

Materia oscura a partir del sector escalar en un modelo $U(1)_X$

Roberto Enrique Martínez-Martínez, Jorge Luis Nisperuza-Toledo*, Fredy Alexander Ochoa-Perez

Departamento de Física, Universidad Nacional de Colombia, Bogotá, Colombia

Resumen

Considerando una extensión al modelo estándar de las partículas fundamentales del tipo $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \otimes U(1)_X$, la cual contiene un escalar singlete como candidato a materia oscura, se estudian cotas a la masa de este escalar a partir de los datos de densidad reliquia para materia oscura provenientes del experimento Planck, los límites de la sección eficaz de dispersión DM-nucleón independiente de spin reportados por LUX, y las cotas de la fracción del ancho de decaimiento invisible del bosón de Higgs obtenidas en el colisionador LHC del CERN. Se obtienen regiones permitidas para la masa del escalar al considerar diferentes escenarios para el espacio de parámetros del modelo.

Palabras clave: modelo estándar, materia oscura, densidad reliquia.

Dark matter from scalar sector in a model

Abstract

By considering an extension of the standard model of fundamental particles like $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \otimes U(1)_X$, which contains a scalar singlet as a dark matter candidate, we study bounds to the mass of the scalar from the relic density data for dark matter from Planck experiment, the boundaries of the DM-nucleon spin independent scattering cross section reported by LUX, and bounds from the Higgs invisible decay width fraction obtained by the LHC collider at CERN. We obtain allowed regions for the mass of the scalar by consider different scenarios to model space parameters.

Key words: Standard model, dark matter, relic density.

Introducción

El enigma de la materia oscura (DM por sus siglas en inglés) en el Universo es uno de los principales temas de investigación de la física contemporánea. Actualmente existe un consenso bastante generalizado entre la comunidad científica el cual considera que el problema de DM concierne a la búsqueda de una partícula (o partículas) eléctricamente neutra y que interactúa débilmente, catalogada como WIMP por sus siglas del inglés para Weakly Interacting Massive Particle (Arneodo, 2013; Strigari, 2012). Esta búsqueda tradicionalmente se ha abordado a través de tres categorías que se complementan entre sí: detección directa, detección indirecta y búsqueda en aceleradores. La detección directa hace referencia a la dispersión elástica de partículas DM con núcleos en detectores que pueden medir la energía de retroceso del núcleo (nuclear recoil) del proceso. La detección indirecta busca cuantificar las partículas resultantes de la interacción de DM con la materia ordinaria a través de procesos de decaimiento o aniquilación de DM.

Por otra parte, diversas extensiones al modelo estándar de las partículas fundamentales (ME) han sido consideradas en la literatura, las cuales contienen partículas exóticas adicionales cuyas características podrían estar en concordancia con los datos experimentales de detección directa e

indirecta. Entre esos modelos se tiene la extensión $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \otimes U(1)_X$, (Martínez, Nisperuza, Ochoa & Rubio, 2014a), denotado 1_X en lo que sigue, la cual contiene un candidato escalar singlete σ_0 como posible candidato a DM. En la referencia (Martínez, Nisperuza, Ochoa & Rubio, 2014b) se estudian algunas consecuencias fenomenológicas al considerar este escalar como partícula DM.

Este trabajo considera la simetría 1_X y un espacio de parámetros específicos de la misma con el fin de obtener cotas a la masa M_σ del escalar σ_0 . Estas regiones permitidas para M_σ se hallan haciendo uso de los datos más recientes de densidad reliquia provenientes del experimento Planck (Planck Collaboration, Ade, et al., 2013), los límites de la sección eficaz de dispersión DM-nucleón independiente de spin reportados por LUX (LUX Collaboration, Akerib, et al., 2014), y las cotas de la fracción del ancho de decaimiento invisible del bosón de Higgs obtenidas en el colisionador LHC del CERN (ATLAS Collaboration, Aad, et al., 2014; CMS Collaboration, Chatrchyan, et al., 2014).

*Correspondencia:

Jorge Luis Nisperuza Toledo, jlnisperu@unal.edu.co

Recibido: 5 de junio de 2015

Aceptado: 21 de octubre de 2015

Búsqueda de materia oscura a través de datos de detección directa e indirecta

Una de las herramientas principales en la búsqueda de DM a través de detección indirecta, es el conocimiento del valor preciso de la densidad reliquia CDM provenientes del experimento Planck:

$$\Omega_{\text{CDM}}h^2 = 0.1199 \pm 0.0027 \quad (1)$$

Esta densidad reliquia está estrechamente relacionada con el promedio térmico de la sección eficaz de dispersión por la velocidad relativa $\langle\sigma v\rangle$ de DM con las partículas del ME. Específicamente, mediante el estudio de la evolución de una especie DM vía ecuación de Boltzmann, se tiene que:

$$\Omega_\psi h^2 = \frac{(1.07 \times 10^9)x_f}{\sqrt{g^* m_{pl}}(GeV)\langle\sigma v\rangle} \quad (2)$$

siendo m_{pl} la masa de Planck, g^* los grados de libertad efectivos (los cuales son dependiente del modelo) y x_f el parámetro $x = \frac{m}{T}$ evaluado en la temperatura de freeze-out, siendo m la masa de la partícula DM y T la temperatura. $\langle\sigma v\rangle$ contiene todas las interacciones de DM con las partículas del modelo y el cálculo de $\Omega_\psi h^2$ es llevado a cabo con el software micrOMEGAS (Belanger, Boudjema, Puknov & Semenov, 2013).

Por otra parte, la idea principal de la detección directa de DM consiste en la posibilidad de detectar la energía de retroceso del núcleo originado de la interacción de DM con núcleos en procesos de dispersión. La sección eficaz para la amplitud de dispersión DM-nucleón en reposo se escribe (Seungwon, Ko, Park & Wan, 2014; Del Nobile, et al., 2014)

$$\sigma_T = \frac{4M_\sigma^2 M_N^2}{\pi(M_\sigma + M_N)^2} |A_{SI}|^2 \quad (3)$$

donde M_σ es la masa de la partícula DM, M_N la masa del nucleón blanco, mientras que A_{SI} es la amplitud independiente de spin. En este trabajo se realiza el cálculo de esta cantidad a través del software micrOMEGAS.

En la literatura se encuentra el uso de datos de detección directa e indirecta, específicamente de $\Omega_\psi h^2$ y σ_T , para acotar el espacio de parámetros en modelos extendidos que consideran partículas escalares como candidatos DM, (ver por ejemplo Chang, Edezhath, Hutchinson & Luty, 2014; Cogollo, et al., 2014; Nisperuza, 2015; Yaguna, 2011). También se tiene que los datos de detección directa han sido utilizados para la búsqueda de DM en extensiones mínimas del modelo estándar con un escalar singlete (Feng, Profumo & Ubaldic, 2015) y en modelos supersimétricos (Ellis, Olive, Santoso & Spanos, 2005).

Otra de las herramientas relevantes en detección directa es la fracción del ancho invisible de decaimiento del bosón de Higgs (ϕ) del ME:

$$Br(h_0 \rightarrow inv.) = \frac{\Gamma(h_0 \rightarrow inv.)}{\Gamma(h_0 \rightarrow todas.)} \quad (4)$$

la cual impone límites al decaimiento de DM a través del Higgs del ME. Los datos más recientes son reportados por las colaboraciones ATLAS (ATLAS Collaboration, Aad, et al., 2014) y CMS (CMS Collaboration, Chatrchyan, et al., 2014), indicando $Br(h_0 \rightarrow inv.) < 0.58$ al 95% C.L. y $Br(h_0 \rightarrow inv.) < 0.75$ al 95% C.L., respectivamente.

Las referencias (Sanabria, 2014; Shafi, Hanif & Salih, 2015) muestran un panorama adicional sobre el estado actual de la búsqueda de DM a través de datos de detección directa con LCH.

Modelo $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \otimes U(1)_X$

Contenido de partículas.

A continuación se describe el conjunto completo de partículas del modelo, el cual incluye todas las partículas ME y también nuevas partículas exóticas.

$$\begin{aligned} \tilde{q}_L^n = i\sigma_2 q_L^n = \begin{pmatrix} U^n \\ D^n \end{pmatrix}_L \sim \left(2, \frac{1}{3}, 0\right); J_L^n \sim \left(1, -\frac{2}{3}, 0\right) \\ J_L^n \sim \left(1, -\frac{2}{3}, -\frac{1}{3}\right) \\ q_L^3 = \begin{pmatrix} U^3 \\ D^3 \end{pmatrix}_L \sim \left(2, \frac{1}{3}, \frac{1}{3}\right); T_L^n \sim \left(1, \frac{4}{3}, \frac{1}{3}\right) \\ T_R^n \sim \left(1, \frac{4}{3}, \frac{2}{3}\right) \end{aligned} \quad (5)$$

$$U_R^i \sim \left(1, \frac{4}{3}, \frac{2}{3}\right); D_R^i \sim \left(1, -\frac{2}{3}, -\frac{1}{3}\right);$$

$$l_R^i \sim \left(2, -1, -\frac{1}{3}\right); (v_R^i)^c \sim \left(1, 0, -\frac{1}{3}\right);$$

$$e_R^i \sim (1, -2, -1); N_R^i \sim (1, 0, 0);$$

donde $i=1, 2, 3$ y $n=1, 2$ son índices de familia mientras que $(SU(2)_L, U(1)_Y, U(1)_X)$ denota las reglas de transformación para el modelo.

El contenido de fermiones nuevos consta de los quarks singletes T y J^n , los cuales son de tipo up y down, respectivamente. Adicionalmente, se tienen los neutrinos $(v_R^i)^c$ y N_R^i , los cuales se incluyen para el estudio de la generación de masas de neutrinos.

Para los campos escalares se construyen dobletes y singletes de $SU(2)_L$,

$$\begin{aligned} \chi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(v_\chi + \xi_\chi + iC_\chi) \sim \left(1, 0, -\frac{1}{3}\right); \langle\chi_0\rangle_0 = v_\chi \\ \phi_1 = \begin{pmatrix} \phi_1^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v_1 + \xi_1 + i\phi_1^0) \end{pmatrix} \sim \left(2, 1, -\frac{2}{3}\right); \langle\phi_1\rangle_0 = v_1 \\ \phi_2 = \begin{pmatrix} \phi_2^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v_2 + \xi_2 + i\phi_2^0) \end{pmatrix} \sim \left(2, 1, -\frac{1}{3}\right); \langle\phi_2\rangle_0 = v_2 \\ \sigma_0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(v_\sigma + \xi_\sigma + iC_\sigma) \sim \left(1, 0, -\frac{1}{3}\right); \langle\sigma_0\rangle_0 = v_\sigma \end{aligned} \quad (6)$$

De los anteriores campos, ϕ_2 es un nuevo escalar doblete, el cual es necesario para obtener fermiones cargados masivos; χ_0 y σ_0 son campos adicionales singletes, donde σ_0 es el responsable del rompimiento de la simetría 1_X para lo cual es necesario imponer la jerarquía $v_\chi \gg v$. El nuevo campo σ_0 no es esencial para el rompimiento espontáneo de la simetría, por lo que se escoge $v_\sigma = 0$ para convertirlo en el candidato a DM de este trabajo. Finalmente, los campos de gauge del modelo son los siguientes,

$$\begin{aligned} W_\mu &= \begin{pmatrix} W_\mu^3 & \sqrt{2}W_\mu^+ \\ \sqrt{2}W_\mu^- & -W_\mu^3 \end{pmatrix} \sim (3,0,0) \\ B_\mu &\sim (0,1,0) \\ Z'_\mu &\sim (0,0,1), \end{aligned} \quad (7)$$

siendo Z'_μ un nuevo bosón de gauge asociado a la simetría $U(1)_X$.

Sector Escalar.

Se muestra aquí una versión adecuada del potencial escalar del modelo, indicado en la referencia **Martínez, et al.**, (2014a). Este potencial tiene en cuenta al escalar σ_0 como candidato a DM y es construido introduciendo la simetría global $\sigma_0 \rightarrow e^{i\theta} \sigma_0$ en la expresión más general del potencial para 1_X , renormalizable e invariante $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \otimes U(1)_X$,

$$\begin{aligned} V_H &= \mu_1^2 |\phi_1|^2 + \mu_2^2 |\phi_2|^2 + \mu_3^2 |\chi_0|^2 + \mu_4^2 |\sigma_0|^2 + f_2 (\phi_2^\dagger \phi_1 \chi_0 + h.c) \\ &+ \lambda_1 |\phi_1|^4 + \lambda_2 |\phi_2|^4 + \lambda_3 |\chi_0|^4 + \lambda_4 |\sigma_0|^4 \\ &+ |\phi_1|^2 (\lambda_6 |\chi_0|^2 + \lambda'_6 |\sigma_0|^2) + |\phi_2|^2 (\lambda_7 |\chi_0|^2 + \lambda'_7 |\sigma_0|^2) \\ &+ \lambda_5 |\phi_1|^2 |\phi_2|^2 + \lambda'_5 |\phi_1^\dagger \phi_2|^2 + \lambda_8 |\chi_0|^2 |\sigma_0|^2 \end{aligned} \quad (8)$$

Es importante notar que el anterior potencial no contiene términos impares de σ_0 lo cual evita el decaimiento directo de la materia oscura en otras partículas escalares.

Acoples de DM con los bosones de gauge neutros.

El sector cinético del lagrangiano de Higgs se escribe

$$\mathcal{L}_K = i \sum_{i=1,2} (D_\mu^D \phi_i)^\dagger (D^{\mu D} \phi_i) + (D_\mu^S \sigma_0)^\dagger (D^{\mu S} \sigma_0) + (D_\mu^X \chi_0)^\dagger (D^{\mu X} \chi_0) \quad (9)$$

donde $D_\mu^D = \partial_\mu - ig W_\mu^a T_a - ig' \frac{Y}{2} B_\mu - ig_X X Z'_\mu$ y $D_\mu^S = \partial_\mu - ig' \frac{Y}{2} B_\mu - ig_X X Z'_\mu$ denotan las derivadas covariantes para los escalares dobles y singletes, siendo g , g' , y g_X las constantes de acople asociadas a $SU(2)_L$, $U(1)_Y$ y $U(1)_X$, respectivamente; los W_μ^a son los 3 bosones de gauge asociados a $SU(2)_L$; $2T_a$ son las matrices de Pauli; Y y X corresponden a la hipercarga y a la carga bajo el grupo $U(1)_X$, y los campos B_μ y Z'_μ son los bosones de gauge asociados a las simetrías $U(1)_Y$ y $U(1)_X$, respectivamente.

Con el rompimiento espontáneo de la simetría y luego de efectuar las rotaciones surge el autoestado neutro no masivo correspondiente al fotón A_μ , los autoestados cargados $W^\pm = (W_\mu^1 \pm W_\mu^2)/\sqrt{2}$ con masa $M_W = gv/2$. También se tienen los

autoestados Z del ME y el nuevo bosón Z' cuyas masas, a orden dominante ($(v/v_\chi)^2 \ll 1$), son $M_Z \approx \frac{gv}{2C_W}$ y $M_{Z'} \approx \frac{g_X v_\chi}{2C_{W'}}$, siendo $\tan\theta_W = \frac{g'}{g}$ el ángulo de Weinberg.

Lagrangianos de Yukawa y de Dirac.

El lagrangiano de Dirac, el cual describe las interacciones entre los fermiones y los bosones de gauge, se escribe

$$\mathcal{L}_D = i \sum_{f,i} \bar{f}_L^i \gamma^\mu D_\mu f_L^i + \bar{f}_R^i \gamma^\mu D_\mu f_R^i, \quad (10)$$

donde las $\bar{f}_{L,R}^i$ contienen fermiones del modelo 1_X . En la referencia **Martínez, et al.**, (2014a) este lagrangiano es expandido para el sector débil neutro y es escrito en términos de acoples vectoriales y axiales. En este trabajo se obtienen todos los acoples directamente a través del paquete computacional LanHEP (**Semenov**, 2010).

Por otra parte, el potencial de Yukawa más general que se puede construir para el modelo 1_X se describe también en la referencia **Martínez, et al.**, (2014a). Para la búsqueda de DM, y con el fin de simplificar el análisis, se asumen matrices de Yukawa diagonales. Con esto, el lagrangiano de Yukawa se escribe como

$$\begin{aligned} -\mathcal{L}_Y &= \bar{q}_L^i (\tilde{\phi}_1^U h_1^U + \tilde{\phi}_2^U h_2^U)_{ij} U_R^j + \bar{q}_L^i (\phi_1 h_1^D + \phi_2 h_2^D)_{ij} D_R^j \\ &+ \bar{q}_L^i (\phi_1 h_1^J + \phi_2 h_2^J)_{im} J_R^m \\ &+ \bar{J}_L^n (\chi_0 h_\chi^D)_{nj} D_R^j + \bar{J}_L^n (\sigma_0 h_\sigma^J + \chi_0 h_\chi^J)_{nm} J_R^m + h.c \quad (11) \\ &+ \bar{l}_L^i (\tilde{\phi}_1^D h_1^D)_{ij} \nu_R^j + \bar{l}_L^i (\tilde{\phi}_2^D h_1^D)_{ij} \nu_R^j + (\bar{\nu}_R^c)^\dagger (\chi_0^* h_\chi^U)_{ij} N_R^j \\ &+ \frac{1}{2} M_N (\bar{N}_R^c)^\dagger N_R^j + \bar{l}_L^i (\phi_1 h_1^c)_{ij} e_R^j + h.c, \end{aligned}$$

donde $\tilde{\phi}_{1,2} = i\sigma_2 \phi_{1,2}^*$.

Restricciones provenientes de Ωh^2 , $Br(h_0 \rightarrow inv.)$ y detección directa

Implementación de cálculo computacional.

El código numérico MicrOMEGAs permite el cómputo de Ωh^2 , T_f y $\langle \sigma v \rangle$, ec. (2), previo ingreso del modelo 1_X . Para esto último se hizo uso del paquete LanHEP, el cual genera todas las reglas del Feynman para las interacciones entre las partículas del modelo. Internamente MicrOMEGAs asume que la abundancia de la especie DM satisface la condición $Y_{eq} \approx Y(T)$ para altas temperaturas hasta la temperatura de freeze-out, y $Y_{eq} = 0$ para temperaturas por debajo de la temperatura de freeze-out.

Se toma $M_{H_0} = 500$ GeV puesto que no se ha reportado a la fecha la existencia de un bosón de Higgs neutro adicional, y, $M_{h_0} = 125.5$ GeV según lo reportado por ATLAS y CMS. Así, se tiene que para la dispersión indirecta en partículas escalares en procesos de la forma $\sigma_0 \sigma_0^* \rightarrow S(2S)$, acorde a las restricciones indicadas anteriormente, los únicos parámetros que quedan libres son las constantes de acople λ'_6 y λ'_7 . Para el campo de gauge Z' se toma una masa del orden de 3 TeV y un ángulo de mezcla $Z - Z'$, $0 \leq S_\theta \leq 0.4 \times 10^{-3}$. El ángulo de mezcla α entre $h_0 - H_0$ está dado por (**Martínez, et al.**, 2014b.)

$$\tan 2\alpha = \tan 2\beta \left(1 - \frac{M_{H_0}^2}{M_{H_0}^2} \right) \quad (12)$$

Con todas las consideraciones anteriores, el espacio de parámetros del modelo queda finalmente compuesto de solo cuatro variables $(M_\sigma, T_\beta, \lambda'_{6,7}, \lambda'_7)$.

Límites para M_σ .

Con el fin de explorar el efecto de las restricciones provenientes de los datos de detección directa e indirecta de DM, se toma el caso más general en el cual $0 \leq T_\beta \leq 10$ y $0 \leq \lambda'_{6,7} \leq 4\pi$, ambos aleatorios. La región escogida para $\lambda'_{6,7}$ corresponde al límite de unitariedad para los acoples escalares. La figura 1 muestra la densidad reliquia como función de la masa del candidato escalar DM con $Br(h_0 \rightarrow inv.) \leq 0.3$ (Figura 1a) y $Br(h_0 \rightarrow inv.) \leq 0.1$ (Figura 1b), ambos en el rango de los límites experimentales indicados en la sección 1. La línea horizontal es el límite experimental para la densidad reliquia proveniente de Planck. En ambas figuras, las marcas **D**, **E**, **A** y **H** indican threshold cinemáticos. **F**, **G** y **B** son resonancias debidas a la producción de partículas intermedias. Más específicamente, **A** denota el threshold electrodébil $M_\sigma \approx 91$ GeV; $M_\sigma \approx 1.3$ GeV (**D**) es debido a la dispersión de σ_0 en los quarks charm, mientras que $M_\sigma \approx 4$ GeV (**E**) es debida a la producción de quarks bottom. La resonancia en $M_\sigma = \frac{M_{H_0}}{2} = 63$ GeV (**F**) corresponde a los procesos $\sigma_0 \sigma_0^* \rightarrow h_0 \rightarrow ME, ME$ a través del bosón de Higgs tipo ME; el pico de resonancia debido al polo $(2M_\sigma)^2 - (M_{H_0})^2 = 0$, se indica en **G** mientras que en $M_\sigma = 1500$ GeV (denotado como **B**) se tiene la resonancia $(2M_\sigma)^2 - M_Z^2 = 0$, en la cual claramente la probabilidad de aniquilación crece significativamente debido a procesos de la forma $\sigma_0 \sigma_0^* \rightarrow Z^* \rightarrow ME, ME$. Es posible apreciar que existen puntos solución para la densidad reliquia en el rango $1.5 \text{ GeV} \leq M_\sigma \leq 65 \text{ GeV}$. Aunque la forma funcional de la distribución de puntos es la misma para ambas figuras, se observa que la restricción $Br(h_0 \rightarrow inv.) \leq 0.3$ (Figura 1a.) conlleva a una densidad de puntos mayor en la región permitida, en comparación a (Figura 1b.).

Restricciones Provenientes de Datos de Detección Directa.

Se exploran ahora límites provenientes de los datos más recientes de detección directa de LUX. Se calcula con micrOMEGAs la sección eficaz de dispersión WIMP-nucleón, imponiendo la restricción $Br(h_0 \rightarrow inv.) \leq 0.3$. Todos los puntos satisfacen $\Omega h^2 \sim 0.11$.

La figura 2 muestra los resultados para $0 \leq \lambda'_{6,7} \leq 4\pi$, $0 \leq T_\beta \leq 10$ y $0 \leq S_\theta \leq 0.4 \times 10^{-3}$, todos aleatorios. La línea punteada es el límite actual de LUX. Se observa que es clara la tendencia a tener puntos no excluidos por LUX en $M_\sigma \approx 63$ GeV, es decir, a medida que nos acercamos a la resonancia del Higgs del ME.

Conclusiones

Este trabajo aborda el problema de la búsqueda de DM a partir de un modelo extendido 1_X con un candidato escalar singlete σ_0 . Se estudió el efecto de los datos de detección directa e indirecta de DM sobre el conjunto de parámetros del modelo, considerando escenarios específicos, de lo cual se obtuvo lo siguiente:

- Mediante las restricciones provenientes de Planck y los límites de la fracción del ancho de decaimiento del bosón de Higgs de ME, se obtiene una región permitida para M_σ en el rango $1.5 \text{ GeV} \leq M_\sigma \leq 65 \text{ GeV}$.
- Al considerar el límite experimental para la sección eficaz de dispersión DM-nucleón, se encuentra que el modelo posee puntos no excluidos en la región $10 \text{ GeV} \leq M_\sigma \leq 65 \text{ GeV}$, por lo que esta restricción complementa los límites encontrados de datos de detección indirecta y del ancho invisible de decaimiento del bosón de Higgs del ME.

Por lo tanto, los datos de detección directa e indirecta en la búsqueda de DM tienen un

impacto significativo sobre el espacio de parámetros del modelo 1_X , en particular, se obtiene una región permitida para la masa de DM de $10 \text{ GeV} \leq M_\sigma \leq 65 \text{ GeV}$.

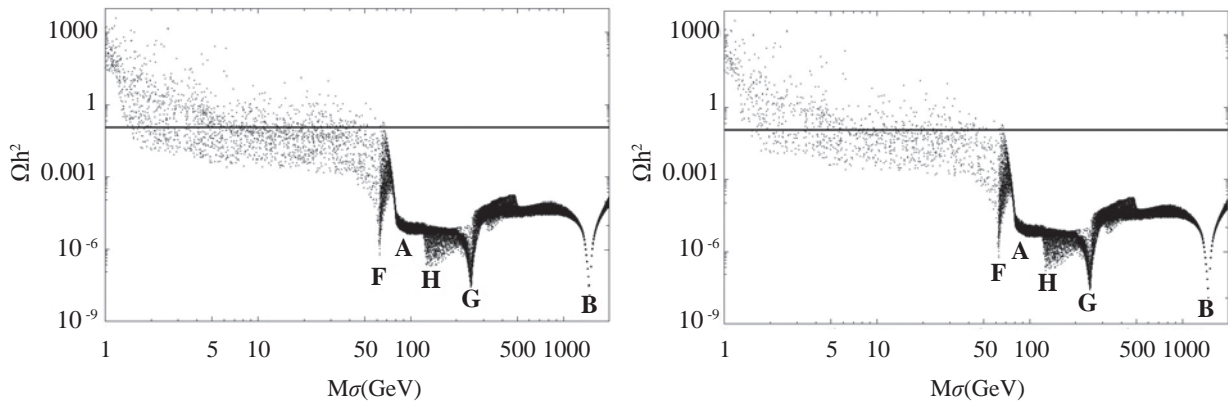


Figura 1. Densidad reliquia como función de M_σ considerando: (a) $Br(h_0 \rightarrow inv.) \leq 0.3$ y (b) $Br(h_0 \rightarrow inv.) \leq 0.1$, donde $0 \leq \lambda'_{6,7} \leq 4\pi$, $0 \leq T_\beta \leq 10$. Las marcas **D**, **E**, **A**, y **H** indican threshold cinemáticos. **F**, **G** y **B** son resonancias debidas a la producción de partículas intermedias.

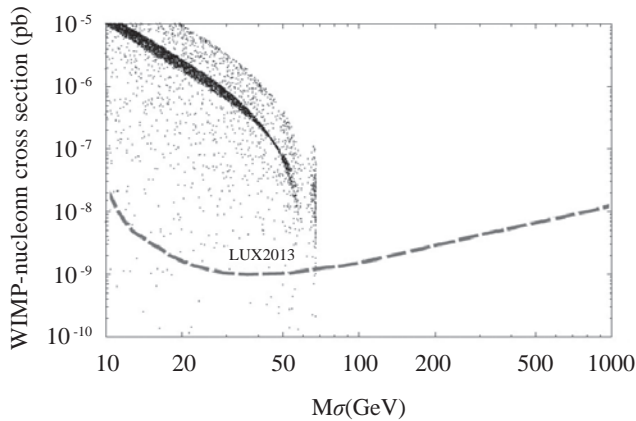


Figura 2. WIMP-nucleon SI vs. M_σ . $0 \leq \lambda'_{6,7} \leq 4\pi$, $0 \leq T_\beta \leq 10$ y $0 \leq S_\theta \leq 0.4 \times 10^{-3}$. $Br(h_0 \rightarrow inv.) \leq 0.3$. La línea punteada es el límite actual de LUX.

Agradecimientos

Este trabajo está financiado por el programa El Patrimonio Autónomo Fondo Nacional de Financiamiento para la Ciencia, la Tecnología y la Innovación Fransisco José de Caldas de COLCIENCIAS.

Conflicto de intereses

Los autores manifiestan que no tienen conflicto de intereses.

Bibliografía

- Arneodo F.** 2013. Dark Matter Searches. arXiv:1301.0441v1 [astro-ph.IM].
- ATLAS Collaboration, Aad, et al.** 2014. Search for Invisible Decays of a Higgs Boson Produced in Association with a Z Boson in ATLAS. Phys. Rev. Lett. **112**: 201802.
- Belanger G., Boudjema F., Pukhov A., Semenov A.** 2013. micrOMEGAs3.1: a program for calculating dark matter observables. arXiv: 1305.0237 [hep-ph].
- Chang S., Edezhath R., Hutchinson J., Luty M.** 2014. Effective WIMPs. Phys. Rev. D **89**: 015011
- CMS Collaboration, Chatrchyan, et al.** 2014. Search for invisible decays of Higgs bosons in the vector boson fusion and associated ZH production modes. The European Physical Journal C. **74**: s10052-014-2980-6.
- Cogollo D., Gonzalez-Morales A., Queiroz F., Rebello P.** 2014. Excluding the light dark matter window of a 331 model using LHC and direct dark matter detection data. arXiv: 1402.3271v2 [hep-ph].
- Del Nobile E., Gelmini G., Gondolo P., Huh Ji-Haeng.** 2014. Update on the Halo-Independent Comparison of Direct Dark Matter Detection Data. arXiv: 1405.5582v1 [hep-ph].
- Ellis J., Olive K., Santoso Y., Spanos V.** 2005. Update on the direct detection of supersymmetric dark matter. Phys. Rev. **D71**: 095007.
- Feng L., Profumo, S., Ubaldic L.** 2015. Closing in on singlet scalar dark matter: LUX, invisible Higgs decays and gamma-ray lines. JHEP 03 (2015) 045.
- LUX Collaboration, Akerib, et al.** 2014. First Results from the LUX Dark Matter Experiment at the Sanford Underground Research Facility. Phys. Rev. Lett. **112**: 091303.
- Martinez R., Nisperuza J., Ochoa F., Rubio J.** 2014a. Some phenomenological aspects of a new $U(1)'$ model. Phys. Rev. D **89**: 056008.
- Martinez R., Nisperuza J., Ochoa F., Rubio J.** 2014b. Scalar dark matter with CERN-LEP data and Z' search at the LHC in an $U(1)'$ model. Phys. Rev. D **90**: 095004.
- Nisperuza J.** 2015. *Candidatos a materia oscura en modelos 331*. Tesis Doctoral. Universidad Nacional de Colombia.
- Planck Collaboration, Ade, et al.** 2013. Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters. arXiv:1303.5076 [astro-ph.CO].
- Sanabria J.** 2014. Búsquedas de Materia Oscura Supersimétrica en el LHC. Rev. Acad. Colomb. Cienc. **38** (2014) 34-55.
- Shafi Q., Hanif S., Salih C.** 2015. Neutralino Dark Matter and Other LHC Predictions from Quasi Yukawa Unification. Nucl. Phys. B900 (2015) 400-411.
- Semenov A.** 2010. LanHEP-a package for automatic generation of Feynman rules from the Lagrangian. Updated version 3.1. arXiv: 1005.1909 [hep-ph].
- Seungwon B., Ko P., Park Wan-II.** 2014. Invisible Higgs decay width versus dark matter direct detection cross section in Higgs portal dark matter models. Phys. Rev. D **90**: 055014.
- Strigari L.** 2012. Galactic Searches for Dark Matter. Physics Reports. doi 10.1016/j.physrep.2013.05.004
- Yaguna C.** 2011. The Singlet Scalar as FIMP Dark Matter. JHEP 1108 (2011) 060.