

UNIVERSITÉ PARIS-SUD

ÉCOLE DOCTORALE PHYSIQUE EN ÎLE-DE-FRANCE (ED 564)  
INSTITUT DE PHYSIQUE THÉORIQUE - CNRS & CEA/SACLAY

DISCIPLINE : PHYSIQUE

THÈSE DE DOCTORAT

Gaëlle Giesen

**Détection indirecte de la matière noire  
avec des rayons cosmiques chargés**

Cette thèse traite le sujet de la détection indirecte de la matière noire en utilisant les rayons cosmiques chargés, en particuliers les antiprotons, les électrons et positrons ainsi que leurs émissions. La majorité de ce travail a été réalisé à l’Institut de Physique Théorique (IPhT) au CEA Saclay et certaines parties ont aussi été produites à l’Institut d’Astrophysique de Paris (IAP).

# 1 Matière noire : soupçons, contraintes et modèles

A la fin du 19ème siècle, les physiciens pensaient avoir globalement compris les lois de l’univers. Seuls deux ”petits” problèmes restaient inexplicés : la radiation du corps noir et la vitesse de la lumière constante (indépendante de la direction et de la vitesse de la source). Expliquer ces deux phénomènes amena les physiciens à formuler les théories de la mécanique quantique et de la relativité restreinte qui donneront ensuite naissance à la théorie quantique des champs et la relativité générale, les deux piliers de la physique moderne. Aujourd’hui, plusieurs mystères restent encore non-élucidés. La nature de la matière noire est l’un de ces mystères à l’interface de l’astrophysique, la cosmologie et la physique des particules.

## 1.1 la matière noire en astrophysique

Historiquement, la première indication pour l’existence de la matière noire (ou ”dunkle Materie” en allemand) débute avec l’étude des systèmes dynamiques, tels que les amas de galaxies et les galaxies elles-mêmes. En effet, en 1933, Fritz Zwicky émet l’hypothèse de son existence en étudiant la dynamique des galaxies de l’amas de Coma en utilisant le théorème du viriel [1]. Les vitesses des galaxies sont trop importantes pour être expliquées par la masse visible. Puis, en 1980, Vera Rubin, Kent Ford et Norbert Thonnard ont analysé la dynamique de 21 galaxies et ont mesuré leur courbe de rotation [2]. En tenant compte uniquement de la matière visible, la vitesse des étoiles et nuages de gas en fonction de la distance au centre galactique devrait d’abord augmenter, puis baisser. Or la courbe des vitesse reste constante à la périphérie des galaxies, nécessitant donc l’existence de matière noire. Aujourd’hui, nous pensons que la matière noire représente 70 à 80 % de la masse des galaxies. Différents profile de halo sphérique de matière noire ont été proposé, motivé par des expériences et des simulations numériques :

$$\begin{aligned}
 \text{NFW [3]} : \quad \rho_{\text{NFW}}(\mathbf{r}) &= \rho_s \frac{r_s}{\mathbf{r}} \left(1 + \frac{\mathbf{r}}{r_s}\right)^{-2} \\
 \text{Einasto [4, 5, 6]} : \quad \rho_{\text{Ein}}(\mathbf{r}) &= \rho_s \exp \left\{ -\frac{2}{\alpha} \left[ \left(\frac{\mathbf{r}}{r_s}\right)^\alpha - 1 \right] \right\} \\
 \text{Isothermal} : \quad \rho_{\text{Iso}}(\mathbf{r}) &= \frac{\rho_s}{1 + (\mathbf{r}/r_s)^2} \\
 \text{Burkert [7]} : \quad \rho_{\text{Bur}}(\mathbf{r}) &= \frac{\rho_s}{(1 + \mathbf{r}/r_s)(1 + (\mathbf{r}/r_s)^2)} \\
 \text{Moore [8]} : \quad \rho_{\text{Moo}}(\mathbf{r}) &= \rho_s \left(\frac{r_s}{\mathbf{r}}\right)^{1.16} \left(1 + \frac{\mathbf{r}}{r_s}\right)^{-1.84}.
 \end{aligned} \tag{1}$$

DM halo	DM halo parameters		
	$\alpha$	$r_s$ [kpc]	$\rho_s$ [GeV/cm <sup>3</sup> ]
NFW	–	24.42	0.184
Einasto	0.17	28.44	0.033
EinastoB	0.11	35.24	0.021
Isothermal	–	4.38	1.387
Burkert	–	12.67	0.712
Moore	–	30.28	0.105

TABLE 1 – Les **Paramètres des profils de matière noire** utilisés dans l'équation (1) et obtenus dans [9] .

## 1.2 la matière noire en cosmologie

D'autres preuves de l'existence de matière proviennent de la cosmologie. En effet, le rayonnement du fond diffus cosmologique est une mesure de la quantité de matière et de baryons dans l'univers. La collaboration Planck a obtenu les paramètres suivants [10]

$$\Omega_M = 0.3156 \pm 0.0091 \quad \text{and} \quad \Omega_b h^2 = 0.02225 \pm 0.00016, \quad (2)$$

avec  $\Omega_i = \rho_i/\rho_c$  l'abondance de l'espèce  $i$ ,  $\rho_i$  sa densité d'énergie,  $\rho_c$  la densité critique et  $h$  la constante de Hubble réduite.

Si nous supposons que la matière noire est une particule élémentaire avec une masse de l'ordre du GeV au TeV et qu'elle était en équilibre thermique après le big bang, alors l'abondance de cette relique thermique aujourd'hui est

$$\Omega_{DM} \simeq 0.2 \frac{3 \times 10^{-26} \text{cm}^3/\text{s}}{\langle \sigma_{AV} \rangle}, \quad (3)$$

$\langle \sigma_{AV} \rangle$  étant la section efficace d'annihilation. L'abondance de la relique thermique peut être obtenue en considérant que la matière noire interagit faiblement, c'est-à-dire  $\langle \sigma_{AV} \rangle \simeq G_F^2 T^2 \simeq 3 \times 10^{-26} \text{cm}^3/\text{s}$  avec  $G_F$  la constante de Fermi. Ceci est appelé le miracle du WIMP (pour Weakly Interacting Massive Particle).

## 1.3 la matière noire en physique des particules

Le modèle standard de la physique des particules est basé sur le groupe de symétrie  $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ . Aucune particule présente dans le modèle standard ne peut expliquer la matière noire (même les neutrinos ne peuvent pas représenter l'ensemble de la matière noire dans l'univers). Il est alors nécessaire d'aller au delà du modèle standard pour trouver des candidats de matière noire. Des neutrinos additionnels et stériles peuvent par exemple constituer la matière noire [11]. Les axions initialement proposés pour résoudre le problème lié à la violation de la symétrie CP [12], est aussi un candidat viable pour la matière noire. Les modèles supersymétriques nous fournissent plusieurs candidats pour la matière noire, le plus populaire étant le plus léger des neutralinos [13]. D'autres types de particules pouvant incarner la matière noire comprennent les photons et neutrinos de Kaluza-Klein que nous pouvons trouver dans les théories avec des dimensions supplémentaires [14], ainsi que les Wimpzillas, des particules très massives introduites pour expliquer l'existence des rayons cosmiques ultra énergétiques [15]. Les

trous noirs primordiaux sont des candidats de matière noire non-élémentaire [16] et ne nécessite donc pas d'extension du modèle standard des particules. Par contre, ceux-ci sont difficilement obtenus dans des scénarios cosmologiques classiques.

De manière générale, la gamme des candidats de matière noire est très vaste. Certains des candidats explicités au-dessus sont des WIMPs (le neutralino, les particules de Kaluza-Klein), alors que d'autres sont très légers (axion) ou très massifs (wimpzillas).

## 1.4 la recherche de la matière noire

Le WIMP thermique est un candidat très attractif d'un point de vue théorique. D'un point de vue expérimental, il y existe différentes méthodes pour prouver leur existence :

- la **détection directe** de la matière noire consiste à détecter l'interaction des particules de matière noire du halo de notre galaxie avec un matériaux dense enfouit sous Terre [17]. Différents signaux ont été détectés par certaines expériences, alors que d'autres collaborations excluent ces régions.
- La **recherche dans les collisionneurs** a pour but de détecter un manque de masse et de quantité de mouvement provenant de la production de particules de matière dans les collisions et qui s'échappe du détecteur sans interagir avec celui-ci [18].
- La **détection indirecte** consiste à détecter des rayons cosmiques provenant de l'annihilation des particules de matière noire dans le halo galactique. Ces rayons cosmiques peuvent être des particules chargées, tel que des électrons et positrons ainsi que des protons et antiprotons et même antideutrons, ou des particules non chargées, comme les photons et les neutrinos. Certains signaux ont aussi été détectés et peuvent être attribué à l'annihilation de la matière noire. Le centre de notre galaxie présente un excès de rayons gamma qui ne peuvent être expliqués par les modèles astrophysiques actuels [19]. La fraction de positrons présente aussi un excès : au-delà de 10 GeV, le spectre en énergie de la fraction positronique augmente alors qu'une baisse est attendue par les modèles de propagation des rayons cosmiques [20].

La détection indirecte de la matière noire est le sujet de cette thèse, plus particulièrement en utilisant les rayons cosmiques chargés : les antiprotons et les émissions secondaires des électrons et positrons. Les cosmiques

## 2 Rayons cosmiques : origine et propagation

Les rayons cosmiques ont été découverts en 1912 par Victor Hess par leur effet ionisant détectés dans des électroscopes à bord de ballons atmosphériques [21]. 99% des rayons cosmiques sont des nucléons et environ 1% des électrons. Dans ces nucléons, 90% sont des protons, 9% des noyaux d'hélium et 1% des nucléons plus massifs.

### 2.1 Les sources de rayons cosmiques

A la fin de leur vie, les étoiles explosent en SuperNova (SN), un phénomène très court et très énergétique. Cette explosion libère une énergie de  $10^{49} - 10^{50}$  erg (sans la contribution des neutrinos) et expulse le contenu de l'étoile dans l'espace. De l'hydrogène et tous les autres éléments synthétisés par fusion nucléaire durant la vie de l'étoile sont injectés dans le milieu intergalactique. L'explosion crée aussi une onde de choc et les matériaux éjectés s'étirent dans

l'espace, formant une nébuleuse, un rémanent de supernova. Le rôle des SN en physique des rayons cosmique est donc double : premièrement, l'explosion injecte les nucléons dans le milieu intergalactique, principalement de l'hydrogène, de l'hélium, du carbone, de l'azote et de l'oxygène [22]. Et deuxièmement, l'onde de choc en expansion frappe le milieu intergalactique et accélère les particules présentes aux énergies des rayons cosmiques lors d'un choc diffusant. L'accélération peut aussi se produire directement lors de l'injection des nucléons dans l'espace interstellaire. Les SN sont ainsi appelées source *primaire* de rayons cosmiques. Les électrons sont probablement aussi accélérés par les mêmes mécanismes.

La spallation est une réaction nucléaire dans laquelle un nucléon est percuté par une particule incidente (un proton, neutron, etc..) ou un rayon gamma. Le noyau cible est décomposé en un atome plus léger et émet d'autres particules tel que des neutrons, proton ou des nucléons légers (deutérium, hélium ou lithium) ou des antiparticules (antiprotons, antideuteron). Dans le domaine des rayons cosmiques, les cibles sont généralement des noyaux d'hydrogène et d'hélium, mais aussi de carbone, azote et oxygène présent dans le milieu interstellaire. La spallation est donc un terme source et un terme de perte, car elle baisse l'abondance des noyaux cible et des particules incidente, les *primaires*, et augmente celle des particules émises, les *secondaires*. C'est ainsi que les antiprotons sont produits. En effet, les antiprotons sont difficiles à produire dans d'autres processus astrophysiques.

## 2.2 La propagation des rayons cosmiques chargés

Le modèle utilisé pour décrire la propagation des rayons cosmiques chargés dans la galaxie est appelé modèle de halo diffusant et est présenté sur la figure 1. La galaxie est modélisée par deux zones cylindriques avec un rayon  $R$  et une symétrie cylindrique. Le disque a une demi-hauteur  $h$  et est intégré sans un halo de demi-hauteur  $L \gg h$ . L'équation de transport pour  $N_i(t, \vec{r}, p)$ , la densité isotropique de rayons cosmiques chargés de type  $i$ , dans ce modèle est la suivante :

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_i}{\partial t} = & \nabla \cdot \left( D_{xx} \cdot \nabla N_i - \vec{V}_c N_i \right) + \frac{\partial}{\partial p} \left[ D_{pp} p^2 \frac{\partial}{\partial p} \left( \frac{N_i}{p^2} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial p} \left[ \left( \frac{p}{3} \nabla \cdot \vec{V}_c + b_i \right) N_i \right] \\ & - \left( n v \sigma_i + \frac{1}{\tau_i} \right) N_i + \sum_{j < i} \left( n v \sigma_{ij} + \frac{1}{\tau_{ij}} \right) N_j + S_i. \end{aligned} \quad (4)$$

Le premier terme à droite de l'équation représente la diffusion spatiale avec  $D_{xx}$  le tenseur de diffusion, le deuxième terme la convection avec  $\vec{V}_c$  la vitesse de convection et le quatrième terme  $\frac{p}{3} \nabla \cdot \vec{V}_c$  les pertes adiabatique. Le troisième terme prend en compte la diffusion dans l'espace des vitesses (auss appelé accélération de Fermi de second ordre), avec  $D_{pp}$  le coefficient de diffusion des vitesses. Le cinquième terme de l'équation 4 représente les pertes d'énergie due à l'ionisation ou d'autres mécanismes avec  $b_i = -\frac{dp}{dt}$  le taux de perte de quantité de mouvement. Finalement, dans le dernier terme, nous prenons en compte les effets de spallation, de désintégration radioactive, de production de nucléon et de sources primaires.  $n$  est la densité numérique du milieu interstellaire,  $v$  la vitesse des particules dans le milieu interstellaire,  $\sigma_i$  la section-efficace totale de spallation,  $\tau_i$  le temps de désintégration,  $\sigma_{ij}$  les sections efficaces de production d'un noyau de type  $j$  à un noyau de type  $i$ ,  $\tau_{ij}$  le temps de désintégration radioactive d'un noyau de type  $j$  à un noyau de type  $i$  et  $S_i$  les termes sources primaires.

Différents codes résolvent cette equation et en utilisant les données de différents type de rayon cosmiques, différents lots de paramètres. Dans le cas d'USINE, les paramètres de propagation sont présentés dans le tableau 2 [24, 25] et ceux du code DRAGON [26] dans le tableau 3.

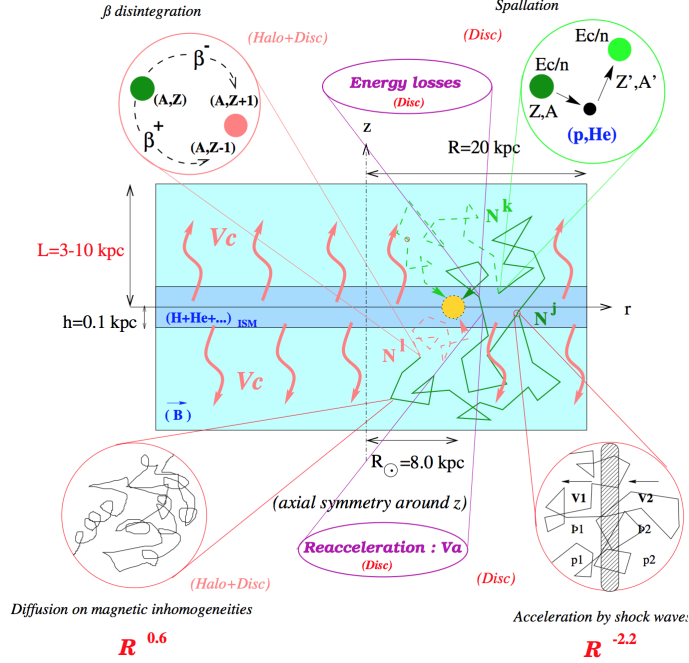


FIGURE 1 – **Vue schematic du modèle de halo diffusant** de notre Galaxie avec les processus d'accélération des rayons cosmiques, de diffusion, convection et de perte d'énergie [23].

Model	$\delta$	$D_0$ [kpc <sup>2</sup> /Myr]	$V_c$ [km/s]	$L$ [kpc]	$v_a$ [km/s]
MIN	0.85	0.0016	13.5	1	22.4
MED	0.70	0.0112	12	4	52.9
MAX	0.46	0.0765	5	15	117.6

TABLE 2 – **Paramètre de propagation utilisant USINE code** pour les nucléons et les électron/positrons dans le halo galactique.  $\delta$  and  $D_0$  sont les paramètres de diffusion et  $v_a$  la vitesses des centre de reaccélération.

Model	$\delta$	$\eta$	$D_0$ [10 <sup>28</sup> cm <sup>2</sup> s <sup>-1</sup> ]	$\frac{dV_c}{dz}$ [km s <sup>-1</sup> kpc <sup>-1</sup> ]	$z_t$ [kpc]	$v_a$ [km/s]
KRA	0.50	-0.39	2.64	0	4	14.2
KOL	0.33	1	4.46	0	4	36
CON	0.6	1	0.97	50	4	38.1
THK	0.50	-0.15	4.75	0	10	14.1
THN	0.50	-0.27	0.31	0	0.5	11.6
THN2	0.50	-0.27	1.35	0	2	11.6
THN3	0.50	-0.27	1.98	0	3	11.6

TABLE 3 – **Paramètres de propagation utilisant DRAGON.**

Avant de pouvoir détecter les rayons cosmiques chargés à la Terre, ils doivent encore traverser l'héliosphère et leur spectre d'énergie est sujet à la modulation solaire. Ce phénomène peut être approximé en utilisant un potentiel de Fisk  $\phi$  [28, 27, 29]. Le spectre en énergie à la Terre  $d\Phi_{\oplus}/dK(K)$  ( $K$  étant l'énergie cinétique des particules chargées de masse  $m$ , de numéro ato-

mique  $Z$  et de nombre de masse  $A$ ) est obtenu à partir du spectre interstellaire  $d\Phi_{\text{LIS}}/dK$  de la manière suivante

$$\frac{d\Phi_{\oplus}}{dK}(K) = \frac{d\Phi_{\text{LIS}}}{dK} \left( K + \frac{Ze}{A}\phi \right) \frac{K(K + 2m)}{\left( K + m + \frac{Ze}{A}\phi \right)^2 - m^2}. \quad (5)$$

### 3 Detection indirecte de la matière noire avec les anti-protons

Depuis la première proposition d'utiliser les antiprotons pour tester l'existence de matière noire [30], différentes études ont montré le potentiel de ce canal. Une raison intrinsèque est que la production d'antiprotons est assez universel dans les modèles de matière noire : tant que la particule de matière noire s'annihile ou se désintègre en quarks ou bosons de gauge, des  $\bar{p}$  sont produits copieusement durant le processus d'hadronization. De même l'annihilation ou la désintégration en leptons produit des antiprotons grace aux corrections electrofaible, l'émission d'un boson de gauge electrofaible qui se désintègre à son tour en quarks. Une autre raison est que la détermination du fond astrophysique est relativement sous control. Les spectres d'injections utilisés dans cette analyse sont obtenus de [9] et sont ensuite propagés pour donner le spectre d'énergie à la Terre. Dans [9], les spectres propagés ont été calculés en négligeant les effets de pertes d'énergie et de réaccélération diffusive. Ceci est une bonne approximation pour les nucléons, mais compte tenu de la précision des données, il devient nécessaire de les inclure.

#### 3.1 Inclusion des pertes d'énergies et de la réaccélération diffusive

En utilisant le code `USINE` et les paramètres de propagation du tableau 2, nous calculons les spectres d'antiprotons primaires propagés dû à l'annihilation de matière noire pour différentes configuration du halo galactique, donné par l'équation 1, ainsi que le spectre des secondaires, qui constituent notre fond astrophysique pour la recherche de signaux de matière noire. Pour comparer les spectres de secondaires aux données de PAMELA [31], nous ajustons le potentiel de Fisk, les spectres sont présenté dans la figure 2 pour les paramètres de propagation MIN, MED et MAX. Les spectres provenant de la matière noire sont à la disposition de la communauté scientifique sur le `PPPC4DMID` (Version 4.0). Etant donné, que le spectre des secondaires explique les données de PAMELA de manière satisfaisante, nous pouvons dériver des contraintes sur les modèles de matière noire. Pour chaque modèle de propagation, nous additionnons le flux des secondaires et celui provenant de la matière noire, le flux total est donc

$$\Phi_{\text{tot}}(m_{\text{DM}}, \langle\sigma v\rangle; A, \phi_F) = \Phi_{\text{bkg}}(A, \phi_F) + \Phi_{\text{DM}}(m_{\text{DM}}, \langle\sigma v\rangle, \phi_F), \quad (6)$$

avec  $\phi_F$  le potentiel de Fisk et  $A$  une amplitude qui prend en compte une possible violation d'isospin et donc l'incertitude sur la section efficace de production d'antiprotons.  $\phi_F$  et  $A$  sont deux paramètres que nous marginalisons. Ensuite, pour chaque mass de matière noire  $m_{\text{DM}}$ , nous résolvons l'équation suivante

$$\chi_{\text{DM}}^2(m_{\text{DM}}, \langle\sigma v\rangle; A, \phi_F) - \chi_0^2 = 4, \quad (7)$$

où  $\chi_0^2$  est le chi carré du spectre de secondaire optimisé, pour obtenir la section efficace maximum  $\langle\sigma v\rangle$  tolérée par les données de PAMELA.

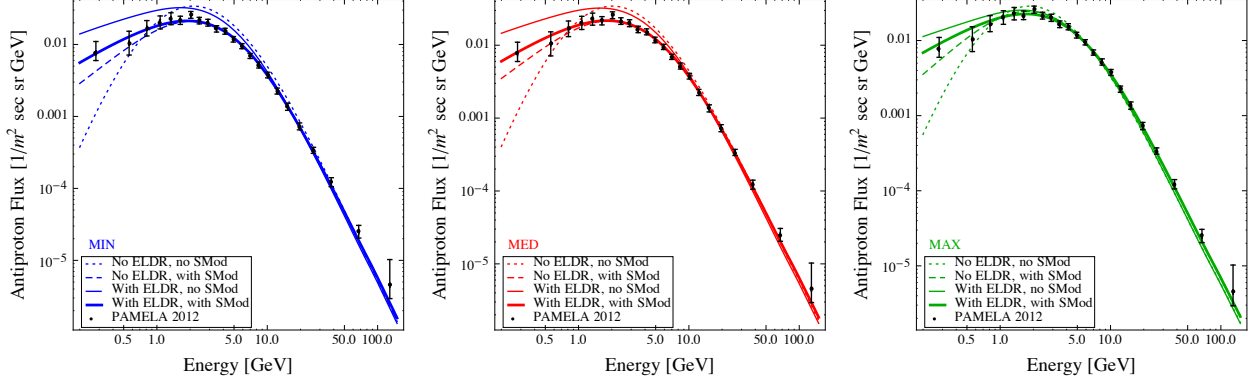


FIGURE 2 – Le spectre du fond astrophysique (secondaire) d’antiproton avec/sans la modulation solaire (SMod) et avec/sans les pertes d’énergie et la réaccélération diffusive (ELDR), pour les paramètres de propagation MIN, MED, MAX propagation models (de gauche à droite) superposé aux données de PAMELA.

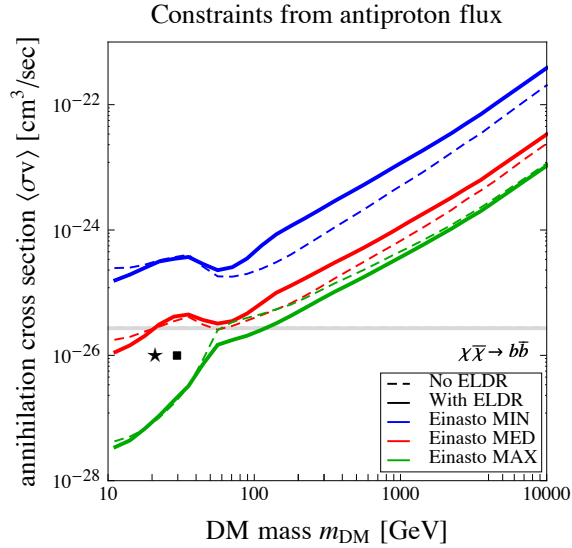


FIGURE 3 – Contraintes des antiprotons sur la matière noire annihilant en  $b\bar{b}$  pour un profil Einasto profile avec et sans pertes d’énergies et réaccélération diffusive (ELDR) et pour les trois modèles de propagation MIN, MED, MAX.

### 3.2 Analyse des données d’AMS-02

Récemment, la collaboration d’AMS-02, a présenté les données préliminaires du  $\bar{p}/p$  [32] ainsi que les mesures des spectres de protons et d’hélium, que nous utilisons pour réévaluer le spectre d’antiprotons secondaires. L’ensemble des incertitudes sur le flux de secondaire est présenté sur la figure 4 : celles sur la section efficace, comme présenté dans la section précédente, celles sur la propagation dans la Galaxie, celles sur les spectres de primaires et celles sur la modulation solaire en utilisant  $\phi_F = [0.3, 1.0] \text{ GV} \simeq \phi_F^p \pm 50\% \phi_F^p$ , motivé par une analyse détaillé des effets. La première conclusion que nous pouvons tirer est que les secondaires peuvent ex-



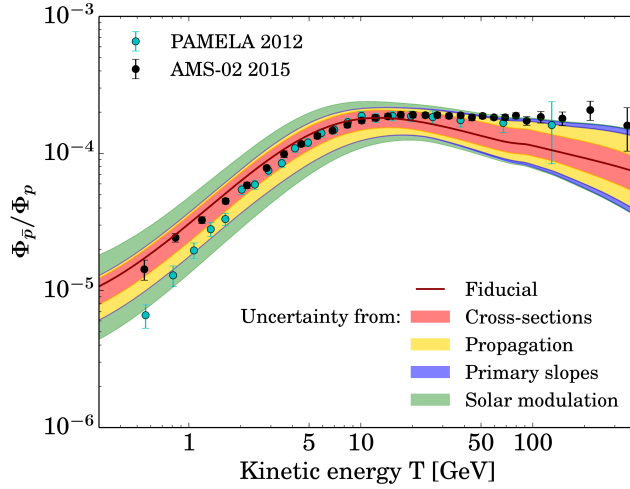


FIGURE 4 – L’incertitude totale sur le ratio  $\bar{p}/p$  secondaire, avec les anciennes données de PAMELA data [?] and les nouvelles mesures de AMS-02. La courbe ‘fiducial’ suppose des valeurs de référence : spectres de proton et hélium optimisés, valeur centrale de la section efficace, modèle de propagation MED et valeur centrale pour le potentiel de Fisk.

plier les données de AMS-02. Toutefois toutes les incertitudes doivent être maximisées. Les courbes des modèles MED et MAX passent par les point de données de manière satisfaisante, alors que ce n’est pas le cas du modèle MIN. Celui-ci est déjà en tension avec d’autres mesures, car l’épaisseur de la zone de diffusion est trop petite [33, 34, 35, 36]. En effet, ce modèle pourrait même être en contradiction avec d’autres données de rayons cosmiques, tel que le rapport bore sur carbone. La qualité des mesures du ratio  $\bar{p}/p$  nous permettent donc aussi de tester les modèles de propagation et en particulier la pente du paramètre de diffusion  $\delta$ . Le rapport  $\bar{p}/p$  est un rapport entre une espèce secondaire et une espèce primaire de rayon cosmique. Nous allons donc extraire des contraintes sur la matière noire qu’avec les deux modèles qui procure une explication satisfaisante des données, c’est-à-dire MED et MAX. Ces contraintes sont présentées dans la figure 5 pour différents canaux d’annihilation et en changeant les paramètres de propagation et profile de halo. Dans le cas de l’annihilation en  $b\bar{b}$  avec le modèle de propagation MED et profile de halo Einasto, la section efficace thermique est exclus pour des masses inférieures 150 GeV et pour MAX 250 GeV.

## 4 Emissions secondaires provenant de l’annihilation de matière noire en electrons et positrons

Les positrons sont aussi des antiparticules chargées utilisés pour la détection indirecte de la matière noire. Toutefois le fraction de positron présente un excès mesuré par différentes expériences, tel que PAMELA, FERMI et plus récemment MAS-02, et est d’origine inconnue. Une autre stratégie pour chercher la matière consist à étudier les émissions produites par les électrons et positrons relativistes provenant de l’annihilation de particules de matière noire et injectés dans l’environnement galactique. Ces émissions sont appelées ”émissions secondaires” et peuvent être trois natures différentes : i) des ondes radio due à l’émission synchrotron des

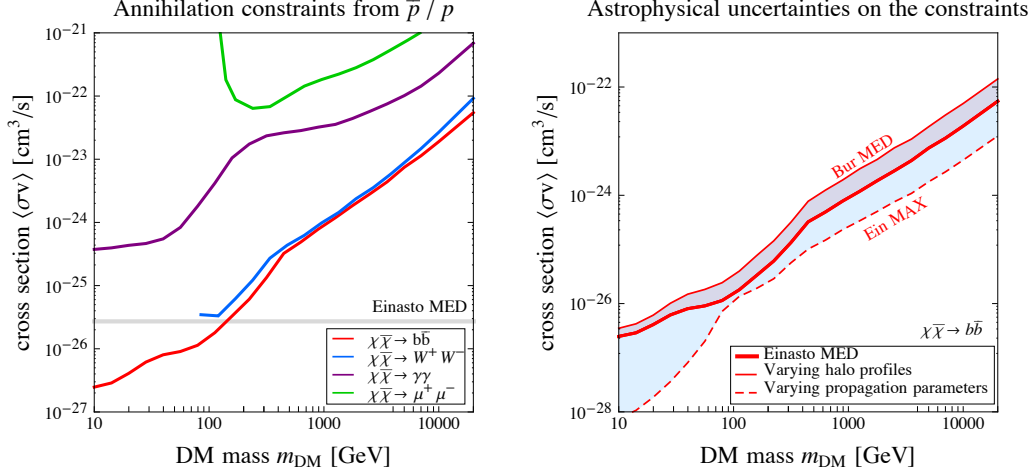


FIGURE 5 – **Annihilation de matière noire : contraintes actuelles.** Gauche : contraintes du ratio d’antiprotons sur proton mesuré par AMS-02 pour différents canaux d’annihilation. L’espace au-dessus des courbes est exclu. Droite : illustration de l’impact des incertitudes astrophysiques : les contraintes pour le canal  $b\bar{b}$  channel varie dans les zones colorées quand les paramètres de propagation (traits discontinus) ou le profil du halo (traits continus) sont variés. Nous ne montrons pas le cas MIN, comme décrit dans le texte.

$e^\pm$  dans le champs magnétique galactique, ii) des rayons gamma due aux processus de bremsstrahlung avec le gas galactique, iii) des rayons gamma due aux processus de Compton inverse avec le champs de radiation galactique.

## 4.1 Configurations astrophysiques

Notre galaxie a une structure de champs magnétique compliquée. Nous choisissons de modéliser ce champs magnétique dans le disk de la manière suivante

$$B_{\text{tot}} = B_0 \exp\left(-\frac{r - r_\odot}{R_D} - \frac{|z|}{z_D}\right) \quad (8)$$

avec la position du Soleil  $r_\odot = 8.33$  kpc, les valeurs des autres paramètres sont présentés dans la figure 6 pour trois configuration, motivées par différentes analyse plus détaillées. Les profile de halo de matière noire sont ceux présenté dans l’équation 1 et les paramètres de propagation ceux du tableau 2. Pour le champs de radiation interstellaire, nous utilisons la description détaillée extraite de Galprop [41] qui remplace l’ancien du PPC4DMID et qui est composé de la lumière des étoiles (SL), d’une composante infrarouge (IR) et du spectre du fond diffus cosmologique (CMB). Pour les carte de gases, nous prenons celles décrite dans [42]. Le terme de perte d’énergie pour les électrons qui rentre dans l’équation de propagation des rayons cosmiques chargés et donc la somme des différentes contributions, interaction de Coulomb et ionization, Bremsstrahlung, Compton inverse et synchroton :

$$b_{\text{tot}}(E, r, z) \equiv -\frac{dE}{dt} = b_{\text{Coul+ioniz}} + b_{\text{brem}} + b_{\text{ICS}} + b_{\text{syn}} \quad (9)$$

Cette fonction peut être obtenu sur la [page web](#) sous le format `btot[E,r,z,gasnorm,MF]` où `gasnorm` permet de changer la normalisation des densité de gases et `MF` permet de choisir la

**Magnetic field configurations**

Model	ref.	$B_0$ [ $\mu\text{G}$ ]	$r_D$ [kpc]	$z_D$ [kpc]
MF1	[37]	4.78	10	2
MF2	[38, 39]	5.1	8.5	1
MF3	[40]	9.5	30	4

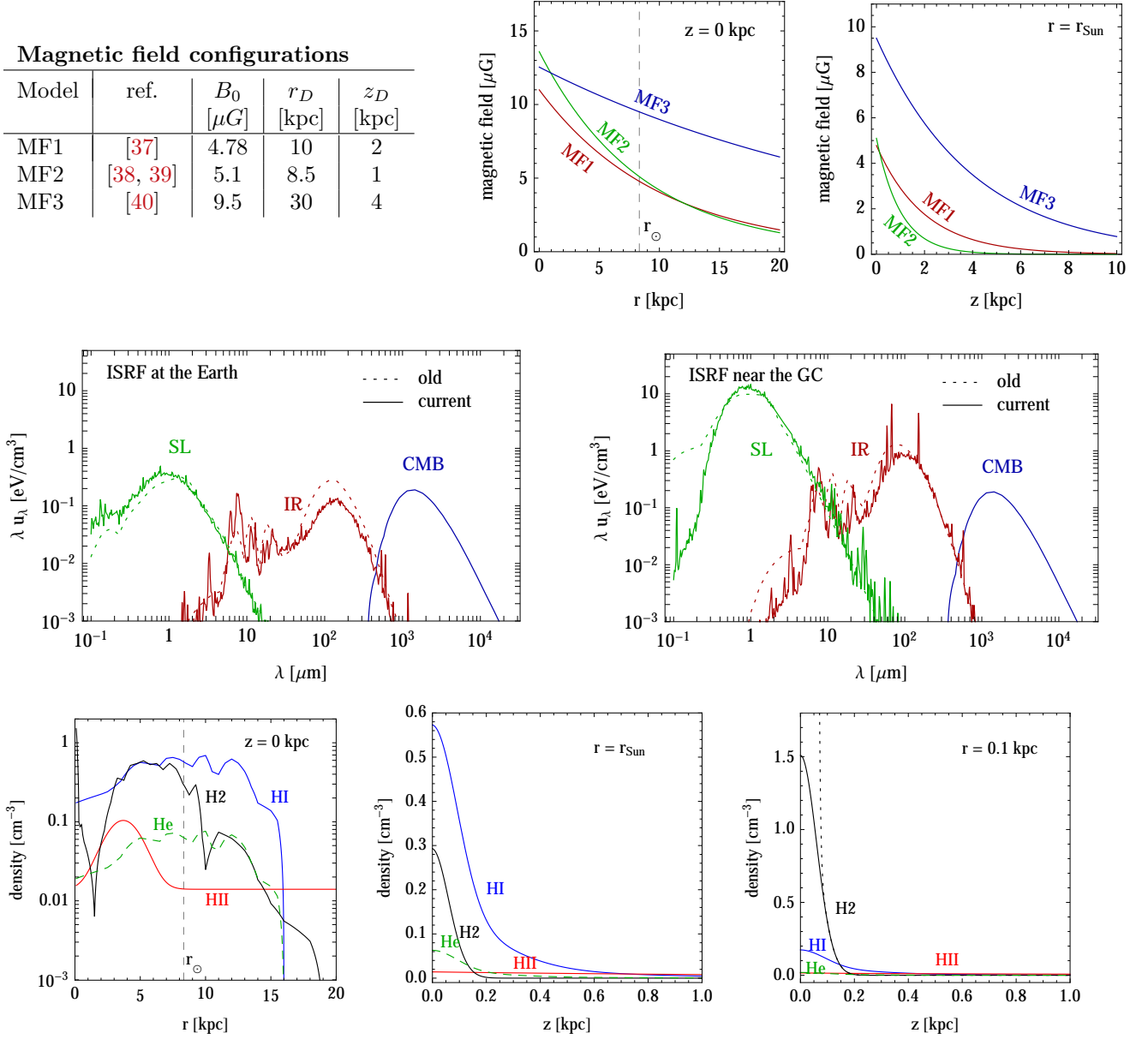


FIGURE 6 – Collection des **ingrédients astrophysiques** : configurations de champs magnétiques galactique, illustration du champs radiatif interstellaire et illustration des densité de gas (figure de [44]).

configuration du champs magnétique désirée. Les détails des calculs de chaque contribution peut être trouvé dans [45, 43].

## 4.2 Résultats techniques

Tous les résultats techniques obtenus dans cette section peuvent être téléchargés sur la [page web](#), il s'agit d'amélioration de certains outils par rapport à [9] (les fonctions halo pour les électron et positrons `ElectronHaloFunctGalaxyAnn[halo,propag,MF][log10x,log10Es,r,z]` ou `ElectronHaloFunctGalaxyDec`), ainsi que de calculs de nouveaux outils (les fonctions halo pour l'émission synchrotron `ISynAnnI[halo,propag,MF][log10Es,log10ν,ℓ,b]` ou `ISynDecI`). Les flux peuvent ensuite être calculés en convoluant ces fonctions avec le spectre des électrons et positrons provenant de l'annihilation ou la désintégration de matière noire  $dN_{e^\pm}^f/dE$ .

## Fonctions halo révisées pour les $e^\pm$

L'équation de propagation 4 peut-être simplifiée pour la densité numérique pour les électrons et les positrons  $f(E, r, z)$ . Tout d'abord, nous sommes intéressés par une solution constante dans le temps, deuxièmement la convection et la réaccélération diffusive peuvent être négligé

$$-\mathcal{K}_0 \left( \frac{E}{\text{GeV}} \right)^\delta \nabla^2 f - \frac{\partial}{\partial E} \left( b(E, r, z) f \right) = Q(E, r, z). \quad (10)$$

Le terme source pour la matière noire s'écrit

$$Q = \begin{cases} \frac{1}{2} \left( \frac{\rho}{M_{\text{DM}}} \right)^2 \sum_f \langle \sigma v \rangle_f \frac{dN_{e^\pm}^f}{dE} & \text{(annihilation)} \\ \left( \frac{\rho}{M_{\text{DM}}} \right) \sum_f \Gamma_f \frac{dN_{e^\pm}^f}{dE} & \text{(désintégration)} \end{cases}. \quad (11)$$

et le flux à la Terre peut être écrit de la manière suivante

$$\begin{aligned} \frac{d\Phi_{e^\pm}}{dE}(E, r, z) &\equiv \frac{c}{4\pi} f(E, r, z) = \\ &= \frac{c}{4\pi b(E, r, z)} \begin{cases} \frac{1}{2} \left( \frac{\rho}{M_{\text{DM}}} \right)^2 \sum_f \langle \sigma v \rangle_f \int_E^{M_{\text{DM}}} dE_s \frac{dN_{e^\pm}^f}{dE}(E_s) \cdot I(E, E_s, r, z) & \text{(annihilation)} \\ \left( \frac{\rho}{M_{\text{DM}}} \right) \sum_f \Gamma_f \int_E^{M_{\text{DM}}} dE_s \frac{dN_{e^\pm}^f}{dE}(E_s) \cdot I(E, E_s, r, z) & \text{(désintégration)} \end{cases} \end{aligned} \quad (12)$$

où  $I$  est appelée *fonction halo* qui représente une fonction de Green d'une énergie  $E_s$  à une énergie  $E$ .

## Fonction halo pour l'émission synchrotron

La puissance synchrotron émise à une fréquence  $\nu$  par une distribution relativiste d'électrons avec une énergie  $E$  dans le cas d'un champs magnétique avec des orientations aléatoire est

$$\mathcal{P}_{\text{syn}}(\nu, E) = 2\sqrt{3} \frac{e^3 B}{m_e c^2} y^2 \left[ K_{4/3}(y) K_{1/3}(y) - \frac{3}{5} y \left( K_{4/3}(y)^2 - K_{1/3}(y)^2 \right) \right] \quad (13)$$

avec  $y = \nu/\nu_c$ ,  $\nu_c = \frac{3}{2\pi} \frac{e}{m_e c} B \gamma^2$ ,  $\gamma = E/m_e$  et  $K_n$  la fonction de Bessel modifiée de la deuxième espèce et d'ordre  $n$ . L'emissivité synchrotron est ensuite obtenue en convoluant la puissance synchrotron avec la densité numérique d'électron

$$j_{\text{syn}}(\nu, r, z) = 2 \int_{m_e}^{M_{\text{DM}}^{(2)}} dE \mathcal{P}_{\text{syn}}(\nu, E) f(E, r, z) \quad (14)$$

Finalement l'observable qui nous intéresse est l'intensité  $\mathfrak{J}$  de l'émission synchrotron

$$\mathfrak{J}(\nu, b, \ell) = \int_{\text{l.o.s.}} ds \frac{j_{\text{syn}}(\nu, r, z)}{4\pi} \quad (15)$$

où chaque point  $(r, z)$  peut être identifié avec le paramètre  $s$  le long de la ligne de visée ainsi que la latitude  $b$  et la longitude  $l$  galactique :  $r = r(s, \ell, b)$ ,  $z = z(s, \ell, b)$ . Pour une fréquence  $\nu$  et des coordonnées galactiques  $(b, l)$ , l'intensité synchrotron s'écrit alors

$$\mathfrak{J}(\nu, \ell, b) = \frac{r_\odot}{4\pi} \begin{cases} \frac{1}{2} \left( \frac{\rho_\odot}{M_{\text{DM}}} \right)^2 \int_{m_e}^{M_{\text{DM}}} dE_s \sum_f \langle \sigma v \rangle_f \frac{dN_{e^\pm}^f}{dE}(E_s) I_{\text{syn}}(E_s, \nu, \ell, b) & \text{(annihilation)} \\ \left( \frac{\rho_\odot}{M_{\text{DM}}} \right) \int_{m_e}^{M_{\text{DM}}/2} dE_s \sum_f \Gamma_f \frac{dN_{e^\pm}^f}{dE}(E_s) I_{\text{syn}}(E_s, \nu, \ell, b) & \text{(désintégration)} \end{cases} \quad (16)$$

avec la *fonction halo synchrotron généralisé*  $I_{\text{syn}}(\nu, E_s, \ell, b)$  définie par

$$I_{\text{syn}}(E_s, \nu, \ell, b) = \int_{\text{l.o.s.}} \frac{ds}{r_\odot} \left( \frac{\rho(r, z)}{\rho_\odot} \right)^\eta 2 \int_{m_e}^{E_s} dE \frac{\mathcal{P}_{\text{syn}}(\nu, E)}{b(E, r, z)} I(E, E_s, r, z), \quad (17)$$

$\eta = 1, 2$  pour le cas de désintégration et d'annihilation. De manière analogue, ce calcul peut aussi se faire pour l'émission Bremsstrahlung et Compton Inverse.

## 5 L'excess du centre galactique : les particules chargées sous leur meilleur jour

Nous présentons maintenant une application de l'approche de multiples messagers des rayons cosmiques chargés, en utilisons les antiprotons et les émissions secondaires des électrons et positrons. A cause de la grande densité de matière noire, le centre de notre galaxie est supposé être la source la plus lumineuse de radiation dû de l'annihilation et de la désintégration de matière noire. Depuis 2009, une détection d'un excès de rayons gamma provenant de la zone autour du centre galactique a été mis en avant [46].

### 5.1 L'excès de rayons gamma de l'annihilation de matière noire au centre galactique

La distribution spatiale de l'excès au centre galactique semble correspondre un profil de NFW généralisé

$$\rho_{\text{gNFW}}(r) = \rho_\odot \left( \frac{r}{r_\odot} \right)^{-\gamma} \left[ \frac{1 + (r/R_s)^\alpha}{1 + (r_\odot/R_s)^\alpha} \right]^{-\frac{\beta-\gamma}{\alpha}}, \quad (18)$$

avec  $\rho_\odot = 0.3 \text{ GeV/cm}^3$ ,  $r_\odot = 8.5 \text{ kpc}$ ,  $R_s = 20 \text{ kpc}$ ,  $\alpha = 1$ ,  $\beta = 3$ . Le paramètre  $\gamma$  contrôle la pente interne du profil, nous utiliserons  $\gamma = 1.20$  or  $1.26$  [47]. Dans cette analyse, nous utiliserons les paramètres de propagation décrit dans le tableau 3 pour le transport des électrons et positron, ainsi que des antiprotons. Les émissions secondaires des électrons et positrons sont naturellement pris en compte et sont important pour déterminer le canal d'annihilation, la masse et la section efficace de la matière noire. Les spectres optimisés sont présentés dans la figure 7 avec les chi carré correspondant et les régions des paramètres de matière noire qui peuvent expliquer cet excès.

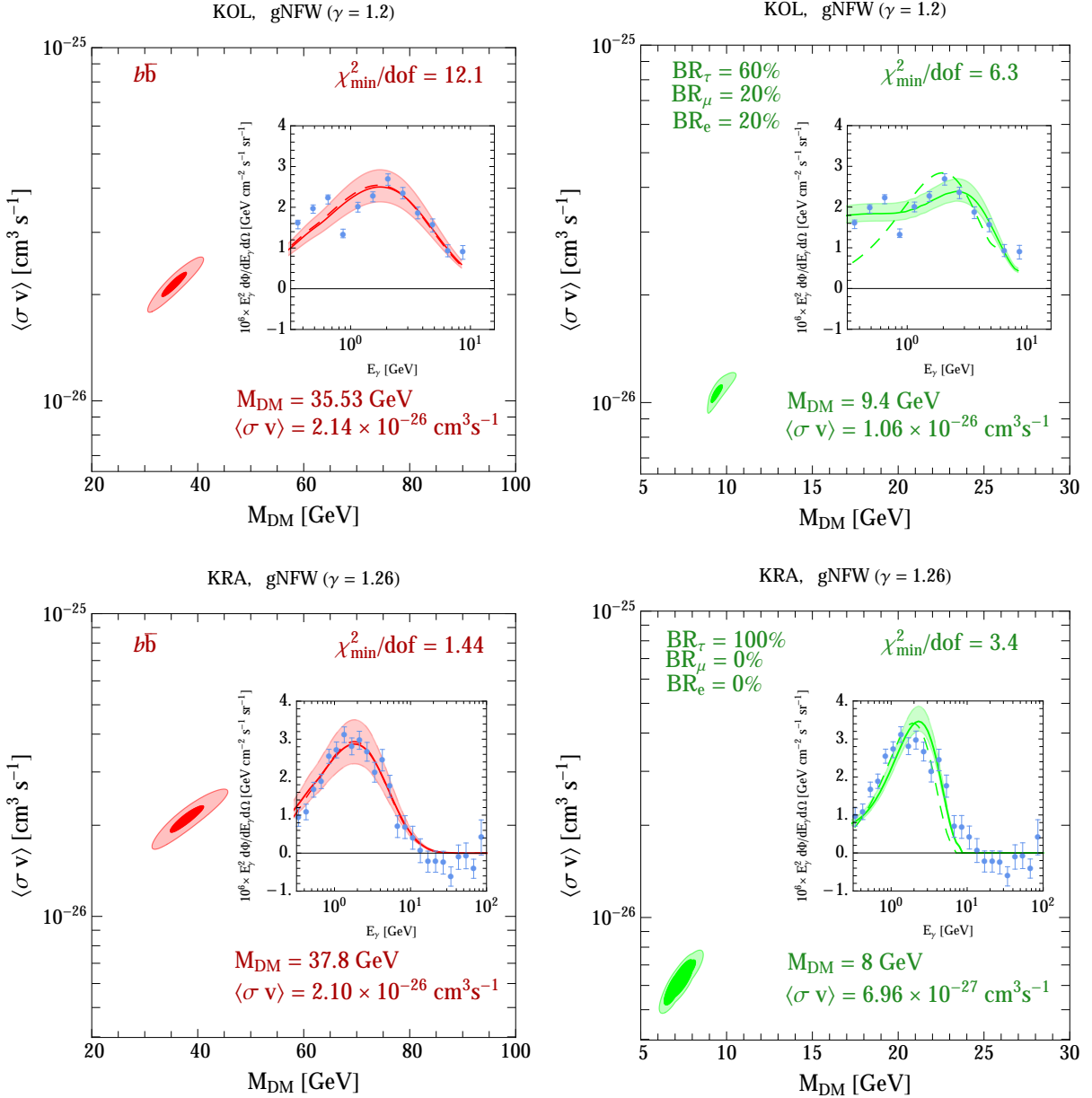


FIGURE 7 –  $\chi$  carré des spectres optimisé pour l’excès du centre galactique Après avoir inclus les émissions secondaires (traits continus) d’annihilation de matière noire, les région de confiance à 1- $\sigma$  and 3- $\sigma$  pour l’annihilation en  $b\bar{b}$  (gauche) et l’annihilation en leptons (droite) pour différentes valeurs de la pente inerte du profil de halo. Les traits discontinus représentent les spectres sans les émissions secondaires, uniquement l’émission prompt. Les données sont des mesures de FERMI-LAT après la soustraction de toutes les sources astrophysiques connues.

## 5.2 Contraintes des antiprotons pour l’annihilation en $b\bar{b}$

Étant donné les résultats obtenus dans la section précédente, il devient urgent de confronté l’interprétation de l’excès du centre galactique comme un signal de matière noire. Pour le canal d’annihilation  $b\bar{b}$ , des antiprotons devraient aussi être produit, comme nous l’avons vu dans la section 3. En utilisant les paramètres de propagation décrit dans le tableau 3, nous calculons

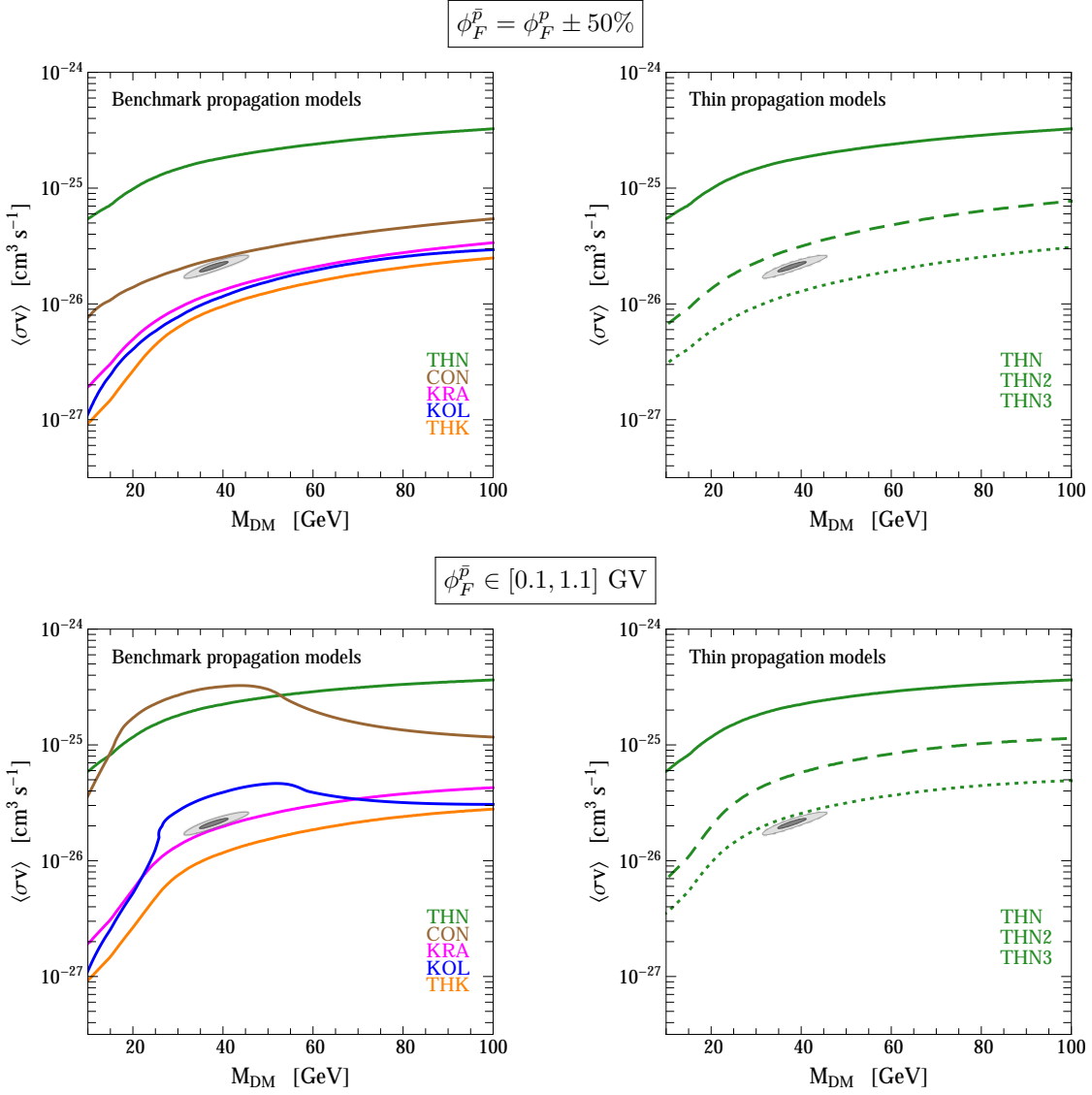


FIGURE 8 – **3- $\sigma$  contour d'exclusion sur la section efficace  $\langle\sigma v\rangle$**  pour une annihilation de matière noire en  $b\bar{b}$ , pour trois approches sur la modulation solaire. Gauche : cinq modèles de propagation de base. Droite : choix alternatif pour la hauteur du halo diffusant. La région grise correspond aux paramètres expliquant l'excès décrit dans la section précédente.

les contraintes grâce aux données de PAMELA. Pour le potentiel de Fisk, nous avons deux approches :

- nous marginalisons sur  $\phi_F^{\bar{p}}$  considérant l'intervall  $\phi_F^{\bar{p}} = \phi_F^p \pm 50\%$ , motivé par une analyse dédiée sur la modulation solaire,
- nous marginalisons considérant un interval plus large  $\phi_F^{\bar{p}} \in [0.1, 1.1]$ , à nouveau motivé par notre analyse dédiée.

Les contraintes ainsi obtenues sont présentées dans la figure 8 pour les différents modèles de propagation. La modulation solaire a un rôle crucial dans la détermination des contraintes et donc l'interprétation de l'excès au centre galactique comme étant un signal de matière noire. Les paramètres de propagation des rayons cosmiques joue aussi un rôle important, comme nous l'avions déjà observés précédemment.

## 6 Conclusion

Nous avons étudié en profondeur la capacité des rayons cosmiques chargés à détecter et contraindre la matière noire. Les grandes incertitudes astrophysiques constitue aujourd’hui le facteur limitant. Avant de pouvoir trouver un signal de matière noire incontestable dans les rayons cosmiques, il nous faut tout d’abord connaître plus précisément les paramètres de propagation des rayons cosmiques ainsi que comprendre les effets de la modulation solaire. Ceci sera possible grâce aux expériences actuelles et futures. Les données de AMS-02 des nucléons légers et des ratio de secondaires sur primaires devront nous permettre d’éliminer le modèle MIN comme modèle de propagation viable. Seuls des modèles avec une demi hauteur du halo diffusant supérieur à 2-3 kpc devraient survivre. C’est une bonne nouvelle pour la détection indirecte de matière noire : plus halo est grand, plus de rayons cosmiques émis par la matière noire seront piégé dans le champs magnétique galactique et plus le flux de ces rayons cosmique é la Terre sera grand. De plus, AMS-02 attaché à la station spatiale internationale va prendre des données pendant une vingtaine d’années, c’est-à-dire deux cycles solaires de 11 ans avec les deux polarités du champs magnétique solaire. Différents projets d’expériences sont en cours et même déjà réalisés. Pour la detection des rayons cosmiques chargés, nous avons ISS-CREAM, CALET, HERD ou GAPS. Et en ce qui concerne les rayons gamma, GAMMA 400 et DAMPE seront bientôt mis en orbite. Sur Terre, CTA et HAWC sont des projets très avancés.

La détection directe des WIMPs sera dans un futur proche limitée par l’interaction des neutrinos avec le détecteur, un fond irréductible, qui marquera la sensibilité maximale de ce type d’expériences. Le LHC a commencé à tourner avec une énergie de 14 TeV, testant ainsi le modèle standard des particules à des énergies encore jamais atteintes et cherchant de la nouvelle physique. Durant les dix prochaines années, nous pourront confirmer ou exclure le paradigme du WIMP. Toutefois, il existe beaucoup d’autres modèles de matière noire et principes de détections.

## Références

- [1] F. Zwicky, *Helv. Phys. Acta* **6**, 110 (1933).
- [2] V. C. Rubin, N. Thonnard and W. K. Ford, Jr., *Astrophys. J.* **238**, 471 (1980).
- [3] J. F. Navarro, C. S. Frenk and S. D. M. White, *Astrophys. J.* 462 (1996) 563 [arXiv :[astro-ph/9508025](#)].
- [4] U. Haud and J. Einasto, TARTU-A-10-1986.
- [5] A. W. Graham, D. Merritt, B. Moore, J. Diemand and B. Terzic, *Astron. J.* 132 (2006) 2685 [arXiv :[astro-ph/0509417](#)].
- [6] J. F. Navarro *et al.*, arXiv :[0810.1522](#) [astro-ph].
- [7] A. Burkert, *IAU Symp.* 171 (1996) 175 [*Astrophys. J.* 447 (1995) L25] [arXiv :[astro-ph/9504041](#)].
- [8] B. Moore, T. R. Quinn, F. Governato, J. Stadel and G. Lake, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **310**, 1147 (1999) [[astro-ph/9903164](#)].
- [9] M. Cirelli, G. Corcella, A. Hektor, G. Hutsi, M. Kadastik, P. Panci, M. Raidal and F. Sala *et al.*, *JCAP* **1103** (2011) 051 [arXiv :[1012.4515](#) [hep-ph]].
- [10] P. A. R. Ade *et al.* [Planck Collaboration], arXiv :[1502.01589](#) [astro-ph.CO].



- [11] T. Asaka, S. Blanchet and M. Shaposhnikov, Phys. Lett. B **631**, 151 (2005) [hep-ph/0503065].
- [12] R. D. Peccei and H. R. Quinn, Phys. Rev. Lett. **38**, 1440 (1977).
- [13] S. P. Martin, Adv. Ser. Direct. High Energy Phys. **21**, 1 (2010) [hep-ph/9709356].
- [14] G. Servant and T. M. P. Tait, Nucl. Phys. B **650**, 391 (2003) [hep-ph/0206071].
- [15] D. J. H. Chung, E. W. Kolb and A. Riotto, Phys. Rev. D **59**, 023501 (1999) [hep-ph/9802238].
- [16] P. H. Frampton, arXiv :1003.3356 [astro-ph.CO].
- [17] D. G. Cerdeno and A. M. Green, In \*Bertone, G. (ed.) : Particle dark matter\* 347-369 [arXiv :1002.1912 [astro-ph.CO]].
- [18] D. Racco, A. Wulzer and F. Zwirner, JHEP **1505** (2015) 009 [arXiv :1502.04701 [hep-ph]].
- [19] L. Goodenough and D. Hooper, arXiv :0910.2998 [hep-ph].
- [20] L. Bergstrom, J. Edsjo and G. Zaharijas, Phys. Rev. Lett. **103**, 031103 (2009) [arXiv :0905.0333 [astro-ph.HE]].
- [21] V. F. Hess, Phys. Zeitschr. XIII (1912) 1084
- [22] Y. Sekido, T. Masuda, S. Yoshida, M.. Wada, Phys. Rev. **83** (1951) 658
- [23] J. Lavalle and P. Salati, Comptes Rendus Physique **13**, 740 (2012) [arXiv :1205.1004 [astro-ph.HE]].
- [24] T. Delahaye, R. Lineros, F. Donato, N. Fornengo and P. Salati, Phys. Rev. D **77** (2008) 063527 [arXiv :0712.2312].
- [25] F. Donato, N. Fornengo, D. Maurin and P. Salati, Phys. Rev. D **69** (2004) 063501 [arXiv :astro-ph/0306207].
- [26] C. Evoli, D. Gaggero, D. Grasso and L. Maccione, JCAP **0810** (2008) 018 [arXiv :0807.4730 [astro-ph]]. D. Gaggero, L. Maccione, G. Di Bernardo, C. Evoli and D. Grasso, Phys. Rev. Lett. **111** (2013) 2, 021102 [arXiv :1304.6718 [astro-ph.HE]]. DRAGON's [website](#).
- [27] L. J. Gleeson and I. H. Urch, Astrophysics and Space Science **25**, 387 (1973).
- [28] L. J. Gleeson and I. H. Urch, Astrophysics and Space Science **11**, 288 (1971).
- [29] L. A. Fisk, J. Geophys. Res **76**, 221 (1971).
- [30] J. Silk, M. Srednicki, Phys. Rev. Lett. **53** (1984) 624.
- [31] O. Adriani *et al.* [PAMELA Collaboration], Science **332**, 69 (2011) [arXiv :1103.4055 [astro-ph.HE]].
- [32] AMS-02 Collaboration, Talks at the '[AMS Days at CERN](#)', 15-17 april 2015.
- [33] G. Di Bernardo, C. Evoli, D. Gaggero, D. Grasso and L. Maccione, JCAP **1303**, 036 (2013) [arXiv :1210.4546 [astro-ph.HE]].
- [34] R. Trotta, G. Johannesson, I. V. Moskalenko, T. A. Porter, R. R. de Austri and A. W. Strong, Astrophys. J. **729**, 106 (2011) [arXiv :1011.0037 [astro-ph.HE]].
- [35] M. Ackermann *et al.* [Fermi-LAT Collaboration], Astrophys. J. **761** (2012) 91 [arXiv :1205.6474 [astro-ph.CO]].
- [36] J. Lavalle, D. Maurin and A. Putze, Phys. Rev. D **90**, 081301 (2014) [arXiv :1407.2540 [astro-ph.HE]].

- [37] A. W. Strong, I. V. Moskalenko and O. Reimer, *Astrophys. J.* **537**, 763 (2000) [Erratum-  
ibid. **541**, 1109 (2000)] [[astro-ph/9811296](#)].
- [38] X.Sun, W.Reich, A.Waelkens, T.Enßling, *A&A* **477**, 573 (2008) [[arXiv :0711.1572](#) [[astro-ph](#)]].
- [39] J.L. Han, R.N. Manchester, A.G. Lyne, G.J. Qiao and W. van Straten, *Astrophys. J.* **642**, 868 (2006) [[astro-ph/0601357](#)].
- [40] A.W. Strong, E. Orlando and T.R. Jaffe, *Astron. Astrophys.* **534**, A54 (2011) [[arXiv :1108.4822](#) [[astro-ph.HE](#)]].
- [41] The files are available on GALPROP's [website](#). As discussed in A. E. Vladimirov, S. W. Digel, G. Johannesson, P. F. Michelson, I. V. Moskalenko, P. L. Nolan, E. Orlando and T. A. Porter *et al.*, *Comput. Phys. Commun.* **182** (2011) 1156 [[arXiv :1008.3642](#) [[astro-ph.HE](#)]], the newest files are based on calculations using the FRANKIE code (Fast Radiation transport Numerical Kode for Interstellar Emission), described in T. A. Porter, I. V. Moskalenko, A. W. Strong, E. Orlando and L. Bouchet, *Astrophys. J.* **682** (2008) 400 [[arXiv :0804.1774](#) [[astro-ph](#)]].
- [42] I. Moskalenko, A. Strong, J. Ormes, M. Potgieter, *Astrophys. J.* **565** (2002) 280 [[astro-ph/0106567](#)].
- [43] Reinhard Schlickeiser, ‘Cosmic ray astrophysics’, Springer, 2002.
- [44] M. Cirelli, P. D. Serpico and G. Zaharijas, *JCAP* **1311** (2013) 035 [[arXiv :1307.7152](#)].
- [45] G. R. Blumenthal and R. J. Gould, *Rev. Mod. Phys.* **42** (1970) 237.
- [46] L. Goodenough and D. Hooper, [arXiv :0910.2998](#) [[hep-ph](#)].  
D. Hooper and L. Goodenough, *Phys. Lett. B* **697** (2011) 412 [[arXiv :1010.2752](#) [[hep-ph](#)]].  
D. Hooper and T. Linden, *Phys. Rev. D* **84** (2011) 123005 [[arXiv :1110.0006](#) [[astro-ph.HE](#)]].  
D. Hooper, *Phys. Dark Univ.* **1** (2012) 1 [[arXiv :1201.1303](#) [[astro-ph.CO](#)]].  
K. N. Abazajian and M. Kaplinghat, *Phys. Rev. D* **86** (2012) 083511 [[arXiv :1207.6047](#) [[astro-ph.HE](#)]].  
D. Hooper and T. R. Slatyer, *Phys. Dark Univ.* **2** (2013) 118 [[arXiv :1302.6589](#) [[astro-ph.HE](#)]].  
C. Gordon and O. Macias, *Phys. Rev. D* **88** (2013) 083521 [[arXiv :1306.5725](#) [[astro-ph.HE](#)]].  
W.-C. Huang, A. Urbano and W. Xue, [arXiv :1307.6862](#) [[hep-ph](#)].  
V. Vitale *et al.* [Fermi/LAT Collaboration], [arXiv :0912.3828](#) [[astro-ph.HE](#)].
- [47] T. Daylan, D. P. Finkbeiner, D. Hooper, T. Linden, S. K. N. Portillo, N. L. Rodd and T. R. Slatyer, [arXiv :1402.6703](#) [[astro-ph.HE](#)].