac{1}{2} \right) = 1 \quad (1)$$

در رابطه بالا Y بیانگر آبربار³ و T_3 بیانگر مولفه سوم آیزواسپین می‌باشد. از طرفی به دلیل اینکه میدان افزوده شده یک دوتایی می‌باشد پس آیزواسپین آن برابر $\frac{1}{2}$ می‌باشد. کلی‌ترین شکل پتانسیل بازهنجار پذیری که می‌توانیم برای مدل دوتایی بی‌اثر هیگز در نظر بگیریم، عبارت است از⁴:

³ Hyper-charge

⁴ برای توضیحات بیشتر به پیوست الف مراجعه کنید.

⁵ Goldstone bosons

¹ Inert Higgs Doublet Model

² دوتایی تحت تقارن الکتروضعیف $SU(2)_L \times U(1)_Y$

$$K = \frac{\sqrt{3}}{2v^2} (M_S^\gamma - M_R^\gamma) \quad (6)$$

در مجموع مدل دوتایی بی‌اثر هیگز، پنج پارامتر آزاد دارد که شامل $\Lambda_1, \lambda_1, M_{Y^\pm}, M_R, M_S$ می‌باشد. برای برازش کلی این مدل با داده‌های تجربی، بازه‌ی پارامترهای جرمی از 1 الی 1000 گیگا الکترون ولت، پارامتر Λ_1 در بازه [1 و -1] و مقدار λ_1 برابر 0.1 در نظر گرفته شده است. لازم به ذکر است ضرایب راس‌های نمودارهای فایمن¹ متفاوت برای مدل مد نظر که تعیین کننده نوع و شدت برهمکنش‌های ذره نامزد ماده تاریک هستند در جدول 1 آورده شده است. برای به دست آوردن پیش‌بینی‌های نظری ارائه شده در بخش‌های 3 و 4، این ضرایب به نرم‌افزارهای تخصصی داده می‌شود.

جدول 1. ضرایب جفت شدگی متفاوت پس از شکست تقارن الکتروضعیف

ضریب	راس	ضریب	راس
$\alpha + \frac{\sqrt{3}}{6}\beta$	hh Y^+Y^-	$2\sqrt{3}\lambda_1$	SSSS
$(\alpha + \frac{\sqrt{3}}{6}\beta)v$	h Y^+Y^-	$2\sqrt{3}\lambda_1$	RRRR
$2\bar{\Lambda}_1$	hhRR	$4\frac{\sqrt{3}}{3}\lambda_1$	$Y^+Y^-Y^+Y^-$
$2\lambda_1 v$	hSS	$\frac{2\sqrt{3}}{3}\lambda_1$	SSRR
$2\Lambda_1$	hhSS	$\frac{2\sqrt{3}}{3}\lambda_1$	SS Y^+Y^-
--	--	$\frac{2\sqrt{3}}{3}\lambda_1$	RR Y^+Y^-

حال قصد داریم تا اثرات ناشی از قیده‌های جست و جوی مستقیم و غیرمستقیم ماده تاریک را بر فضای پارامتری مدل دوتایی بی‌اثر هیگز بررسی کنیم. به این منظور، نمونه‌های پیشین از مدل دوتایی بی‌اثر هیگز را که از تحلیل و برازش عام حاصل شده‌اند [1] در نظر خواهیم گرفت.

2. قیده‌های ناشی از جست و جوی غیرمستقیم ذره

ماده تاریک

در رابطه پتانسیل (2)، $\mu_Q, \lambda_1, \alpha, \beta$ و $\kappa_1 = K$ نمایشگر پارامترهای آزاد مدل دوتایی بی‌اثر هستند. همان میدان هیگز خنثی در مدل استاندارد ذرات بنیادی است که مقدار چشمداشتی خلا آن برابر است با $\langle h \rangle \equiv v \approx 246$ GeV و x_1, x_2, x_3 بوزون‌های گلدستون الکتروضعیف هستند. حال اگر رابطه (3) را در رابطه پتانسیل (2) قرار دهیم به رابطه مد نظر پس از شکست تقارن دست می‌یابیم. عبارت جرمی برای میدان خنثی اسکالر ماده تاریک S، میدان شبه اسکالر R و میدان اسکالر باردار Y^\pm پس از شکست تقارن الکتروضعیف به صورت زیر خواهد بود:

$$M_S^\gamma = \mu_Q^\gamma + \left(\frac{\alpha}{2} + \frac{\sqrt{3}}{3}K - \frac{\sqrt{3}}{12}\beta\right)v^\gamma,$$

$$M_R^\gamma = \mu_Q^\gamma + \left(\frac{\alpha}{2} - \frac{\sqrt{3}}{3}K - \frac{\sqrt{3}}{12}\beta\right)v^\gamma,$$

$$M_{Y^\pm}^\gamma = \mu_Q^\gamma + \left(\frac{\alpha}{2} + \frac{\sqrt{3}}{12}\beta\right)v^\gamma \quad (4)$$

برای اینکه بتوانیم میدان S را نامزدی از ماده تاریک بدانیم شرط $M_S < M_R, M_{Y^\pm}$ باید برقرار باشد. برای برقراری این شرط $K < 0$

و $\frac{\sqrt{3}}{3}K + \frac{\sqrt{3}}{6}\beta < 0$ نیز باید برقرار باشد. حال اگر از نمادگذاری پورتال هیگز استفاده کنیم:

$$\Lambda_1 = \frac{\alpha}{2} + \frac{\sqrt{3}}{3}K - \frac{\sqrt{3}}{12}\beta$$

$$\bar{\Lambda}_1 = \frac{\alpha}{2} - \frac{\sqrt{3}}{3}K - \frac{\sqrt{3}}{12}\beta \quad (5)$$

این ضرایب مرتبط با جفت شدگی درجه سه و درجه چهار بین ذره هیگز مدل استاندارد و نامزد ماده تاریک S یا میدان شبه اسکالر R می‌باشد. پارامترهای α و β مشخص کننده عبارت جرمی و توصیف‌گر برهمکنش میان میدان h و میدان اسکالر باردار Y^\pm می‌باشند. با استفاده از روابط (4) و (5)، فضای پارامتری مدل را از کمیت‌های K, μ_Q, β, α به کمیت‌های $\Lambda_1, M_R, M_{Y^\pm}, M_S$ و برعکس می‌توان تغییر داد:

$$\alpha = 2\Lambda_1 - \frac{1}{2v^2} (3M_S^\gamma - 2M_{Y^\pm}^\gamma - M_R^\gamma),$$

$$\beta = -\frac{\sqrt{3}}{v^2} (M_S^\gamma + M_R^\gamma - 2M_{Y^\pm}^\gamma),$$

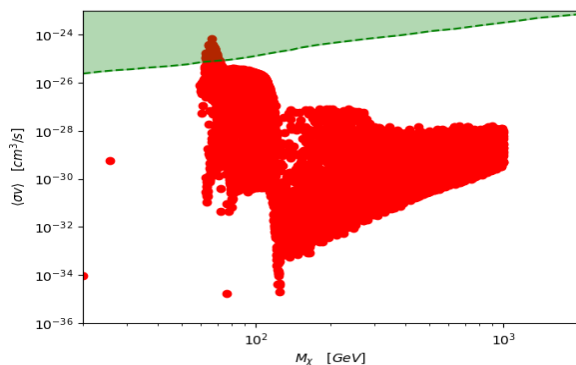
¹ Feynman diagrams

$$\Phi_{\gamma}(E_{\gamma}, \Delta\Omega) = \frac{1}{2} \frac{dN_{\gamma}}{dE_{\gamma}} \frac{\langle \sigma v \rangle}{4\pi m_{\chi}^2} \int_{\Delta\Omega} \int_{l.o.s} \rho_{\chi}^{\gamma}(l, \Omega) dl d\Omega \quad (7)$$

در رابطه بالا، $\frac{dN}{dE}$ طیف پرتوهای گاما تولید شده در هر فرآیند نابودی ذرات ماده تاریک می‌باشد که به نوعی تعداد ذرات حاصل از این فرآیند را در یک بازه انرژی ارائه می‌دهد. کمیت $\langle \sigma v \rangle$ سطح مقطع میانگین گرمایی ضرب در سرعت می‌باشد. کلیه این کمیت‌ها را می‌توان برای هر مدل به خصوصی از فیزیک ذرات یا مدل‌های اخت‌فیزیکی به صورت عددی به دست آورد [10].

برای محاسبه سطح مقطع فرآیندهای نابودی ذرات ماده تاریک پیش‌بینی شده از مدل دوتایی بی‌اثر هیگز از نرم افزار micrOMEGAs [8] استفاده شده است. پیش از هر چیز، مدل مورد نظر باید به طور کامل در این نرم‌افزار پیاده سازی شده باشد. این فرآیند شامل، آماده سازی ضرایب راس‌ها که در جدول (1) ذکر شدند و مدل سازی اخت‌فیزیکی مرتبط که در معادله (7) ذکر شده است، می‌باشد. تمامی این موارد باید به طور دقیق در نرم‌افزار micrOMEGAs آماده سازی و پیاده شوند. در رابطه بالا، m_{χ} جرم ذرات نامزد ماده تاریک می‌باشد، به صورت مستقیم بر نوع ذرات استاندارد تولید شده تاثیر دارد و l فاصله خط دید ناظر از جسم مورد نظر می‌باشد.

اگر تمامی قیدهای تجربی را به صورت کلی [9] در نظر بگیریم، بخش قابل توجهی از فضای پارامتری مدل دوتایی بی‌اثر هیگز در ارضا کردن قیدهای به دست آمده از مشاهدات نجومی موفق عمل می‌کنند و بخش کوچکی از فضای پارامتری این مدل نیز توسط قیدهای ذکر شده حذف خواهند شد. این نتیجه بیانگر این است که مدل دوتایی بی‌اثر هیگز به خوبی می‌تواند قیدهای ناشی از جست و جوی غیرمستقیم را ارضا کند و نامزد قابل قبولی از ماده تاریک ارائه کند. نتایج به دست آمده در شکل 2 قابل مشاهده است.



کهکشان کوتوله به کهکشانی اطلاق می‌شود که به نسبت کهکشان‌های دیگر، منابع نوری و جرم کم‌تری را اختیار می‌کند و تعداد ستارگان در آن به مراتب کمتر باشد. یک کهکشان به طور کلی، سیستم اتصال گرانشی ستاره‌ای است و همچنین متشکل از گاز و غبار میان ستاره‌ای و ماده تاریک می‌باشد. گرانش ماده تاریک موجب شکل‌گیری کهکشان‌ها شده است و کهکشان‌های کوتوله، آزمایشگاه طبیعی ماده تاریک هستند، زیرا نسبت سیگنال‌های دریافتی (فرض بر این است که به دلیل نابودی احتمالی نامزد ماده تاریک به وجود آمده است) به اثرات پس زمینه در چنین محیطی بسیار بالا است. با در نظر گرفتن آمارهای هاله ماده تاریک و مشاهدات نجومی مرتبط به کهکشان‌های کروی کوتوله در می‌یابیم که مراکز این کهکشان‌ها، می‌توانند کانون تجمع ماده تاریک باشند [3]. پس برای آزمایش این نظریه باید به دنبال سیگنال‌هایی از ذرات پایدار مدل استاندارد باشیم که بیش‌تر از حد معمول در این مکان قرار دارند. با بررسی این کانون‌ها و شار ذرات تولید شده که به طور فرضی از فرآیند نابودی ذرات ماده تاریک تولید شدند، می‌توانیم به قیدهای موثری در جهت آزمون مدل دوتایی بی‌اثر هیگز دست یابیم. از طرفی گروه‌های آزمایشی [4-7 و 16] قیدهایی را بر سطح مقطع فرآیند نابودی ذرات نامزد ماده تاریک به دست آوردند. برای محدود کردن فضای پارامتری مدل‌های دارای نامزد ذره ماده تاریک، لازم است تا نتایج تجربی این تحقیقات با پیش‌بینی‌های نظری مقایسه شوند.

پیش‌بینی‌های نظری در چارچوب مدل‌های خاص با استفاده از معادله زیر قابل محاسبه هستند. جست و جوهای پرتو گاما ناشی از نابودی ذرات ماده تاریک، یکی از قوی‌ترین قیدها را بر پیش‌بینی‌های نظری سطح مقطع نابودی این ذرات اعمال می‌کند. تلسکوپ‌ها، پرتوهای گاما را بر اساس انرژی و جهت پرتوهای ورودی ثبت می‌کنند. اگر این پرتوها ناشی از نابودی ماده تاریک باشند، داشتن یک پیش‌بینی نظری برای نرخ نابودی ماده تاریک به ازای واحد حجم بسیار مفید خواهد بود. این نرخ به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$\langle \sigma v \rangle \rho_{\chi}^{\gamma} / 2m_{\chi}^2$$

در این رابطه ρ_{χ} چگالی ماده تاریک می‌باشد. ضریب 1/2 به دلیل اجتناب از شمارش مجدد فرآیند نابودی A و B با فرآیند نابودی B و A می‌باشد (فرض کنید که A و B برچسب‌هایی هستند که به ذرات ماده تاریک نسبت می‌دهیم). طیف و توزیع زاویه‌ای پرتوهای گاما ناشی از نابودی ذرات ماده تاریک به ازای واحد حجم، واحد زمان از داخل یک زاویه فضایی $\Delta\Omega$ به صورت زیر بیان می‌شود:

تلسکوپ‌های می‌باشد. در قسمت بعد به بررسی قیدهای ناشی از جست و جوهای مستقیم ماده تاریک می‌پردازیم.

3. قیدهای ناشی از جست و جوی مستقیم ذره

ماده تاریک

آزمایش‌های آشکارسازی مستقیم غالباً با روش‌های متفاوتی صورت می‌گیرد. در این آزمایش‌ها از برخورد ذرات ماده تاریک با اتم‌ها و اندازه‌گیری انرژی پس زنی به اتم‌ها برای شناسایی ذرات ماده تاریک و ویژگی‌های آن‌ها استفاده می‌شود. حال تعدادی از آزمایش‌های به روز و گسترده را برای محدود کردن فضای پارامتری مدل‌های وری مدل استاندارد ذرات بنیادی به ویژه مدل دوتایی بی اثر را مورد بررسی قرار می‌دهیم. روند کار مشابه آنچه در قسمت قبل ذکر شده است، می‌باشد. از طرف دیگر، تحقیقات تجربی آزمایشگاه‌های برای جست و جوی برخورد ذرات ماده تاریک با اتم‌ها یا هسته‌های سنگین، توسط آزمایش‌هایی مانند XENON، LUX، DEAP و PANDAX طراحی و اجرا شدند [11-14]. از آنجا که ذرات ماده تاریک در این آزمایش‌ها شناسایی نشدند، نتایج این آزمایش‌ها به صورت قیدهای حد بالایی بر مقدار سطح مقطع پراکندگی ذرات ماده تاریک بر اتم‌ها یا نوکلئون‌ها ارائه شده است.

با محاسبه پیش‌بینی‌های نظری برای سطح مقطع فرایند پراکندگی ذره ماده تاریک بر اتم‌ها و مقایسه آن با قیدهای تجربی، می‌توان قیدهایی بر فضای پارامتری مدل مورد نظر اعمال کرد. با استفاده از نرم افزار micROMEGAS [10] سطح مقطع پراکندگی مورد نظر را با استفاده از رابطه زیر به دست می‌آوریم:

$$\sigma_{tot} = \frac{4M_\chi^2 M_N^2}{\pi(M_\chi + M_N)^2} (|A^{SI}|^2 + 3|A^{SD}|^2) \quad (8)$$

سپس قسمتی از فضای پارامتری مدل به دلیل فقدان سیگنال‌های قابل قبول از ذرات ماده تاریک حذف خواهند شد. در رابطه بالا، M_χ جرم ذرات ماده تاریک، M_N جرم هسته‌ی اتم یا نوکلئون استفاده شده در آزمایش، A^{SI} دامنه فرآیند پراکندگی مستقل از اسپین ذرات ماده تاریک می‌باشد که با توجه به لاگرانژی مدل دوتایی بی اثر هیگز محاسبه می‌شود، A^{SD} دامنه پراکندگی وابسته به اسپین ذرات ماده تاریک می‌باشد که مقدار آن برای فرآیندهای مورد بررسی در این مقاله برابر با صفر می‌باشد زیرا ذره نامزد ماده تاریک در مدل مورد بررسی، اسپین صفر را اختیار می‌کند. نتیجه به دست آمده در شکل 3 قابل مشاهده است.

شکل 2. نتایج حاصل از مقایسه قسمتی از فضای پارامتری مدل دوتایی بی اثر با قیدهای کلی آشکارسازی غیرمستقیم.

در شکل 2، پیش‌بینی‌های مدل دوتایی بی اثر هیگز برای کمیت میانگین سطح مقطع گرمایی فرآیندهای نابودی ذرات ماده تاریک به ذرات مدل استاندارد برحسب جرم ذرات ماده تاریک با نقاط قرمز زنگ نمایش داده شده است. این نقاط نمایانگر توزیع پسین برازش کلی است که در منبع [1] به آن اشاره شده است.

پارامترهای مدل دوتایی بی اثر هیگز که در پایین معادله (6) ذکر شدند به طور همزمان با استفاده از الگوریتم نمونه برداری تو در تو¹ بررسی شدند. برای هر نقطه در فضای پارامتری، پیش‌بینی‌های مدل دوتایی بی اثر هیگز برای برخی از رصدهای برخورد دهنده‌ها، چگالی بازمانده² ماده تاریک و همچنین شرایط گذار فاز الکتروضعیف مرتبه اول قوی³ محاسبه شد. نقاط قرمز در شکل 2 نتایج نمونه‌های پسین⁴ از برازش عام گزارش شده در مرجع [1] را نشان می‌دهند. در این مقاله، نتایج برازش عام با افزودن قیدهای حاصل از آزمایش‌های آشکارسازی غیرمستقیم و همچنین قیدهای آزمایش‌های آشکارسازی مستقیم به روز رسانی شدند. این موارد در بخش فعلی و بخش بعدی ارائه و توضیح داده خواهند شد. برای هر نقطه در نمونه‌های پسین، میانگین سطح مقطع نابودی گرمایی ذره نامزد ماده تاریک به حالت‌های نهایی پرتو گاما محاسبه شده است و هر کدام از این داده‌ها، همان طور که در شکل 2 نشان داده شده است، مکان نقاط را در صفحه $m_{DM} - \langle \sigma v \rangle$ تعیین می‌کند.

خط چین سبز رنگ نمایانگر ترکیبی از آزمایش‌های مختلف [5-7 و 16] جست و جوهای غیرمستقیم ماده تاریک است. آزمایش‌های مختلف آشکارسازی غیرمستقیم از اندازه‌گیری‌های شار ذرات ثبت شده توسط تلسکوپ‌ها (سمت چپ معادله (7)) استفاده می‌کنند تا محدودیت‌هایی بر مقادیر $\langle \sigma v \rangle$ با فرض اینکه پرتوهای گامای ثبت شده ناشی از نابودی ذرات ماده تاریک در مرکز کهکشان باشد، اعمال کنند. بر اساس نتایج این آزمایش‌ها، ناحیه سبز در شکل 2 استخراج شده است. بنابراین هر نقطه از فضای پارامتری مدل دوتایی بی اثر هیگز که بالاتر از خط چین سبز رنگ قرار بگیرد به وسیله قیدهای آزمایشگاهی حذف خواهد شد (یعنی چنین نقطه‌ای در فضای پارامتری مدل با شار ذرات ثبت شده همخوانی ندارد). در واقع فضایی که بالاتر از خط چین سبز رنگ وجود دارد، نواحی است که به نوعی توسط آزمایش‌های جست و جوی غیرمستقیم ماده تاریک مورد بررسی قرار گرفته است و نشان دهنده نقاطی از فضای پارامتری مدل می‌باشند که پیش‌بینی آن‌ها از تولید ذرات اضافه فراتر از مقادیر مشاهده شده در

³ First-order electroweak phase transition
⁴ Posterior sample

¹ Nested sampling algorithm
² Relic density

نتیجه‌گیری

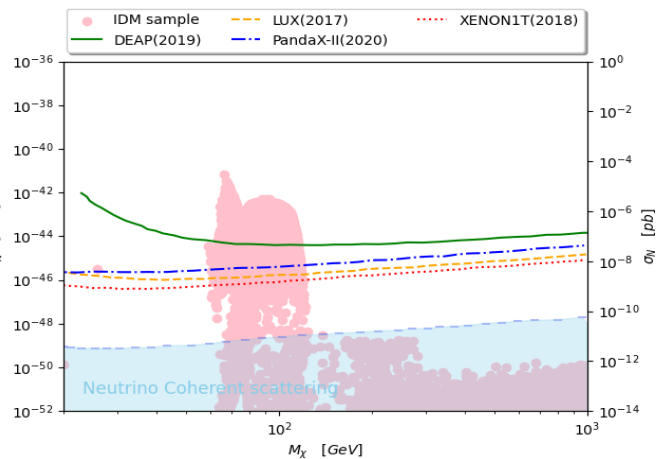
در جست و جوی ذره (ذرات) ماده تاریک، تلاش‌های تجربی متعددی از آزمایش‌های در مقیاس کوچک تا بزرگ انجام شده است. این آزمایش‌ها نوع ذره نامزد ماده تاریک را با محدوده جرمی که چندین مرتبه بزرگی را پوشش می‌دهد، هدف قرار می‌دهند. در این مقاله، ما بر نوع ذرات سنگین با برهمکنش ضعیف (WIMPs) با جرمی در بازه چندین گیگا الکترون ولت (GeV) تا هزاران گیگا الکترون ولت (TeV) تمرکز کردیم و قیدهایی ناشی از روش‌های جست و جوی مستقیم و غیرمستقیم را بررسی کردیم. ما یکی از ساده‌ترین بسط‌های مدل استاندارد فیزیک ذرات یعنی مدل دوتایی بی‌اثر هیگز را در نظر گرفتیم که در آن یکی از ذرات به عنوان نامزد ماده تاریک مطرح است. در این مقاله، تحلیل‌های مربوط به این مدل را با استفاده از نتایج آزمایش‌های جست و جوی ماده تاریک که در بخش‌های (3) و (4) ذکر شدند، گسترش دادیم.

در مجموع مدل دوتایی بی‌اثر از ساده‌ترین بسط‌های مدل استاندارد می‌باشد که به واسطه میدان الکتروضعیف دوتایی هیگز دوم و بدون اتصال مستقیم به فرمیون‌ها سعی در ارائه مدلی، فرای مدل استاندارد ذرات بنیادی دارد. مدل ذکر شده با تقریب قابل قبولی می‌تواند قیدهایی برآمده از جست و جوی ماده تاریک یا آشکارسازی غیرمستقیم و مستقیم ماده تاریک را ارضا کند و نامزد مناسبی را در غالب دسته بندی ذرات سنگین با برهمکنش ضعیف ارائه کند. همچنین قسمتی از فضای پارامتری این مدل به دلیل فقدان سیگنال‌های قابل توجه در آزمایش‌های آشکارسازی مستقیم ماده تاریک حذف خواهند شد اما محدوده قابل توجهی از فضای پارامتری این مدل که سازگار با بخش آشکارسازی غیرمستقیم نیز می‌باشد، نیازمند آزمایش‌های دقیق‌تری می‌باشد تا به درستی ذرات افزوده شده به مدل استاندارد ذرات بنیادی شناسایی شوند یا به صورت کلی مدل دوتایی بی‌اثر را حذف کنند.

در نهایت باید به این نکته اشاره کرد که پژوهش انجام شده به بررسی جنبه‌های آشکارسازی مستقیم و غیرمستقیم ماده تاریک تکیه دارد و هیچ تلاشی بر ارائه نتایج آزمایش‌های آشکارسازی مستقیم از طریق برخورد دهنده‌های ذرات به منظور محدود کردن نواحی فضای پارامتری مدل دوتایی بی‌اثر هیگز را ندارد. در واقع این مسیر تحقیقاتی جذابیت‌های خاص خود را دارا می‌باشد که می‌توان در آینده و در چارچوب پروژه‌های گسترش یافته بخش هیگز ما به آن پرداخت.

پیوست الف

لاگرنژی مدل دوتایی بی‌اثر کلی‌ترین شامل کلی‌ترین حالت یک پتانسیل اسکالر بازبهنجار پذیر می‌باشد که حاوی میدان دوتایی هیگز



شکل 3. نتایج حاصل از مقایسه فضای پارامتری مدل دوتایی بی‌اثر و قیدهایی آشکارسازی مستقیم ماده تاریک. قسمتی از فضای پارامتری توسط قیدهایی آشکارسازی مستقیم حذف می‌شود و قسمتی در طیف سطح مقطع پراکندگی نوترینوها قرار می‌گیرند.

همان طور که در بخش قبلی اشاره شد، هر یک از نقاط (با رنگ صورتی) در صفحه $m_{DM} - \sigma_{SI}$ از برازش عام مدل دوتایی بی‌اثر هیگز به محدودیت‌های برخورد دهنده‌ها، چگالی بازمانده ماده تاریک اندازه گیری شده و شرط گذار فاز الکتروضعیف مرتبه اول قوی به دست آمدند. در شکل 3، این تحلیل برازش عام با استفاده از حد بالای سطح مقطع پراکندگی ماده تاریک با نوکلئون‌ها به روز رسانی شده است.

در شکل 3 مشابه با نتایج نشان داده شده برای جست و جوی غیرمستقیم، پیش‌بینی‌های مدل دوتایی بی‌اثر هیگز برای کمیت سطح مقطع پراکندگی ذرات نامزد ماده تاریک از نوکلئون‌ها بر حسب جرم ذرات نامزد ماده تاریک با نقاط صورتی رنگ نشان داده شده است. خطوط رنگی نمایانگر قیدهایی به دست آمده از آزمایش‌های متفاوت می‌باشند [11-14]. هر نقطه از فضای پارامتری مدل دوتایی بی‌اثر هیگز که بالاتر از این خطوط قرار گیرد، توسط قیدهایی آزمایشگاهی حذف خواهند شد. همان طور که در شکل نیز مشخص است، آزمایش XENON1T [11] به عنوان قوی‌ترین قید در میان دیگر آزمایش‌ها ظاهر شده است. لازم به ذکر است که قسمت قابل توجهی از فضای پارامتری مدل دوتایی بی‌اثر هیگز در نواحی پس زمینه‌ای غیر قابل تفکیک نوترینوها قرار می‌گیرند. این ناحیه با رنگ آبی در شکل 3 نشان داده شده است.

$(QQ)_{J=1}$ بیانگر سیستم دو ذره‌ای می‌باشد که جمع آیزواسپین کلی آن برابر با یک می‌باشد. مثالی دیگر عبارت است از $\left[(QQ)_{J=1} (\bar{Q}\bar{Q})_{J=1} \right]_{J=0}$ ، در این حالت مجموع دو سیستم دو ذره‌ای با آیزواسپین یک مد نظر است که جمع آیزواسپین کلی آن برابر با صفر باشد. تا در مجموع به یک عبارت اسکالر دست یابیم. بدین طریق، کلی‌ترین عبارت برهمکنشی برای مدل دوتایی بی‌اثر به دست می‌آید و ضرایب متناظر با هر جمله، توسط قیده‌های نظری و آزمایشگاهی محدود می‌شوند. لازم به ذکر است که برای هر کدام از عبارت‌های ذکر شده، ضرایب کلبش گوردون¹ مناسبی نیز نیاز است. به عنوان نمونه عبارت جرمی میدان دوتایی افزوده شده Q را پس از شکست تقارن بررسی می‌کنیم و با اجرای عملیات مشابه برای سایر عبارت‌های موجود در لاگرانژی مدل دوتایی بی‌اثر به مقادیر جرم ذرات افزوده شده دست خواهیم یافت. توجه به این نکته ضروری است که مقدار جرم ذرات افزوده شده به مدل استاندارد متناظر با توان دوم میدان‌های معرفی شده است.

$$\begin{aligned} \mu_Q^\dagger Q^\dagger Q &= \mu_Q^\dagger \left(Y^- \frac{1}{\sqrt{2}} (S - iR) \right) \left(\frac{1}{\sqrt{2}} (S + iR) \right) \\ &= \mu_Q^\dagger (Y^+ Y^-) + \frac{\mu_Q^\dagger}{2} (S^\dagger + R^\dagger) \end{aligned}$$

حال این محاسبات برای دیگر عبارت‌ها نیز انجام شود تا سرانجام نتایج رابطه (4) به دست آید. برای جزئیات بیشتر به منبع [15] مراجعه شود.

منابع و مراجع

- [1] S. AbdusSalam, L. Kalhor and M. Mohammadidoust, *Eur. Phys. J. C* **82** (2022) 10, 892. [arxiv: 2208.13705] <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-022-10862-4>
- [2] M. Cirelli, A. Strumia and J. Zupan. [arxiv: 2406.01705] <https://doi.org/10.48550/arXiv.2406.0175>

H و دوتایی الکتروضعیف دلخواه Q است و تقارن $SU(2)_L$ در آن تعبیه شده است. برای جلوگیری از برهمکنش مستقیم ذرات افزوده شده به مدل استاندارد با دیگر ذرات، تقارن گسسته Z_2 را به گونه‌ای در نظر می‌گیریم که میدان Q تحت این تبدیل فرد و میدان H زوج باشد. بدین ترتیب سبک‌ترین ذره متناظر با تبدیل Z_2 فرد اجازه واپاشی به ذرات مدل استاندارد را به صورت مستقیم نخواهد داشت و نامزد مناسبی برای ماده تاریک خواهد بود. لاگرانژی کلی به صورت زیر می‌باشد:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \partial^\mu H^\dagger \partial_\mu H + \partial^\mu Q^\dagger \partial_\mu Q + \mu_h^\dagger |H|^\dagger + \lambda_h |H|^\dagger \\ &+ \mu_Q^\dagger Q^\dagger Q + \lambda_1 \left[(QQ)_{J=1} (\bar{Q}\bar{Q})_{J=1} \right]_{J=0} \\ &+ \alpha (H^\dagger H) (Q^\dagger Q) + \beta \left[(\bar{H}\bar{H})_{J=1} (\bar{Q}\bar{Q})_{J=1} \right]_{J=0} \\ &+ K \left[(HH)_{J=1} (\bar{Q}\bar{Q})_{J=1} \right]_{J=0} + H.c. \end{aligned}$$

عبارت $H.c.$ شامل جمله‌های همیوگ مختلط رابطه بالا می‌باشد و وجود آن برای هرمیتی بودن لاگرانژی و به دنبال آن هامیلتونی ضروری است. پارامترهای مدل دوتایی بی‌اثر با توجه به لاگرانژی ذکر شده عبارتند از μ_Q ، λ_1 ، α ، β و K که باید به روش‌های مختلف شناسایی شوند. بُعد جرمی این ضرایب نیز با در نظر گرفتن این نکته که بُعد جرمی هر عبارت در لاگرانژی برابر با 4 می‌باشد به دست می‌آید. پس از انجام محاسبات کوتاه، بُعد جرمی برابر با صفر برای هر کدام از این ضرایب به دست می‌آید که تاییدی بر ادعای بازبهنجار پذیر بودن لاگرانژی مطرح شده می‌باشد. با توجه به اینکه در هر عبارت جملات پتانسیل، تعداد میدان‌ها با تعداد میدان‌های همیوگ مختلط برابر است پس این لاگرانژی به درستی تحت تقارن $SU(2)_L$ ناوردا می‌باشد:

$$\begin{aligned} H' &= e^{(i\alpha_k J_k)} H & Q' &= e^{(i\alpha_k J_k)} Q \\ V(H')^* &= V H^* e^{(-i\alpha_k J_k)} = \bar{H} e^{(-i\alpha_k J_k)} \\ V(Q')^* &= V Q^* e^{(-i\alpha_k J_k)} = \bar{Q} e^{(-i\alpha_k J_k)} \end{aligned}$$

در لاگرانژی مدل دوتایی بی‌اثر، جملاتی وجود دارند که ناشی از در نظر گرفتن یک سیستم دو ذره‌ای می‌باشند. به عنوان مثال عبارت

¹ Clebsch Gordan Coefficients

- [10] G. Belanger, A. Mjallal, A. Pukhov, *Eur. Phys. J. C* **81** (2021) 3, 239. [arxiv: 2003.08621]
<https://doi.org/10.1103/PhysRevD.98.023016>
- [11] E. Aprile et al., *Phys. Rev. Lett.* **121** (2018) 11, 111302. [arxiv: 1805.12562]
<https://doi.org/10.1016/j.cpc.2010.11.033>
- [12] D.S. Akerib et al., *Phys. Rev. Lett.* **118** (2017) 2, 021303. [arxiv: 1608.07648]
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.121.111302>
- [13] Qihong Wang et al., *Chin. Phys. C* **44** (2020) 12, 125001. [arxiv: 2007.15469]
<https://doi.org/10.1088/1674-1137/abb658>
- [14] R. Ajaj et al., *Phys. Rev. D* **100** (2019) 2, 022004. [arxiv: 1902.04048]
<https://doi.org/10.1103/PhysRevD.100.022004>
- [15] W. Chao, G.-J. Ding, X.-G. He, M. Ramsey-Musolf, J. High Energy Phys. 08 (2019) 058, [arXiv:1812.07829]
[https://doi.org/10.1007/jhep08\(2019\)058](https://doi.org/10.1007/jhep08(2019)058)
- [16] H. Abdalla et al. [H.E.S.S.], *Phys. Rev. Lett.* **129** (2022) no.11, 111101
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.129.111101>
- [3] R.K. Leane, Contribution to *EDSU2020*, 203-228, ISBN 978-1-936153-23-7. [arxiv: 2006.00513]
<https://hdl.handle.net/1808/30804>
- [4] A. Drlica-Wagner et al., *Astrophys. J. Lett.* **809** (2015) 1, L4. [arxiv: 1503.02632]
<https://doi.org/10.1088/2041-8205/809/1/L4>
- [5] A. Albert et al., *Astrophys. J.* **834** (2017) 2, 110. [arxiv: 1611.03184]
<https://doi.org/10.3847/1538-4357/834/2/110>
- [6] M. Aguilar et al., *Phys. Rev. Lett.* **113** (2014) 121102.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.113.121102>
- [7] L. Accardo et al., *Phys. Rev. Lett.* **113** (2014) 121101.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.113.121101>
- [8] G. Belanger, F. Boudjema, P. Brun, A. Pukhov, S. Rosier-Lees, P. Salati, A. Semenov, *Comput. Phys. Commun.* **182** (2011) 842-856. [arxiv: 1004.1092]
<https://doi.org/10.1016/j.cpc.2010.11.033>
- [9] R.K. Leane, T.R. Slatyer, J.F. Beacom, K.C.Y. Ng, *Phys. Rev. D* **98** (2018) 2, 023016. [arxiv: 1805.10305]