



Université Libre de Bruxelles  
Faculté des Sciences  
Département de Physique - Service de Physique Théorique

# Étude des Contraintes Indirectes sur un Candidat scalaire léger de Matière Noire

Année académique 2009-2010

Directeur de mémoire : Dr. Michel H. G. Tytgat  
Lecteurs : Pr. Alain Jorissen  
Dr. Thomas Hambye

Mémoire de fin d'études présenté par  
Martin Casier en vue de l'obtention du  
diplôme de Master en Sciences Phy-  
siques



*« Et nunc nil ad nos de nobis attinet, ante qui fuimus, iam de illis nos adfcit angor.  
Nam cum respicias immensi temporis omne praeteritum spatium, tum motus materiai  
multimodi quam sint... »*

★ ★ ★ ★ ★ ★ ★ ★ ★

« Que nous importe aujourd’hui ce que nous fûmes autrefois ? Que nous importe ce que le temps fera de notre substance ? Tournons nos regards vers l’immensité du temps écoulé, songeons à la variété infinie des mouvements de la matière... »

Lucrèce, *De Rerum Natura*, Liber III, 852-856

## Résumé

La nature de la matière noire est une des grandes énigmes de la physique des particules moderne et de la cosmologie. Différentes extensions du Modèle Standard ont été développées afin d'expliquer l'existence de la matière noire. Ce mémoire traite de l'un d'eux, le Modèle du Singlet Scalaire (SSM). La masse du candidat considéré dans ce travail est motivée par les données de détection directe (DAMA, CoGeNT, *etc*). Nous présentons les prédictions des flux de photons provenant du Centre Galactique (CG) et des galaxies satellites naines de la Voie Lactée. Nous les analysons ensuite avec les données du satellite EGRET et à la lumière des nouvelles données de FERMI afin de contraindre le SSM.

**Mots-clés** : matière noire, WIMP, modèle du singlet scalaire (SSM), rayons gamma cosmiques

## Remerciements

Ce mémoire n'aurait jamais pu voir le jour sans l'aide, le soutien et la patience de certaines personnes. Je tiens à ce titre tout d'abord à remercier très chaleureusement mon promoteur de mémoire, le Docteur Michel Tytgat pour son aide indispensable, ses conseils avisés et ses questions qui ont le chic de mettre le doigt sur *le* point mal assimilé. Mes remerciements vont aussi vers l'ensemble des membres du service de Physique Théorique de l'ULB pour leur aide parfois infime mais toujours déterminante. J'aimerais enfin exprimer toute ma gratitude à mes colocataires qui, un an durant, m'ont supporté, à Aline, Elie, Jerome et Julie qui ont subi, sans flancher, mes rires, mes joies, mes craintes et mes plaintes, à Maïa pour être toujours là, à mes parents et à ma soeur qui, depuis 23 ans, font de moi ce que je suis, à Raphaël pour avoir chamboulé ma vie à mon plus grand plaisir et pour terminer, un très grand merci à F. V. et ses frères pour m'avoir apporté tant de leur Science et m'avoir ouvert les yeux...

*Ny Carquan, Ny Seuf!*

# Table des matières

<b>Table des matières</b>	<b>i</b>
<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Principes fondamentaux</b>	<b>3</b>
1.1 Rappels de Cosmologie . . . . .	4
1.2 Arguments en faveur de l'existence de Matière Noire . . . . .	5
1.3 Profil de densité de Matière Noire . . . . .	8
1.4 Abondance relique de Matière Noire . . . . .	10
<b>2 Le Modèle du Singlet Scalaire</b>	<b>15</b>
2.1 Motivations du SSM . . . . .	16
2.2 Propriétés du SSM . . . . .	16
2.3 Interactions pertinentes et sections efficaces . . . . .	17
2.3.1 Diffusion élastique sur les Nucléons . . . . .	18
2.3.2 Annihilation en fermions . . . . .	18
<b>3 Détections de Matière Noire</b>	<b>21</b>
3.1 Détection Directe . . . . .	22
3.2 Détection Indirecte . . . . .	25
3.2.1 Flux de photons provenant du Centre Galactique . . . . .	26
3.2.2 Flux de photons provenant des Galaxies Satellites Naines . . . . .	28
3.2.3 Flux de photons ayant subi une Diffusion Compton Inverse . . . . .	28
3.2.4 Expériences de détection indirecte . . . . .	31
<b>4 Flux de photons provenant du Centre Galactique</b>	<b>33</b>
4.1 Mise en situation de la problématique . . . . .	34
4.2 Le flux de photons d'origine astrophysique . . . . .	34
4.3 Présentation et analyse des résultats . . . . .	37
4.4 Impact du flux ICS . . . . .	41
<b>5 Flux de photons provenant des Galaxies Naines</b>	<b>43</b>
5.1 Mise en situation de la problématique . . . . .	44
5.2 Présentation et analyse des résultats . . . . .	46

<b>Conclusions et Perspectives</b>	<b>49</b>
<b>A Calcul de la section efficace d'annihilation de DM</b>	<b>51</b>
<b>B Passage des angles des coordonnées sphériques <math>(\psi, \phi)</math> aux angles des coordonnées galactiques <math>(b, l)</math></b>	<b>55</b>
<b>C Rappels de la Diffusion Compton</b>	<b>59</b>
C.1 Energie des photons et section efficace . . . . .	59
C.2 Limite de Thomson . . . . .	60
<b>D Validité de la limite de Thomson</b>	<b>61</b>
<b>E Le Flux Isotrope</b>	<b>63</b>
<b>F Code Pythia pour la génération des photons dus à l'annihilation de DM</b>	<b>66</b>
<b>Bibliographie</b>	<b>71</b>

# Introduction

L'Homme, dans sa course effrénée au savoir, a déjà fait d'incroyables découvertes qui ont révolutionné sa compréhension de la *nature des choses*. Mais il est un domaine où l'Homme, malgré ses avancées scientifiques et technologiques, en est encore aux balbutiements de la compréhension : l'Univers. En effet, notre Univers renferme encore de très nombreux mystères... L'un d'eux, et non des moindres, est celui de sa composition.

Nous savons qu'il comporte trois composantes principales. Mais nous n'en connaissons qu'une, la *matière baryonique*, qui ne représente que  $\sim 5\%$  de sa densité totale. Le reste de sa densité, 95%, nous est, dans sa nature, totalement inconnu. Nous n'en connaissons que les noms (que nous avons bien voulu leur donner), ainsi que la répartition. L'*énergie sombre* compose l'Univers à hauteur de  $\sim 70\%$  et enfin, le dernier ingrédient, est la *matière noire*, composant l'univers à hauteur de 25% de sa densité totale. Cette matière noire permet la résolution du problème dit de "matière manquante" et serait la matière dominante de l'Univers, à hauteur de 80%. Cette matière exotique nous serait invisible car elle n'interagirait pas avec la lumière (delà son appellation de "noire").

Les observations et l'analyse du modèle Standard de Cosmologie nous amène à penser que cette matière doit consister en des particules non-lumineuses, stables<sup>1</sup>, n'entrant pas en collisions<sup>2</sup>, non-relativistes<sup>3</sup> et évidemment non-baryoniques.

Malgré l'ensemble de ces contraintes, nous ne connaissons toujours pas la nature exacte de la matière noire. En particulier, le Modèle Standard de la Physique des particules, qui a produit d'incroyables résultats, ne contient pas une telle particule... Les Physiciens s'efforcent donc à étendre le modèle standard afin d'expliquer l'existence d'une telle particule. De nombreux candidats existent à l'heure actuelle au niveau théorique et les *Weakly Interacting Massive Particules* (WIMPs) en sont probablement, avec les modèles super-symétriques, un des leaders. Plusieurs modèles contenant des WIMPs existent et parmi ceux-ci, nous nous intéresserons à un modèle *minimal*<sup>4</sup> : le Modèle du Singlet Scalaire (*Singlet Scalar Model* - SSM - ).

---

1. La matière doit au moins être stable sur des échelles de temps cosmologiques.

2. Si la matière entrait en collisions avec la matière ordinaire, elle perdrait petit à petit de son énergie cinétique et finirait dans le plan galactique, comme la matière baryonique. Or la matière noire est supposée former des halos quasi-sphériques autour des galaxies.

3. Sinon il n'y aurait pu y avoir formation de grandes structures

4. Ce modèle résulte en effet d'une extension minimale du Modèle Standard.

Les modèles de WIMPs supposent l'existence des nouvelles particules qui interagissent faiblement avec la matière ordinaire. Si l'une de ces nouvelles particules est suffisamment stable que pour posséder un temps de vie de l'ordre de l'âge de l'univers, elle devient alors un candidat naturel de matière noire. Une particule avec une section efficace d'annihilation de l'ordre des interactions faibles possède en effet, naturellement, une abondance de l'ordre de grandeur vers laquelle les données WMAP et le calcul de densité relique thermal de matière noire dans notre Univers pointent.

Le plus souvent, les modèles de WIMPs font appel à une matière noire de l'ordre de l'échelle électro-faible,  $\mathcal{O}(100 \text{ GeV})$ . Nous étudierons une candidat de masse beaucoup plus légère, de l'ordre de 1-10 GeV. Cet intervalle est motivé par des expériences de détection directe, telle DAMA (*DARK MATter*) ou CoGeNT (*Coherent Germanium Neutrino Technology*).

Le but de ce travail est de contraindre indirectement le SSM en analysant le flux de photons créé lors de l'annihilation de la matière noire. Ce modèle n'introduit que trois nouveaux paramètres par rapport au Modèle Standard et l'espace de ses possibilités est déjà restreint de par les observations directes. Nous allons donc tenter d'imposer de nouvelles contraintes à partir, cette fois-ci, des signaux indirectes. Nous présenterons les flux provenant tant du Centre Galactique (GC) que ceux des galaxies satellites naines de la Voie Lactée et le comparerons aux anciennes données d'EGRET, mais l'analyserons surtout à la lumière des nouvelles données du détecteur FERMI. Nous aborderons aussi dans l'annexe E les bases du calcul du flux isotrope intergalactique.

•  
• •

Le premier Chapitre est consacré à des rappels de cosmologie et à l'introduction à la matière noire. Les arguments en faveur de la matière noire ainsi que la distribution de celle-ci au sein des galaxies y sont développés. Le modèle du Singlet Scalaire est, lui, présenté au deuxième Chapitre. On y dérive les sections efficaces des processus relevant pour notre problématique. Le troisième Chapitre tente de répondre à la question : Comment détecter la matière noire ? Les résultats des calculs de flux sont discutés et confrontés aux données expérimentales dans les Chapitres quatre et cinq. Et enfin, le dernier Chapitre fait office de conclusion au présent travail.

# Chapitre 1

## Principes fondamentaux

Le but de ce premier chapitre est de présenter les outils fondamentaux nécessaires au positionnement et à la compréhension de notre problématique. Nous aborderons d'abord quelques rappels des bases de la cosmologie. Nous enchaînerons ensuite par les éléments qui nous poussent à faire appel à une nouvelle composante de notre Univers : la matière noire. Enfin, ce premier chapitre se clôturera par une rapide introduction de la répartition de la matière noire dans notre univers et au sein des galaxies ainsi que de son abondance.

Les rappels de Cosmologie de la première section ne se veulent pas exhaustifs, mais permettront de replacer le cadre général dans lequel le présent travail a été réalisé et de se remémorer les quelques outils qui nous seront utiles pour la suite.

Tout comme dans la première section, la deuxième partie de ce chapitre n'a pas la prétention de lister de manière exhaustive l'ensemble des indices de l'existence de la matière noire, mais bien d'en présenter successivement les trois fers de lance. Le premier d'entre-eux qui sera abordé ici, et probablement l'un des plus importants à l'échelle galactique, est la courbe de rotation des étoiles au sein des galaxies (Fig 1.1). Nous regarderons ensuite à l'échelle des amas galactiques et aborderons en particulier le cas du double amas de galaxies 1E 0657-56, connu sous le nom de *Bullet Cluster* (l'amas du boulet, Fig 1.2). Nous terminerons par l'analyse de l'échelle cosmologique à partir des données du satellite *Wilkinson Microwave Anisotropy Probe* (WMAP, Fig 1.3).

Les deux sections suivantes introduiront successivement le profil de densité de matière noire dans la Voie Lactée (équation (1.8)), puis un mécanisme possible pour la dérivation succincte de l'abondance relique de matière noire dans notre Univers (équation (1.14)). On pourrait en effet penser, au premier abord, qu'au cours du temps, l'ensemble de la matière noire s'est annihilée, mais cette réflexion ne tient pas compte du processus dit de *freeze-out* ("gel"), que nous développerons ici.

•  
•

Dans l'ensemble de ce travail, nous utiliserons les unités naturelles pour lesquelles les constantes  $c$  (vitesse de la lumière),  $\hbar$  (constante de Planck réduite) et  $k_B$  (constante de Boltzmann) sont toutes mises à 1 ( $c = \hbar = k_B = 1$ ).

## 1.1 Rappels de Cosmologie

Nous ne survolerons ici que très rapidement certaines bases de Cosmologie nécessaires pour la suite. Toute information complémentaire peut être trouvée dans [1].

Nous nous plaçons, pour l'ensemble du présent travail, dans le cadre du modèle cosmologique standard, c'est-à-dire que nous supposons un univers isotrope et homogène en expansion. Un tel univers est décrit par la métrique de Friedmann-Robertson-Walker (FRW) :

$$ds^2 = -dt^2 + a(t)^2 \left[ \frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2(d\theta^2 + \sin^2(\theta)d\phi^2) \right], \quad (1.1)$$

où  $a(t)$  est le facteur d'expansion. Partant des équations d'Einstein, et utilisant (1.1), on trouve l'équation de Friedmann (en termes de la constante de Hubble,  $H(t) = \frac{\dot{a}(t)}{a(t)}$ ) :

$$H^2(t) = \frac{8\pi G}{3}\rho_{tot} - \frac{k}{a^2} + \frac{\Lambda}{3}, \quad (1.2)$$

avec  $\rho_{tot}$ , la densité d'énergie totale ( $\rho_{tot} = \rho_M + \rho_R$ ),  $\Lambda$ , la constante cosmologique et  $k$ , la courbure spatiale de notre Univers :

$$k \begin{cases} > 0 & \text{pour un univers fermé} \\ = 0 & \text{pour un univers plat} \\ < 0 & \text{pour un univers ouvert} \end{cases} \quad (1.3)$$

La valeur de la constante de Hubble est connue et vaut (à notre époque, c'est la signification du zéro en indice) [2] :

$$\begin{cases} H_0 = 100 h \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1} \\ h = 0.73 \pm 0.03 \end{cases} \quad (1.4)$$

L'équation de Friedmann (1.2) peut se réécrire comme suit :

$$H^2(t) = H_0^2 \left( \underbrace{\Omega_M a^{-3}}_{\text{Matière}} + \underbrace{\Omega_R a^{-4}}_{\text{Radiation}} + \Omega_\Lambda + \underbrace{(1 - \Omega) a^{-2}}_{\text{Courbure}} \right), \quad (1.5)$$

pour aujourd'hui,  $a = 1$ . Le paramètre de densité cosmologique  $\Omega_i \equiv \rho_i / \rho_c$  est défini comme le rapport entre la densité d'énergie  $\rho_i$  et la densité critique  $\rho_c \equiv \frac{3H^2}{8\pi G}$ . Nous voyons que pour un univers plat,  $\Omega_{tot} = \sum_i \Omega_i = 1$ .

Notons enfin, anticipant un tant soit peu sur la prochaine section, que le paramètre de densité de matière comporte deux composantes distinctes,  $\Omega_M = \Omega_{DM} + \Omega_b$  (où  $\Omega_{DM}$  ( $\Omega_b$ ) est l'abondance de matière noire (baryons)).

## 1.2 Arguments en faveur de l'existence de Matière Noire

Il existe différents éléments qui justifient le recours à de la matière noire tant à l'échelle galactique, à l'échelle d'amas galactique qu'à l'échelle cosmologique. Nous n'abordons ici que l'exemple "principal" pour chacune de ces échelles. Le lecteur intéressé pourra trouver des informations plus complètes par exemple dans [3] ou [4].

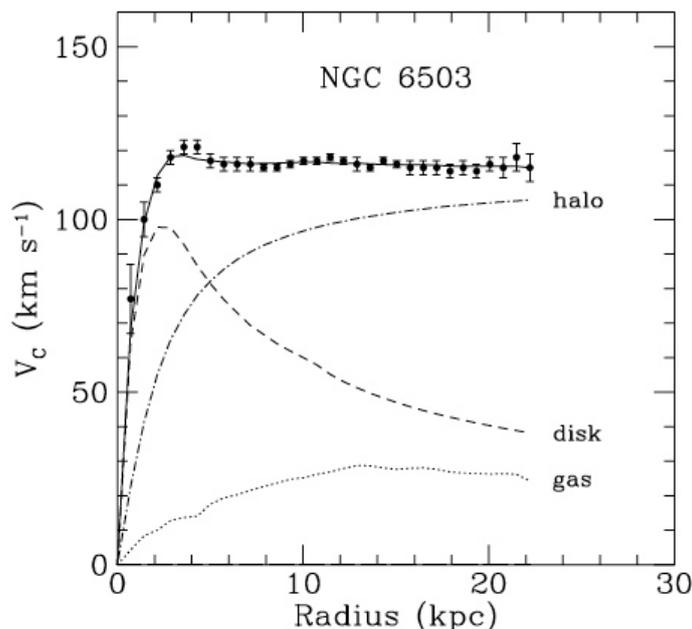


FIGURE 1.1 – Courbe de rotation de NGC 6503. Le comportement plat de cette courbe, pour de grandes distances, y est clairement visible. Les différentes contributions du gaz, du disque et du halo de matière noire y sont représentées respectivement en pointillés, en tirets et en pointillés-tirets. Cette figure provient de [3].

C'est lors de l'analyse des courbes de vitesse de rotation de différentes galaxies dans les années '70, qu'une des premières briques pour l'existence de matière noire à l'échelle galactique fut posée. En effet, cette analyse a mis en évidence un comportement totalement inattendu et qui est en contradiction avec la Théorie de Newton : la vitesse de rotation des objets d'une galaxie en fonction de leur rayon tend vers une constante<sup>1</sup>(Fig 1.1).

1. Contrairement à ce que l'on pourrait croire au premier abord, certaines parties de ces courbes de rotation sont plus difficiles à mesurer pour notre propre galaxie (de par notre position à l'intérieur de celle-ci), et nous ne connaissons d'ailleurs les courbes de rotation extérieures (*i.e.* extérieures par rapport à la position du Soleil) que très mal. Mais ce comportement a pu être observé dans un très grand nombre d'autres galaxies

La théorie de Newton nous apprend qu'un corps de masse  $m$  subit la force de gravitation suivante<sup>2</sup> :

$$\mathbf{F}_g = \frac{GM(r)m}{r^2} \mathbf{1}_g \quad (1.6)$$

où  $M(r)$  est la masse du corps attracteur situé à l'intérieur de l'orbite du corps  $m$ . Si l'on suppose les courbes de rotation circulaires, l'on peut identifier l'accélération gravitationnelle à l'accélération centripète et l'on trouve alors

$$\frac{F_g}{m} = \frac{v^2}{r} \Leftrightarrow v(r) = \sqrt{\frac{GM}{r}} \quad (1.7)$$

c'est à dire, une vitesse qui diminue en  $v \propto 1/\sqrt{r}$ . Or la figure (1.1) montre clairement que le comportement est plat.

Deux solutions ont été proposées afin de résoudre cette contradiction. La théorie dite de MOND[5] (*Modified Newtonian Dynamics*) propose de modifier la loi de Newton (et donc de modifier l'équation (1.6)) afin de retrouver le comportement de la figure (1.1).

La deuxième solution, plus conservatrice, postule l'existence de matière noire dont la masse serait directement proportionnelle au rayon,  $M(r) \propto r^3$  et dont la densité,  $\rho(r) \propto 1/r^2$ .

Regardons maintenant la situation à une échelle supérieure, l'échelle d'amas galactiques<sup>4</sup>. En 2006, arriva une preuve empirique directe de l'existence de matière noire [6, 7].

Le *Bullet Cluster* est le résultat de la rencontre de deux amas de galaxies. Lors de ce choc, les principaux constituants d'une galaxie (les étoiles, le gaz et la matière noire, tout du moins si elle existe) se comportent différemment et peuvent donc être séparés (Fig 1.2). Les étoiles ne furent pas fortement affectées par cette collision (exception faite d'un léger ralentissement gravitationnel) et la plupart ont simplement traversé la galaxie percutante. Il en est tout différemment pour le constituant "baryonique" principal, le gaz (visible en rayons X par le satellite Chandra par exemple). Celui-ci interagit électromagnétiquement avec le gaz de l'autre galaxie, et fut donc beaucoup plus fortement ralenti.

La matière noire, quant-à-elle, est supposée n'interagir que très faiblement avec la matière ordinaire et devrait donc avoir, comme les étoiles, traversé l'autre galaxie sans autres heurts. Nous devrions alors trouver, si cette matière existe, un halo autour de chacune des deux galaxies qui n'a pas été affecté par le choc. C'est exactement ce comportement qui a pu être mis en évidence en analysant les effets de lentille gravitationnelle que jouent ces deux amas. L'extrapolation de la localisation de la matière responsable des plus gros effets de lentille a montré que celle-ci ne coïncidait pas avec le gaz, mais que celle-ci se situait au même niveau que les galaxies visibles (donc des étoiles).

---

2. En supposant une symétrie sphérique pour la distribution  $M(r)$

3. On retrouve alors bien une vitesse constante

4. Nous ne présentons ici que le *Bullet Cluster*, mais déjà en 1933, F. Zwicky avait mis l'existence de matière noire en évidence dans des ces structures



FIGURE 1.2 – Le Bullet Cluster : deux amas de galaxies qui se sont percutés. Outre les galaxies en tant que telles, le reste de la matière “visible” (gaz chaud,...) a été observé par le télescope *Chandra X-ray Observatory* et est représenté en rosâtre. L’effet de lentille gravitationnelle a permis de mettre en évidence la présence de matière noire (en bleu). Le comportement très différent lors du choc de la matière baryonique par rapport à la matière non-baryonique est clairement visible.

Notons ici une importante remarque : MOND, qui expliquait déjà fort bien, elle aussi, la courbe de rotation des galaxies, peut aussi, en faisant appel à des neutrinos, expliquer le *Bullet Cluster* [8]. Cependant, La théorie de MOND n’arrive pas encore, à l’heure actuelle, à expliquer les données du satellite WMAP (v. paragraphe suivant).

Abordons maintenant le troisième indice de l’existence de matière noire, à l’échelle cosmologique cette fois. L’analyse du “mur” cosmique qu’est le fond de rayonnement cosmologique (CMB, pour *Cosmic Microwave Background*) ouvre bien des perspectives sur la compréhension de notre Univers. Entre autres, cette analyse permet la détermination de la quantité totale de matière noire présente dans notre Univers.

Le CMB possède un spectre de corps noir à la température de  $T = 2.725$  K [2] et est parfaitement isotrope jusqu’à des échelles de  $10^{-5}$  (faisant abstraction de l’anisotropie due au déplacement du système solaire dans notre galaxie). Des anisotropies du CMB (Fig 1.3), nous obtiendrons des informations fort utiles sur les paramètres cosmologiques. Celles-ci

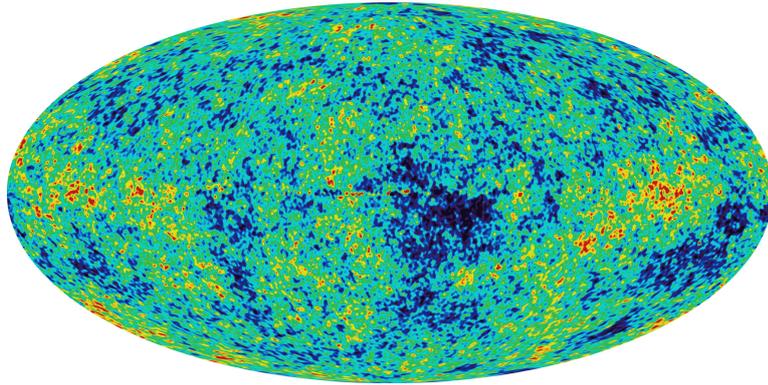


FIGURE 1.3 – “Photo” du CMB prise par WMAP. Les fluctuations de températures visibles sur cette “photo” sont d’ $\mathcal{O}(< 10^{-5})$ .

furent étudiées par le satellite WMAP. On trouve alors que la densité de baryons vaut  $\Omega_b h^2 \simeq 0.023$ <sup>5</sup> et que la densité totale de matière vaut quant-à-elle,  $\Omega_M h^2 \simeq 0.13$ [9], ce qui constitue un troisième indice de l’existence, en grande quantité, d’une matière non-baryonique : la matière noire.

### 1.3 Profil de densité de Matière Noire

Dans la section précédente, nous avons mis en avant certains points qui tendent à faire de la matière noire une composante de notre Univers. Nous savons d’après la courbe de rotation des galaxies, qu’à l’échelle galactique, cette matière noire forme un halo autour des galaxies, halo bien plus étendu que ne l’est la galaxie “visible” en elle-même<sup>6</sup>. Il nous sera fondamental, pour la suite, de discuter du profil de distribution de la matière noire dans notre galaxie. Ces profils ne sont que fort mal connus et sont sujets à grande amélioration. Il nous faudra donc garder en mémoire que ceux-ci n’en sont, pour l’instant, qu’au stade d’approximations<sup>7</sup>.

La répartition de la matière noire est intimement liée à la formation des structures à grande échelle, qui elles-mêmes sont une conséquence des inhomogénéités primordiales présentes dans l’Univers. Ce domaine de recherche est encore en plein développement et nous n’avons accès actuellement uniquement à des simulations numériques. Celles-ci suggèrent un profil universel de la forme :

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{\left(\frac{r}{R}\right)^\gamma \left[1 + (r/R)^\alpha\right]^{(\beta-\gamma)/\alpha}} \quad (1.8)$$

où  $\rho_0$  est un facteur de normalisation et  $\alpha, \beta$  et  $\gamma$  sont des paramètres. De nombreux

5. Cette valeur est déterminée à l’aide des théories de nucléosynthèse primordiale

6. D’autres arguments en faveur de l’existence d’un halo de matière noire peuvent être trouvés dans [3].

7. D’autant plus que l’on suppose, depuis peu, l’existence de sous-halos (*clumps*) à l’intérieur même du halo galactique de matière noire[10, 11]

groupes ont obtenu ce profil avec des valeurs des paramètres différents [12, 13, 14, 15, 16]. Les valeurs des paramètres pour quelques modèles sont reprises dans le tableau (1.1).

Profil	$\alpha$	$\beta$	$\gamma$	R [kpc]
NFW	1	3	1	20
Moore	1	3	1.16	28
Einasto	-	-	-	20
Iso I	2	2	0	3.5
Iso II	2	2	0	5
Burkert	-	-	-	5

TABLE 1.1 – Valeurs des paramètres pour différents profils de densité.

Notons que deux formes de profil différents sont aussi proposées, le profil dit d'Einasto [17, 18] :

$$\rho(r) = \rho_0 \exp \left[ -\frac{2}{\alpha} \left( \left( \frac{r}{R} \right)^\alpha - 1 \right) \right] \quad \text{où} \quad \alpha = 0.17 \quad (1.9)$$

et le profil de Burkert [19] :

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{\left(1 + \frac{r}{R}\right) \left[1 + (r/R)^2\right]}. \quad (1.10)$$

L'ensemble des profils de densité sont visibles sur la figure (1.4).

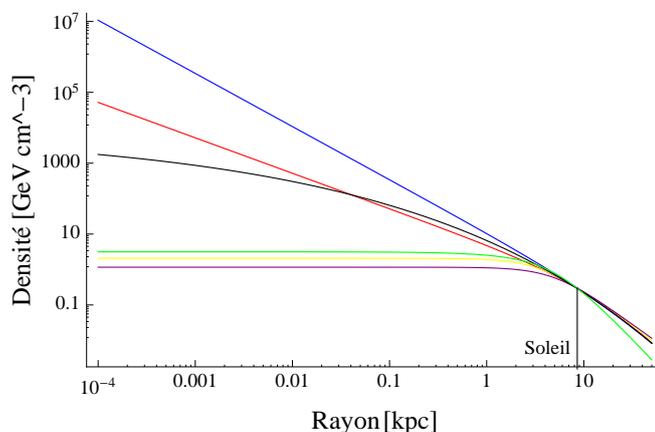


FIGURE 1.4 – Différents profils de densité (normalisés pour la Voie Lactée) : NFW (rouge), Moore (bleu), Einasto (noir), Iso I (jaune), Iso II (mauve) et Burkert (vert). La ligne verticale indique la position du Soleil.

On voit sur la figure (1.4) que les profils se distinguent en classes différentes : les profils qui augmentent fortement lorsqu'on se rapproche du centre galactique, dits profils avec un

*cusp* (NFW, Moore, Einasto) et ceux, plus doux, appelés profils avec un noyau, *core* (les profils isothermes et Burkert).

Ces deux comportements très différents proviennent de simulations basées sur deux différents aspects. Les profils avec un *cusp* se basent sur la théorie de formation des galaxies et sont bien déterminés pour des échelles  $10^{-2} \lesssim r/r_{vir} \lesssim 1$  (où le rayon de viriel,  $r_{vir} \sim 10^2$  pour la Voie Lactée). Le comportement au centre galactique est alors extrapolé. Les profils avec un *core*, quant à eux, partent de l’analyse des courbes de rotation des galaxies et les simulations tentent alors de faire correspondre le profil aux observations.

Notons que le profil d’Einasto, qui possède une valeur de densité plus faible au centre galactique que les autres profils à *cusp*, paraît réconcilier, sur certains points, les deux analyses [62].

Les méthodes de détection directes et indirectes (v. chapitre 3) nécessiteront, de manière cruciale, la connaissance de deux quantités :

- i. la densité locale (solaire) de matière noire,  $\rho_{\odot}$
- ii. la vitesse de dispersion des particules de matière noire,  $\bar{v} = \langle v^2 \rangle^{1/2}$

Dans le cas de la Voie Lactée, on a [3, 4]

$$\rho_{\odot} = 0.2 - 0.8 \text{ GeV cm}^{-3} \quad \text{et} \quad \bar{v} \cong 270 \text{ km s}^{-1}, \quad (1.11)$$

les équations (1.8) (1.9) et (1.10) seront alors normalisées de telle manière qu’en  $r = R_{\odot} = 8.5 \text{ kpc}$ , la densité vaille la densité locale de matière noire. La valeur communément acceptée, qui sera d’ailleurs celle utilisée dans ce travail, est de  $\rho_{\odot} = 0.3 \text{ GeV cm}^{-3}$ .

## 1.4 Abondance relique de Matière Noire

L’abondance de matière noire dans notre Univers est fixée par les mesures d’anisotropies du CMB (section 1.2). Nous allons montrer dans cette section que l’abondance dite “relique” est directement reliée à la moyenne thermique de la section efficace d’annihilation multipliée par la vitesse,  $\langle \sigma_{ann} v \rangle$ . Un modèle de matière noire “réaliste” doit donc reproduire cette abondance relique. Nous résumerons ici la discussion du calcul de cette densité relique de [3, 4]. Une dérivation plus détaillée et plus générale que le cas présenté ici peut être trouvé dans [20].

Depuis les années 1965, on sait que s’il existe de la matière noire (soit  $\chi$ ), celle-ci doit présenter une abondance relique. Une telle particule, supposée abondante dans les premiers moments de l’Univers, est, tant que la température reste plus élevée que sa masse,  $T > m_{\chi}$ , en équilibre thermique. Cet équilibre est permis grâce à la compensation de l’annihilation de  $\chi$  en particules plus légères par le processus inverse ( $\chi\bar{\chi} \rightarrow \bar{l}l$ )<sup>8</sup>. Lorsque la température tombe sous  $m_{\chi}$ , alors l’équilibre est rompu et l’abondance de

---

8. Notre modèle considérera  $\bar{\chi} = \chi$ .

matière noire chute exponentiellement. On pourrait donc naïvement penser que la matière noire devrait avoir disparu avec le refroidissement de notre Univers. En réalité, il n'en est rien car notre Univers est en expansion. Or si le taux d'expansion devient plus rapide que le taux d'annihilation, les particules "n'arriveront plus à se rencontrer" et il restera donc une certaine quantité de matière noire que l'on appelle *abondance relique*. Ce phénomène s'appelle le processus de *freeze-out* ("gel").

Rentrons maintenant dans un calcul approximatif pour une matière noire de type WIMP dont la section efficace sera supposée indépendante de l'énergie. La densité d'une telle particule à l'équilibre thermique est donnée par

$$n_{\chi}^{eq} = \frac{g}{(2\pi)^3} \int f(\mathbf{p}) d^3\mathbf{p} \quad (1.12)$$

où  $g$  est le nombre de degrés de liberté interne et  $f(\mathbf{p})$ , la fonction de distribution.

Dans le cas relativiste ( $T \gg m_{\chi}$ ) la densité de matière noire est proportionnelle au cube de la température,  $n_{\chi}^{eq} \propto T^3$ . Le cas non-relativiste ( $T \ll m_{\chi}$ ) se comportera quant à lui différemment. En effet, la densité y sera supprimée exponentiellement,  $n_{\chi}^{eq} \propto g(m_{\chi}T/2\pi)^{3/2} \exp(-m_{\chi}/T)$ . C'est pourquoi si l'Univers s'étendait suffisamment lentement pour conserver l'équilibre thermique, il n'y aurait, à l'heure actuelle, pratiquement plus (voire plus du tout) de matière noire.

En pratique, lorsque la température est tombée sous la masse de notre particule, sa densité a commencé à chuter exponentiellement, son taux d'annihilation  $\Gamma$  aussi ( $\Gamma = \langle \sigma_{ann} v \rangle n_{\chi}$ ). Lorsque celui-ci est tombé sous le taux d'expansion de l'Univers,  $H$ ,  $\Gamma \leq H$ , les  $\chi$ 's ne s'annihilent plus (elles ne sont donc plus à l'équilibre), et l'entièreté des  $\chi$ 's ne disparaîtra donc pas.

Cette vision simpliste est décrite quantitativement par les équations de Boltzmann :

$$\frac{dn_{\chi}}{dt} + 3Hn_{\chi} = -\langle \sigma_{ann} v \rangle [n_{\chi}^2 - (n_{\chi}^{eq})^2] \quad (1.13)$$

Le premier (resp. deuxième) terme en crochets du membre de droite tient compte de la destruction (création) des  $\chi$ 's. Le deuxième terme du membre de gauche de l'équation tient compte de l'expansion de l'Univers. Notons que l'on retrouve, comme attendu, que la matière noire décroît en  $a^{-3}$  s'il n'y pas d'interactions (c'est-à-dire pour  $\Gamma \ll H$  : *freeze-out*). La densité pour un volume en comouvement,  $na^3$ , est alors constante et se "gèle" pour l'avenir (Fig 1.5).

Résolvant ces équations, on trouve, dans [4] une estimation de l'abondance relique de matière noire, donnée par :

$$\Omega_{DM} h^2 = \frac{m_{\chi} n_{\chi}}{\rho_c} \simeq \frac{3 \times 10^{-27} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}}{\langle \sigma_{an} v \rangle} \quad (1.14)$$

L'abondance est donc indépendante de la masse de la particule de matière noire.

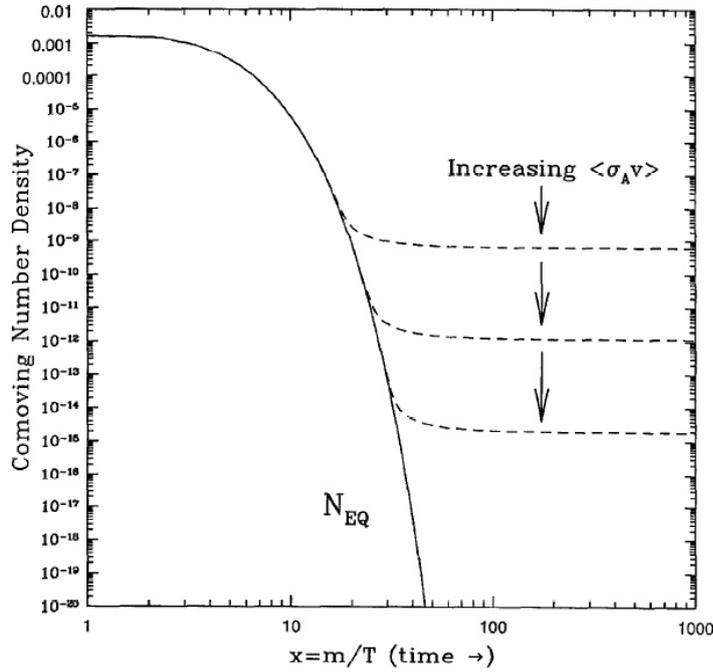


FIGURE 1.5 – Densité de matière noire pour un volume en comouvement en fonction de  $x = m_\chi/T$ . La courbe pleine représente la suppression exponentielle et les courbes en tirets représentent le “gel”. On peut voir que l’abondance de gel dépend de  $\langle \sigma_{ann} v \rangle$ . Plus celle-ci augmente, plus l’abondance relique sera petite. Figure tirée de [3].

Sachant que WMAP fixe l’abondance de matière noire comme suit [9] :

$$0.0941 \leq \Omega_{DM} h^2 \leq 0.1277, \quad (1.15)$$

un modèle théorique de matière noire devra donc approcher au mieux cet intervalle de valeurs. En utilisant (1.14) cette contrainte se traduit par une section efficace,  $\langle \sigma_{ann} v \rangle \sim 3 \times 10^{-26} \text{ GeV cm}^{-3}$  (valeur qui est bien la valeur communément utilisée - v. par exemple [21] -).

Cette valeur justifie d’ailleurs fortement le recours à un nouveau type de particules interagissant faiblement (au sens physique du terme), les WIMPs. En effet, la section efficace typique d’un processus faible est de l’ordre de  $\langle \sigma_{ann} v \rangle \sim \alpha^2 (100 \text{ GeV})^{-2} \sim 10^{-25} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ , avec  $\alpha$  de l’ordre de  $\mathcal{O}(10^{-2})$ . Cette impressionnante coïncidence l’est d’autant plus lorsque l’on réalise qu’il n’y a *a priori*, mis à part la nucléosynthèse primordiale, aucune raison qu’une interaction faible soit, de près ou de loin, liée à des considérations purement cosmologiques. Cela suggère que si une nouvelle particule électro-faible stable est découverte, alors c’est qu’elle *est* la particule de matière noire.

•  
• •

Ce chapitre a jeté les bases du présent travail et a présenté deux points fondamentaux pour la suite : la distribution de la matière noire au sein de notre galaxie et une dérivation de la section efficace d'annihilation de la matière noire. Notons toutefois que cette dérivation fait appel à des hypothèses sur le modèle cosmologique et que les conclusions que nous tirons dépendent donc de ces hypothèses. De plus, nous supposons l'existence des sous-halos de matière noire [11] dans le halo principal. Ces nouvelles structures peuvent alors logiquement influencer sur les résultats dérivés.



## Chapitre 2

# Le Modèle du Singlet Scalaire

A la lecture du chapitre 1, nous pouvons nous convaincre d'avoir jeté les bases de réponses à la question de l'existence de la matière noire : elle semble exister et être une composante à part entière de notre Univers. Il reste néanmoins deux questions principales, et non des moindres, auxquelles nous allons devoir nous atteler : Comment détecter la matière noire ? et ; Quelle est la nature de cette nouvelle particule ? Le chapitre 3 aborde la première de ces questions et la deuxième sera le thème du présent chapitre. A l'heure actuelle, cette question de la nature de la matière noire reste encore totalement en suspend. Il existe de très nombreux modèles qui tentent d'expliquer sa nature et ses propriétés, mais tous, restent, pour l'instant, au stade théorique. Ce chapitre sera consacré à l'un de ces modèles en particulier : le Modèle du Singlet Scalaire (*Singlet Scalar Model - SSM -*) [22, 23, 24, 25, 26, 27, 28, 29]. Celui-ci est un modèle *minimal*, dans le sens où il consiste en une extension minimale du Modèle Standard (SM) nécessaire à l'introduction de matière noire.

Ce chapitre est divisé en trois principales sections. La première présente les motivations qui nous poussent à utiliser le modèle du singlet scalaire.

Les propriétés générales du SSM sont traitées dans la deuxième section. Le SSM est obtenu en ajoutant au SM une nouvelle symétrie,  $Z_2$  et un nouveau singlet scalaire réel, seule particule impaire sous cette symétrie. Cette particularité permet d'expliquer sa stabilité et en fait un excellent candidat de matière noire.

Nous abordons, dans la dernière section les différentes interactions relevantes pour la problématique de détection de matière noire et présentons les calculs des sections efficaces pour celles-ci. Nous trouvons à ce titre la section efficace de l'interaction avec un nucléon à l'équation (2.9) et la section efficace d'annihilation à l'équation (2.10).

• •

Les bases du SSM furent jetées pour les premières fois par Veltman M. J. G. et Yndurain F. J. [30] (dans un contexte différent) ainsi que par Silveira V. et Zee, A. [31]. L'introduction que nous développerons ici est basée sur [24] ainsi que sur [32]. Le lecteur recherchant un développement plus complet peut s'orienter vers [22].

## 2.1 Motivations du SSM

De très nombreux modèles de la physique des particules tentant d'introduire la matière noire existent à l'heure actuelle. Les modèles probablement les mieux motivés au jour d'aujourd'hui, et les plus souvent étudiés, sont les modèles qui se placent dans le cadre de la super-symétrie. Ceux-ci postulent, entre autres, l'existence d'un nouveau nombre quantique conservé, la parité  $R$ , ce qui empêche alors la particule la plus légère impaire sous  $R$  de se désintégrer, et en fait un candidat possible de matière noire. La contrepartie de ce modèle est sa complexité et surtout l'introduction d'un grand nombre de nouveaux paramètres. Notons aussi que ces modèles super-symétriques sont, malgré l'arrivée des premiers résultats expérimentaux, majoritairement motivés par des arguments théoriques.

Nous avons choisi dans ce travail, de faire appel à un modèle, certes moins en vogue, mais qui a, entre autres, le grand avantage d'être simple et de n'introduire que trois nouveaux paramètres. Au delà de sa facilité d'accès due à sa simplicité, celle-ci permet surtout de rendre l'interprétation des résultats théoriques relativement clair et de prédire raisonnablement ce à quoi les expériences de détections de matière noire doivent s'attendre. Ces prédictions suffisamment simples permettront aussi de facilement opposer le modèle aux données expérimentales et donc de tester le modèle.

Nous montrons par exemple, dans la troisième partie du chapitre, que le rapport,  $R$  entre la section efficace de diffusion sur un nucléon et la section efficace d'annihilation n'a comme paramètre inconnu que la masse de la matière noire. Or ce rapport peut être expérimentalement contraint. Il est alors remarquable de constater que l'intervalle de masse ainsi déterminé coïncide avec les données des détecteurs DAMA et CoGeNT (v. chapitre 3).

## 2.2 Propriétés du SSM

Nous étendons le SM de manière la plus minimale possible en introduisant une nouvelle particule scalaire réelle,  $S$  et une nouvelle symétrie  $Z_2$ . Sous cette symétrie, les particules se transforment de la façon suivante :

$$SM_i \rightarrow SM_i \quad \text{et} \quad S \rightarrow -S, \quad (2.1)$$

où  $SM_i$  représente de manière générique l'ensemble des particules du modèle standard. La particule  $S$  ne se transforme, quant à elle, pas sous le groupe de jauge du modèle standard (réduit aux interactions faibles)<sup>1</sup>,  $SU(2)_{EW} \times U(1)_Y$ .

1. Nous ne regardons que ces interactions puisque c'est à cette échelle que nous nous plaçons.

Le Lagrangien le plus général décrivant le SSM s'écrit de la manière suivante<sup>2</sup> :

$$\mathcal{L}_{SSM} = \mathcal{L}_{SM} + \frac{1}{2}\partial_\mu S \partial^\mu S - \frac{1}{2}\mu_S^2 S^2 - \frac{\lambda_S}{4}S^4 - \lambda_L H^\dagger H S^2 \quad (2.2)$$

avec  $\mathcal{L}_{SM}$ , le lagrangien habituel du SM et H, le doublet de Brout-Englert-Higgs (BEH) :

$$H = \begin{pmatrix} h^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(h + iG_0) \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

Sous le lagrangien (2.2), trois paramètres, et trois seuls, décrivent les propriétés de la nouvelle particule  $S$  :  $\mu_S, \lambda_S, \lambda_L$ , où  $\lambda_L$  couple la nouvelle particule S au BEH.

Notons que le boson de BEH possède une valeur moyenne dans le vide (vev) suite à la brisure spontanée de symétrie du groupe de jauge électrofaible :

$$\langle h \rangle = \frac{v}{\sqrt{2}} \quad \text{avec} \quad v = 246 \text{ GeV}, \quad (2.4)$$

alors que la symétrie  $Z_2$  est supposée ne pas se briser spontanément et  $S$  ne prendra donc pas de vev :

$$\langle S \rangle = 0 \quad (2.5)$$

Une conséquence de cette non-brisure de symétrie, est que  $S$  est stable et devient donc un candidat de matière noire.

Suivant[24], nous pouvons alors écrire la partie dépendante de S du potentiel scalaire,  $V$  comme :

$$V = \frac{1}{2}(\mu_S^2 + \lambda_L v^2)S^2 + \frac{\lambda_S}{4}S^4 + \lambda_L v S^2 h + \frac{\lambda_L}{2}S^2 h^2, \quad (2.6)$$

ce qui nous permet alors d'identifier la masse de S au premier terme du membre de gauche de l'équation(2.6)

$$m_S^2 = \mu_S^2 + \lambda_L v^2, \quad (2.7)$$

## 2.3 Interactions relevantes et sections efficaces

La matière noire que nous recherchons dans le cadre de ce travail est une matière noire légère<sup>3</sup> :

$$m_{DM} \lesssim 10 \text{ GeV}. \quad (2.8)$$

Dans ce cadre, le nombre de canaux d'annihilation (en 2 corps) vers des particules du SM (*i.e.* quarks, leptons et boson) est limité. L'annihilation en bosons n'est pas possible pour le W ( $m_W \simeq 80 \text{ GeV}$ ) ni pour le boson Z[32]. Au *tree level*, la particule de matière noire,  $S$ , peut s'annihiler, via le canal s, en paires de fermions au travers du BEH (Fig 2.1(a)). Au vu de la masse de la particule de matière noire et des couplages de Yukawas des différents fermions, les seuls modes d'annihilation relevant sont les paires  $b\bar{b}$ ,  $c\bar{c}$  et

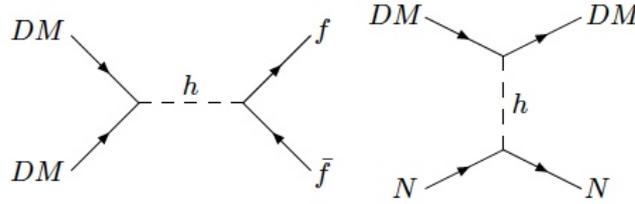


FIGURE 2.1 – Annihilation de matière noire en une paire fermion-antifermion (a) et diffusion sur un nucléon (b).

$\tau^+\tau^-$ . La particule de matière noire peut aussi subir une diffusion élastique indépendante du spin<sup>4</sup>, toujours au travers du BEH, (Fig 2.1(b)) selon le canal t. Ces deux types d'interactions seront les seules non-négligeables pour l'intervalle de masse considéré (2.8).

### 2.3.1 Diffusion élastique sur les Nucléons

La diffusion élastique sur un Nucléon N, ou plus précisément sur ses quarks constitutants, a lieu au travers de l'échange du BEH. La section efficace de ce processus est donnée par [32] :

$$\sigma_{SN \rightarrow SN}^{SI} = \frac{\lambda_L^2}{\pi} \frac{\mu_r^2}{m_h^4 m_S^2} f^2 m_N^2 \quad (2.9)$$

avec  $m_h$ , la masse du BEH,  $m_N$ , celle du nucléon,  $\mu_r = m_S m_N / (m_S + m_N)$ , la masse réduite du système DM-nucléon et  $f$ , est un facteur de forme. Celui-ci caractérise la contribution des différents quarks à la masse du nucléon,  $\langle N | \sum_q m_q q \bar{q} | N \rangle = \sum_q f_q m_N = f m_N$ . Suivant [33, 34, 35, 36] , nous prendrons comme valeur centrale  $f = 0.3$  ( $0.14 < f < 0.66$ ).

### 2.3.2 Annihilation en fermions

Le calcul de la section efficace de ce processus est présenté en Annexe A et le résultat obtenu correspond à la littérature (*cf.* par exemple [32]). On trouve :

$$\sigma_{SS \rightarrow f \bar{f}} v_{rel} = n_c \frac{\lambda_L^2}{\pi} \frac{m_f^2 (m_S^2 - m_f^2)^{3/2}}{m_S^3 m_h^4} \quad (2.10)$$

où  $n_c$  est le nombre de couleurs,  $n_c = 3(1)$  pour les quarks (leptons),  $m_f$  est la masse du fermion et  $v_{rel} = \sqrt{s - 4m_S^2}/m_S$  est le vitesse relative des deux S's dans le référentiel du centre de masse.

2. Nous ne gardons ici bien évidemment que les interactions créées par le modèle qui sont renormalisables

3. Cet intervalle est motivé par les expériences de détection directe, *cf.* chapitre 3.

4. On peut aussi considérer une particule de matière noire fermionique. Dans ce cas, au delà des nouvelles constantes de couplage, la section efficace de diffusion calculée est inférieure d'un facteur  $m_S^2/v^2$ . Le lecteur peut trouver plus d'informations à ce sujet dans [32].

Le rapport de branchement de l'état final  $i$  est défini comme :

$$BR_i = \frac{\sigma_{SS \rightarrow f_i \bar{f}_i}}{\sum_j \sigma_{SS \rightarrow f_j \bar{f}_j}} \quad (2.11)$$

où la somme s'entend sur tous les états finaux possible.

Le tableau (2.1) présente les rapports de branchements entre les états finaux  $b\bar{b}$ ,  $c\bar{c}$  et  $\tau^+\tau^-$  pour trois masses de matière noire.

$M_S$ [GeV]	Rapport de branchements		
	$b\bar{b}$	$c\bar{c}$	$\tau^+\tau^-$
10	0.84	0.10	0.06
8	0.82	0.11	0.07
6	0.73	0.17	0.10

TABLE 2.1 – Rapport de branchements pour les différents états finaux de l'annihilation de  $S$  pour trois masses différentes de  $m_S$ .

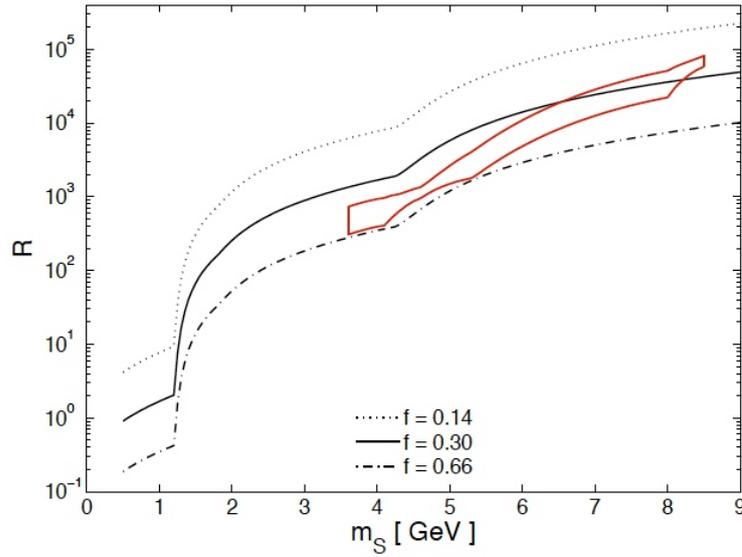


FIGURE 2.2 – Valeur de  $R$  en fonction de la masse de  $S$  pour trois valeurs de  $f$  différentes. La zone rouge est la zone contrainte par DAMA. Cette figure provient de [32].

Si nous regardons maintenant le rapport entre la section efficace d'annihilation et de diffusion, on obtient :

$$R = \sum_i \frac{\sigma_{SS \rightarrow f_i \bar{f}_i}}{\sigma_{SN \rightarrow SN}^{SI}} = \sum_i \frac{n_c m_{f_i}^2 (m_S^2 - m_{f_i}^2)^{3/2}}{f^2 m_N^2 \mu_r^2 m_S} \quad (2.12)$$

Utilisant alors les valeurs de la section efficace de diffusion déterminée par DAMA (v. Fig 3.2) :

$$3 \times 10^{-41} \text{ cm}^2 < \sigma_{SN \rightarrow SN}^{SI} < 5 \times 10^{-39} \text{ cm}^2 \quad (2.13)$$

et la valeur de la section efficace d'annihilation déterminée par l'abondance relique thermal contrainte par WMAP (équation 1.15), on trouve que  $R \sim 10^{3-4}$ . Le graphique (2.2) présente les résultats du calcul de  $R$  d'après l'équation (2.12) en fonction de la masse de  $S$  et pour trois valeurs de  $f$ . On voit que remarquablement, les contraintes de DAMA sont en accord avec les calculs théoriques.

•  
• •

Ce deuxième chapitre a présenté un modèle particulier de matière noire, le SSM. Celui-ci est minimaliste et permet à ce titre d'être relativement facilement confronté aux expériences. Nous avons calculé les sections efficaces de diffusion sur un noyau et d'annihilation et avons montré que les résultats obtenus sont en bon accord avec les données expérimentales.

## Chapitre 3

# Détections de Matière Noire

Nous avons, dans les deux premiers chapitres, abordé la matière noire comme un concept théorique, tentant de répondre au mieux à des énigmes observationnelles inexplicables en ne considérant que la matière usuelle. Il “reste” maintenant, afin d’accéder à des outils de vérifications, à détecter cette matière exotique. Ce sera le thème de ce chapitre. Au vu des limites numériques sur la valeur de sa section efficace, on peut facilement réaliser l’exploit que cela représente de tenter de détecter expérimentalement la matière noire.

Il existe principalement trois méthodes de détection de la matière noire : la détection directe, indirecte et enfin, la recherche de la particule de matière noire au sein des accélérateurs de particules (par exemple le *Large Hadron Collider* (LHC) au CERN). La première section brossera rapidement le principe de la détection directe. Une présentation succincte des résultats expérimentaux de DAMA (pour *DARk MATter*)[37], de *Coherent Germanium Neutrino Technology* (CoGeNT)[38] et de *Cryogenic Dark Matter Search* (CDMSII)[39] y sera aussi développée.

La détection indirecte de matière sera le sujet de la deuxième section. Nous y présenterons d’abord le contexte théorique, y développerons les calculs nécessaires à la compréhension et présenterons ensuite les expériences *Energetic Gamma Ray Experiment Telescope* (EGRET) et *Fermi Gamma-ray Space Telescope*, communément nommée FERMI. Les résultats de ces expériences [40, 41, 42] seront confrontés aux calculs théoriques réalisés dans le présent travail aux chapitres 4 et 5.

Nous ne traiterons pas ici de la détection aux accélérateurs de particules, mais nous attendons les résultats du LHC avec impatience.

•  
•

### 3.1 Détection Directe

Le but du présent travail et par conséquent, le but de cette section, n'est pas de développer de manière exhaustive les techniques expérimentales et théoriques de la détection directe, mais bien de se donner les outils nécessaires à la compréhension des résultats expérimentaux qui y seront développés.

Comme nous l'avons établi dans les chapitres précédents, la matière noire est supposée être un constituant important de notre Univers. Nous avons vu au chapitre 1 que cette nouvelle matière était aussi présente dans les galaxies, les WIMPs se déplacent donc en leur sein. Le Système Solaire, et plus particulièrement la Terre, devrait alors subir les conséquences des interactions des WIMPs avec la matière. Le but de la détection directe est de mesurer l'une de ces conséquences : le recul d'un noyau ayant subi une collision (supposée élastique) avec un WIMP.

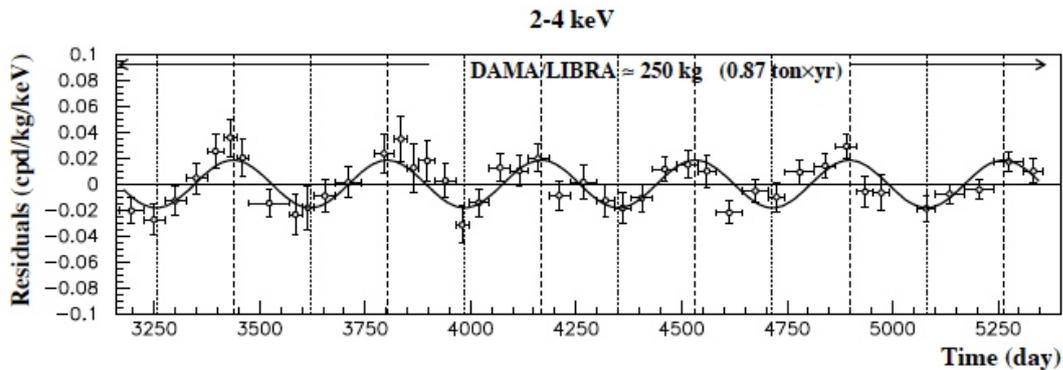


FIGURE 3.1 – Nombre résiduel d'événements par jours de *single-hit scintillation events* observé par DAMA/LIBRA en fonction du temps, pour un intervalle d'énergie de 2 à 4 KeV. Cette figure est tirée de [37] (figure 1).

Après avoir subi une collision, le noyau perdra son énergie soit en interaction nucléaire avec d'autres noyaux, soit par interaction électromagnétique avec les électrons liés. Dans ce dernier cas, des photons sont émis et peuvent être recueillis par des tubes photomultiplicateurs afin d'amplifier le signal.

Il est évident que les chocs subis par les noyaux peuvent avoir diverses origines (matière noire, neutrons thermiques, rayonnements cosmiques, radioactivité naturelle, *etc*). La question suivante peut alors être posée : Comment différencier un signal spécifique à la matière noire d'un signal "classique" ? C'est pourquoi les expériences de détection directe sont profondément enfouies sous terre afin de minimiser au maximum le bruit de fond astrophysique. Il "reste" alors encore à contrôler, au mieux, la radioactivité naturelle (ce

qui est loin d'être chose aisée).

Le collaboration du détecteur DAMA a proposé une forme de vérification du signal. La matière noire est supposée être présente sous forme de halo dans les galaxies. De par notre mouvement céleste, DAMA devrait alors voir une modulation annuelle dans le signal des détecteurs. En effet, le taux d'événements est proportionnel à la vitesse relative entre le WIMP et sa "cible",  $\Gamma_{\text{dét}} \propto v_{\text{rel}}$ . Lorsque la vitesse de rotation de la Terre, dans son mouvement autour du soleil, s'additionne avec celle du Soleil autour du Centre Galactique (CG), la vitesse relative  $v_{\text{rel}}$  est plus grande et on s'attend à un  $\Gamma_{\text{dét}}$  plus élevé (inversément quand la Terre se dirige en sens opposé)<sup>1</sup>. Il n'y a, contrairement à la matière noire, aucune raison pour qu'une modulation comparable soit observée dans les collisions d'origine "classique". On peut donc raisonnablement penser que si modulation il y a dans les signaux, elle est la trace de collision avec des WIMP's. L'expérience DAMA/NaI, puis DAMA/LIBRA ont réussi à détecter cette modulation. DAMA/LIBRA est constitué en un énorme bloc de cristaux d'iodure de sodium scintillants dopé en Thalium (NaI(Tl)) enterré en grande profondeur au *Laboratori Nazionali del Gran Sasso* en Italie. Les résultats de DAMA/NaI[43], confirmé par DAMA/LIBRA[37] sont présentés sur la figure (3.1). On y voit une modulation annuelle à un niveau de confiance de  $\sim 8-9\sigma$ .

Il est important de remarquer, qu'aucune autre expérience (que ce soit CDMSII ou CoGeNT) existante n'a pu mettre en évidence cette modulation. Celle-ci est donc raisonnablement sujette à caution.

Nous ne nous attarderons pas dans ce travail sur le fonctionnement des expériences CDMSII et CoGeNT, qui, elles aussi, tentent de mettre en évidence les collisions élastiques entre un WIMP et un noyau<sup>2</sup>. Rappelons toutefois que ni CDMSII, ni CoGeNT n'ont pu mettre en évidence la modulation annuelle observée par DAMA et que leur résultat sont donc basés sur analyse plus classique.

La collaboration CoGeNT a récemment publié les premiers résultats de l'expérience [38](présentés sur la figure (3.2)). Au vu de la réserve qu'il faut avoir vis-à-vis des données DAMA, il est remarquable que les résultats de CoGeNT, qui ont un niveau de confiance de 90%, soient raisonnablement en accord avec ceux de DAMA. Notons enfin que les données de CDMSII sont, eux aussi, grandement sujets à caution. Ceux-ci ne se basent en effet que sur l'observation de deux événements (C.L. :  $1\sigma$ ).

D'autres expériences sont aussi effectuées sur le sujet (par exemple XENON[45]). L'ensemble des contraintes sur la masse et sur la section efficace de diffusion de la matière noire sont reprises sur la figure (3.2).

Le taux de collision avec les noyaux dépend de plusieurs facteurs de nature fort

---

1. Cet effet devrait être de l'ordre de  $\sim 15\%$ . La terre tourne en effet à la vitesse,  $v_{\oplus} \sim 30$  km/s autour du soleil celui-ci tourne autour du centre galactique à la vitesse,  $v_{\odot} \sim 220$  km/s. Lorsque les deux vitesses sont alignées, la vitesse relative augmente alors de  $\sim 15\%$ .

2. Il s'agit cette fois, non plus d'iodure de sodium mais bien de Germanium.

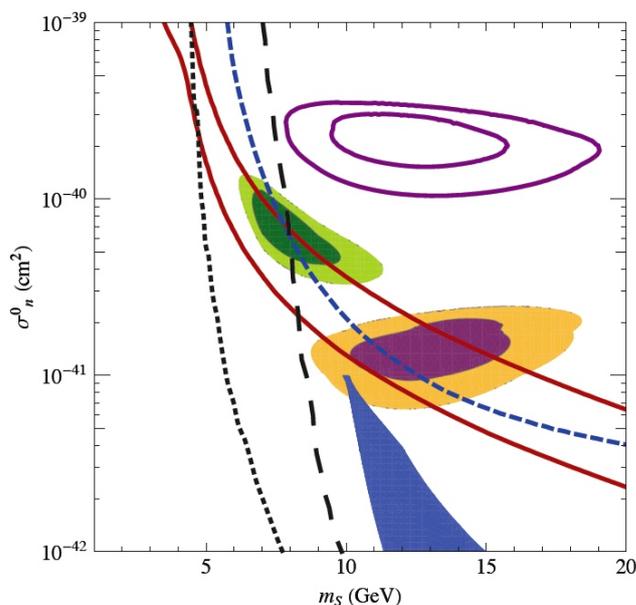


FIGURE 3.2 – Section efficace de diffusion élastique en fonction de la masse. La région verte correspond à CoGeNT (avec les contours à un C.L. de 90% et 99% respectivement). La région favorisée par DAMA est représentée (avec les mêmes C.L. pour les contours que CoGeNT) avec (orange et mauve) et sans (contour mauve) *channelling*. Les deux événements de CDMSII sont représentés par la région bleue (C.L. :  $1\sigma$ ). La ligne pointillée bleue (noire) est la limite d'exclusion de CDMS-Si (XENON10) (à 90% de C.L.). La ligne noire en tirets est la limite d'exclusion de XENON10 (à 90% de C.L.) avec d'autres hypothèses, et, enfin, les deux lignes bordeaux fixent la région prédite par le SSM contraint avec les données WMAP. Cette figure est tirée de [44] (figure 1).

différente : (1) le nombre de noyaux dans la cible, (2) la densité locale de matière noire, (3) la section efficace d'interaction des WIMPs et (4) de la vitesse relative. Nous voyons donc que tant des éléments de physique des particules, que des éléments d'astrophysique influencent ce taux. Les hypothèses faites sur  $\rho_{\odot}$  et sur la vitesse de dispersion de la matière noire ont alors évidemment un impact sur les résultats. Nous ne devons pas non plus oublier la possible influence de la radioactivité naturelle sur les données expérimentales.

Ces remarques nous rappellent que ce type de détection est délicate et que les résultats obtenus sont donc relativement sujets à caution. Cependant, l'élément interpellant est de constater que l'ensemble des résultats indiquent une région commune. Partant de cette constatation, nous pensons alors qu'une analyse des conséquences d'un candidat de masse, contrainte par ces expériences, est justifiée et intéressante.

L'intervalle de masse privilégié, dans lequel nous nous plaçons pour ce travail, est :

$$6 \text{ GeV} < m_{DM} < 10 \text{ GeV} \quad (3.1)$$

## 3.2 Détection Indirecte

Les particules du SM créées lors de l'annihilation de deux WIMP's ( $S + S \rightarrow f + \bar{f}$ ) nous offrent une nouvelle possibilité de détection de la matière noire. En effet ces particules ou celles créées dans les cascades d'interactions suivantes (Fig 3.3) sont, contrairement aux WIMP's, tout à fait détectables, c'est ce que l'on appelle *la détection indirecte*. Au vu des perspectives ouvertes par les nouvelles données du satellite FERMI, nous nous intéresserons ici uniquement à la détection d'un seul produit de l'annihilation : les photons. De par l'effet de puits de potentiel, nous pouvons supposer que les WIMP's possèdent une densité plus élevée au Centre Galactique (GC). Nous nous attarderons donc principalement au calcul du flux théorique de photons provenant du centre de la Voie Lactée. Nous étudierons aussi le flux de photons de nos galaxies satellites naines, ainsi que le flux de photons ayant subi une diffusion de Compton inverse.

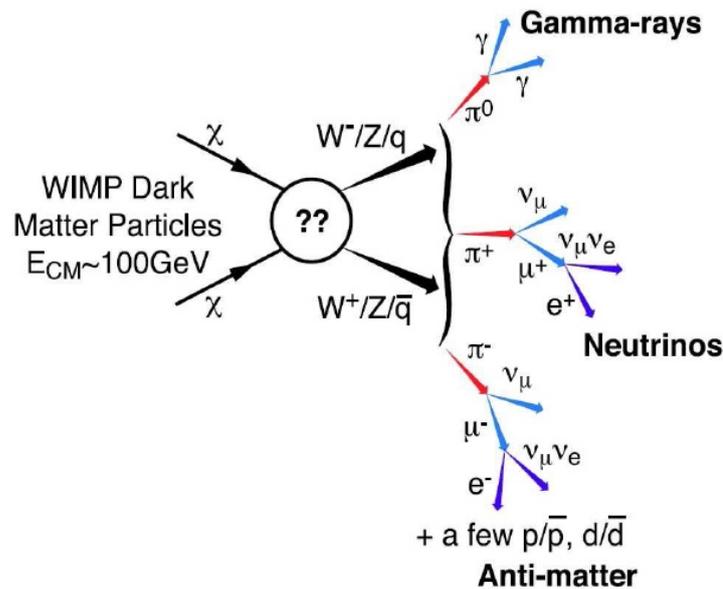


FIGURE 3.3 – Schéma de productions de particules lors de l'annihilation de matière noire. Pour des WIMP's, nous avons vu que les paires  $b\bar{b}$ ,  $c\bar{c}$  et  $\tau^+\tau^-$  sont favorisées. Dans notre cas, l'énergie du CM de masse n'est pas suffisante pour former des paires  $W^+W^-$ . Cette figure est tirée de [42] (figure 1).

### 3.2.1 Flux de photons provenant du Centre Galactique

Nous cherchons ici à déterminer une formule pour calculer le flux de photons créés par l'annihilation de matière noire provenant d'une région  $\Delta\Omega$  du ciel, *i.e.* d'un volume infini de section  $\Delta\Omega$ . A ce titre, nous allons d'abord déterminer le taux d'annihilation des WIMPs. Plaçons-nous tout d'abord dans un cas où le WIMP n'est pas sa propre anti-particule,  $\chi \neq \bar{\chi}$ . Dans ce cas, le nombre de paires  $\chi\bar{\chi}$  capables de s'annihiler par unité de volume est donné par

$$\frac{\rho_\chi}{m_\chi} V \cdot \frac{\rho_{\bar{\chi}}}{m_{\bar{\chi}}} V \cdot \frac{1}{V} \quad (3.2)$$

Supposons qu'il existe une symétrie particule-antiparticule. On a alors que  $m_\chi = m_{\bar{\chi}} = m_{DM}$  et  $\rho_\chi = \rho_{\bar{\chi}} = \rho/2$ . Le nombre d'annihilations dans un élément de volume vaut alors :

$$\Gamma_{\chi\bar{\chi}} = \frac{\rho^2}{4m_{DM}^2} dV \langle \sigma_{ann} v \rangle. \quad (3.3)$$

Revenons maintenant au cas qui nous intéresse, *i.e.* une matière noire scalaire pour laquelle  $\chi = \bar{\chi} = S$ . Dans cette situation, le nombre de paires de particules vaut  $\binom{n}{2} = \frac{n(n-1)}{2} \xrightarrow{n \rightarrow \infty} \frac{n^2}{2}$ . Le taux d'annihilation est alors (3.3) augmenté d'un facteur 2,

$$\Gamma_{\chi\chi} = \frac{\rho^2}{2m_{DM}^2} dV \langle \sigma_{ann} v \rangle. \quad (3.4)$$

Un observateur situé à une distance  $r$  de la zone d'annihilation,  $dV$ , verra le flux de particules  $i$  suivant :

$$\frac{d\Phi_i}{dE} = \frac{1}{4\pi r^2} \frac{dN_i}{dE} \frac{\rho^2}{2m_{DM}^2} dV \langle \sigma_{ann} v \rangle \quad (3.5)$$

On sait que  $dV = r^2 d\Omega dr$ , on peut alors écrire le flux provenant d'une région  $V_{ann}$  pour  $\rho = \rho(r)$

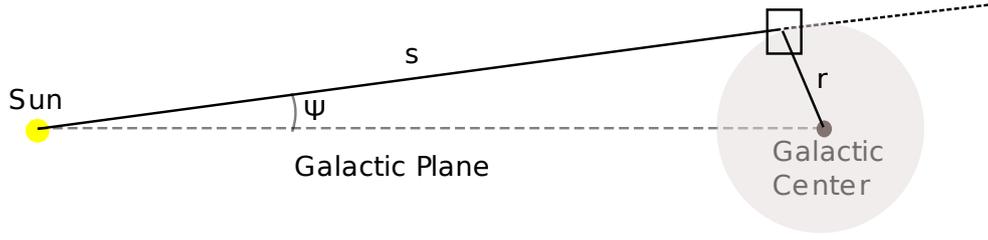
$$\frac{d\Phi_i}{dE} = \frac{1}{2} \frac{1}{4\pi m_{DM}^2} \langle \sigma_{ann} v \rangle \frac{dN_i}{dE} \int_{V_{ann}} \rho^2(r) d\Omega dr \quad (3.6)$$

Afin de clarifier l'origine de différents termes dans (3.6), on réécrit traditionnellement cette équation avec un facteur qui ne dépend que de la géométrie du problème et pas de la physique des particules,  $\bar{J}(\Delta\Omega)$  (qu'on normalise aux valeurs locales et qui devient donc sans dimension). Celui-ci est défini de la manière suivante :

$$\bar{J}(\Delta\Omega) = \frac{1}{\Delta\Omega} \int_{\Delta\Omega} d\Omega \int_{\text{ligne de visée}} \frac{ds}{r_\odot} \frac{\rho^2(r(s, \psi))}{\rho_\odot^2}, \quad (3.7)$$

où la coordonnée  $s$  relie l'Observateur au volume d'annihilation situé en  $r$  (Fig 3.4) et où  $\odot$  désigne des valeurs locales au Système Solaire. La dépendance de  $r$  en  $s$  et  $\psi$  se calcule facilement avec le théorème d'Al-Kashi :

$$r = \sqrt{s^2 - 2 \cos(\psi) s r_\odot + r_\odot^2}. \quad (3.8)$$

FIGURE 3.4 – Définition de la coordonnée  $s$ 

Le flux de photons “*prompts*”<sup>3</sup> s’écrit finalement de la manière suivante :

$$\frac{d\Phi_\gamma(E, \psi)}{dE} = \frac{1}{2} \langle \sigma_{ann} v \rangle r_\odot \frac{\rho_\odot^2}{4\pi m_{DM}^2} \frac{dN_\gamma}{dE} \bar{J}(\Delta\Omega) \Delta\Omega \quad (3.9)$$

Notons que si la matière noire peut se désintégrer en paires de particules différentes, il faut sommer l’ensemble des photons provenant de chacun de ces canaux et on a alors :

$$\frac{dN_{\gamma,tot}}{dE} = \sum_f RB_f \frac{dN_{\gamma,f}}{dE} \quad (3.10)$$

où on somme sur les différents canaux,  $f$ , avec  $RB_f$ , le rapport de branchement du canal  $f$ .

Le Tableau (3.1) reprend les valeurs de  $\bar{J}(\Delta\Omega)$  pour différents profils de densité et ce pour les valeurs  $\Delta\Omega$  égales aux résolutions angulaires de FERMI et d’EGRET.

Profil	Paramètres				$\bar{J}(\Delta\Omega)$	
	$\alpha$	$\beta$	$\gamma$	R [kpc]	$\Delta\Omega = 10^{-3}$ (EGRET) [sr]	$\Delta\Omega = 10^{-5}$ (FERMI) [sr]
NFW	1	3	1	20	1383	14 523
Moore	1	3	1.16	28	3832	81 313
Einasto	-	-	-	20	2092	7294
Iso I	2	2	0	3.5	30	30
Iso II	2	2	0	5	13	13
Burkert	-	-	-	5	50	51

TABLE 3.1 – Paramètres et valeurs de  $\bar{J}(\Delta\Omega)$  pour différents profils et différents angles solides.

Puisqu’il arrive que dans la littérature la région du ciel considérée soit donnée en coordonnée galactique, nous avons calculé le Jacobien du changement de variables dans l’annexe B.

3. *prompts* = photons créés lors de l’annihilation et qui nous parviennent sans avoir subi de processus qui ont modifié leur énergie (diffusion Compton inverse, etc).

### 3.2.2 Flux de photons provenant des Galaxies Satellites Naines

Si l'on regarde maintenant le flux de photons provenant des galaxies satellites à la Voie Lactée, le facteur  $\bar{J}$  gardera la même définition mais ne sera habituellement plus normalisé aux valeurs locales, et on a donc :

$$\bar{J}(\Delta\Omega) = \frac{1}{\Delta\Omega} \int_{\Delta\Omega} d\Omega \int_{\text{ligne de visée}} ds \rho^2(r(s, \psi)). \quad (3.11)$$

où  $[\bar{J}] = \text{GeV}^2 \text{ cm}^{-5}$ . La densité de matière noire sera alors seulement définie pour des rayons inférieurs au rayon de marée de la galaxie naine [47, 48] :

$$\rho(r) = \begin{cases} \rho_i(r) & r < r_t \\ 0 & r > r_t \end{cases} \quad (3.12)$$

où  $\rho_i(r)$  est un des profils de densité de matière noire. Le flux vaut par conséquent :

$$\frac{d\Phi_\gamma(E, \psi)}{dE} = \frac{1}{2} \langle \sigma_{ann} v \rangle \frac{1}{4\pi m_{DM}^2} \frac{dN_{\gamma, tot}}{dE} \bar{J}(\Delta\Omega) \Delta\Omega. \quad (3.13)$$

### 3.2.3 Flux de photons ayant subi une Diffusion Compton Inverse

Le but de cette section est de déterminer le spectre des photons qui ont subi une collision avec un électron créé par l'annihilation de matière noire. Ce spectre pouvant être relativement important, il sera raisonnable de le considérer. L'ensemble des rappels nécessaires à la compréhension de la diffusion Compton est donnée dans l'annexe C.

Lors des chaînes de désintégrations des paires de fermions créées lors de l'annihilation de matière noire, des électrons (de manière équivalente des positrons) peuvent être créés. Ces électrons possèdent une relative grande énergie (par rapport à leur énergie de masse,  $m_e = 511 \text{ KeV}/c^2$ ). Durant leur voyage dans la Galaxie (ou plus généralement dans notre Univers), ils peuvent entrer en collision avec des photons, c'est ce qu'on appelle le processus de *Diffusion Compton Inverse* (ICS).

Les photons que nous considérons dans notre problème ont trois origines différentes possible :

1. Les photons peuvent être ceux du CMB
2. Ils proviennent aussi plus simplement de la lumière des étoiles du disque galactique (SL)
3. Il reste, enfin, le rayonnement infra-rouge (IR) produit suite à l'absorption de photons SL par la poussière galactique.

Comme on peut facilement s'en convaincre, il nous sera intéressant pour la suite du

travail de connaître la distribution de ces photons. Ce calcul sera basé sur la discussion de M. Cirelli et P. Panci [21].

Nous ferons deux hypothèses simplificatrices afin de calculer la densité de photons : (1) nous considérerons une densité moyenne de champ qui ne dépend pas de  $r$  (2) et nous supposerons en deuxième lieu que la radiation se fait selon un spectre de corps noir, et ce pour les trois origines différentes<sup>4</sup> :

$$n_i(\epsilon) = \mathcal{N}_i \frac{\epsilon^2}{\pi^2} \frac{1}{e^{\epsilon/T_i} - 1} \quad (3.14)$$

avec  $\epsilon$ , l'énergie du photon,  $T_i$ , les températures propres à chaque type de photons, ainsi que  $\mathcal{N}_i$ , un facteur de normalisation propre à chaque origine de photons et dépendant de la région observée. Les valeurs de la température sont données dans le tableau (3.2).

Température		
$T_{\text{SL}}$	$T_{\text{IR}}$	$T_{\text{CMB}}$
0.3 eV	$3.5 \cdot 10^{-3}$ eV	2.753 K

TABLE 3.2 – Température du bain de photons en fonction de leur type.

Les énergies typiques de ces photons sont bien inférieures à l'énergie de masse de l'électron,  $\epsilon \lesssim \text{eV}$ , contrairement aux hypothèses de la diffusion Compton (v. Annexe C). Nous allons donc devoir adapter le processus de diffusion Compton à notre problématique astrophysique.

Mais avant, notons que, suite aux remarques faites en début de cette section, nous pourrions nous placer, pour la suite du développement, dans les deux limites suivantes :

1. Les électrons seront supposés fortement relativistes,  $\gamma \gg 1$ .
2. Nous prendrons la limite de Thomson (v. Annexe C) de toutes les équations<sup>5</sup>.

Abordons alors maintenant l'analyse précise de cette diffusion Compton inverse. Nous discuterons d'abord de la cinématique relativiste du problème, puis analyserons le flux de photons diffusé.

### Cinématique relativiste

Nous discuterons, suivant [49], le problème en utilisant deux référentiels différents : le référentiel du bain de photons (le "laboratoire",  $K$ ) et le référentiel du centre de masse ( $K'$ ).

En utilisant l'effet Doppler relativiste, nous pouvons passer de l'énergie d'un référentiel à l'autre en utilisant la formule suivante<sup>6</sup> :

$$\epsilon' = \gamma\epsilon(1 - \beta \cos \theta) \quad (3.15)$$

4. Cette hypothèse pourrait paraître douteuse, mais le lecteur peut se diriger vers la section 3 et la figure 1 de [21] pour se convaincre de ses bons résultats.

5. La validité précise de cette limite est discutée à l'Annexe D.

6.  $\theta$  est ici l'angle entre la direction de propagation de l'électron et du photon *cf.* Fig 3.5

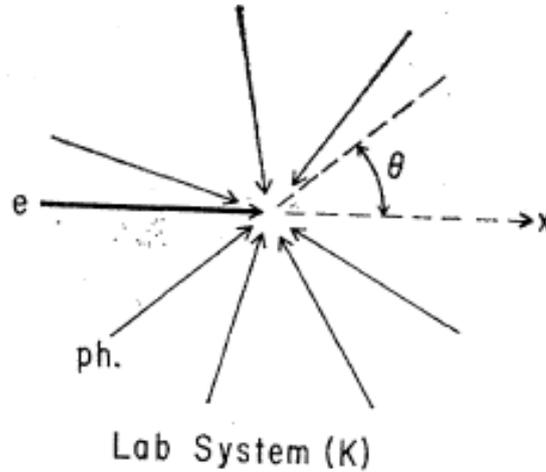


FIGURE 3.5 – Collision électron-photon dans le système du “laboratoire”(figure tirée de [49]).

Sachant que  $\beta = \sqrt{1 - \gamma^{-2}}$  et que  $\gamma \gg 1$ , on peut effectuer le développement de Taylor suivant

$$\beta \approx 1 - \frac{1}{2}\gamma^{-2}, \quad (3.16)$$

on remarque alors que l'énergie du photon dans le référentiel du centre de masse est bornée supérieurement et inférieurement comme suit

$$\epsilon'_{\min} \approx \epsilon/2\gamma < \epsilon' < \epsilon'_{\max} \approx 2\gamma\epsilon \quad (3.17)$$

On apprend aussi de (3.15) que les photons avec  $\theta \sim 0$  possède une énergie très faible dans  $K'$  alors que pour les photons “transverses”, on observe l'inverse. Sans perte de généralité, l'on pourra donc négliger les photons avec  $\theta \sim 0$  dans la suite de ce travail.

Dans le référentiel du centre de masse, nous retombons dans le cas de la diffusion Compton “classique” et pouvons donc utiliser la formule (C.2). Il suffit alors d'effectuer un changement de référentiel pour obtenir l'énergie finale dans  $K$ , ce qui donne :

$$\epsilon_1 = \gamma\epsilon'_1(1 + \beta \cos(\pi - \theta'_1)) \approx \gamma\epsilon'_1(1 - \cos\theta'_1) \quad (3.18)$$

Cette équation nous permet alors de fixer les limites pour l'énergie finale du photon dans le référentiel du laboratoire :  $\epsilon_{1\max} = 2\gamma\epsilon'_1$  (pour  $\theta'_1 = \pi$ ). Si l'on prend maintenant la limite de Thomson (C.5) et que l'on se rappelle que  $\epsilon'_{\max} \approx 2\gamma\epsilon$ , on obtient la limite maximale sur l'énergie finale du photon dans  $K$  :

$$\epsilon_{1\max} \approx 4\gamma^2\epsilon \quad [\text{Limite de Thomson}] \quad (3.19)$$

Le photon diffusé peut donc posséder une énergie d'un facteur  $\gamma^2$  supérieur au photon initial.

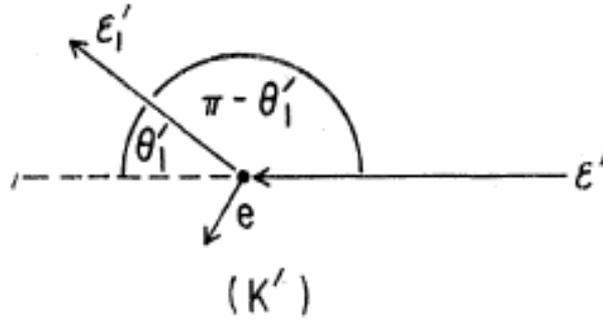


FIGURE 3.6 – Diffusion Compton dans le référentiel du centre de masse (figure tirée de [49]).

En guise d'exemple “maximum”, prenons le cas d'un électron d'énergie  $\mathcal{O}(10 \text{ GeV})$ . Le facteur de Lorentz vaut alors  $\sim 10^4$  ( $\gamma = E/m_e$ ), l'énergie peut donc être augmentée d'un facteur  $\sim 10^8$ , ce qui, même pour des photons du CMB ( $\epsilon \sim \mathcal{O}(10^{-4} \text{ eV})$ ), donne un rayonnement gamma très énergétique :  $\epsilon_{1\text{max}} \sim 10 \text{ MeV}$ .

### Le flux

Revenons maintenant à notre préoccupation première, qui était de déterminer le flux de photons qui ont subi un ICS. Le calcul rigoureux de ce flux est présenté en [21], nous ne noterons ici que le résultat du calcul :

$$\frac{d\Phi}{d\epsilon_1} = \frac{1}{\epsilon_1} \frac{\langle \sigma_{ann} v \rangle}{4\pi} r_\odot \frac{\rho_\odot^2}{M_{DM}^2} \bar{J} \Delta\Omega \int_{m_e}^{M_{DM}} dE \frac{\mathcal{P}(\epsilon_1, E)}{\Upsilon(E)} Y(E), \quad (3.20)$$

### 3.2.4 Expériences de détection indirecte

Nous utiliserons les données de deux satellites :

- *Fermi Gamma-ray Space Telescope - Large Area Telescope* (FERMI-LAT)
- *Energetic Gamma Ray Experiment Telescope* (EGRET)

Le télescope EGRET est l'un des instruments à bord du *Compton Gamma Ray Observatory* lancé par la NASA en 1991. Il détecte des photons dans une gamme d'énergie de 30 MeV à 30 GeV avec une résolution angulaire de  $\Delta\Omega = 10^{-3} \text{ sr}$  et une résolution en énergie de l'ordre de  $\sim 15\%$ .

Lorsqu'un photon de haute énergie interagit avec le détecteur<sup>7</sup>, il crée une paire  $e^+ - e^-$ .

7. La création de paires est induite par l'interaction entre le photon au travers d'une chambre à étincelles

Celle-ci est alors analysée grâce à un calorimètre.

Le télescope FERMI est le successeur d'EGRET et fut lancé en juin 2008. Son instrument principal, le *Large Area Telescope* (LAT) détecte des photons dans une gamme d'énergie plus large, de 20 MeV à plus de 300 GeV avec une résolution angulaire de  $\Delta\Omega = 10^{-5}$  sr mais un champ de vision de près de 20% du ciel. Par rapport à EGRET, il possède, en plus, un détecteur de traces au Silicium, mais le processus général reste le même.

Des informations générales complémentaires sur ces deux satellites peuvent être trouvées sur leur page internet [50, 51] ou dans [52].

## Chapitre 4

# Flux de photons provenant du Centre Galactique

Afin d’espérer détecter un signal imputé à l’annihilation de matière noire, nous cherchons à analyser des régions où le rapport du signal “matière noire” sur fond diffus est attendu être grand. Deux régions répondent relativement bien à cette contrainte : le Centre Galactique (GC) et les galaxies satellites naines de la Voie Lactée. Ce chapitre est consacré au centre galactique, le chapitre suivant traitera, quant à lui, du cas des galaxies naines. La matière noire est supposée s’accumuler au centre galactique pour y former un *cusp*. Or le flux de photons est proportionnel au carré de la densité de matière noire,  $\Phi_\gamma \propto \rho_{DM}^2$ . Cela fait du centre galactique une excellente source potentielle de rayons gammas provenant de l’annihilation de matière noire. Malheureusement cette région est aussi une zone avec un *background* astrophysique important et encore fort mal connu.

La première section présente la problématique d’un point de vue général et explique la méthode suivie dans ce travail.

Une compréhension la plus large possible du *background* est nécessaire à la bonne interprétation des résultats. La deuxième section de ce chapitre se veut à ce titre une introduction à cet aspect particulier. La complexité de ce fond diffus, ainsi que sa modélisation y sont présentées.

La troisième section présente les résultats théoriques du flux de photons et les confronte aux résultats expérimentaux. Il s’ensuit une discussion des différentes figures présentées.

•  
• •

L’ensemble des simulations d’annihilation de matière noire ont été réalisées avec le générateur d’événements Monte-Carlo Pythia (version 8.1). Des informations sur ce générateur

d'événements peuvent être trouvées dans [53]. Le code utilisé pour la génération des spectres de photons est présenté dans l'annexe F.

## 4.1 Mise en situation de la problématique

Il est important à ce stade de rappeler que nous ne cherchons pas ici à interpoler les données expérimentales avec des calculs théoriques. Nous suivrons ici humblement, au vu des difficultés inhérentes à notre problématique (*cf.* prochaine section), la démarche de la grande majorité des auteurs sur le sujet qui consiste à contraindre les modèles. Nous calculerons le flux de photons dû à l'annihilation de la matière noire et le confronterons aux résultats expérimentaux. Rappelons à ce titre que le flux de photons donné par (3.9) contient des termes de deux origines différentes : l'une est propre à la physique des particules, l'autre est purement astrophysique.

$$\frac{d\Phi_\gamma(E, \psi)}{dE} = \frac{1}{4\pi} \underbrace{\frac{1}{2} \frac{\langle \sigma_{ann} v \rangle}{m_{DM}^2} \frac{dN_\gamma}{dE}}_{\text{Physique des particules}} \underbrace{\int_{\Delta\Omega} d\Omega \int_{\text{ligne de visée}} ds \rho^2(r(s, \psi))}_{\text{Astrophysique}} \quad (4.1)$$

Nous avons vu, dans les chapitres précédents, que la section efficace d'annihilation est contrainte par les données de WMAP, et que la masse de la matière noire est contrainte par des expériences de détection directe<sup>1</sup>. Nous pouvons donc considérer que, mis à part le spectre de photons, les éléments du terme dû à la physique des particules sont relativement bien connus.

Les contraintes que nous placerons peuvent donc raisonnablement s'appliquer principalement sur le spectre de photons, c'est à dire sur le modèle du singlet scalaire, moyennant l'incertitude astrophysique qu'est le profil de densité de la matière noire au sien de notre Voie Lactée.

Afin de contraindre le modèle, nous allons confronter les résultats des calculs théoriques de flux aux données expérimentales. Si notre flux est supérieur au signal expérimental ou approche fortement ce signal, alors il apparaît une certaine contrainte sur notre modèle. Une analyse précise de ces contraintes consisterait à effectuer une étude  $\chi^2$ , afin de pouvoir placer des limites sur les profils de densité. Par manque de temps, nous n'avons pu entrer dans cette partie de l'analyse et nous sommes limités à la comparaison des flux.

## 4.2 Le flux de photons d'origine astrophysique

Comme nous l'avons déjà introduit, nous pouvons raisonnablement supposer que, si la matière noire existe, le GC est une source brillante de rayons gammas dus à l'annihilation de matière noire (Fig 4.1).

---

1. Certes ces expériences sont elles aussi soumises à caution, mais néanmoins, un faisceau de coïncidences pointe dans une même direction

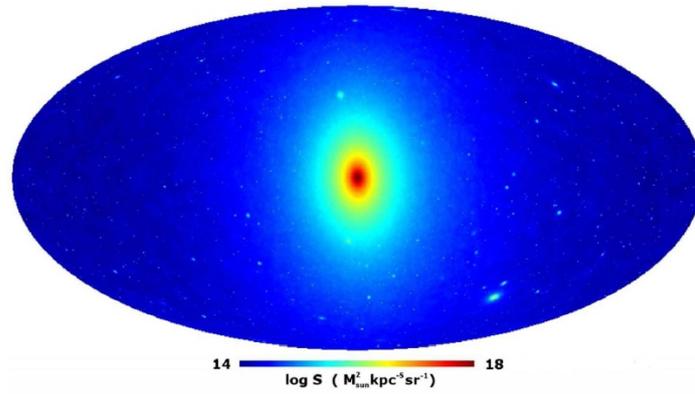


FIGURE 4.1 – Emission simulée de rayons gamma’s “noires”. L’ensemble des composantes du halo (le halo lui-même, et tous les sous-halos) y sont considérées. Cette figure provient de [42].

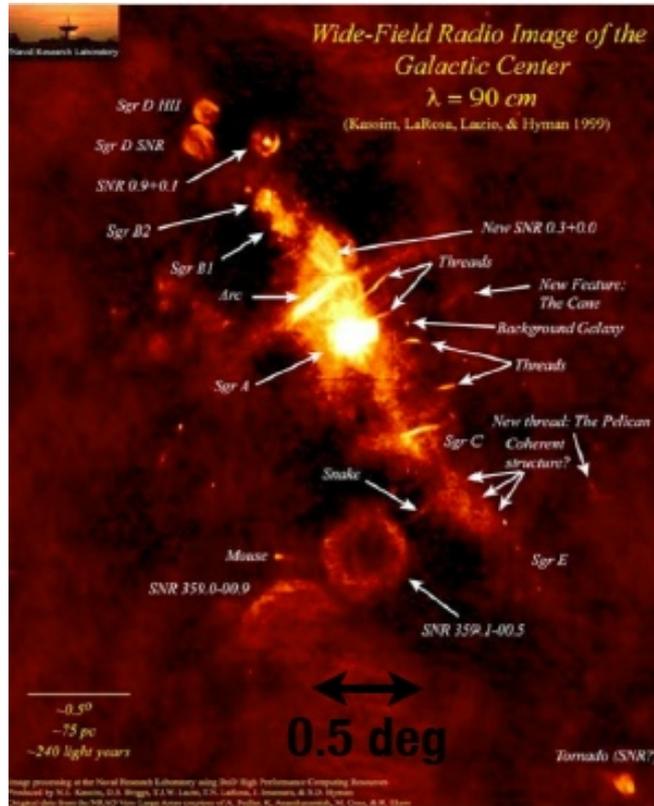


FIGURE 4.2 – Le Centre Galactique de la Voie Lactée en ondes radios [40].

La détection de ce signal dans cette région est rendue difficile par le très important signal de *background*. En effet le centre galactique est une région extrêmement active de notre Voie Lactée. Elle est remplie de sources en tout genre (pulsars, quasars - présents en arrière fond -, *etc*) qui émettent dans une plage de longueurs d'onde allant des ondes radios aux rayons gammas (Fig 4.2).

De nombreux photons gammas d'origine astrophysique peuvent donc venir se superposer au signal de la matière noire. Ceci rend l'interprétation des données expérimentales relativement délicate, d'autant plus que le fond astrophysique est lui-même une superposition de trois composantes différentes :

- Des sources ponctuelles (noyaux galactiques actifs, Quasars, *etc*) ;
- Le fond diffus galactique (régions HI, interactions des rayons cosmiques avec le milieu intersidéral, *etc*) ;
- Le flux intergalactique isotrope.

Le problème est multiple et complexe. Les sources ponctuelles doivent être suffisamment bien résolues<sup>2</sup> et l'on doit pouvoir s'assurer d'avoir détecté *toutes* les sources (ce qui est évidemment loin d'être une sinécure). La détection de sources ponctuelles est un travail délicat et en constante progression. De nombreuses cartes de ces sources existent et sont régulièrement mises à jour. A titre d'exemple, la Fig 4.3 présente l'ensemble du ciel en rayons gammas et on y voit nettement certaines des plus importantes sources galactiques.

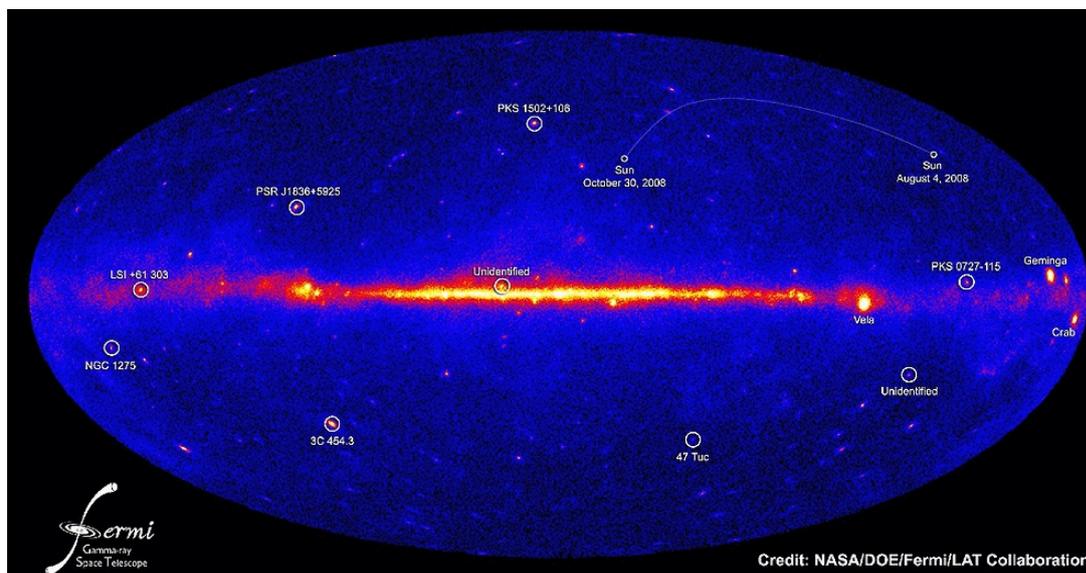


FIGURE 4.3 – Le ciel vu en rayons gammas par Fermi. On y voit plusieurs sources ponctuelles.

2. Fermi permettra sur ce point précis une avancée significative puisque sa résolution angulaire est de  $\Delta\Omega = 10^{-5}$ , 2 ordres de grandeurs supérieurs à EGRET.

Abordons maintenant le fond diffus galactique et le flux intergalactique isotrope. Ces deux composantes sont loin d'être parfaitement connues et sont donc modélisées. Pour EGRET, le modèle du flux galactique diffus fut développé par Bertsch *et al.* dans [54] et par Hunter *et al.* dans différents articles. Nous ne rentrons pas ici dans les détails de ce modèle, mais celui-ci se base sur les lignes de  $^{12}\text{CO}$ , les cartographies des régions HI, et un modèle de distribution des rayons cosmiques (CR). Le lecteur désirant de plus amples détails sur ce sujet peut se diriger vers [41, 55].

FERMI, quant à lui, modélise le fond diffus galactique avec l'aide d'un code Monte-Carlo appelé GALPROP [56].

Contrairement au flux galactique, l'origine même du flux isotrope n'est pas encore bien connue [57, 58]. Cela rend la compréhension de cette composante du *background* d'autant plus difficile. Ce signal est donc lui aussi modélisé. Le flux dérivé est une loi de puissance avec un indice spectral de -2.1 et une valeur intégrée de  $1.17 \times 10^{-5}$  photons  $\text{cm}^2 \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$  au dessus de 100 MeV.

### 4.3 Présentation et analyse des résultats

Jusqu'à peu, nous ne possédions qu'une seule source de données expérimentales concernant la détection de flux de gammas spatiaux, celles du satellite EGRET<sup>3</sup>.

La figure (4.4) confronte le flux théorique de la matière noire pour trois masses différentes ( $m_{DM} = 10 \text{ GeV}$ ,  $8 \text{ GeV}$  et  $6 \text{ GeV}$ ) qui proviendrait d'une région avec  $-2^\circ < b < 2^\circ$  et  $-5^\circ < l < 5^\circ$ <sup>4</sup> (où  $b$  et  $l$  sont respectivement la latitude et la longitude galactique) avec les données EGRET [55] (en vert sur la figure)<sup>5</sup>. Nous avons supposé un profil de densité NFW<sup>6</sup>, et avons pris, comme section efficace, la valeur fixée par WMAP,  $\langle \sigma_{ann} v \rangle = 3 \times 10^{-26} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ .

Nous voyons que notre flux théorique ne dépasse pas le signal expérimental. Cela dit celui-ci représente jusqu'à 40% (pour  $E \sim 500 \text{ MeV}$ ) du flux observé, ce qui paraît déjà être une fort grande proportion et permet donc probablement de contraindre en notre modèle.

Depuis lors, les premiers résultats *préliminaires* de FERMI pour le centre galactique commencent à circuler dans les conférences traitant de FERMI (*cf.* par exemple [40]). Profitant de ces nouvelles données<sup>7</sup> nous avons calculé le flux théorique pour une région centrée sur le centre galactique de rayon  $r < 0.5^\circ$ <sup>8</sup> (Fig 4.5).

3. Un rapide survol des détails techniques de ce détecteur a été présenté dans la section (3.2.4).

4. Cette région se traduit par  $\Delta\Omega = 0.012$  et  $\bar{J}(\Delta\Omega)_{NFW} = 341$ .

5. Le flux présenté ici est le flux total duquel ont déjà été soustrait les sources ponctuelles et le flux isotrope intergalactique. La largeur des barres d'erreur des données EGRET représente le bin d'énergie.

6. La motivation de ce choix est uniquement justifiée par le fait que, dans l'ensemble de la littérature, le profil de NFW est devenu une référence pour ce genre de calcul.

7. Les données FERMI que nous présentons dans les figures (4.5) et (4.6) sont les données brutes. Elles représentent donc le flux total (sources ponctuelles + isotrope + galactique diffus).

8. Cette région équivaut à un  $\Delta\Omega = 2 \times 10^{-4}$  ainsi qu'à  $\bar{J}(\Delta\Omega)_{NFW} = 2875$ .

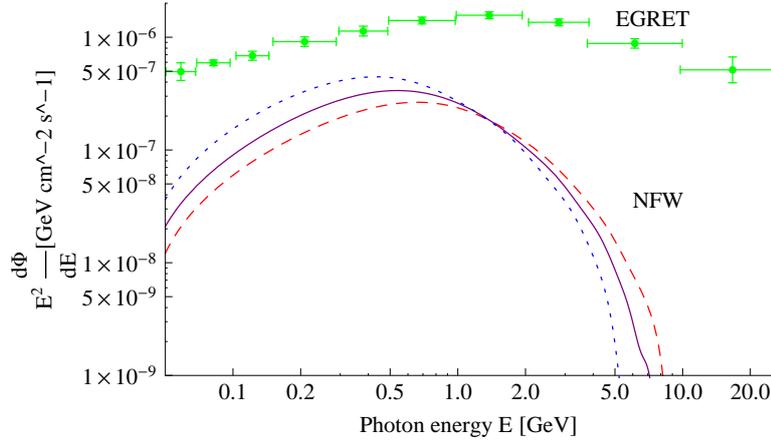


FIGURE 4.4 – Flux de photons dû à l’annihilation de matière noire pour trois masses,  $m_{DM} = 10$  GeV (rouge/tirets),  $m_{DM} = 8$  GeV (mauve/pleine) et  $m_{DM} = 6$  GeV (bleue/pointillés). On suppose  $S + S \rightarrow b\bar{b}$ ,  $c\bar{c}$  et  $\tau^+\tau^-$  avec les rapports de branchements calculés au chapitre 3. Les données en vert sont les données EGRET, pour  $-2^\circ < b < 2^\circ$  et  $-5^\circ < l < 5^\circ$ .

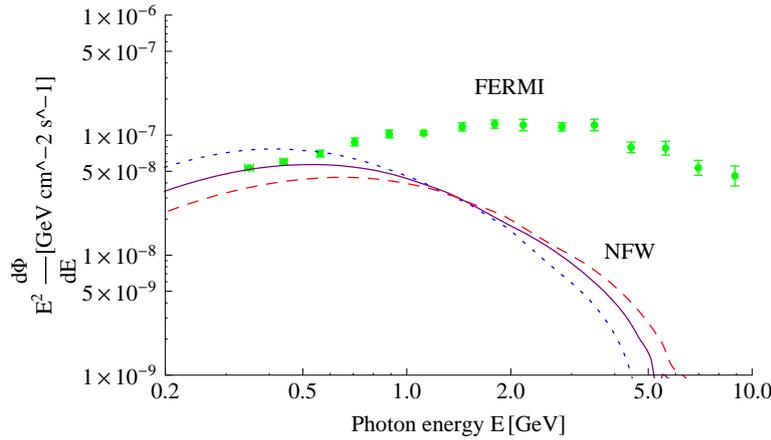


FIGURE 4.5 – Flux de photons dû à l’annihilation de matière noire pour trois masses,  $m_{DM} = 10$  GeV (rouge/tirets),  $m_{DM} = 8$  GeV (mauve/pleine) et  $m_{DM} = 6$  GeV (bleue/pointillés). On suppose  $S + S \rightarrow b\bar{b}$ ,  $c\bar{c}$  et  $\tau^+\tau^-$  avec les rapports de branchements calculés au chapitre 3. Les données en vert sont les données FERMI (figure 6 de [60]), pour une région circulaire centrée sur le centre galactique de rayon,  $r < 0.5^\circ$ .

Cette figure indique que le flux théorique serait supérieur au signal expérimental et permet donc de contraindre de manière significative notre modèle. La contrainte est d’autant plus forte que les données FERMI présentées ici représentent le flux total, c’est à dire d’une certaine manière le flux maximal possible. Ces résultats sont consistants avec [60].

Notons que l'utilisation du profil de Moore apparaît comme totalement inadéquat ( $\bar{J}(\Delta\Omega)_{Moore} \approx 467\,300$ ; le flux théorique serait alors entièrement au-dessus du signal), et que le profil d'Einasto donne quasiment les mêmes résultats que NFW ( $\bar{J}(\Delta\Omega)_{Ein} \approx 3410$ ). Remarquons enfin qu'aucune contrainte ne pourrait être déduite en utilisant le modèle Isotherme I et II ( $\bar{J}(\Delta\Omega)_{IsoI} = 30$  et  $\bar{J}(\Delta\Omega)_{IsoII} = 13$ ).

La figure (4.6) présente, sur une même figure, les données EGRET et FERMI et permettent une meilleure vision de la situation actuelle.

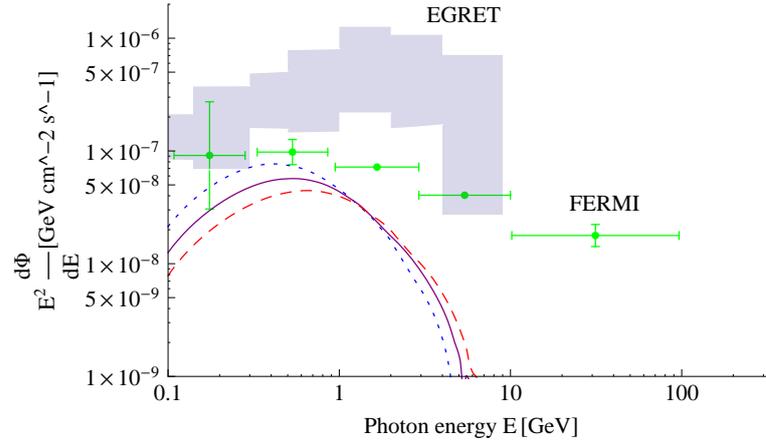


FIGURE 4.6 – Flux de photons dû à l’annihilation de matière noire pour trois masses,  $m_{DM} = 10$  GeV (rouge/tirets),  $m_{DM} = 8$  GeV (mauve/pleine) et  $m_{DM} = 6$  GeV (bleue/pointillés). On suppose  $S + S \rightarrow b\bar{b}$ ,  $c\bar{c}$  et  $\tau^+\tau^-$  avec les rapports de branchements calculés au chapitre 3. Les données en vert sont les données FERMI, pour une région circulaire centrée sur le centre galactique de rayon,  $r < 0.5^\circ$ . Les zones bleutées sont les données EGRET. Les données expérimentales sont reprises de [61]

Si nous cherchons maintenant à mieux comprendre les données de FERMI, nous pouvons nous plonger dans la figure (4.7). Celle-ci présente le spectre de photons observé par FERMI en fonction de l’énergie pour une région de  $7^\circ \times 7^\circ$ , centrée sur le centre galactique. Les points noirs sont les données expérimentales. La ligne noire, juste en dessous, est la somme de toutes les différentes composantes astrophysiques du flux (le flux galactique - ligne rouge -, le flux isotrope - deuxième ligne noire -, les lignes suivantes représentent les 11 différentes sources détectées pour cette région).

Analysant cette figure, nous voyons que les données expérimentales ne correspondent pas exactement au modèle. Une partie du signal n’est donc pas expliquée par la “simple” somme des sources ponctuelles, du flux isotrope et du flux diffus galactique.

Cette observation est d’ailleurs confirmée sur la figure (4.8). On trouve sur cette

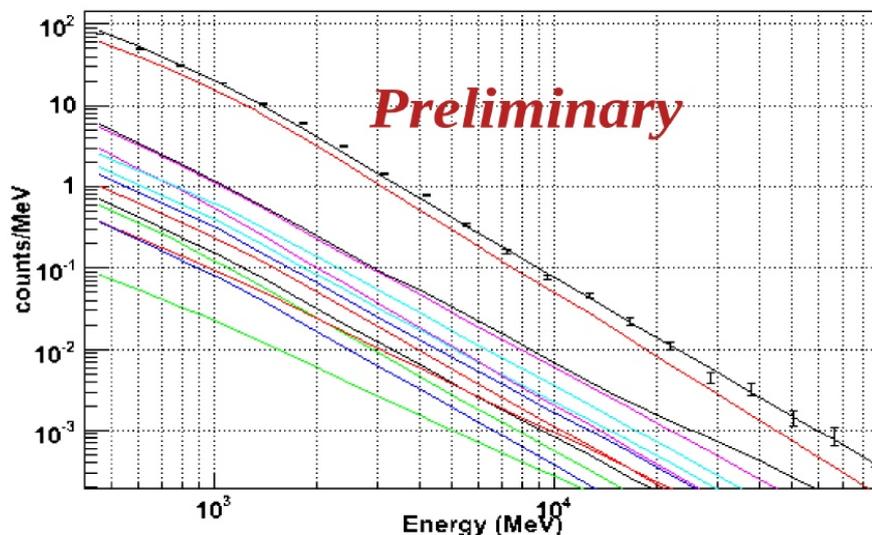


FIGURE 4.7 – FERMI - Spectre préliminaire de photons. pour une région de  $7^\circ \times 7^\circ$ . Les différentes composantes du flux total (ligne en noire du haut) y sont décortiquées (le flux galactique - ligne rouge -, le flux isotrope - deuxième ligne noire -, les lignes suivantes représentent les différentes sources). Cette figure est tirée de [42].

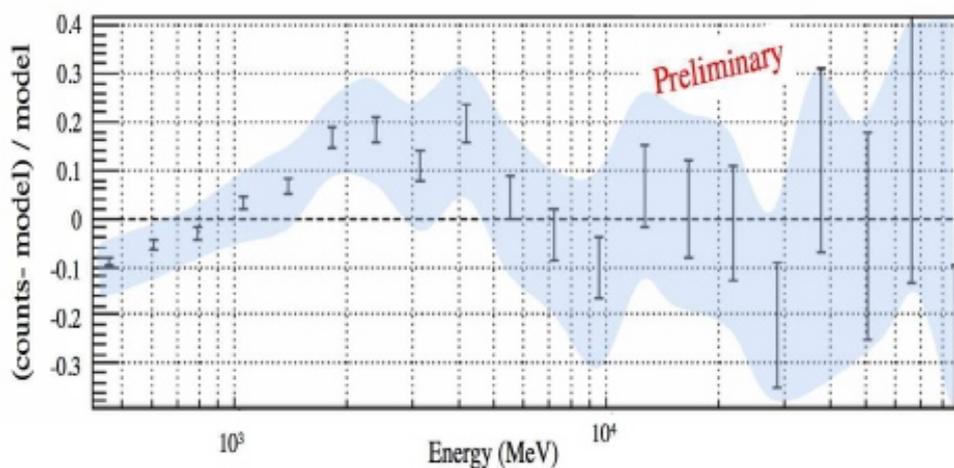


FIGURE 4.8 – FERMI - Flux résiduel préliminaire ( (données - modèle)/modèle) pour une région d'intérêt de  $7^\circ \times 7^\circ$  en fonction de l'énergie. La zone bleue représente l'erreur systématique sur la zone effective. Cette figure est tirée de [42].

figure le flux résiduel<sup>9</sup> (donc non-modélisé) de photons en fonction de l'énergie vu par FERMI. Des déviations par rapport au modèle utilisé semblent apparaître. En particulier, on note un excès de photons montant jusqu'à 30% du flux modélisé dans l'intervalle  $1 \text{ GeV} \lesssim E \lesssim 7 \text{ GeV}$ . Cet excès serait-il à imputer à des photons provenant de l'annihilation de WIMPs? La question reste entièrement ouverte pour l'instant, c'est en tout cas une des hypothèses envisagées. Une discussion complète de ce point peut être trouvée en [41]. Cela dit, cette remarque ne déforce en rien notre analyse, puisque tout au mieux nous ne cherchons qu'à placer des limites maximales sur les flux.

Nous voyons sur cette même figure que déjà pour  $E \sim 1 \text{ GeV}$ , il y a un excès montant jusqu'à 10%. Cela confirme que notre modèle est contraint puisque sur la figure (4.6), il apparaît que notre signal représente jusqu'à 50% du flux.

#### 4.4 Impact du flux ICS

Comme nous l'avons développé en à la section (3.2.3), le processus de diffusion Compton inverse (ICS) pourrait avoir un impact sur le flux total observé. Nous avons donc calculé le flux de gammas ICS et présentons le résultat sur la figure (4.9).

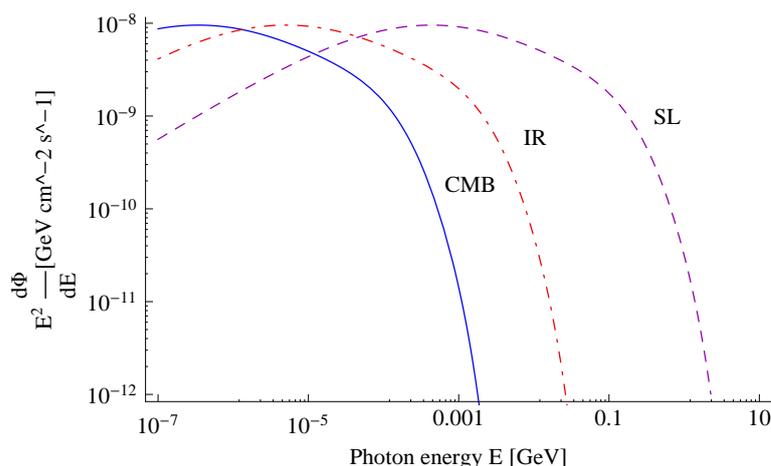


FIGURE 4.9 – Flux de gammas qui ont subi un ICS avec des électrons (et positrons) provenant de l'annihilation de matière noire de 10 GeV. Le Flux est calculé avec un profil NFW et dans une région centré sur le CG de rayon  $r < 0.5^\circ$ . On retrouve les cas pour des photons du CMB (en bleu, plein), pour des photons IR (en rouge, pointillés-tirets) et pour des photons stellaires (en mauve, pointillés).

Ce calcul a été effectué pour des électrons/positrons<sup>10</sup> provenant de l'annihilation de deux particules de matière noire de 10 GeV, distribuée au sein de notre Voie Lactée avec

9. On entend ici par flux résiduel :  $(\text{données exp} - \text{modèle})/\text{modèle}$

10. Ce sont bien les électrons qui sont responsables de ICS sur les photons

un profil de NFW, dans une région sphérique de  $r < 0.5^\circ$  centrée sur le centre galactique. Nous présentons le résultat tant pour des photons du CMB, que pour ceux provenant des étoiles (SL) ou pour ceux du rayonnement infrarouge (IR).

A la vue de Fig 4.9, nous constatons que :

- Le maximum du flux ne dépasse pas  $10^{-8} \text{ GeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  ;
- L'énergie des gammas est relativement faible<sup>11</sup>(mis à part le cas de la lumière stellaire).

Si l'on retourne maintenant vers la figure (4.6) (qui a bien été calculée pour la même région) et que l'on regarde le flux de gammas *prompt* dû à l'annihilation de deux WIMPs de 10 Ge, on voit que le pic du flux est de l'ordre de  $4 \times 10^{-8} \text{ GeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  pour  $E \sim 700 \text{ MeV}$ . Le pic du flux *prompt* n'est donc que fort peu influencé par les gammas ICS.

Le flux à plus petite énergie est, quant à lui, plus sensible à l'ajout de ces composantes. A 100 MeV, par exemple, le flux sera augmenté de moitié dû aux gammas ICS stellaires. Les composantes IR et CMB n'ont, par contre, un impact qu'à très faible énergie ( $E \sim \mathcal{O}(1 \text{ MeV})$ ).

•  
• •

Au long de ce chapitre, nous nous sommes efforcés à contraindre le modèle qui nous donne le flux de photons provenant de l'annihilation de la matière noire. Nous avons montré que, grâce aux nouvelles données préliminaires de FERMI, nous pouvons, de manière significative, poser des limites sur ce modèle. Afin d'améliorer cette analyse, nous devrions avoir accès à des signaux desquels on aurait soustrait l'ensemble du fond diffus, ou, tout du moins, pour lesquels, nous connaîtrions de manière plus précise les propriétés du fond diffus.

Nous avons aussi montré que l'impact du flux ICS n'est significatif qu'à faible énergie. Les conclusions que nous avons tirés sur les flux *prompt* dans la section (4.3) restent donc entièrement valable puisque très peu influencés par les photons ICS.

L'analyse du flux provenant des galaxies naines devrait nous fournir de meilleures informations à ce sujet. En effet, le *background*  $y$  est nettement plus faible. C'est pourquoi, le chapitre suivant est dédié à cette étude.

---

11. Par rapport aux flux de gammas *prompt*

## Chapitre 5

# Flux de photons provenant des Galaxies Naines

Comme introduit au chapitre précédent, les galaxies satellites naines de la Voie Lactée constituent un excellent laboratoire de détection de matière noire. En effet, ces galaxies ont l'étonnante propriété de posséder un rapport masse-luminosité très élevé (Fig 5.1), typiquement de l'ordre de 10 à 100 fois celui du soleil [62]. Elles rayonnent en effet avec une luminosité comparable aux amas globulaires de notre galaxie<sup>1</sup>, et possèdent une vitesse de dispersion comparable<sup>2</sup>, mais ont une taille bien plus grande<sup>3</sup>. La matière baryonique ne participe donc que de manière relativement faible à la masse totale des galaxies naines, ce qui évite que le flux de gammas, provenant de ces galaxies, ne soit trop affecté par des sources astrophysiques intrinsèques. La relative petite taille angulaire de ces objets devrait aussi permettre à FERMI de les différencier relativement bien du fond isotrope et, enfin, notons qu'un dernier avantage des ces galaxies satellites est leur proximité. Le point négatif assujetti à l'analyse des celles-ci est la faible statistique que nous possédons. Il est donc difficile de tirer des conclusions générales, mais à nouveau, notre volonté n'est pas ici actuellement de déterminer précisément le flux dû à l'annihilation de matière noire, nous tentons seulement de contraindre un modèle.

La première section de ce chapitre est dédiée à la mise en situation générale de la problématique. Elle présente successivement le choix du profil de densité que nous avons effectué, puis la méthode utilisée. Nous y expliquons aussi brièvement les propriétés des flux de photons observés par FERMI et présentons les principaux résultats de [63].

L'analyse de nos résultats théoriques de calcul de flux est, quant à elle, discutée dans la deuxième section.

---

1. Ce qui assure que ces objets soient composés approximativement de la même quantité de matière "lumineuse".

2. On peut donc supposer que la densité de masse totale doit être de même ordre de grandeur.

3. Les galaxies satellites naines possèdent donc une grande masse manquante. La matière noire est alors envisagée pour expliquer cette propriété.

Les dernières lignes présentent enfin une rapide conclusion à cette discussion.

∴

## 5.1 Mise en situation de la problématique

Comme nous l'avons déjà rapidement énoncé dans l'introduction, le gros point faible de l'utilisation des galaxies naines comme vecteur de détection indirecte de la matière noire est leur nombre limité, insuffisant actuellement pour former une statistique déterminante. Nous ne connaissons actuellement que 18 galaxies satellites à la Voie Lactée mais tout espoir est loin d'être perdu puisque dans la dernière décennie le nombre de galaxies naines sphériques connues de notre Groupe Local a presque doublé [62].

Name	Distance (kpc)	year of discovery	$M_{1/2}/L_{1/2}$ ref. 8	$l$	$b$
Ursa Major II	$30 \pm 5$	2006	$4000^{+3700}_{-2100}$	152.46	37.44
Segue 2	35	2009	650	149.4	-38.01
Willman 1	$38 \pm 7$	2004	$770^{+930}_{-440}$	158.57	56.78
Coma Berenices	$44 \pm 4$	2006	$1100^{+800}_{-500}$	241.9	83.6
Bootes II	46	2007	18000??	353.69	68.87
Bootes I	$62 \pm 3$	2006	$1700^{+1400}_{-700}$	358.08	69.62
Ursa Minor	$66 \pm 3$	1954	$290^{+140}_{-90}$	104.95	44.80
Sculptor	$79 \pm 4$	1937	$18^{+6}_{-5}$	287.15	-83.16
Draco	$76 \pm 5$	1954	$200^{+80}_{-60}$	86.37	34.72
Sextans	$86 \pm 4$	1990	$120^{+40}_{-35}$	243.4	42.2
Ursa Major I	$97 \pm 4$	2005	$1800^{+1300}_{-700}$	159.43	54.41
Hercules	$132 \pm 12$	2006	$1400^{+1200}_{-700}$	28.73	36.87
Fornax	$138 \pm 8$	1938	$8.7^{+2.8}_{-2.3}$	237.1	-65.7
Leo IV	$160 \pm 15$	2006	$260^{+1000}_{-200}$	265.44	56.51

FIGURE 5.1 – La quatrième colonne donne le rapport Masse-Luminosité de plusieurs galaxies satellites naines.  $l$  et  $b$  sont respectivement la longitude et latitude galactique. Cette figure provient de [63]

Un point important pour la suite est de déterminer quel profil de densité nous allons utiliser pour le calcul du flux. Plusieurs études ont été menées sur les galaxies sphéroïdales satellites naines à ce sujet [64, 65]. Les données cinématiques ne sont malheureusement pas

suffisamment nombreuses pour tirer de réelles conclusions. Il est cependant interpellant de remarquer que les profils avec un *cusp* ne semblent pas parfaitement correspondre, mais que le même problème est rencontré pour les profils avec un noyau de matière noire [62].

Notre travail se basera ici principalement sur les premières données publiées de FERMI sur le sujet [63]. Remarquons que les galaxies choisies par la collaboration FERMI pour l'étude de leur flux sont toutes situées à des latitudes relativement élevées et cela pour éviter une trop grande contamination des résultats par le flux diffus galactique. Le profil de densité choisi dans [63] est le profil de NFW, nous suivrons donc ce choix pour la suite.

Rappelons que le profil de densité de la galaxie naine est alors donné par (*cf.* chapitre 3) :

$$\rho(r) = \begin{cases} \frac{\rho_0 R^3}{r(R+r)^2} & r < r_t \\ 0 & r > r_t \end{cases} \quad (5.1)$$

où  $\rho_0$  est un facteur de normalisation (discuté au chapitre 1),  $r_t$  est le rayon de marée<sup>4</sup> et où  $R$  est, lui aussi donné au chapitre 1.

Nous pouvons alors calculer explicitement les facteurs  $\bar{J}(\Delta\Omega)$ <sup>5</sup> pour une région circulaire de 1° de diamètre<sup>6</sup>. Les valeurs de  $\bar{J}(\Delta\Omega)$  pour les deux galaxies que nous analyserons<sup>7</sup> sont présentées sur le tableau (5.1) [63]. Une fois l'ensemble de ces données mises en place,

	$\bar{J}(\Delta\Omega)_{NFW} [10^{19} \text{ GeV}^2 \text{ cm}^{-5}]$
Ursa Minor	$0.64_{-0.18}^{+0.25}$
Draco	$1.20_{-0.25}^{+0.31}$

TABLE 5.1 – Facteurs  $\bar{J}(\Delta\Omega)$  pour un profil NFW et une région circulaire de 1° de diamètre ( $\Delta\Omega = 2 \times 10^{-4}$  sr).

l'article [63] présente la limite supérieure du flux pour des énergies  $100 \text{ MeV} < E < 50 \text{ GeV}$  (à 95% de confiance) en fonction de la masse de la particule de matière noire, et ce pour chacune des galaxies naines (Fig 5.2).

Ils utilisent pour ce faire une analyse  $\chi^2$  dans laquelle ils modélisent, à chaque étape, le flux du fond astrophysique et tentent de fitter les données expérimentales<sup>8</sup>.

Notons un élément important : Le signal perçu par FERMI ne met pas en évidence un signal propre à la galaxie naine. En effet, le flux observé est compatible avec un flux uniquement dû au flux isotrope, au flux diffus galactique et aux sources présentes dans la

4. Nous n'avons pas abordé ici le calcul de rayon de marée, mais le lecteur curieux peut en trouver une dérivation dans [66].

5. La résolution de l'intégrale sur la ligne de visée comporte de plus grandes difficultés que précédemment. Le lecteur curieux trouvera de plus amples d'informations à ce sujet dans [63].

6. Cette taille correspond à la taille apparente de ces galaxies perçues par FERMI.

7. La section suivante explique le choix de ces galaxies en particulier.

8. Des informations complémentaires se trouvent dans [63].

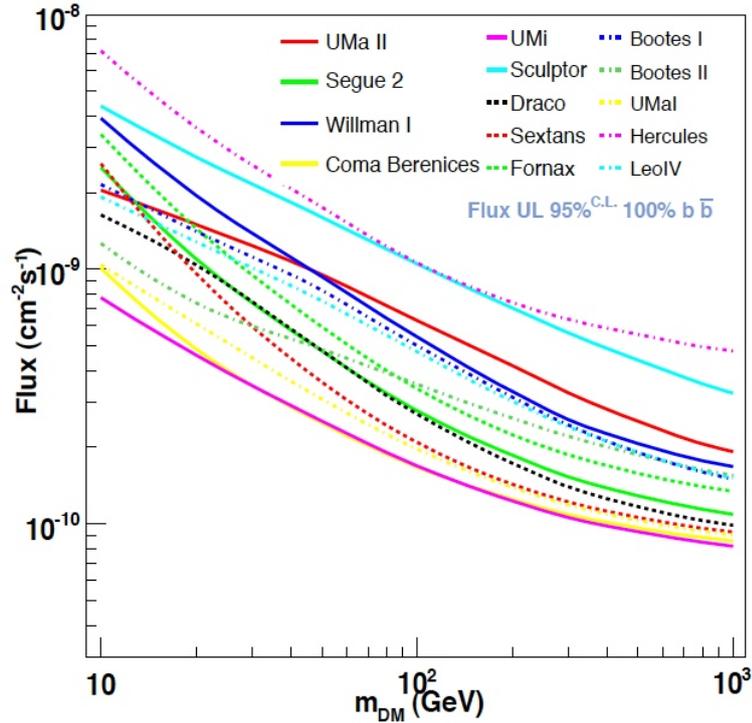


FIGURE 5.2 – Limites supérieures sur le flux de photons pour une matière noire s’annihilant à 100% en  $b\bar{b}$ . Cette figure provient de [63].

fenêtre<sup>9</sup>.

Dans la section suivante, nous allons calculer quel serait, avec notre modèle, le flux intégré pour  $E > 100$  MeV<sup>10</sup> en fonction de la masse et comparer ces résultats avec les “données” de la figure (5.2).

## 5.2 Présentation et analyse des résultats

Nous présentons nos résultats pour deux galaxies choisies parmi les quatorze de la figure (5.2) : la galaxie *Ursa Minor* (UMi) et *Draco* (Dr).

Ce choix est motivé par les propriétés du flux provenant de ces galaxies. La galaxie UMi possède la limite supérieure la plus faible (*cf.* Fig 5.2) et peut donc être vue comme une limite inférieure, alors que la galaxie Dr possède, quant à elle, un comportement “moyen” par rapport à l’ensemble des galaxies satellites naines et est donc, à ce titre, représentative de l’ensemble des galaxies naines.

9. FERMI observe dans une fenêtre de  $10^\circ \times 10^\circ$  autour de chacune des galaxies naines.

10. Au vu de la masse des WIMPs utilisées ici, nous ne risquons pas de trouver des photons avec une  $E > 50$  GeV.

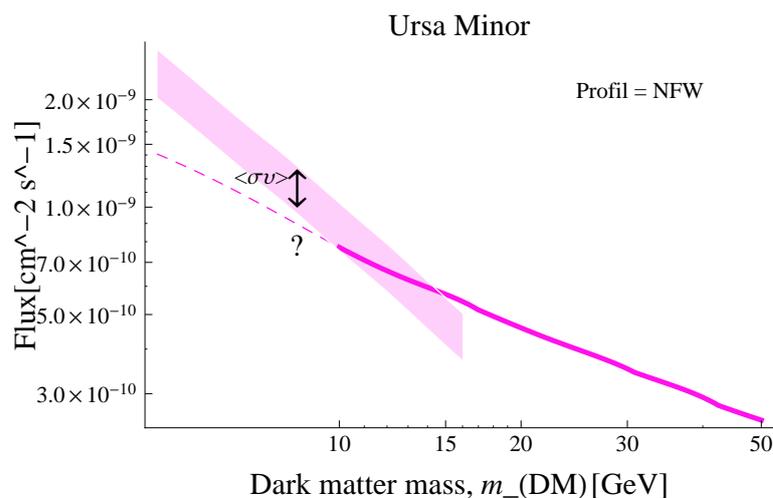


FIGURE 5.3 – Flux de photons intégré sur l'énergie ( $E > 100$  MeV) pour une matière noire s'annihilant à 100% en  $b\bar{b}$  pour la galaxie *Ursa Minor*. La courbe rose pleine provient de la Fig 5.2. La courbe en pointillés est la prolongation hypothétique pour de plus petites masses. La zone rosée représente notre calcul pour l'ensemble des valeurs permises pour  $\langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle$  par WMAP. L'axe des abscisses commence à 5 GeV.

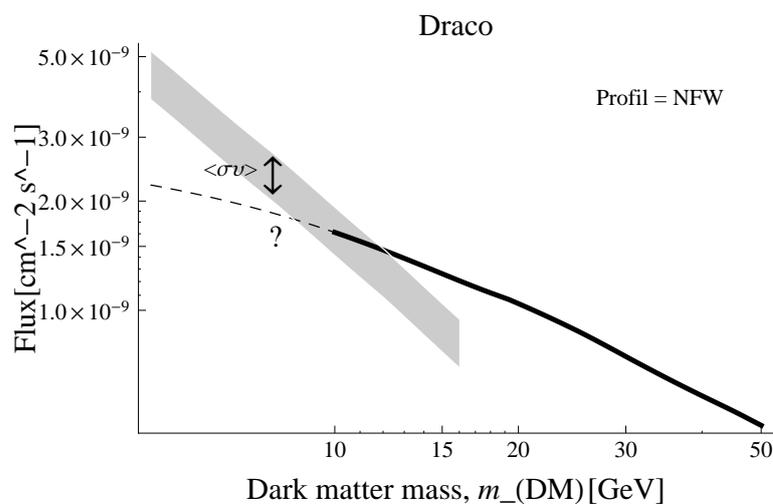


FIGURE 5.4 – Flux de photons intégré sur l'énergie ( $E > 100$  MeV) pour une matière noire s'annihilant à 100% en  $b\bar{b}$  pour la galaxie *Draco*. La courbe noire pleine provient de la Fig 5.2. La courbe en pointillés est la prolongation hypothétique pour de plus petites masses. La zone noirâtre représente notre calcul pour l'ensemble des valeurs permises pour  $\langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle$  par WMAP. L'axe des abscisses commence à 5 GeV.

Nous avons calculé le flux intégré de photons dû uniquement à la matière noire d'énergie  $E > 100$  MeV pour des candidats dont la masse est comprises dans l'intervalle que nous étudions (Fig 5.3 et Fig 5.4).

Afin de guider l'oeil, nous avons prolonger les courbes de (5.2) jusqu'aux masses sur lesquelles nous nous concentrons. Nous avons effectué le calcul pour l'ensemble des valeurs de la section efficace d'annihilation permise par WMAP (représentées par les zones grisées).

Les résultats de ces calculs semblent être relativement clairs : les flux calculés sont exclus à 95% par rapport aux observations. Cela pose donc de relativement fortes contraintes sur notre modèle. Notons que si nous avons utilisé un profil à noyau, le profil Isotherm I par exemple, les résultats ne seraient pas du tout contraints. En effet, nous avons vu au chapitre 4, que le profil Iso I ou II donnait  $\bar{J}(\Delta\Omega)$  de l'ordre de 100 fois plus petit que NFW. Nos résultats se situeraient alors dans ce cas sous les limites supérieures de flux observées.

•  
• •

Nous avons montré dans ce chapitre que notre modèle semble, comme au chapitre précédent, être contraint par les données expérimentales. L'analyse des galaxies naines paraît même indiquer une contrainte plus forte que dans le cas du centre galactique (ce qui, au vu de la discussion sur le *background* astrophysique, n'est pas particulièrement étonnant).

De l'ensemble de l'espace des possibilités assujetties au modèle du singlet scalaire, nous en avons donc éliminé certaines à 95% de confiance.

# Conclusions et Perspectives

La matière noire constitue un défi à la physique moderne tant par sa nature qui nous est encore inconnue, que par la difficulté à la détecter. Pourtant, cette matière est supposée représenter plus de 80% de la matière totale contenue dans l'univers. Il est donc primordial de développer des outils qui nous permettront d'expliquer le pourquoi du comment de la matière noire. Nous espérons avoir posé, dans ce mémoire, une (toute) petite pierre de plus dans le démêlage de ce mystère de la science moderne.

Nous avons d'abord présenté les aspects théoriques de ce travail en dédiant le premier chapitre aux problèmes de la distribution de la matière noire et de l'abondance relique. Nous avons ensuite, dans le deuxième chapitre abordé le cadre général dans lequel nous sommes placés : le modèle du singlet scalaire. Ce modèle fut, entre autres, motivé par sa simplicité et par son minimalisme qui lui permet de n'introduire que trois nouveaux paramètres. Nous avons enfin développé le calcul de la section efficace d'annihilation de cette matière noire et avons énoncé la section efficace de diffusion sur un noyau.

Du point de vue expérimental, le troisième chapitre était consacré aux méthodes de détection de la matière noire. Nous y avons exposé les méthodes de détection directe et indirecte et présenté quelques expériences actuelles sur ce sujet. Les expériences de détection directe nous fournissent des limites sur la masse du candidat et c'est dans cet intervalle que nous nous sommes placés. Celles-ci nous offrent aussi la possibilité de vérifier la cohérence du SSM.

Nous nous sommes ensuite penchés, dans le quatrième chapitre, sur le flux de rayons gammas dû à l'annihilation de matière noire provenant du centre galactique. Nous y avons présenté les résultats du satellite EGRET, mais aussi ceux, préliminaires, de FERMI. Ces signaux expérimentaux ont ensuite été confrontés aux données théoriques calculées dans le cadre de ce mémoire. Cette confrontation nous a alors permis de mettre en évidence des contraintes sur notre modèle. Nous avons aussi succinctement abordé, dans ce quatrième chapitre, l'épineuse question du *background* astrophysique dans les flux de photons.

Le cinquième et dernier chapitre fut dédié à l'analyse des flux de photons provenant des galaxies satellites naines de la Voie Lactée. Nous avons, à cet effet, tiré parti de la toute récente analyse des observations du détecteur en orbite FERMI. Nous avons alors

à nouveau calculé théoriquement le flux de gammas dû à l'annihilation de deux WIMPs. Nous avons ensuite contraint notre modèle en comparant les données théoriques et les données expérimentales. Nous avons pu déduire de plus fortes contraintes dans ce cas-ci que pour le centre galactique.

Par manque de temps, nous n'avons pu aborder en profondeur l'analyse du flux intergalactique isotrope. Une ébauche de l'influence de la matière noire dans ce cas est cependant présentée en annexe E. L'étude de ce flux constitue une suite logique au présent travail et permettrait de "boucler la boucle".

Rappelons que l'ensemble des données FERMI que nous avons utilisées dans ce travail ne sont encore que préliminaires et que nous n'en sommes encore qu'au début d'une nouvelle ère de données. Nous ne pouvons donc qu'espérer que d'ici à quelques années, de nouveaux signaux, plus précis, nous offrent la possibilité de contraindre, encore plus, les différents modèles de matière noire.

Nous sommes en effet encore loin de la résolution du mystère de la nature de la matière noire, mais FERMI, IceCube, le LHC et beaucoup d'autres pourraient, dans un avenir raisonnable, nous entrouvrir les portes d'une nouvelle physique .

Bientôt, peut-être, la matière noire sera éclairée par  
les neuf mille feux de la science...

ANNEXES

•  
• •

Pour l'ensemble des calculs de diagrammes de Feynman effectués dans ces sections,  
nous utiliserons les conventions décrites par *Peskin* et *Schroeder* dans [67].

•  
• •

# ANNEXE A

## Calcul de la section efficace d'annihilation de DM

Nous allons développer ici, en détails, le calcul de la section efficace d'annihilation de la matière noire Fig A.1.

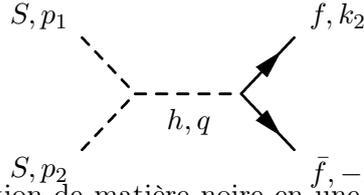


FIGURE A.1 – Annihilation de matière noire en une paire fermion-antifermion et quadri-vecteur énergie-impulsion

Suivant les conventions habituelles de lecture des diagrammes de Feynman, les éléments de matrice S sont donnés par :

$$T_{fi} = (-2iv\lambda_L) \frac{-i}{q^2 - m_h^2} \left( \frac{-iY_i}{\sqrt{2}} \right) \bar{u}(k_2, s_2)v(k_1, s_1) \quad (\text{A.1})$$

où les  $k_i, p_i, q$  représentent les énergies-impulsions de la particule relevante,  $s_i$ , les spins,  $Y_i$ , les constantes de couplage de Yukawa et  $2\lambda_L$  la constante de couplage entre la matière noire et le boson de BEH.

La section efficace est reliée à la matrice S par (équation 4.84 de [67]) :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{|k_1|}{|v|_{rel} 2E_1 2E_2 (2\pi)^2 4E_{CM}} \sum_{s_1, s_2} |T_{if}|^2 \quad (\text{A.2})$$

où les  $E_i$  sont les énergies des particules incidentes (ici, la matière noire).

Calculons donc  $\sum_{s_1, s_2} |T_{if}|^2$

$$\begin{aligned} \sum_{s_1, s_2} |T_{if}|^2 &= \frac{(2\lambda_L v Y_i)^2}{2(q^2 - m_h^2)^2} \sum_{s_1, s_2} \bar{u}(k_2, s_2) v(k_1, s_1) \bar{v}(k_1, s_1) u(k_2, s_2) \\ &= \frac{(2\lambda_L v Y_i)^2}{2(q^2 - m_h^2)^2} \text{Tr}[(\gamma^\mu k_\mu^1 - m_f)(\gamma^\nu k_\nu^2 + m_f)] \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

où les  $\gamma_\mu$  sont les matrices de Dirac :

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} 0 & \mathbf{1}_{2 \times 2} \\ \mathbf{1}_{2 \times 2} & 0 \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \gamma^i = \begin{pmatrix} 0 & \sigma_i \\ -\sigma_i & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{A.4})$$

et les  $\sigma_i$  sont les matrices de Pauli :

$$\sigma^1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma^2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \sigma^3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (\text{A.5})$$

La trace du membre se calcule comme (n'oubliant pas que la trace d'un nombre impair de  $\gamma$ 's est nulle) :

$$\begin{aligned} \text{Tr}[(\gamma_\mu k_\mu^1 - m_f)(\gamma_\nu k_\nu^2 + m_f)] &= \text{Tr}(\gamma_\mu k_\mu^1 \gamma_\nu k_\nu^2) - \text{Tr}(m_f^2) \\ &= 4k_1 k_2 - 4m_f^2 \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

L'invariant  $s$  est défini comme l'énergie-impulsion du centre de masse au carré :

$$s = (p_1 + p_2)^2 = (k_1 + k_2)^2 = q^2 \quad (\text{A.7})$$

On trouve alors que :

$$k_1 k_2 = \frac{1}{2}(s - 2m_f^2), \quad (\text{A.8})$$

ce qui nous permet alors de réécrire (A.3) avec (A.6) :

$$\begin{aligned} \sum_{s_1, s_2} |T_{if}|^2 &= \frac{(2\lambda_L v Y_i)^2}{2(s - m_h^2)^2} [2(s - 2m_f^2) - 4m_f^2] \\ &= \frac{(2\lambda_L v Y_i)^2}{(s - m_h^2)^2} (s - 4m_f^2). \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$

Ce qui nous permet alors de réécrire (A.2) de la manière suivante :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1/2 \sqrt{s - 4m_f^2} (2\lambda_L v Y_i)^2}{v_{rel} s (2\pi)^2 4\sqrt{s} (s - m_h^2)^2} (s - 4m_f^2) \quad (\text{A.10})$$

En intégrant alors sur l'angle solide  $\Omega$ , on obtient :

$$\sigma_{SS \rightarrow f\bar{f}} v_{rel} = 4\pi \frac{(2\lambda_L v Y_i)^2 (s - 4m_f^2)^{3/2}}{32\pi^2 s^{3/2} (s - m_h^2)^2} \quad (\text{A.11})$$

Si l'on se souvient alors que les couplages de Yukawa s'écrivent  $Y_i = \sqrt{2}m_i/v^1$ , on arrive à :

$$\sigma_{SS \rightarrow f\bar{f}} v_{rel} = \frac{4\lambda^2 m_f^2 (s - 4m_f^2)^{3/2}}{4\pi s^{3/2} (s - m_h^2)^2} \quad (\text{A.12})$$

Si maintenant on suppose raisonnablement que  $m_S \gg E_S$ , on a  $s = (p_1 + p_2)^2 \approx 4m_S^2 \ll m_h^2$ . On peut alors réécrire (A.12) et on trouve le résultat final suivant (pour un lepton) :

$$\sigma_{SS \rightarrow f\bar{f}} v_{rel} = \frac{\lambda^2 m_f^2 (m_S^2 - m_f^2)^{3/2}}{\pi m_f^3 m_h^4} \quad (\text{A.13})$$

Pour des quarks, il suffit de multiplier (A.13) par 3, le nombre de couleurs des quarks.

---

1. Nous négligeons ici la dépendance en énergie du couplage. Ceux-ci sont suspectés être relativement modérés.



## ANNEXE B

# Passage des angles des coordonnées sphériques $(\psi, \phi)$ aux angles des coordonnées galactiques $(b, l)$

Si nous plaçons le système solaire au centre d'un référentiel et que le Centre Galactique est fixé sur la droite  $z$ , l'angle  $\psi$  est l'angle zénithal et  $\phi$  est l'angle polaire. Les angles  $b$  et  $l$  sont définis sur la figure (B.1)

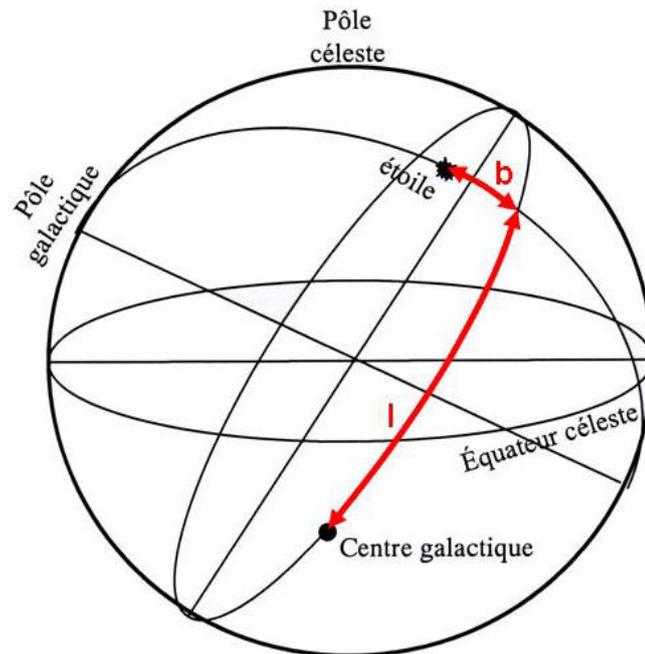


FIGURE B.1 – Définition de la longitude ( $l$ ) et latitude galactique ( $b$ ).

Nous cherchons donc à réécrire  $d\Omega = \sin(\psi) d\psi d\phi$  en termes de  $db dl$ . Il nous faut

donc d'abord trouver  $\psi(b, l)$  et  $\phi(b, l)$  et ensuite calculer le Jacobien du changement de coordonnées.

Rappelons tout d'abord deux lois de la géométrie sphérique qui nous seront bien utiles : la loi des sinus et le théorème d'Al-Kashi en géométrie sphérique. Soit le triangle sphérique de la figure (B.2).

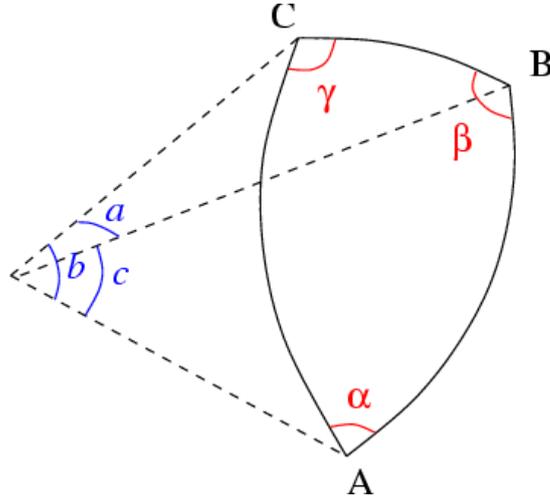


FIGURE B.2 – Triangle sphérique

On a alors, la loi des sinus :

$$\frac{\sin a}{\sin \alpha} = \frac{\sin b}{\sin \beta} = \frac{\sin c}{\sin \gamma} \quad (\text{B.1})$$

et le théorème d'Al-Kashi :

$$\cos c = \cos a \cos b + \sin a \sin b \cos \gamma \quad (\text{B.2})$$

Pour notre situation, nous trouvons :

$$\begin{cases} \cos \psi = \cos b \cos l \\ \sin \phi = \frac{\sin b}{\sin \psi} \end{cases} \quad (\text{B.3})$$

ce qui donne, après un calcul de dérivée, pour  $\psi$  :

$$\frac{\partial \psi}{\partial b} = \frac{\sin b \cos l}{\sqrt{1 - \cos^2 b \cos^2 l}} \quad \text{et} \quad \frac{\partial \psi}{\partial l} = \frac{\cos b \sin l}{\sqrt{1 - \cos^2 b \cos^2 l}} \quad (\text{B.4})$$

et pour  $\phi$  (en utilisant que  $\sin^2 \psi = 1 - \cos^2 b \cos^2 l$ )<sup>1</sup> :

$$\frac{\partial \phi}{\partial b} = \frac{\sin l}{1 - \cos^2 b \cos^2 l} \quad \text{et} \quad \frac{\partial \phi}{\partial l} = \frac{-\sin b \cos b \cos l}{1 - \cos^2 b \cos^2 l} \quad (\text{B.5})$$

1. Nous supposons que  $l$  est dans le premier ou 3ème quadrant. Comme nous sommes intéressés par la valeur absolue du Jacobien, cette hypothèse n'est pas limitante.

On a alors le Jacobien suivant :

$$J = \begin{vmatrix} \frac{\sin b \cos l}{\sqrt{1 - \cos^2 b \cos^2 l}} & \frac{\cos b \sin l}{\sqrt{1 - \cos^2 b \cos^2 l}} \\ \frac{\sin l}{1 - \cos^2 b \cos^2 l} & \frac{-\sin b \cos b \cos l}{1 - \cos^2 b \cos^2 l} \end{vmatrix} \quad (\text{B.6})$$

ce qui donne :

$$\begin{aligned} |J| &= \frac{\sin^2 b \cos^2 l \cos b}{(1 - \cos^2 b \cos^2 l)^{3/2}} + \frac{\cos b \sin^2 l}{(1 - \cos^2 b \cos^2 l)^{3/2}} \\ &= \frac{\cos b (\sin^2 b \cos^2 l + \sin^2 l)}{(1 - \cos^2 b \cos^2 l)^{3/2}} \end{aligned} \quad (\text{B.7})$$

Ce qui nous permet alors d'écrire :

$$\begin{aligned} d\Omega &= \sin \psi \, d\psi \, d\phi \\ &= \frac{\cos b (\sin^2 b \cos^2 l + \sin^2 l)}{1 - \cos^2 b \cos^2 l} db \, dl \\ &= \cos b \, db \, dl \end{aligned} \quad (\text{B.8})$$



## ANNEXE C

# Rappels de la Diffusion Compton

Ces rappels sont basés sur trois sources différentes [68, 69, 49].

Le processus de Diffusion Compton consiste en la collision entre un photon et un électron proche du repos (*cf.* Fig C.1).

Nous analyserons cette diffusion en abordant d'abord la problématique énergétique, ensuite la section efficace et enfin une approximation fort utile.

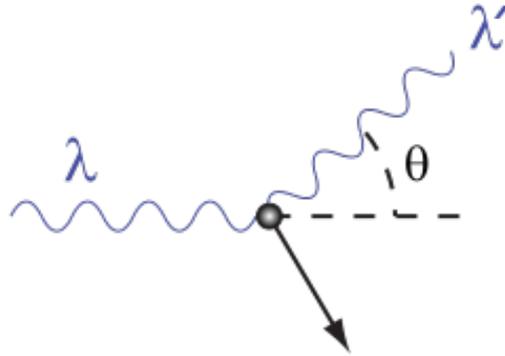


FIGURE C.1 – Processus de diffusion Compton d'un photon de longueur d'onde  $\lambda$  sur un électron au repos. Le photon diffusé a une longueur d'onde  $\lambda'$  et  $\theta$  est l'angle de diffusion.

### C.1 Energie des photons et section efficace

La conservation de l'énergie et du tri-vecteur quantité de mouvement nous permet, par simple calcul, de retrouver la formule de variation d'énergie entre le photon incident et final. On obtient :

$$\lambda_1 - \lambda = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos \theta) \quad (\text{C.1})$$

où  $\lambda$  et  $\lambda_1$  sont respectivement les longueurs d'ondes du photon incident et diffusé,  $h$ , la constante de Planck,  $m_e$ , la masse de l'électron,  $c$ , la vitesse de la lumière et  $\theta$  l'angle de diffusion.

Cette équation peut être réécrite en terme de l'énergie  $\epsilon$  des photons (en utilisant  $\epsilon = h\frac{c}{\lambda}$ ) et l'on obtient alors la formule suivante :

$$\epsilon_1 = \frac{\epsilon}{1 + \frac{h\nu}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)} \quad (\text{C.2})$$

où on a gardé la convention précédente pour les énergies initiales et diffusées.<sup>1</sup>

Abordons maintenant la section efficace différentielle de ce processus. Celle-ci est donnée par la formule de Klein-Nishina et prend la forme suivante :

$$\frac{d\sigma_{\text{K-N}}}{d\Omega} = \frac{1}{2} r_e^2 \left( \frac{\epsilon_1}{\epsilon} \right)^2 \left( \frac{\epsilon}{\epsilon_1} + \frac{\epsilon_1}{\epsilon} - \sin^2 \theta \right) \quad (\text{C.3})$$

avec  $r_e$  le rayon classique de l'électron qui vaut  $r_e = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{m_e c^2} = 2.818 \cdot 10^{-15} \text{ m}$  (où  $e$  est la charge de l'électron).

## C.2 Limite de Thomson

Il peut dans de nombreuses situations (ce sera notre cas) s'avérer intéressant d'analyser des situations pour lesquelles l'énergie du photon incident reste très petite par rapport à l'énergie de masse de l'électron, c'est-à-dire pour lesquelles :

$$h\nu \ll m_e c^2 \quad (\text{C.4})$$

C'est ce qu'on appelle la *Limite de Thomson*. Si on applique directement cette limite aux formules vues dans les précédentes sections, les équations (C.3) et (C.2) deviennent :

$$\left\{ \begin{array}{l} \epsilon_1 = \epsilon \\ \frac{d\sigma_{\text{T}}}{d\Omega} = \frac{1}{2} r_e^2 (1 + \cos^2 \theta) \\ \sigma_{\text{T}} = \frac{8\pi}{3} r_e^2 \end{array} \right. \quad [\text{Limite de Thomson}] \quad (\text{C.5})$$

où  $\sigma_{\text{T}}$  est la section efficace dite de Thomson<sup>2</sup>.

---

1. Cette convention sera d'ailleurs conservée dans l'ensemble de ce travail et ce pour toutes les grandeurs physiques.

2. Il est à noter que la limite de Thomson correspond en fait à la limite d'une collision particulaire élastique. En effet l'énergie du photon diffusé est la même que celle du photon incident).

## ANNEXE D

# Validité de la limite de Thomson

Le but de cette section n'est pas de vérifier de manière précise si oui ou non l'approximation de Thomson peut être utilisée, mais bien de se donner les ordres de grandeur pour lesquelles cette limite est valable.

Rappelons que nous avons vu que la limite de Thomson s'obtient lorsque l'énergie du photon est négligeable par rapport à l'énergie de masse de l'électron.

Regardons d'abord le cas des photons du **CMB**. Leur énergie dépend de la température du celui-ci ; et cette température est elle-même une fonction du redshift,  $z$  :

$$T_{\text{CMB}}(z) = T_{\text{CMB}_0}(1 + z) \quad (\text{D.1})$$

avec  $T_{\text{CMB}_0} = 2.753 \text{ K}$ .

Le pic de la distribution de l'énergie des photons à 2.753 K valant  $\sim 10^{-9} \text{ MeV}$ , cela donne

$$\epsilon(z) \sim 10^{-9}(1 + z) \text{ MeV} \quad (\text{D.2})$$

De plus, l'on sait que  $\epsilon'_{\text{max}}(z) \approx 2\gamma\epsilon(z)$ , ce qui nous permet alors de trouver pour quels redshifts l'approximation de Thomson est valable en fonction de l'énergie de l'électron (*cf.* Fig. ....).

On peut donc constater que, pour des photons du CMB, la limite de Thomson est raisonnable à des redshift  $z < 10^4$  pour des électrons de  $\mathcal{O}(10 \text{ GeV})$ , ce qui reste plus qu'acceptable puisque le découplage eut lieu vers  $z \sim 1000$ . En ce qui concerne notre problématique spécifique, c'est-à-dire l'annihilation de matière noire d'une masse de  $M_{\text{DM}} \lesssim 10 \text{ GeV}$  en  $\tau\bar{\tau}$ ,  $b\bar{b}$  et en  $c\bar{c}$  et au vu du spectre des paires  $e^+ - e^-$  créées (Fig D.1), nous voyons que nous pouvons appliquer la limite de Thomson aux diffusions sur les photons du CMB.

L'analyse du cas du CMB, nous permet de voir que cette limite peut être appliquée pour des photons **SL**. En effet l'équation (D.2) donne  $\epsilon(z) \sim 10^{-6}(1 + z) \text{ MeV}$ , ce qui, pour un électron de  $\mathcal{O}(10 \text{ GeV})$  (le maximum d'après Fig D.1), valide la limite de Thomson

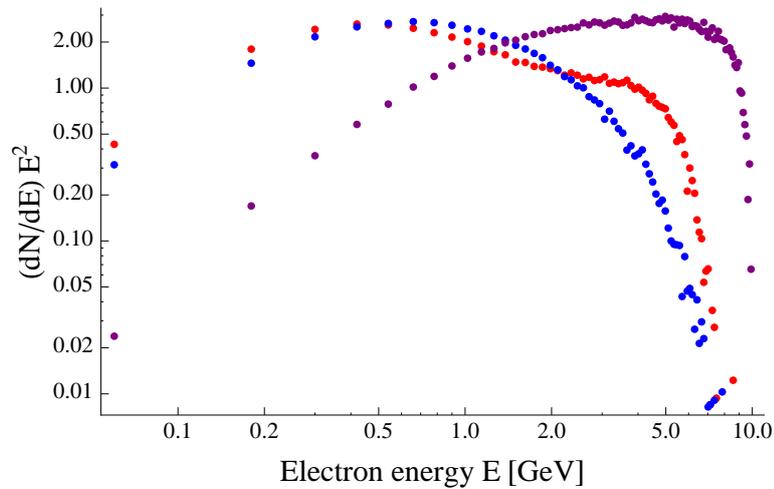


FIGURE D.1 – Flux d'électrons-positrons créés lors de l'annihilation d'une paire de particule de matière noire ( $m_{DM} = 10$  GeV). La courbe rouge représente les  $e^+ - e^-$  créés par les  $b\bar{b}$ , la bleue, par les  $c\bar{c}$  et la mauve, par les  $\tau^+\tau^-$ .

uniquement pour des redshifts jusqu'à  $z \sim 10$ . Or les étoiles desquelles proviennent les photons SL, ne sont pas supposées exister avant  $z \sim 10$ .

Si l'on regarde maintenant le cas des photons **IR**, on conclut que la limite de Thomson reste, là aussi, valable jusqu'à  $z \sim 1000$  (ce qui est largement suffisant puisque les objets qui libèrent des photons infrarouge ne sont pas apparus avant  $z \sim 100$ ).

# ANNEXE E

## Le Flux Isotrope

Dans l'ensemble de notre travail, il est un aspect que nous n'avons pas eu le temps de traiter : le flux isotrope intergalactique. Nous avons, jusqu'à présent, considéré ce signal en son ensemble comme une forme de *background* et donc non-relevant pour la détection de matière noire. Or, puisque la matière noire est supposée exister depuis les débuts de l'univers et composer l'univers isotrope d'alors, celle-ci doit participer en tant que telle au signal isotrope intergalactique de photons observé par FERMI. Nous allons développer ici les idées générales de cette problématique et formulons les premières équations nécessaires à sa compréhension.

Le flux isotrope comporte bien évidemment, lui aussi une composante astrophysique. Cette appellation générique regroupe en son sein des sources ponctuelles non-résolues (par exemple des AGNs), la formation et l'explosion d'étoiles, *etc.* L'annihilation de matière noire serait donc quant à elle une autre composante à déterminer. Notons, avant de rentrer plus précisément dans le phénomène, que la détection indirecte de matière noire par ce biais est amenée à poser des contraintes de plus en plus fortes sur les modèles, et ce, en particulier, parce que le nombre de sources extragalactiques résolues par FERMI est lui-même amené à augmenter significativement, ce qui augmentera relativement l'importance du signal dû à l'annihilation de matière noire.

La matière noire participe au signal isotrope suite à son annihilation. La densité de la matière noire importe donc sur la quantité de photons qui seront produits. Or la matière noire, comme nous l'avons vu, s'est effondré sous l'effet de l'attraction gravitationnelle en des halos qui constituent les premières pierres des structures actuelles de l'univers. Ces condensats favorise alors l'annihilation de matière noire. On considère donc que la matière noire contribue de deux manières distinctes au signal isotrope. D'une part, on considère une densité uniforme de matière noire (composante dominante avant la formation des structures vers  $z \gtrsim 100$ ) et d'autre part on tient compte de l'augmentation dû aux condensats [70]. On peut alors écrire le taux d'annihilation par volume comme suit :

$$\Gamma(z) = \Gamma^{\text{sm}}(z) + \Gamma^{\text{struct}}(z) \tag{E.1}$$

avec  $z$ , le redshift,  $A^{\text{sm}}(z)$ , la composante “lisse” (due à la densité moyenne) et  $A^{\text{struct}}(z)$ , celle due à la formation des structures. On écrit la partie “lisse” comme suit (cf. équation (3.4)) :

$$\Gamma^{\text{sm}}(z) = \frac{\langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle}{2m_{DM}^2} \rho_{DM,0}^2 (1+z)^6 \quad (\text{E.2})$$

où  $\rho_{DM,0}$  est la densité moyenne de matière noire actuelle, donnée par  $\rho_{DM,0} = \Omega_{DM} \rho_c$ . Pour la partie “formation des structures”, on a :

$$\Gamma^{\text{struct}}(z) = \underbrace{\frac{\langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle}{2m_{DM}^2} \int dr 4\pi r^2 \rho_{DM}^2(r, M(z))}_{\text{Densité de matière noire dans un halo}} \underbrace{\int dM \frac{dn}{dM}(z, M) (1+z)^3}_{\text{Nombre de halos de masse } M}. \quad (\text{E.3})$$

La distribution de masse des halos,  $dn/dM$ , est donnée par l’équation de Press-Schechter [71].

Après plusieurs manipulations<sup>1</sup> on réécrit l’équation (E.1) comme suit

$$\Gamma(z) = \frac{\langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle}{2m_{DM}^2} \rho_{DM,0}^2 (1+z)^6 (1 + B_i(z)), \quad (\text{E.4})$$

où  $B_i(z)$  est un terme de *boost* dû à la formation des structures et où le  $i$  représente le type de profil choisi (ici NFW). Nous avons calculé la densité “effective” de matière noire

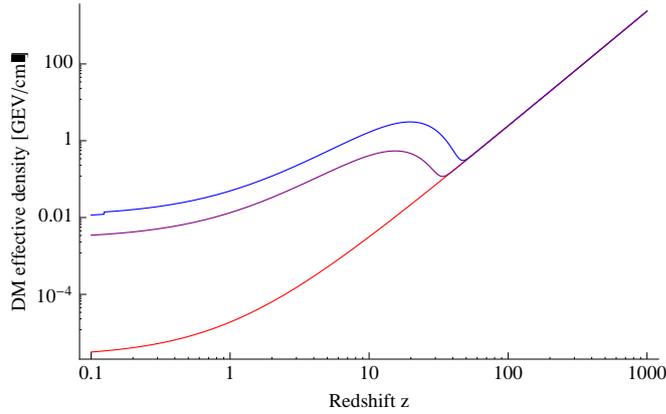


FIGURE E.1 – L’évolution de la densité effective de matière noire en fonction du redshift.  $M_{\text{min}} = 10^{-9} M_{\odot}$  (en bleu) et  $M_{\text{min}} = 10^{-3} M_{\odot}$  (mauve). La courbe rouge est la densité “lisse”. Le profil est choisi NFW.

( $\rho_{DM}^{\text{eff}}(z) = \rho_{DM,0} (1+z)^3 \sqrt{1 + B_i(z)}$ ) en fonction du redshift. Celle-ci est représenté sur la figure (E.1) pour deux masses minimales différentes<sup>2</sup>,  $M_{\text{min}} = 10^{-9} M_{\odot}$  (en bleu) et  $M_{\text{min}} = 10^{-3} M_{\odot}$  (mauve).

1. Le lecteur intéressé trouvera l’ensemble du développement par exemple dans [70] avec un contexte un peu différent.

2. On entend ici par masse minimale, la masse des plus petits halos qui se forment

Suivant (3.5), on trouve alors le flux dû à l'annihilation de matière noire observé par unité de volume :

$$\frac{d\Phi_i}{dE}(z) = \frac{1}{2} \frac{\langle \sigma_{ann} v \rangle}{4\pi m_{DM}^2} \frac{dN_i}{dE}(z) \frac{(\rho_{DM}^{\text{eff}}(z))^2}{r^2} \quad (\text{E.5})$$

## ANNEXE F

# Code Pythia pour la génération des photons dus à l'annihilation de DM

Les trois premières pages sont celles du code principal et la quatrième est celle des détails de l'annihilation (masse de la matière noire, canaux d'annihilation, *etc*).

```
#include "Pythia.h"

using namespace Pythia8;

//=====

// A derived class for (e+ e- ->) GenericResonance -> various final states.

class Sigma1GenRes : public Sigma1Process {
public:

    // Constructor.
    Sigma1GenRes() {}

    // Evaluate sigmaHat(sHat): dummy unit cross section.
    virtual double sigmaHat() {return 1.;}

    // Select flavour. No colour or anticolour.
    virtual void setIdColAcol() {setId( -11, 11, 999999);
        setColAcol( 0, 0, 0, 0, 0, 0);}

    // Info on the subprocess.
    virtual string name() const {return "GenericResonance";}
    virtual int code() const {return 9001;}
    virtual string inFlux() const {return "ffbarSame";}

};

//=====

int main() {

    // Pythia generator.
    Pythia pythia;

    // A class to generate the fictitious resonance initial state.
    SigmaProcess* sigma1GenRes = new Sigma1GenRes();

    // Hand pointer to Pythia.
    pythia.setSigmaPtr( sigma1GenRes);

    // Read in the rest of the settings and data from a separate file.
    pythia.readFile("DM.cmd");

    // Initialization.
    pythia.init();

    // Extract settings to be used in the main program.
    int nEvent = pythia.mode("Main:numberOfEvents");
    int nList = pythia.mode("Main:numberToList");
}
```

```

int    nShow    = pythia.mode("Main:timesToShow");
int    nAbort   = pythia.mode("Main:timesAllowErrors");
bool   showCS   = pythia.flag("Main:showChangedSettings");
bool   showCPD  = pythia.flag("Main:showChangedParticleData");

// List changes.
if (showCS) pythia.settings.listChanged();
if (showCPD) pythia.particleData.listChanged();

// Histogram particle spectra.
Hist eGamma("energy spectrum of photons",      100, 0., 10.);
Hist eE("energy spectrum of e+ and e-",      100, 0., 10.);
Hist eP("energy spectrum of p and pbar",     100, 0., 100.);
Hist eNu("energy spectrum of neutrinos",     100, 0., 100.);
Hist eRest("energy spectrum of rest particles", 100, 0., 100.);

// Begin event loop.
int nPace = max(1, nEvent / max(1, nShow) );
int iAbort = 0;
for (int iEvent = 0; iEvent < nEvent; ++iEvent) {
    if (nShow > 0 && iEvent%nPace == 0)
        cout << " Now begin event " << iEvent << endl;

    // Generate events. Quit if many failures.
    if (!pythia.next()) {
        if (++iAbort < nAbort) continue;
        cout << " Event generation aborted prematurely, owing to error!\n";
        break;
    }

    // List first few events.
    if (iEvent < nList) {
        pythia.info.list();
        pythia.event.list();
    }

    // Loop over all particles and analyze the final-state ones.
    for (int i = 0; i < pythia.event.size(); ++i)
        if (pythia.event[i].isFinal()) {
            int idAbs = pythia.event[i].idAbs();
            double eI = pythia.event[i].e();
            if (idAbs == 22) eGamma.fill(eI);
            // else if (idAbs == 11 || idAbs == -11) eE.fill(eI);
            else if (idAbs == 11) eE.fill(eI);
            else if (idAbs == 2212) eP.fill(eI);
            else if (idAbs == 12 || idAbs == 14 || idAbs == 16) eNu.fill(eI);
            else {
                eRest.fill(eI);
                cout << " Error: stable id = " << pythia.event[i].id() << endl;
            }
        }
    }
}

```

```
// End of event loop.  
}  
  
// Final statistics and histograms.  
pythia.statistics();  
cout << eGamma << eE << eP << eNu;  
eGamma.table("eGamma_output");  
eE.table("eE_output");  
  
// Done.  
return 0;  
}
```

```

! 1) Settings used in the main program.
Main:numberOfEvents = 100000      ! number of events to generate
Main:numberToList = 1             ! number of events to print
Main:timesToShow = 20            ! show how far along run is
Main:timesAllowErrors = 5        ! allow a few failures before quitting
Main:showChangedSettings = on    ! print changed flags/modes/parameters
Main:showChangedParticleData = on ! print changed particle and decay data

! 2) Beam parameter settings. Incoming beams do not radiate.
Beams:idA = -11                  ! fictitious incoming e+
Beams:idB = 11                   ! fictitious incoming e-
PDF:lepton = off                 ! no radiation off fictitious e+e-
Beams:eCM = 20.                  ! CM energy of collision

! 3) Set up properties of the GeneralResonance and its decay channels.
! id:all = name antiName spinType chargeType colType m0 mWidth mMin mMax tau0
999999:all = GeneralResonance void 1 0 0 200. 1. 0. 0. 0.
! id:addChannel = onMode bRatio meMode product1 product2 ...
! Note: sum of branching ratios automatically rescaled to 1.
! Current channels illustrative only; insert your own decay list.
!999999:addChannel = 1 0.2 101 1 -1 ! -> d dbar
!999999:addChannel = 1 0.2 101 6 -6 ! -> t tbar
999999:addChannel = 1 0.06 101 15 -15 ! -> tau- tau+
!999999:addChannel = 1 1. 101 24 -24 ! -> W+ W-
!999999:addChannel = 1 0.0 101 25 25 ! -> h0 h0
999999:addChannel = 1 0.1 101 4 -4 ! -> c cbar
999999:addChannel = 1 0.84 101 5 -5 ! -> b bbar

! 4) Tell that also long-lived should decay.
13:mayDecay = true               ! mu+-
211:mayDecay = true              ! pi+-
321:mayDecay = true              ! K+-
130:mayDecay = true              ! K0_L
2112:mayDecay = true             ! n

```

# Bibliographie

- [1] S. Dodelson, *Modern Cosmology*. Academic Press, 2003.
- [2] **Particle Data Group** Collaboration, C. Amsler *et al.*, “Review of particle physics,” *Phys. Lett.* **B667** (2008) 1.
- [3] G. Jungman, M. Kamionkowski, and K. Griest, “Supersymmetric dark matter,” *Phys. Rept.* **267** (1996) 195–373, [arXiv :hep-ph/9506380](#).
- [4] G. Bertone, D. Hooper, and J. Silk, “Particle dark matter : Evidence, candidates and constraints,” *Phys. Rept.* **405** (2005) 279–390, [arXiv :hep-ph/0404175](#).
- [5] M. Milgrom, “A modification of the Newtonian dynamics as a possible alternative to the hidden mass hypothesis,” *Astrophys. J.* **270** (1983) 365–370.
- [6] D. Clowe *et al.*, “A direct empirical proof of the existence of dark matter,” *Astrophys. J.* **648** (2006) L109–L113, [arXiv :astro-ph/0608407](#).
- [7] M. Bradac *et al.*, “Strong and weak lensing united III : Measuring the mass distribution of the merging galaxy cluster 1E0657-56,” *Astrophys. J.* **652** (2006) 937–947, [arXiv :astro-ph/0608408](#).
- [8] G. W. Angus, B. Famaey, and H. Zhao, “Can MOND take a bullet ? Analytical comparisons of three versions of MOND beyond spherical symmetry,” *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **371** (2006) 138, [arXiv :astro-ph/0606216](#).
- [9] E. Komatsu *et al.*, “Seven-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Cosmological Interpretation,” [arXiv :1001.4538 \[astro-ph.CO\]](#).
- [10] G. B. Gelmini, “Search for Dark Matter,” *Int. J. Mod. Phys.* **A23** (2008) 4273–4288, [arXiv :0810.3733 \[hep-ph\]](#).
- [11] M. Kamionkowski and S. M. Koushiappas, “Galactic Substructure and Direct Detection of Dark Matter,” *Phys. Rev.* **D77** (2008) 103509, [arXiv :0801.3269 \[astro-ph\]](#).
- [12] B. Moore, T. R. Quinn, F. Governato, J. Stadel, and G. Lake, “Cold collapse and the core catastrophe,” *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **310** (1999) 1147–1152, [arXiv :astro-ph/9903164](#).
- [13] J. F. Navarro, C. S. Frenk, and S. D. M. White, “The Structure of Cold Dark Matter Halos,” *Astrophys. J.* **462** (1996) 563–575, [arXiv :astro-ph/9508025](#).

- [14] A. V. Kravtsov, A. A. Klypin, J. S. Bullock, and J. R. Primack, “The Cores of Dark Matter Dominated Galaxies : theory vs. observations,” *Astrophys. J.* **502** (1998) 48, arXiv :astro-ph/9708176.
- [15] P. Salucci *et al.*, “The universal rotation curve of spiral galaxies. II : The dark matter distribution out to the virial radius,” *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **378** (2007) 41–47, arXiv :astro-ph/0703115.
- [16] G. Gentile, P. Salucci, U. Klein, D. Vergani, and P. Kalberla, “The cored distribution of dark matter in spiral galaxies,” *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **351** (2004) 903, arXiv :astro-ph/0403154.
- [17] J. F. Navarro *et al.*, “The Diversity and Similarity of Cold Dark Matter Halos,” arXiv :0810.1522 [astro-ph].
- [18] A. W. Graham, D. Merritt, B. Moore, J. Diemand, and B. Terzic, “Empirical models for Dark Matter Halos. I. Nonparametric Construction of Density Profiles and Comparison with Parametric Models,” *Astron. J.* **132** (2006) 2685, arXiv :astro-ph/0509417.
- [19] A. Burkert, “The Structure of dark matter halos in dwarf galaxies,” *IAU Symp.* **171** (1996) 175, arXiv :astro-ph/9504041.
- [20] E. W. Kolb and M. S. Turner, *The Early Universe*. Westview Press, 1990.
- [21] M. Cirelli and P. Panci, “Inverse Compton constraints on the Dark Matter  $e^+e^-$  excesses,” *Nucl. Phys.* **B821** (2009) 399–416, arXiv :0904.3830 [astro-ph.CO].
- [22] J. McDonald, “Gauge singlet scalars as cold dark matter,” *Phys. Rev. D* **50** (Sep, 1994) 3637–3649.
- [23] J. McDonald, “Thermally generated gauge singlet scalars as self-interacting dark matter,” *Phys. Rev. Lett.* **88** (Feb, 2002) 091304.
- [24] C. P. Burgess, M. Pospelov, and T. ter Veldhuis, “The minimal model of nonbaryonic dark matter : A singlet scalar,” *Nucl. Phys.* **B619** (2001) 709–728, arXiv :hep-ph/0011335.
- [25] V. Barger, P. Langacker, M. McCaskey, M. J. Ramsey-Musolf, and G. Shaughnessy, “LHC Phenomenology of an Extended Standard Model with a Real Scalar Singlet,” *Phys. Rev.* **D77** (2008) 035005, arXiv :0706.4311 [hep-ph].
- [26] B. Patt and F. Wilczek, “Higgs-field portal into hidden sectors,” arXiv :hep-ph/0605188.
- [27] K. A. Meissner and H. Nicolai, “Conformal symmetry and the standard model,” *Phys. Lett.* **B648** (2007) 312–317, arXiv :hep-th/0612165.
- [28] J. R. Espinosa and M. Quiros, “Novel effects in electroweak breaking from a hidden sector,” *Phys. Rev.* **D76** (2007) 076004, arXiv :hep-ph/0701145.
- [29] H. Sung Cheon, S. K. Kang, and C. S. Kim, “Low Scale Leptogenesis and Dark Matter Candidates in an Extended Seesaw Model,” *JCAP* **0805** (2008) 004, arXiv :0710.2416 [hep-ph].

- [30] M. J. G. Veltman and F. J. Yndurain, “Radiative Corrections to WW scatterings,” *Nucl. Phys.* **B325** (1989) .
- [31] V. Silveira and A. Zee, “Scalar phantoms,” *Physics Letters B* **161** (1985) no. 1-3, 136 – 140. <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TVN-472JMC2-MK/2/415c647aa8b6a71e55105408edc7c76e>.
- [32] S. Andreas, T. Hambye, and M. H. G. Tytgat, “WIMP dark matter, Higgs exchange and DAMA,” *JCAP* **0810** (2008) 034, arXiv :0808.0255 [hep-ph].
- [33] A. Bottino, F. Donato, N. Fornengo, and S. Scopel, “Implications for relic neutralinos of the theoretical uncertainties in the neutralino nucleon cross-section,” *Astropart. Phys.* **13** (2000) 215–225, arXiv :hep-ph/9909228.
- [34] M. M. Pavan, R. A. Arndt, I. I. Strakovsky, and R. L. Workman, “New result for the pion nucleon sigma term from an updated VPI/GW pi N partial-wave and dispersion relation analysis,” *PiN Newslett.* **15** (1999) 118–122, arXiv :nucl-th/9912034.
- [35] J. Gasser, H. Leutwyler, and M. E. Sainio, “Form-factor of the sigma term,” *Phys. Lett.* **B253** (1991) 260–264.
- [36] R. Koch, “A New Determination of the pi N Sigma Term Using Hyperbolic Dispersion Relations in the  $(\nu^*2, t)$  Plane,” *Z. Phys.* **C15** (1982) 161–168.
- [37] R. Bernabei *et al.*, “New results from DAMA/LIBRA,” arXiv :1002.1028 [astro-ph.GA].
- [38] CoGeNT Collaboration, C. E. Aalseth *et al.*, “Results from a Search for Light-Mass Dark Matter with a P- type Point Contact Germanium Detector,” arXiv :1002.4703 [astro-ph.CO].
- [39] The CDMS-II Collaboration, Z. Ahmed *et al.*, “Results from the Final Exposure of the CDMS II Experiment,” arXiv :0912.3592 [astro-ph.CO].
- [40] J. Cohen-Tanugi, “The galactic center source as seen by fermi.” Talk at *Fermi Symposium*, U.S.A. (2009), *Astrophys. J. Lett.* in preparation within the FERMI-LAT collaboration.
- [41] H. A. Mayer-Hasselwander *et al.*, “High-energy gamma ray emission from the galactic center,” *Astron. Astrophys.* **335** (1998) 161–172.
- [42] V. Vitale, A. Morselli, and f. t. F. Collaboration, “Indirect Search for Dark Matter from the center of the Milky Way with the Fermi-Large Area Telescope,” arXiv :0912.3828 [astro-ph.HE].
- [43] R. Bernabei *et al.*, “Dark matter particles in the galactic halo : Results and implications from DAMA/NaI,” *Int. J. Mod. Phys.* **D13** (2004) 2127–2160, arXiv :astro-ph/0501412.
- [44] S. Andreas, C. Arina, T. Hambye, F.-S. Ling, and M. H. G. Tytgat, “A light scalar WIMP through the Higgs portal and CoGeNT,” arXiv :1003.2595 [hep-ph].
- [45] XENON10 Collaboration, J. Angle *et al.*, “Constraints on inelastic dark matter from XENON10,” *Phys. Rev.* **D80** (2009) 115005, arXiv :0910.3698 [astro-ph.CO].

- [46] S. Andreas, “Signatures of Scalar Dark Matter,” Master’s thesis, RWTH Aachen and ULB Bruxelles, November, 2008.
- [47] J. Diemand, M. Kuhlen, and P. Madau, “Formation and evolution of galaxy dark matter halos and their substructure,” *Astrophys. J.* **667** (2007) 859, [arXiv :astro-ph/0703337](#).
- [48] V. Springel *et al.*, “The Aquarius Project : the subhalos of galactic halos,” *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **391** (2008) 1685–1711, [arXiv :0809.0898 \[astro-ph\]](#).
- [49] G. R. Blumenthal and R. J. Gould, “Bremsstrahlung, synchrotron radiation, and compton scattering of high-energy electrons traversing dilute gases,” *Rev. Mod. Phys.* **42** (1970) 237–270.
- [50] “<http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/cgro/egret/>”.
- [51] “<http://fermi.gsfc.nasa.gov/>”.
- [52] **LAT** Collaboration, W. B. Atwood *et al.*, “The Large Area Telescope on the Fermi Gamma-ray Space Telescope Mission,” *Astrophys. J.* **697** (2009) 1071–1102, [arXiv :0902.1089 \[astro-ph.IM\]](#).
- [53] T. Sjostrand, S. Mrenna, and P. Z. Skands, “A Brief Introduction to PYTHIA 8.1,” *Comput. Phys. Commun.* **178** (2008) 852–867, [arXiv :0710.3820 \[hep-ph\]](#).
- [54] D. L. Bertsch *et al.*, “Detection of gamma-ray emission from the quasar PKS 0208-512,” *The Astrophysical Journal* **405** (Mar., 1993) L21–L24.
- [55] S. D. Hunter *et al.*, “Egret observations of the diffuse gamma-ray emission from the galactic plane,” *The Astrophysical Journal* **481** (1997) no. 1, 205. <http://stacks.iop.org/0004-637X/481/i=1/a=205>.
- [56] A. W. Strong, I. V. Moskalenko, and V. S. Ptuskin, “Cosmic-ray propagation and interactions in the Galaxy,” *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **57** (2007) 285–327, [arXiv :astro-ph/0701517](#).
- [57] T. F.-L. Collaboration, “The Fermi-LAT high-latitude Survey : Source Count Distributions and the Origin of the Extragalactic Diffuse Background,” [arXiv :1003.0895 \[astro-ph.CO\]](#).
- [58] B. D. Fields, V. Pavlidou, and T. Prodanovic, “Cosmic Gamma-Ray Background from Star-Forming Galaxies,” [arXiv :1003.3647 \[astro-ph.CO\]](#).
- [59] P. Sreekumar 4th Compton Symposium. 1997.
- [60] A. L. Fitzpatrick, D. Hooper, and K. M. Zurek, “Implications of CoGeNT and DAMA for Light WIMP Dark Matter,” [arXiv :1003.0014 \[hep-ph\]](#).
- [61] C. B. Jackson, G. Servant, G. Shaughnessy, T. M. P. Tait, and M. Taoso, “Higgs in Space!,” *JCAP* **1004** (2010) 004, [arXiv :0912.0004 \[hep-ph\]](#).
- [62] G. Bertone, *Particle Dark Matter : Observations, Models and Searches*. Cambridge University Press, 2010.
- [63] A. A. Abdo *et al.*, “Observations of Milky Way Dwarf Spheroidal galaxies with the Fermi-LAT detector and constraints on Dark Matter models,” *Astrophys. J.* **712** (2010) 147–158, [arXiv :1001.4531 \[astro-ph.CO\]](#).

- 
- [64] M. G. Walker *et al.*, “Velocity Dispersion Profiles of Seven Dwarf Spheroidal Galaxies,” [arXiv :0708.0010 \[astro-ph\]](#).
- [65] J. T. Kleyna, M. I. Wilkinson, N. W. Evans, and G. Gilmore, “Dark Matter in Dwarf Spheroidals II : Observations and Modelling of Draco,” *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **330** (2002) 792, [arXiv :astro-ph/0109450](#).
- [66] J. Binney and S. Tremaine, *Galactic Dynamics*. Princeton University Press, 1987.
- [67] M. E. Peskin and D. V. Schroeder, *An Introduction To Quantum Field Theory*. Westview Press, 1995.
- [68] G. B. Rybicki and A. P. Lightman, *Radiative Processes in Astrophysics*. Wiley - VCH, 1991.
- [69] H. Bradt, *Astrophysics Processes*. Cambridge University Press, 2008.
- [70] M. Cirelli, F. Iocco, and P. Panci, “Constraints on Dark Matter annihilations from reionization and heating of the intergalactic gas,” *JCAP* **0910** (2009) 009, [arXiv :0907.0719 \[astro-ph.CO\]](#).
- [71] W. H. Press and P. Schechter *Astrophys. J.* **187** (1987) 425.