



HAL
open science

Recherche indirecte de matière noire avec ANTARES en direction des galaxies naines.

A. Dumas

► **To cite this version:**

A. Dumas. Recherche indirecte de matière noire avec ANTARES en direction des galaxies naines.. Journées Jeunes Chercheurs 2012, Dec 2012, Munster, France. 9 p. in2p3-00793608

HAL Id: in2p3-00793608

<https://in2p3.hal.science/in2p3-00793608v1>

Submitted on 22 Feb 2013

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Table des matières

I	Nom de la session	3
	<i>Alexis Dumas : Recherche indirecte de matière noire avec ANTARES en direction des galaxies naines</i>	5
1.1	Répartition de la matière noire dans les galaxies naines	5
1.2	Facteur de physiques des particules	7

Recherche indirecte de matière noire avec ANTARES en direction des galaxies naines

Alexis Dumas
LPC, Clermont-Ferrand

Résumé

Etant composées en grande partie de matière noire, les galaxies naines satellites de la Voie Lactée sont des cibles prometteuses pour la détection indirecte de matière noire. Afin de simuler le flux de neutrinos produit par l'annihilation de cette matière, nous devons connaître le profil de densité de matière noire au sein des galaxies naines ainsi que le spectre en énergie des neutrinos pour chaque canal d'annihilation de matière noire.

Introduction

La masse d'une galaxie peut être calculée par deux méthodes : la vitesse des étoiles qui la composent et l'évaluation de sa luminosité absolue. Une différence entre ces deux valeurs fut constatée pour la première fois en 1933 par Fritz Zwicky suite à l'observation des galaxies de l'amas de Coma. Il postula alors l'existence d'une matière indétectable par les instruments de l'époque : la matière noire. Cette matière est dite noire par analogie avec la couleur noire en optique : une matière qui n'émet ou ne renvoie aucune onde, là où la couleur noire n'émet ou ne renvoie aucune onde appartenant au spectre de lumière visible.

Hormis les collisionneurs comme le LHC qui utilisent des faisceaux de particules produites artificiellement, les expériences recherchant de la matière noire exploitent des sources astrophysiques et se distinguent en deux catégories. La première regroupe les expériences à détection directe comme EDELWEISS où les particules de matière noire interagissent faiblement sur les noyaux d'une cible par diffusion élastique, cédant une partie de leur énergie sous forme d'énergie de recul aux noyaux. La seconde catégorie est composée des expériences à détection indirecte comme ANTARES, HESS ou encore FERMI. Le principe de ces expériences est de détecter des particules du modèle standard produites par l'annihilation de matière noire dans les sources astrophysiques. Le photon et le neutrino sont les deux particules les plus exploitées par ce type d'expériences car elles présentent l'intérêt commun d'être peu déviées et de parcourir de longues distances dans l'espace.

Le détecteur ANTARES (figure 1.1) est l'un des deux principaux télescopes à neutrinos utilisés pour rechercher de la matière noire. Le principe de détection de ces expériences est de reconstruire la trajectoire du muon produit lors de l'interaction par courant chargé d'un neutrino muonique avec la Terre. Lorsque cette inter-

action se produit à proximité du télescope, l'effet Cherenkov émis par le muon est détecté une ou plusieurs fois par les photomultiplicateurs qui composent l'appareillage.

Dans cet article, nous nous intéresserons aux sources

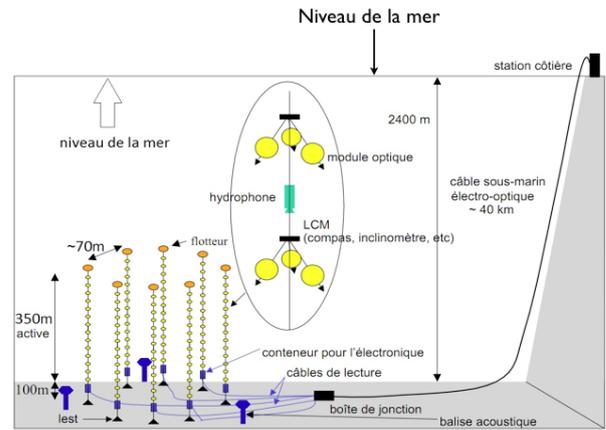


FIG. 1.1 – Dispositif de l'expérience ANTARES

astrophysiques les plus lointaines utilisées dans la recherche indirecte de matière noire : les galaxies naines sphéroïdes satellites de la Voie Lactée (figure 1.2). Ces objets célestes étant composés de 33 à 99% de matière noire [4], le bruit de fond intrinsèque de ces galaxies peut être négligé. D'autres sources sont actuellement étudiées par ces expériences comme le centre de la Voie Lactée ou le Soleil.

Le flux de matière noire provenant des galaxies naines est donné par l'équation 1.1. Elle est composée d'un terme de physique des particules et d'un terme astrophysique noté J .

$$\frac{d\Phi}{dE}(E, \Delta\Omega) = \Phi^{PP}(E)J(\Delta\Omega) \quad (1.1)$$

Nous étudierons dans un premier temps la répartition de matière noire au sein des galaxies naines puis nous évaluerons l'énergie des neutrinos créés en fonction de l'hypothèse de masse sur les particules de matière noire et leur canaux d'annihilation.

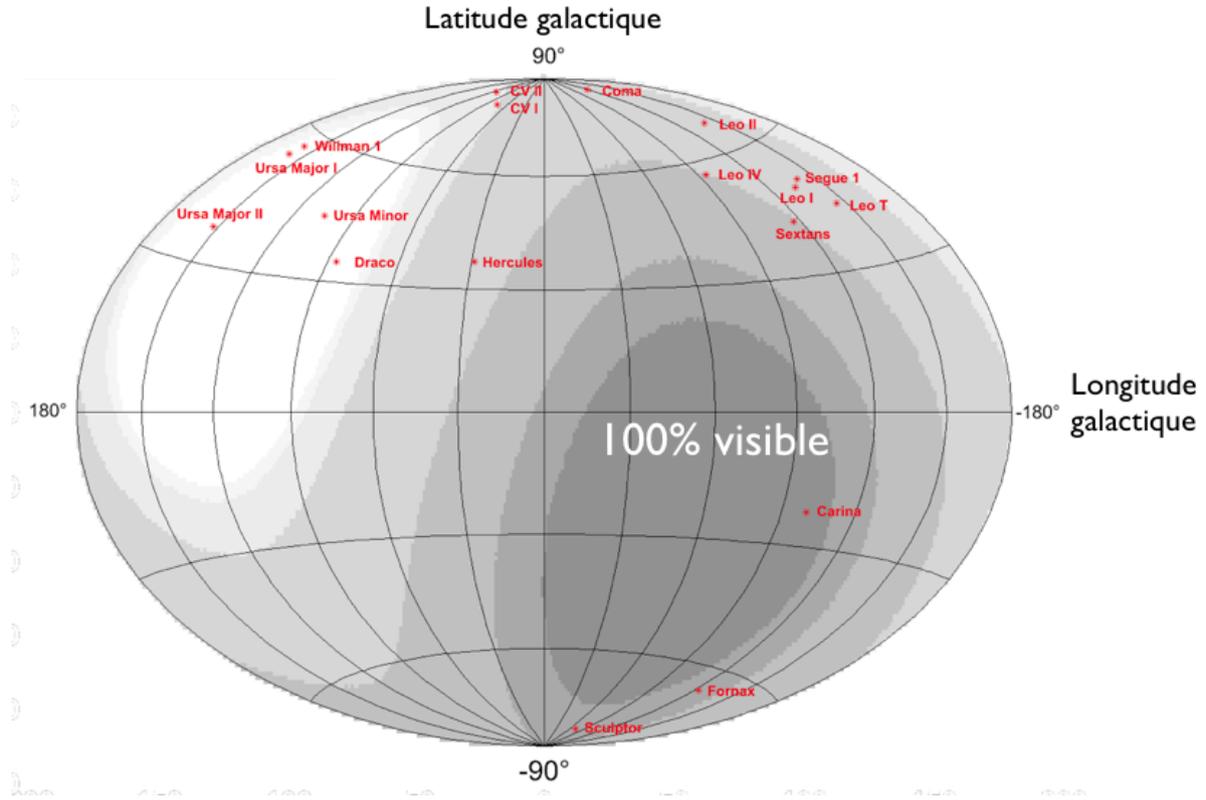


FIG. 1.2 – Répartition des galaxies naines sphéroïdes satellites de la Voie Lactée

1.1 Répartition de la matière noire dans les galaxies naines

La première quantité à déterminer est le nombre d'annihilations de particules de matière noire par seconde dans la galaxie naine observée. Pour cela, nous utilisons le facteur astrophysique J :

$$J = \int_{\Delta\Omega} \int \rho^2(\ell, \Omega) d\ell d\Omega \quad (1.2)$$

où ℓ correspond à la distance entre un point de la galaxie et la Terre et Ω à l'angle d'intégration. Lorsque la précision du détecteur le permet, nous considérons un angle d'ouverture comprenant la totalité ou une partie de la galaxie ciblée. Cette dernière considération justifie d'autant plus la nécessité de connaître la répartition de matière noire au sein des galaxies naines.

Les simulations à N corps et l'observation de la dynamique des étoiles ne favorisent pas le même type de profil. L'étude théorique amène à utiliser des profils comportant une singularité au centre des galaxies tandis que les mesures de la vitesse des étoiles indique la présence d'une densité de matière noire uniforme à faible rayon (figure 1.3). Pour déterminer le profil adéquat, nous utilisons l'équation de Jeans [2] (équation 1.3).

$$\frac{d(\nu(r)\bar{v}_r^2)}{dr} + 2\frac{\beta(r)}{r}\nu(r)\bar{v}_r^2 + \nu(r)\frac{d\phi(r)}{dr} = 0 \quad (1.3)$$

Cette équation s'appliquant sur les étoiles, comme l'équation d'Euler s'applique sur un fluide parfait, nous

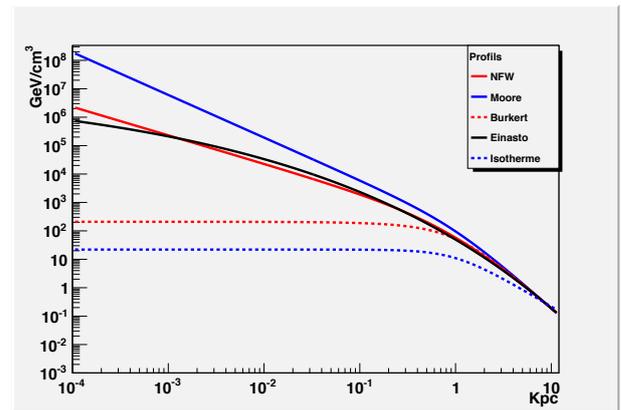


FIG. 1.3 – Profils de densité de matière noire ayant une singularité en son centre (trait plein) : NFW (rouge), Moore (bleu) et Einasto (noir) ou un coeur homogène (trait pointillé) : Burkert (rouge) et profil isotherme (bleu).

retrouvons des termes analogues dans l'équation de Jeans : $\nu(r)$ la densité stellaire tri-dimensionnelle, \bar{v}_r^2 la dispersion radiale des vitesses, $\beta(r)$ le terme d'anisotropie des vitesses et $\phi(r)$ le potentiel gravitationnel. C'est ce dernier terme qui inclut la masse de la galaxie et par conséquent le profil de matière noire intégré. En résolvant l'équation de Jeans et en projetant la solution sur notre axe d'observation, nous obtenons σ_{los} : l'incertitude attendue des vitesses des étoiles par rapport à la ligne de visée.

$$\sigma_{los}^2(R) = \frac{2}{I(R)} \int_R^\infty \left(1 - \beta \frac{R^2}{r^2}\right) \frac{\nu(r) \bar{v}_r^2 r}{\sqrt{r^2 - R^2}} dr \quad (1.4)$$

Nous pouvons ainsi comparer ces valeurs attendues aux valeurs expérimentales de cette incertitude. Ces dernières sont obtenues par une fonction de vraisemblance (détaillée en [1]) :

$$L(v_1, \dots, v_n) = \prod_{i=1}^n \frac{1}{\sqrt{2\pi(\sigma_i^2 + \sigma_{los}^2)}} e^{\left[-\frac{1}{2} \frac{(v_i - \langle u \rangle)^2}{(\sigma_i^2 + \sigma_{los}^2)}\right]} \quad (1.5)$$

où $\langle u \rangle$ est la valeur moyenne des vitesses $v_i \pm \sigma_i$, en

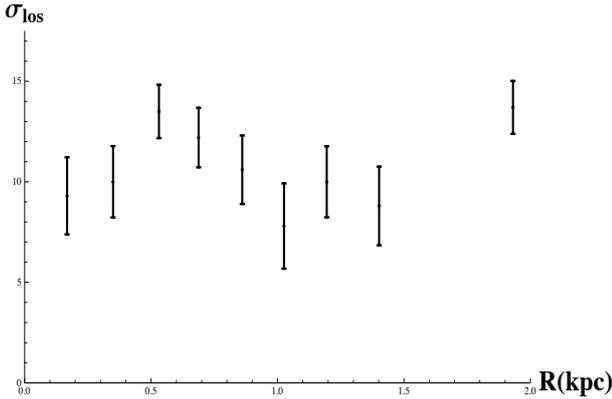


FIG. 1.4 – σ_{los} pour différents groupes d'étoiles en fonction de leur distance au centre de la galaxie Fornax.

supposant que leur distribution est gaussienne. Le résultat de l'équation 1.5 est donné figure 1.4 pour une galaxie.

La valeur attendue de σ_{los} est calculée pour différents profils de matière noire dont le profil NFW :

$$\rho(r) = \rho_s \left(\frac{r}{r_s}\right)^{-1} \left(1 + \frac{r}{r_s}\right)^{-2} \quad (1.6)$$

Les deux paramètres définissant le profil d'une galaxie naine sont la densité caractéristique ρ_s et le rayon d'échelle r_s . Ce sont leurs valeurs, en plus du terme d'anisotropie β , que nous faisons varier pour obtenir le jeu de paramètres optimal pour chaque galaxie. Nous utilisons pour cela une seconde fonction de vraisemblance :

$$L(\sigma_{att,1}, \dots, \sigma_{att,n}) = \prod_{i=1}^n \exp \left[-\frac{1}{2} \frac{(\sigma_{cal,i} - \sigma_{att,i})^2}{\sigma_{cal,inc,i}^2} \right] \quad (1.7)$$

Galaxies	β	$r_s(pc)$	$\rho_s (M_\odot \text{ kpc}^{-3})$	B
Fornax	-0.5	622	5.16×10^8	6.16
	-1	355	1.52×10^9	6.60
Carina	1	> 2000	5.38×10^5	151.8
	0	1026	1.41×10^6	29.40
	-0.5	772	2.21×10^6	27.82
	-1	652	2.92×10^6	29.27
	-2	524	4.20×10^6	33.33
Sculptor	-0.5	1226	2.98×10^6	15.63
	-1	678	7.08×10^6	15.55
	-3	253	3.69×10^7	19.84
	-4	200	5.70×10^7	21.29
	-5	170	7.78×10^7	22.32
Sextans	0	> 2000	3.15×10^7	77.48
	-1	190	2.33×10^9	71.41
	-2	79	1.73×10^{10}	71.96
	-3	39	9.57×10^{10}	71.07
	-4	27	2.45×10^{11}	71.00

TAB. 1.1 – Résultats pour quatre galaxies naines : Fornax, Carina, Sculptor et Sextans pour le profil de matière noire NFW.

Nous recherchons ici à minimiser $B = \frac{(\sigma_{cal,i} - \sigma_{att,i})^2}{\sigma_{cal,inc,i}^2}$.

Les résultats (tableau 1.1) sont hétérogènes, mettant en évidence d'une part la différence d'anisotropie d'une galaxie à l'autre et d'autre part la différence de répartition de matière noire. Certains travaux [3] vont dans ce sens, proposant une variation sur le profil NFW pour chaque galaxie naine. La possibilité d'un profil universel n'est toutefois pas à écarter et fera l'objet d'une étude future.

1.2 Facteur de physiques des particules

Le facteur de physique des particules (équation 1.8) est composé du spectre différentiel de neutrinos $\frac{dN_\nu}{dE_\nu}$, de la moyenne de la section efficace d'annihilation de matière noire multipliée par la distribution de sa vitesse $\langle \sigma_{ann} v \rangle$ et de la masse m_χ au carré de la particule de matière noire.

$$\Phi^{pp}(E_\nu) = \frac{d\Phi_\nu}{dE_\nu} = \frac{1}{4\pi} \frac{\langle \sigma_{ann} v \rangle}{2m_\chi^2} \frac{dN_\nu}{dE_\nu} \quad (1.8)$$

Le spectre en énergie des neutrinos dépend du canal observé ainsi que de l'hypothèse de masse sur le candidat matière noire (figure 1.5). Ces spectres sont observés en fonction de l'énergie emportée par le neutrino par rapport à la masse de la particule de matière noire ($x = \frac{E_\nu}{m_{MN}}$).

Nous dénombrons trois types de spectres en fonction du canal d'annihilation : les spectres des canaux de neutrinos primaires qui sont par construction des pics à $x = 1$, les spectres se concentrant essentiellement à faibles x (les canaux en gluons, en quarks ou en bosons de Higgs) et les spectres plus durs comme les canaux

en W^+W^- , ZZ et $\tau^+\tau^-$, dû à la production directe de neutrinos par les bosons W et Z et le lepton τ . Aucun de ces canaux n'est favorisé a priori, une recherche indirecte étant indépendante de tout modèle.

La détection des muons produits par les neutrinos muoniques n'étant possible que par effet Cherenkov, la particule doit avoir une énergie minimum d'une centaine de MeV. Parallèlement, les neutrinos reconstruits ne doivent pas avoir une énergie excédant l'ordre du PeV. Au-delà, la probabilité qu'ils interagissent avec la Terre avant d'atteindre le voisinage du détecteur est trop grande et les muons produits seraient trop énergétiques pour parcourir une distance suffisante pour être détectés. L'intervalle d'énergie n'en reste pas moins important, nous permettant de sélectionner des hypothèses de masse variées sur le candidat matière noire allant de $10 \text{ GeV}/c^2$ à $10 \text{ TeV}/c^2$. Nous ajoutons également des hypothèses correspondant aux masses de particules élémentaires incluses dans notre intervalle : $80.3 \text{ GeV}/c^2$, $91.5 \text{ GeV}/c^2$ et $173.5 \text{ GeV}/c^2$ (respectivement pour les bosons W , Z et le quark top). Enfin, nous prenons en compte une hypothèse de masse à $125 \text{ GeV}/c^2$ suite aux récentes publications d'ATLAS [6] et CMS [7] sur la découverte d'un nouveau boson ainsi qu'une hypothèse de masse à $130 \text{ GeV}/c^2$ correspondant à la publication d'une analyse indépendante des données de Fermi faisant l'état d'un signal pouvant être associé à de la matière noire [5].

Conclusion

Nous avons vu que la simulation du flux de neutrinos produits par annihilation de matière noire au sein des galaxies naines était sensible à la fois à la structure de la galaxie naine observée et au canal d'annihilation considéré.

Pour améliorer le calcul du facteur astrophysique J , il est indispensable d'étudier la distribution de matière noire avec différents profils de matière noire. La sélection d'un profil différent pour chaque galaxie est une solution qui corrige en partie l'hétérogénéité des résultats du tableau 1.1 mais il est également envisageable d'utiliser un profil universel plus simple et plus élégant. Les spectres en énergie des neutrinos peuvent être contraints en se plaçant dans un modèle donné (supersymétrie ou théorie de Kaluza-Klein), certains canaux pouvant même être supprimés comme c'est le cas dans les modèles supersymétriques où les neutralinos ne peuvent produire directement des neutrinos.

Références

- [1] Louis E. Strigari, 2012. Galactic Searches for Dark Matter. arXiv :1211.7090
- [2] J. Binney et S. Tremaine, 1987. Galactic Dynamics
- [3] J. Wolf et James S. Bullock, 2012. Dark matter concentrations and a search for cores in Milky Way dwarf satellites. arXiv :1203.4240

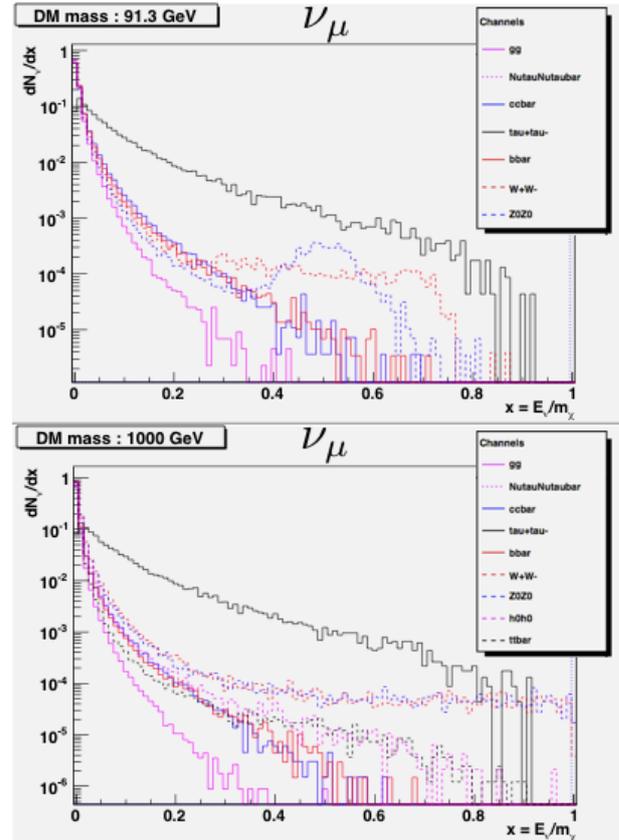


FIG. 1.5 – Spectres en énergie des neutrinos muoniques pour une hypothèse de masse du candidat de matière noire de $91.3 \text{ GeV}/c^2$ (en haut) et $1000 \text{ GeV}/c^2$ (en bas) et pour 9 canaux : gg (rose), $\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$ (points roses), $c\bar{c}$ (bleu), $\tau^+\tau^-$ (noir), $b\bar{b}$ (rouge), W^+W^- (pointillés roses), ZZ (pointillés bleus), hh (pointillés roses) et $t\bar{t}$ (pointillés noirs)

-
- [4] Matthew G. Walker, 2012. Dark matter in the Milky Way's Dwarf Spheroidal Satellites. arXiv :1205.0311
 - [5] C. Weniger, 2012. A tentative gamma-ray line from dark matter annihilation at the Fermi Large Area Telescope. arXiv :1204.2797
 - [6] ATLAS Collaboration, 2012. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. Phys. Lett. B 716
 - [7] CMS Collaboration, 2012. Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC. Phys. Lett. B 716