

Modelo

March 7, 2024

1 Condiciones de anomalías

En este trabajo se presenta una extensión del SM mediante una simetría gauge abeliana adicional $U(1)_X$ para simetrías activas y $U(1)_D$ para simetrías oscuras; basada en la siguiente simetría gauge $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \otimes U(1)_X$, y N' fermiones quirales singletes derechos, con cargas n_α bajo la simetría $U(1)_X$, donde $\alpha = 1, 2, \dots, N'$. La simetría gauge local añadida al SM consiste en al menos dos neutrinos singletes derechos (ν_{R_1}, ν_{R_2}) y un singlete escalar S , las condiciones para la ausencia de anomalías de gauge imponen restricciones no triviales. En este trabajo se considera que los fermiones quirales singletes añadidos adquieren su masa mediante la ruptura de simetría $U_1(X)$, esto implica que no se tienen en cuenta soluciones vector-like. A continuación se presenta la construcción del modelo y el diagrama a nivel árbol (Figura (1)):

$$\sum_{\alpha}^N n_{\alpha} = 0, \quad \sum_{\alpha}^N n_{\alpha}^3 = 0. \quad (1)$$

Para resolver estas ecuaciones se implementa un programa informático en Python que genera los posibles valores de carga que adquieren los fermiones quirales añadidos.

2 Modelo a nivel árbol con neutrinos de Dirac

Dado que los términos en el Lagrangiano respetan todas las cargas conservadas, podemos visualizar los términos de las corrientes que fluyen a través de los vértices (a) y (b) de la figura (??). La línea punteada representa a las partículas escalares mientras que la línea continua a los fermiones. Por tanto, escribiendo las ecuaciones para estos vértices, donde las cargas que entran en el vértice deben ser iguales a las que salen. **Ecuaciones para $U(1)_X$:**

- **Vértice (a)**

$$h + s = \eta, \quad (2)$$

donde, s corresponde a la carga del singlete escalar, η a la del doblete pesado, h al doblete de Higgs y l a los fermiones. El singlete escalar de Higgs, S puede ser expresado de la siguiente manera

$$S = \frac{1}{\sqrt{2}}(v_S + R_S + iI_S) : (1, 0), \quad (3)$$

donde, el singlete escalar de Higgs S está dotado con una hipercarga correspondiente a 0 y es un singlete (1) bajo el grupo $SU(2)_Y$. El doblete escalar pesado de Higgs η esta expresado como

$$\eta = \begin{pmatrix} \eta^+ \\ \eta^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \eta^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v_\eta + R_\eta + iI_\eta) \end{pmatrix}. \quad (4)$$

Finalmente, el doblete de Higgs del SM viene descrito mediante

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v_\phi + R_\phi + iI_\phi) \end{pmatrix}. \quad (5)$$

Luego, escribiendo el término del lagrangiano de interacción entre el doblete de Higgs del SM, ϕ , el singlete escalar de Higgs S que entran al vértice (ver figura 3) y el doblete escalar pesado de Higgs, η que sale del vértice:

$$\mathcal{L}_{Y(a)} = \rho S(\eta)^\dagger \phi, \quad (6)$$

Figure 1: Diagrama a nivel árbol para la generación de masas de neutrinos de Dirac. Aquí se han suprimido los índices de familia.

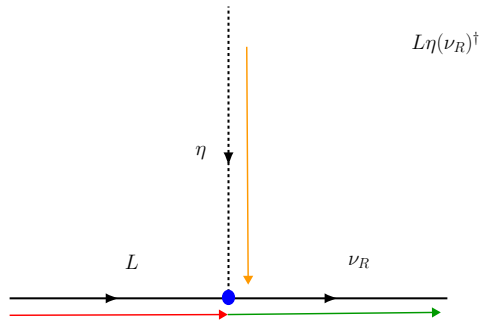
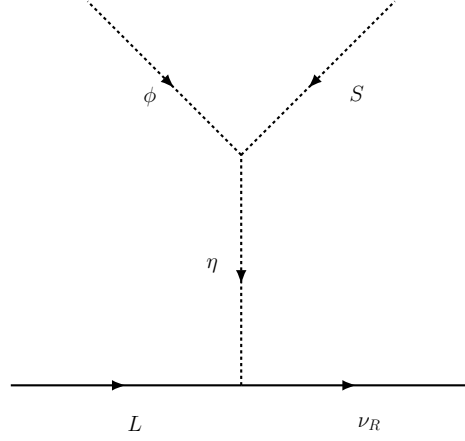


Figure 2: Flujo en el vértice (a): Al vértice rojo entra un singlete escalar de Higgs, un doblete escalar de Higgs del SM y sale un doblete escalar pesado.

• **Vértice (b)**

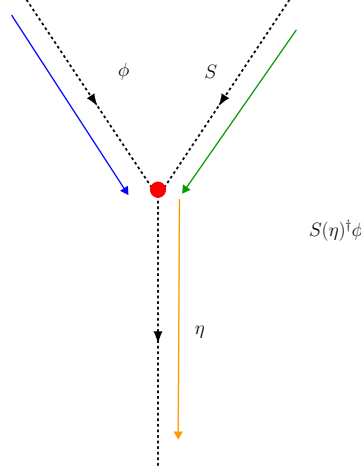


Figure 3: Flujo en el vértice (b): Al vértice azul entra un doblete leptónico, un doblete escalar pesado y sale un neutrino singlete derecho.

$$-l + \eta = \nu, \quad (7)$$

donde, el doblete leptónico puede ser expresado de la siguiente manera:

$$L_m = \begin{pmatrix} \nu_m \\ e_m \end{pmatrix} : (\mathbf{2}, -1/2), \quad (8)$$

donde, el subíndice m hace referencia a la familia ($m = e, \mu, \tau$), la hipercarga tiene un valor correspondiente a $-1/2$ y es un doblete $(\mathbf{2})$ bajo el grupo $SU(2)_L$.

Escribiendo el término del lagrangiano de interacción entre el doblete escalar pesado η que entra al vértice, el doblete leptónico L y el neutrino singlete derecho que sale del vértice como:

$$\mathcal{L}_Y(b) = y(\nu)^* L \cdot \eta \quad (9)$$

Reemplazando el valor de la carga del doblete escalar pesado de Higgs η en la ecuación (7) y teniendo en cuenta que $h = l - m$, se obtiene

$$\nu = -l + h + s \quad (10)$$

$$= -l + l - m + s \quad (11)$$

$$= -m + s \quad (12)$$

Teniendo en cuenta que se realizará una extensión del SM con una simetría oscura, donde el parámetro $m = 0$, que corresponde a las cargas del SM y por lo tanto

$$s = \nu. \quad (13)$$

Es importante señalar que las ecuaciones (7) y (2) no implican fermiones de tipo vector-like, incluso si contiene partículas con carga opuesta, ya que la carga m está asociada con los dobletes SM. Para limitar el número total de soluciones que anulan las anomalías provenientes de la extensión del SM a partir de una simetría gauge abeliana $U(1)_X$ adicional.

Simetría Oscura $U(1)_D$: a continuación se presentarán las soluciones que cuentan con la menor cantidad de fermiones quirales añadidos:

- El primer conjunto de cargas que se encontró corresponde a $N = 6$ campos quirales, $[1, -2, -3, 5, 5, -6]$. En este caso, se consideran dos neutrinos derechos con carga $\nu = 5$, por lo tanto, la solución libre viene dada por $[1, -6, -3, -2]$. De esta solución se obtienen los siguientes pares de fermiones quirales de Dirac $(1, -6)$ y $(-2, -3)$, los cuales obtienen masa cuando el campo escalar S adquiere un VEV (valor esperado de vacío, por sus siglas en ingles). Los dos fermiones son estables y pueden dar lugar a un escenario de materia oscura multicomponente.

3 Materia Oscura

Al extender el SM con una simetría gauge Abelian local $U(1)$ se pueden generar masas de neutrinos de Dirac de diagramas a nivel árbol. Debido a que esta simetría es anómala se requieren implementar nuevos fermiones quirales que se encuentren cargados bajo $U(1)_D$. En este caso consideramos un modelo mínimo, donde se añaden dos fermiones quirales y sus cargas bajo $U(1)_D$ pueden componer un candidato de materia oscura en el espectro. A continuación se enmarca el contenido de campos en el modelo, así como los términos del Lagrangiano relevante.

3.1 Modelo

Se considera una extensión del SM con una nueva simetría gauge abeliana oscura $U(1)_D$, el cual tiene asociado un bosón vectorial gauge abeliano B'_μ . Además se añaden al menos dos neutrinos singletes derechos (ν_{R_1}, ν_{R_2}) , un singlete escalar S y dos fermiones quirales. En otras palabras, se añaden los siguientes campos nuevos al contenido del SM (1):

Campos	$SU(2)_L$	$U(1)_Y$	$U(1)_D$
$(\nu_R)_i^\dagger$	1	0	5
$L^{(n)}$	2	$-1/2$	0
η	2	$1/2$	5
S	1	0	5
ϕ	2	$1/2$	0
ψ_{L1}	1	0	-6
ψ_{R1}	1	0	1
ψ_{L2}	1	0	-3
ψ_{R2}	1	0	-2

Table 1: Contenido de campo para un modelo con candidatos a materia oscura, masas de neutrinos de Dirac por mecanismo seesaw tipo II y detección directa.

Los nuevos campos del modelo interactúan entre sí, pero no pueden interactuar directamente con las partículas del SM. Los términos de interacción más relevantes en los sectores oscuros se dan en el Lagrangiano (en notación de dos componentes):

$$-\mathcal{L} \subset y_{X1} S^* \psi_{L1} \cdot \psi_{R1} + y_{X2} S^* \psi_{L2} \cdot \psi_{R2} + y \epsilon^{\alpha\beta} \nu_R^\dagger L_\alpha \eta_\beta + V_H + h.c., \quad (14)$$

donde, $V_H = V(\phi, \eta, S)$ corresponde al potencial escalar, dado por:

$$\begin{aligned} V_H = V(\phi, S, \eta) \subseteq & \mu_\phi^2 \phi^\dagger \phi + \mu_S^2 S^* S + M_\eta^2 \eta^\dagger \eta + \lambda_\phi (\phi^\dagger \phi)^2 + \lambda_S (S^* S)^2 + \lambda_\eta (\eta^\dagger \eta)^2 \\ & + \lambda_{\phi-S} (\phi^\dagger \phi) (S^* S) + \lambda_{\phi-\eta} (\phi^\dagger \phi) (\eta^\dagger \eta) + \lambda_{\eta-S} (S^* S) (\eta^\dagger \eta) \\ & + \lambda_7 (\phi^\dagger \eta) (\eta^\dagger \phi) + \rho [S \eta^\dagger \phi + h.c.]. \end{aligned} \quad (15)$$

Después de la ruptura espontánea de la simetría de $U(1)_D$ mediante el valor esperado de vacío del singlete escalar S , los dos campos quirales singletes bajo el SM (ψ_1 y ψ_2) pueden adquirir una masa de Dirac a través de:

$$-\mathcal{L}_\psi = y_\psi (\psi_R)^\dagger \psi_L S + h.c. \quad (16)$$

En la tabla 2 se presentan las asignaciones de cargas para los dos campos fermiónicos de Dirac con componentes de Weyl $((\psi_R)^\dagger$ y ψ_L , de tal manera que $((\psi_{R1})^\dagger + \psi_{L1} = s$, veamos que se satisface, ya que $-6+1 = -5$ y $-3+(-2) = -5$), el valor esperado de vacío de S , $\langle S \rangle = v_S/\sqrt{2}$ conlleva a una masa diferente de cero para el bosón gauge asociado Z_D , donde hay dos candidatos de materia oscura Ψ_1 y Ψ_2 . En el caso en el que Ψ_2 sea mucho más masivo que Ψ_1 , se desacoplan las ecuaciones de Boltzmann

y la densidad de reliquia asociada a la partícula de materia oscura en el primer sector oscuro domina la abundancia de reliquia y se obtiene de manera efectiva el caso de una sólo componente.

Campos	$(\nu_R)_i^\dagger$	$(\nu_R)_i^\dagger$	ψ_{L_1}	$(\psi_{R_1})^\dagger$	ψ_{L_2}	$(\psi_{R_2})^\dagger$	s
	5	5	-6	1	-3	-2	5

Table 2: Asignación de cargas de los dos campos quirales singletes.

3.2 Materia Oscura

A partir de la asignación de cargas del modelo presentadas en la Tabla 1 se obtiene que después de la ruptura de simetría $U(1)_D$ quedan dos simetrías Z_2 residuales. La partícula más ligera que sea impar bajo cada simetría Z_2 , (ya sea el doblete escalar o el singlete de fermión más ligero) constituye un candidato a materia oscura. La densidad de materia oscura observada se puede generar a través de los mecanismos de freeze-in, superWIMP o congelación, con materia oscura fría [?]. Las partículas que circulan por el diagrama de masa de neutrinos a nivel árbol son impares bajo las simetrías remanentes. Por lo contrario, los neutrinos derechos (ν_R) , el singlete escalar S y las partículas del SM son pares bajo las simetrías remanentes.

En nuestro caso, la densidad de reliquia térmica está mediada por las interacciones gauge $U(1)_D$. Es decir, nos concentramos en DM fermiónica donde las especies de materia oscura interactuaban débilmente con las partículas del sector visible y se encontraban en equilibrio térmico con el plasma del SM. En la figura (4) se presenta el proceso principal que aporta a la abundancia de reliquia de materia oscura, el cual corresponde a la aniquilación de partículas de materia oscura en fotones oscuros Z_D (*se debe tener en cuenta que se tienen dos canales de aniquilación, el canal t y el canal u*).

El lagrangiano para el campo vectorial gauge abeliano B'_μ y el término de interacción entre B'_μ y los fermiones candidatos a materia oscura (términos cinéticos) está dado por:

$$\mathcal{L}_{B'} = -\frac{1}{4}B'_{\mu\nu}B'^{\mu\nu} + \frac{\epsilon}{2}B'_{\mu\nu}B^{\mu\nu} + \frac{i}{2}\xi_\alpha^\dagger \bar{\sigma}^{\mu\dot{\alpha}\alpha} \mathcal{D}_\mu \xi_\alpha - \frac{i}{2}\eta^\alpha \sigma_{\alpha\dot{\alpha}}^\mu \mathcal{D}_\mu \eta^{\dagger\dot{\alpha}}, \quad (17)$$

donde, se observa que puede ocurrir una mezcla cinética (kinetic mixing) al considerar dos o más tensores de intensidad de campo $B'^{\mu\nu}$ y $B^{\mu\nu}$ que sean neutros bajo alguna simetría gauge, cabe resaltar que esto solo aparece para grupos gauges abelianos $U(1)$, además

$$B'_{\mu\nu} = \partial_\mu B'_\nu - \partial_\nu B'_\mu, \quad (18)$$

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu, \quad (19)$$

$$\mathcal{D}_\mu = \partial_\mu - ig_D q_X B'_\mu, \quad (20)$$

donde $B'_{\mu\nu}$ se conoce como el tensor de esfuerzos para el campo B'_μ , $B_{\mu\nu}$ se conoce como el tensor de esfuerzos para el campo B_μ , ϵ es el término de mezcla cinética para los bosones B_μ y B'_μ , \mathcal{D}_μ es la derivada covariante bajo la simetría $U_1(D)$, g_D es el acople gauge y q_X es la carga del fermión quiral. Se puede diagonalizar el término de mezcla cinética de la siguiente manera

$$\begin{pmatrix} \tilde{B} \\ \tilde{B}' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & \epsilon \\ 0 & \sqrt{1-\epsilon^2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B \\ B' \end{pmatrix}. \quad (21)$$

Para determinar el espectro de masas se debe expandir los términos cinéticos de la ecuación (??) presentada en el capítulo ?? y parte del anexo ?. Considerando un kinetic mixing ϵ diferente de cero, los campos A_0 , Z_0 y Z_D no son ortogonales, es decir que la matriz de masa de los bosones gauge neutros pueden escribirse de la siguiente manera

$$\mathcal{L}_M = \frac{1}{2}V_0^T S^T M_G^2 S V_0 \quad (22)$$

donde, $V_0^T = \begin{pmatrix} B_\mu & W_{3\mu} & B'_\mu \end{pmatrix}$

$$S = \begin{pmatrix} 1 & 0 & -\frac{\epsilon}{\sqrt{1-\epsilon^2}} \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{\sqrt{1-\epsilon^2}} \end{pmatrix} \quad (23)$$

$$S^T M_G^2 S = \begin{pmatrix} \frac{1}{4}g_1^2 v_\phi^2 & -\frac{1}{4}gg_1 v_\phi^2 & -\frac{1}{4}g_1 g'_D v_\phi^2 \\ -\frac{1}{4}gg_1 v_\phi^2 & \frac{1}{4}g^2 v_\phi^2 & -\frac{1}{4}gg'_D v_\phi^2 \\ \frac{1}{4}g_1 g'_D v_\phi^2 & -\frac{1}{4}gg'_D v_\phi^2 & \frac{1}{4}g_D'^2 v_\phi^2 + 4g_1''^2 v_T^2 \end{pmatrix}, \quad (24)$$

con, $g'_D = \frac{g_D - g_1 \epsilon}{\sqrt{1-\epsilon^2}}$, $g'_1 = g_D s$. La siguiente combinación lineal de B^μ , w_3 y B'^μ da estados propios de masa definidos A^μ , Z^μ y Z_D^μ con un valor de kinetic mixing, ϵ diferente de cero.

$$\begin{pmatrix} B'^\mu \\ W_3^\mu \\ B^\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_w & -\cos \theta \sin \theta_w & \sin \theta_w \sin \theta \\ \sin \theta_w & \cos \theta \cos \theta_w & -\cos \theta_w \sin \theta \\ 0 & \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A^\mu \\ Z^\mu \\ Z_D^\mu \end{pmatrix}, \quad (25)$$

donde,

$$\tan 2\theta = \frac{2g'_D \sqrt{g^2 + g_1^2}}{g_D'^2 + 16\frac{v_T^2}{v_\phi^2} g_1'' - g^2 - g_1^2}, \quad (26)$$

con $g_1'' = \frac{g_1'}{\sqrt{1-\epsilon^2}}$. Las masas física de los bosones gauge A , Z y Z_D están dadas por,

$$M_A = 0 \quad (27)$$

$$M_{Z, Z_D} \quad (28)$$

Es importante resaltar que en este caso el fotón oscuro no puede ser candidato a materia oscura porque este puede decaer en partículas del SM mediante el portal del kinetic mixing.

El fermión de cuatro componentes ψ_j se puede escribir en términos de los fermiones de dos componentes $\xi_{j,\alpha}$ y $\chi_j^{\dagger\dot{\alpha}}$ como:

$$\psi_j = \begin{pmatrix} \xi_{j,\alpha} \\ \chi_j^{\dagger\dot{\alpha}} \end{pmatrix}. \quad (29)$$

4 Espacio de parámetros

En la figura (5) se presenta la sección eficaz fijando la masa del fotón oscuro Z_D a tres valores, donde 200GeV corresponde al límite inferior para m_{Z_D} (representada por la línea naranja), el segundo límite considerado corresponde a una masa de $m_{Z_D} = 350\text{GeV}$ (representada por la línea azul) y finalmente se

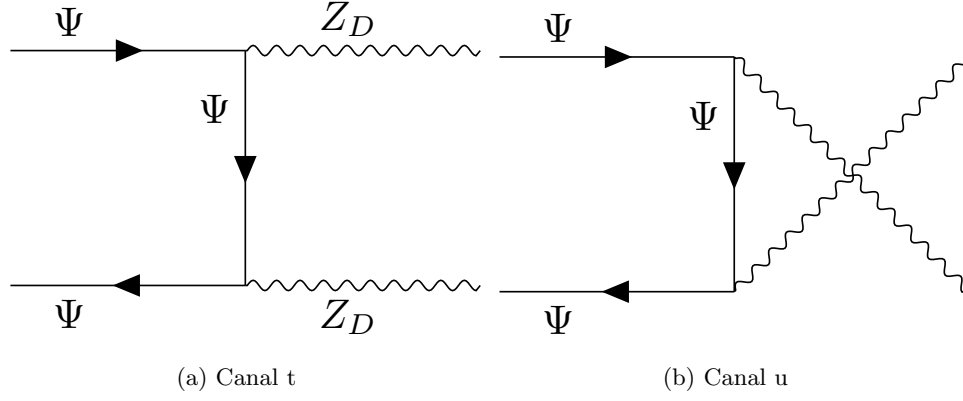


Figure 4: Diagrama de Feynman de la aniquilación de partículas de materia oscura en fotones oscuros en el canal t y canal u respectivamente, que contribuyen a la abundancia de reliquia de materia oscura.

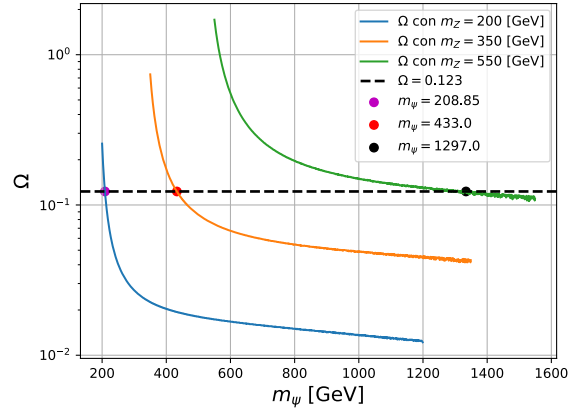


Figure 5: Sección eficaz fijando la masa de los fotones oscuros Z_D a tres valores, donde 200GeV corresponde al límite inferior para m_{Z_D} (representada por la línea naranja), el segundo límite considerado corresponde a una masa de $m_{Z_D} = 350\text{GeV}$ (representada por la línea azul) y finalmente se considera una masa de $m_{Z_D} = 550\text{GeV}$ como el límite superior donde la curva de la sección eficaz corta la densidad reliquia cosmológica, la cual está representada por $\Omega = 0.123$.

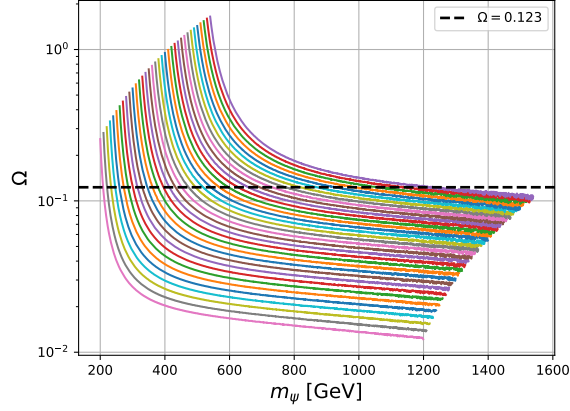


Figure 6: Sección eficaz fijando la masa de los fotones oscuros Z_D cada diez valores, donde 200GeV corresponde al límite inferior y $m_{Z_D} = 550\text{GeV}$ como el límite superior.

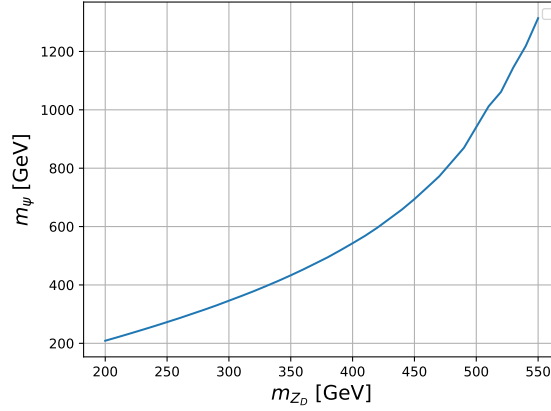


Figure 7: Masa de los fermiones oscuros de Dirac vs masa de los fotones oscuros Z_D

considera una masa de $m_{Z_D} = 550\text{GeV}$ como el límite superior donde la curva de la sección eficaz corta la densidad reliquia cosmológica, la cual está representada por $\Omega = 0.123$. El punto de intersección entre la sección eficaz fijando las masas del Z_D y la densidad reliquia cosmológica da lugar a la masa del fermión de Dirac m_ψ , posibles candidatos a DM, representado en el eje x; el cual presenta una variación de la masa del fermión quiral Φ entre 200GeV y 1335GeV.

En la figura 6 se presenta la sección eficaz fijando la masa del fotón oscuro Z_D cada diez valores, desde el límite inferior de 200GeV hasta 550GeV, donde el punto de corte con la densidad de reliquia cosmológica da como resultado el valor de la masa del fermión de Dirac, m_ψ (ver figura 7).