



HAL
open science

Détection de neutrinos solaires et de matière noire

Charling Tao

► **To cite this version:**

Charling Tao. Détection de neutrinos solaires et de matière noire. Astrophysique [astro-ph]. Université de la Méditerranée - Aix-Marseille II, 1999. tel-00001425

HAL Id: tel-00001425

<https://theses.hal.science/tel-00001425>

Submitted on 14 Jun 2002

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.

**MEMOIRE D'HABILITATION
A DIRIGER DES RECHERCHES**

**DETECTION DE NEUTRINOS SOLAIRES
ET DE MATIERE NOIRE**

Charling TAO

**UNIVERSITE DE LA MEDITERRANEE
AIX-MARSEILLE II
FACULTE DES SCIENCES DE LUMINY**

Préambule

Ce mémoire d'habilitation résume les sujets de recherche qui m'ont passionnée ces dernières années. "Plonger au fond de l'inconnu pour trouver du nouveau", ce n'est pas seulement la tâche du poète, mais c'est la motivation profonde qui m'a poussée vers la recherche. Mon travail (et celui de mes collaborateurs) est de dévoiler l'invisible pour permettre de mieux comprendre l'infiniment petit des particules élémentaires qui constituent la matière dans l'Univers, et leurs interactions fondamentales.

J'ai commencé en 1975 à travailler dans une expérience de diffusion hautement inélastique des muons à Fermilab (la collaboration CHIO). Ces expériences ont mis en évidence les effets de liberté asymptotique et ont suggéré l'importance de la théorie Chromodynamique Quantique (QCD). Mon travail de thèse comportait deux volets: la construction d'un détecteur cylindrique à dérive pour une meilleure identification de vertex et la définition et l'analyse des tests expérimentaux possibles de QCD.

J'ai ensuite participé au CERN à l'expérience UA1, sur le collisionneur $p\bar{p}$, en contribuant à la construction des détecteurs central et bouchons, et au fonctionnement des chambres à muons. Parmi mes fiertés: aucun des 6000 fils sensibles de ce détecteur à coque souple ne s'est cassé pendant les nombreuses années de fonctionnement. Nous avons installé, testé et fait fonctionner tous les câbles de transmission de signaux en l'espace de 3 mois. Le système de mesure et de suivi des températures a aussi parfaitement fonctionné tout le long de l'expérience. Ce sont les 3 points techniques dont j'avais la responsabilité. Ensuite, ont suivi plusieurs années consacrées à l'analyse de physique et mes principales contributions ont concerné l'étude d'une mesure $\gamma\gamma$ (comme moniteur de la luminosité du faisceau), l'identification des événements dileptons (pour étudier les oscillations $b\bar{b}$ et pour la recherche du top) et les événements à grande énergie transverse manquante (nous avons ainsi observé les $W \rightarrow e\nu_e, \mu\nu_\mu$ et $\tau\nu_\tau$), qui auraient pu aussi indiquer l'existence de nouvelle physique. (Nous avons espéré un moment avoir découvert la supersymétrie!)

En 1982, avec Aurore Savoy-Navarro et Dimitri Nanopoulos, nous avons organisé la première rencontre au CERN entre les expérimentateurs et les théoriciens pour faire le point de ce qui n'était encore qu'une théorie considérée comme ésotérique par la plupart des expérimentateurs. Ne prédit-elle pas un doublement du nombre de particules, car à chaque fermion connu, il faut associer son partenaire bosonique et à chaque boson connu, son fermion? Sans observation expérimentale, elle n'était pas très convaincante.

La conclusion de cette rencontre était que, pratiquement toutes les expériences pouvaient contribuer à découvrir les particules associées qui devraient immanquablement être présentes, mais que, malheureusement, aucune indication expérimentale ne poussait encore vers la supersymétrie.

Aujourd'hui quelques 17 années plus tard, SUSY est devenue si familière aux physiciens des particules, qu'on en oublie parfois, qu'il se peut qu'elle ne soit pas nécessaire!

Des particules connues aujourd'hui, le neutrino est la plus mystérieuse (car la plus évasive?). Il n'est pas facile de capturer le neutrino, son interaction avec la matière est très faible, mais nous sommes traversés en permanence par des milliards de neutrinos du Soleil, par exemple, et peu de gens en ont conscience. Comment les mettre en évidence? Dévoiler les neutrinos pour mieux les comprendre...Le mystère des neutrinos solaires (un déficit inexpliqué de neutrinos mesuré par les expériences) pourrait être expliqué par une oscillation de neutrinos légèrement massifs.

Ces mystères ne m'ont pas laissée indifférente et je me suis lancée dans GALLEX et dans le développement de nouveaux détecteurs.

Les neutrinos ne sont peut-être pas les seuls fantômes de cet Univers et certains des détecteurs mis au point pour traquer les neutrinos pourraient aussi montrer l'existence de nouvelles particules neutres (pourquoi pas supersymétriques?), constituant la masse la plus importante de l'Univers et susceptibles d'influencer son destin ultime. Les cosmions par exemple ont été prédits pour résoudre à la fois le problème des neutrinos solaires et de la matière noire. Nos travaux à la fois expérimentaux et phénoménologiques ont permis de les exclure.

Les expériences présentées dans ce mémoire, participent donc aussi de cette aventure récente d'étudier l'infiniment grand du Cosmos, dont la naissance, l'évolution et la destinée peuvent aujourd'hui être décrites en partie par les interactions fondamentales des particules... Je pense avoir joué un rôle moteur dans le développement en France de cette nouvelle discipline qu'est devenu le domaine des astroparticules, et en particulier dans la reconversion du Laboratoire de Physique Corpusculaire du Collège de France en Laboratoire de Physique Corpusculaire et Cosmologie. Mes contributions concrètes dans les différentes expériences ont porté sur des aspects à la fois phénoménologiques et techniques. J'ai aussi été très active dans l'organisation de nombreuses rencontres entre les divers acteurs de cette discipline, astrophysiciens, physiciens des particules et physiciens des détecteurs, qui ont facilité le développement de nouveaux projets.

Ce mémoire est séparé en deux parties principales, une portant sur les neutrinos solaires à l'origine de mes activités dans ce domaine. Les Cosmions, ces particules hypothétiques qui auraient expliqué à la fois le mystère des neutrinos solaires et de la matière noire, mais que nos travaux ont contribué à exclure, m'ont entraînée vers la détection de matière noire. La deuxième partie décrit ce domaine de recherche et mes contributions, justifiant ma participation à l'expérience ANTARES aujourd'hui.

Détection de neutrinos solaires

1. Introduction

C'est en 1992 que l'expérience GALLEX [1] a mis en évidence un signal attribué aux neutrinos solaires dits 'pp'. Cette mesure est la première observation expérimentale confirmant que la principale source de l'énergie solaire provient bien de la fusion des protons au coeur du Soleil (cf table 1 avec la liste des réactions nucléaires produisant des neutrinos).

Dans cette expérience, j'ai été responsable de l'analyse des données obtenues en faisceau muon au CERN sur un réservoir de Chlorure de Gallium et j'ai déterminé la contribution des muons cosmiques à GALLEX [2]. J'ai aussi participé à la détermination du bruit de fond induit par les neutrons [3] et pris une part importante à la mise en place de la source de Chrome de 2 Mégacuries, qui a prouvé que GALLEX mesure les neutrinos de basse énergie au taux attendu (à 10%)[4]. Après les premiers résultats de GALLEX et de SAGE[9], de nombreux physiciens se sont focalisés sur l'importance de la réduction des neutrinos du béryllium, en privilégiant une solution, celle des oscillations neutrinos par effet résonant dans la matière (effet MSW du nom des théoriciens Mikheyev, Smirnov, Wolfenstein, qui l'ont proposé)[5].

J'ai quant à moi, surtout insisté pour ne pas oublier les neutrinos pp ([6],[7]). Les neutrinos pp représentent la contribution la plus importante des neutrinos solaires (environ 98%), et la mesure de leur spectre en énergie demeure fondamentale. Non seulement l'effet MSW n'est pas prouvé, mais les paramètres d'éventuelles oscillations neutrinos doivent être mesurés. Les expériences en cours, SuperKamiokande [11] au Japon, SNO [12] au Canada, BOREXINO [13] et ICARUS [15] au Gran Sasso, apporteront des éléments de réponse intéressants. Mais il n'y aura pas de réponse entièrement satisfaisante sans la mesure du spectre complet des neutrinos solaires. Cependant, ce rêve est-il réalisable?

J'ai participé à deux projets qui m'apparaissent les plus prometteurs aujourd'hui, HELLAZ et LENS.

HELLAZ [16], proposée par T. Ypsilantis, J. Séguinot et A. Zichicchi en 1992, est une TPC de 2000 m³, qui peut mesurer des traces d'électrons au dessus de 100 keV. Elle permettrait de mesurer la diffusion élastique des neutrinos solaires sur les électrons du gaz de la TPC et la direction reconstruite des électrons permet de signer la provenance solaire du signal. C'est aussi le but de SUPERMUNU [17], extension de la TPC classique utilisée par MUNU [18] pour l'étude de la diffusion élastique des neutrinos de réacteurs, permettant une mesure du moment magnétique du neutrino au niveau de quelques 10⁻¹¹ μ_B (μ_B est le magnéton de Bohr). HELLAZ privilégie la résolution en énergie en visant la détection de chaque électron du nuage électronique produit par la trace de l'électron diffusé.

LENS [19], une idée proposée par R. Raghavan, utiliserait soit de l'ytterbium, soit du

gadolinium dans des liquides ou cristaux scintillants. La capture des neutrinos crée des états excités avec des durées de vie très brèves, permettant une coïncidence temporelle entre l'électron émis et le photon de désexcitation. Cette coïncidence permet de signer l'événement neutrino solaire et en même temps, de réduire les bruits de fond radioactifs, le problème principal de cette physique.

2. Spectre des neutrinos solaires

2.1. SSM

Au Modèle Standard du Soleil, ("Standard Solar Model" ou SSM), il est souvent associé le nom de John Bahcall [21]. Il a été responsable de l'adjectif "Standard" associé à cet ensemble de modèles du Soleil que nombre d'astrophysiciens considéraient et considèrent encore plutôt comme modèles simplifiés du Soleil.

Les programmes d'évolutions stellaires ont été développés dans les années 60. Pour des détails et références, voir l'excellente revue de Turck-CHIèze et al.[22].

Le point de départ est habituellement une sphère de gaz sans rotation ni champ magnétique. A chaque étape en temps, la structure spatiale est décrite par 300-600 points et c'est la méthode de Henyey qui est utilisée pour résoudre les équations différentielles qui gouvernent l'évolution des 5 variables: la pression P , le coefficient d'opacité k , la production d'énergie ϵ , l'entropie S , et l'exposant adiabatique Γ , fonctions de la densité ρ et de la température en chaque point. Le modèle initial simule l'équilibre correspondant au moment où la contraction de l'étoile est arrêtée par le démarrage de la combustion de l'hydrogène. L'étoile évolue ensuite par une succession d'équilibres hydrostatiques. Chaque pas est ajusté automatiquement et correspond à la variation maximale acceptable des variables principales. Ces équations différentielles sont obtenues en formulant quelques hypothèses simples:

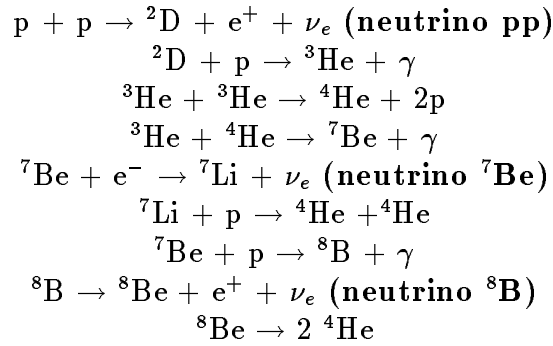
- équilibre hydrostatique: chaque couche de gaz est en équilibre entre les forces gravitationnelles et les pressions dues aux gaz et aux rayonnements.
- équilibre thermique: l'énergie produite par les réactions nucléaires est contrebalancée par le flux d'énergie sortant.

Pour le Soleil, les contraintes observationnelles sont la luminosité et le rayon actuels. ($L_{\odot} = 3.826(8) 10^{26}$ W, $r_{\odot} = 6.9599(7) 10^8$ m, masse $M_{\odot} = 1.989(1) 10^{30}$ kg, perte de masse = $2 10^{-14} M_{\odot}/\text{an}$). L'âge du Soleil dépend de l'histoire de la Terre. En effet, il est obtenu à partir de la datation des météorites et repose sur un modèle de formation du système solaire. Les valeurs suggérées varient entre 4.50 à 4.55 10^9 années.

La composition initiale est obtenue par la détermination des abondances photosphériques des éléments lourds (O, C, Fe, Si, N, Mg, Ne, S, Ni,...). L'hélium ne peut être déterminé et est obtenu à la fin des calculs en ajustant les résultats du modèle d'évolution aux contraintes observationnelles (luminosité) à l'âge du Soleil. Tous les éléments jusqu'à

Table 1

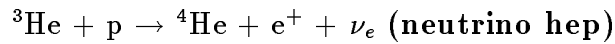
Principales réactions nucléaires dans le Soleil donnant des neutrinos
Chaîne Proton - proton



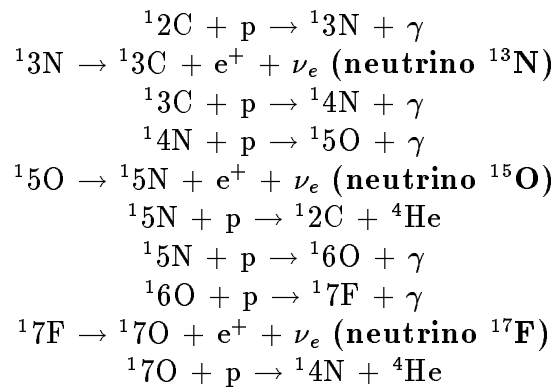
pep



hep



Cycle C-N-O



^{16}O , contribuent aux calculs d'énergie nucléaire. Les réactions nucléaires considérées sont celles qui permettent la fusion de 4 protons en hélium. La chaîne p-p produit le plus d'énergie (environ 98%). Le cycle CNO utilise le carbone, l'oxygène et l'azote comme catalyseurs pour convertir les protons en hélium. Ils contribuent environ 1.5% de l'énergie produite dans le Soleil.

Dans le traitement des éléments, on distingue 3 cas:

- les éléments produits et détruits lentement pendant l'évolution solaire (H, ^4He , ^{12}C ,...): l'évolution des abondances est calculée par des méthodes de linéarisation.
- les éléments qui réagissent rapidement (D, ^7Li , ^7Be ,...): On fait l'hypothèse d'équilibre local des abondances.
- ^3He : c'est un cas intermédiaire et il est traité de manière analytique, en faisant l'hypothèse que le deutérium a atteint l'équilibre et que l'abondance de l'hydrogène reste constante pendant le petit pas en temps. Au coeur du Soleil, ^3He est en équilibre mais cette hypothèse devient approximative dans les zones plus externes. Comme la réaction $^3\text{He} + ^3\text{He}$ contribue 80% de la luminosité totale, le traitement de ^3He est très important.

Les sections efficaces pp et pep sont calculées théoriquement. Toutes les autres réactions nucléaires ont été mesurées en laboratoire, mais à des énergies plus élevées que celles rencontrées dans le Soleil, aussi des extrapolations sont souvent nécessaires. On estime que toutes les réactions à part $D(p, \gamma)^3\text{He}$ sont connues à mieux que 5%. La réaction $^7\text{Be}(p, \gamma)^8\text{B}$ est très importante, en ce qui concerne le flux des neutrinos de haute énergie, mais n'a pas d'effet sur la structure du Soleil.

Que ces modèles simplifiés ne reproduisent pas le flux des neutrinos solaires à un facteur 3 près n'a pas choqué beaucoup les astrophysiciens. Il a fallu toute la détermination de John Bahcall et surtout les résultats précis en héliosismologie pour convaincre la communauté scientifique, que les modèles simplifiés du Soleil sont bien capables de reproduire à mieux qu'un pour cent les vitesses du son au coeur du Soleil, et sont donc à prendre au sérieux [21]. Encore ne faut-il pas oublier comme le soulignent Turck-Chièze et al. que les incertitudes actuelles sur les données héliosismologiques au centre du Soleil ne permettent pas une bonne prédiction sur les flux des neutrinos solaires de haute énergie!

2.2. Les neutrinos solaires

Les neutrinos sont produits dans la réaction pp, la réaction pep, la capture électronique sur le ^7Be (ν_{Be}) et la capture proton sur le ^7Be . L'état excité du ^8B produit se désintègre et produit des neutrinos dits du Bore (ν_B). Les réactions du cycle CNO sont moins importantes pour la luminosité totale du Soleil, mais ne sont pas négligeables.

Une réaction implique ^3He et produit des neutrinos jusqu'à 19 MeV (hep neutrinos). Toutes ces réactions produisent des neutrinos électrons (ν_e).

Les différents flux prédits par le modèle de Bahcall et Ulrich [23] sont montrés dans la figure 1. De nombreux autres modèles donnent des résultats similaires, je citerais surtout

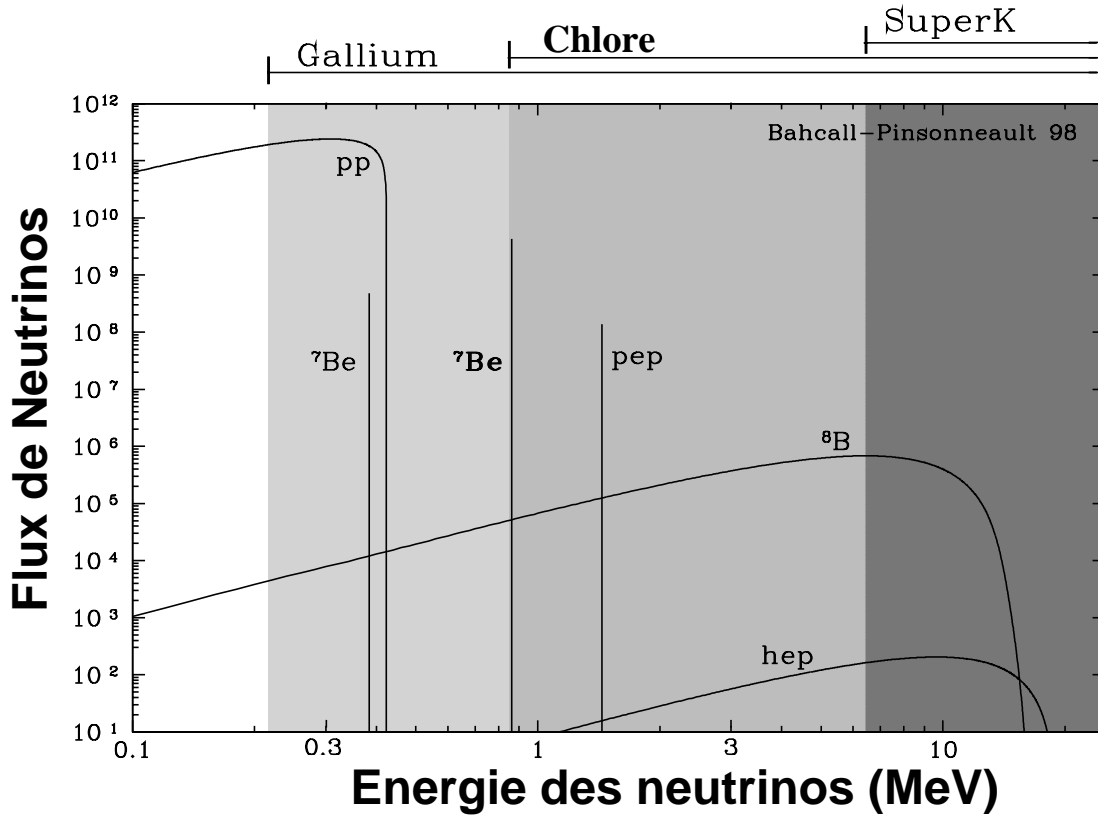


Figure 1. Flux de neutrinos prédit par le modèle de Bahcall et Pinsonneault [23]

Turck-Chièze et al. [24] qui a largement contribué à discuter la physique des modèles solaires (réactions nucléaires, opacités, diffusion microscopique,...).

Les neutrinos ayant une très faible section efficace, ils ont un libre parcours moyen d'environ 0.5 parsec (= 10^7 diamètre solaire, 10^5 UA) et la mesure de leur flux peut renseigner sur l'état thermodynamique des régions intérieures du Soleil. Les flux de neutrinos sont déterminés par les taux de réactions nucléaires et leur dépendance en température et en densité.

Les neutrinos du bore proviennent du coeur du Soleil et les neutrinos pp viennent de toute la région nucléaire. Le flux des neutrinos observé sur Terre est intégré sur toute la région de production, donc la dépendance en température est moyennée par la position d'émission du neutrino. La dépendance en température du flux des neutrinos est approximativement: $\Phi_{pp} \sim T_C^{-0.9}$, $\Phi_{Be} \sim T_C^{11}$, $\Phi_B \sim T_c^{25}$.

Il suffit d'une baisse de 2% de la température au coeur du Soleil pour expliquer un facteur 2 dans le flux des neutrinos de haute énergie, sans affecter le flux des neutrinos pp. L'expérience au chlore et Kamiokande ont posé le problème des neutrinos solaires,

Difference des vitesses du son au carre

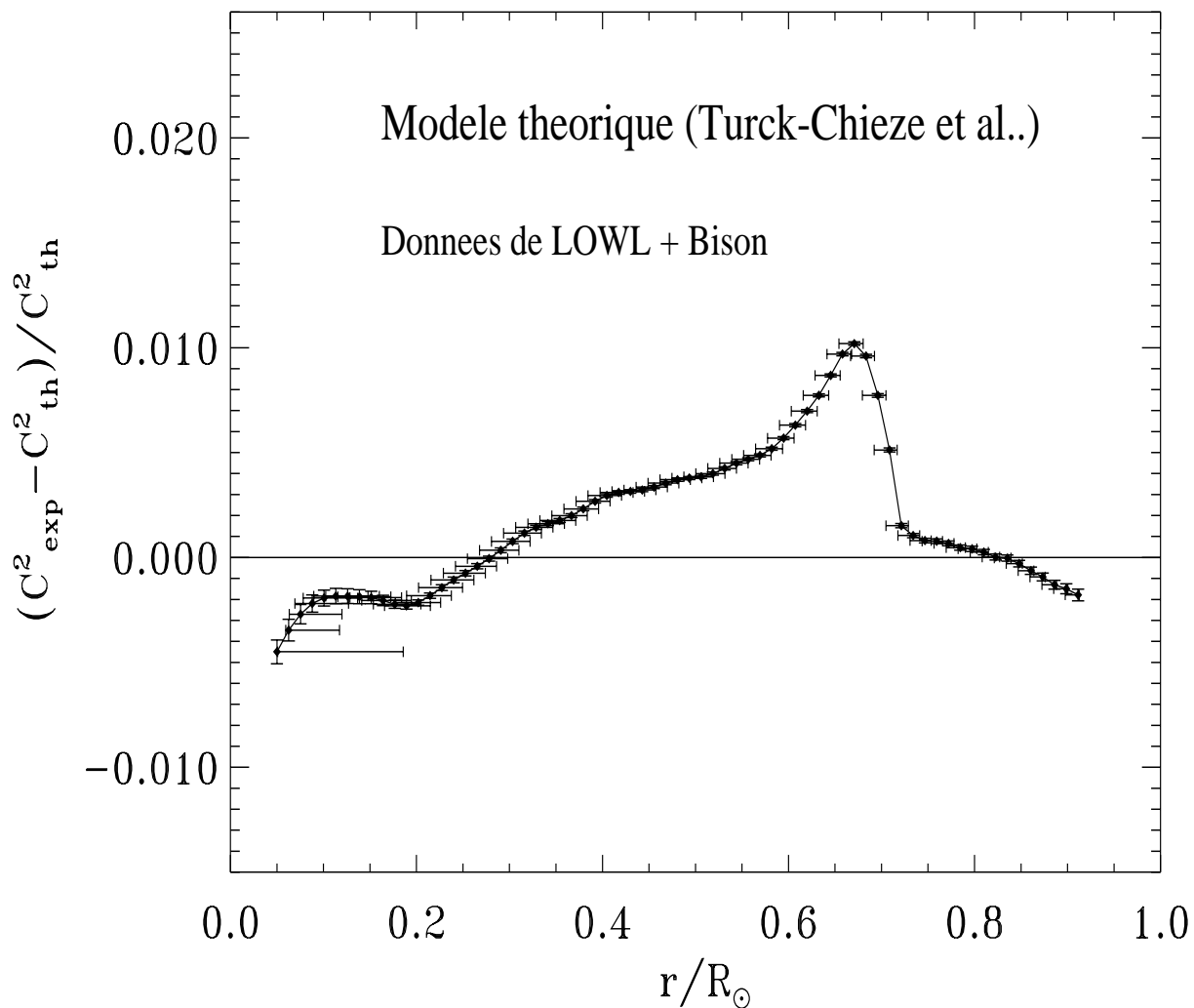


Figure 2. Différences de vitesses du son au carré. Le modèle théorique utilisé dans ce cas est celui de S. Turck-Chièze et de ses collaborateurs [24]. La vitesse du son expérimentale est extraite à partir des données d’hélioséismologie.

mais c’est la différence entre les expériences au gallium et les prédictions du SSM qui incite soit à remettre en question les bases du SSM, soit à considérer une solution d’oscillation des neutrinos électrons.

2.3. Alternatives au SSM

Le SSM étant un modèle simplifié, il convient de rechercher si d'autres processus physiques doivent être pris en compte pour améliorer l'estimation des flux de neutrinos émis ou détectés. De ce point de vue, les mesures héliosismologiques apportent de nouvelles contraintes. La figure 2 obtenue par Turck-Chièze et al. illustre la capacité du SSM à reproduire la vitesse du son dans le Soleil.

Des déviations possibles au SSM pourraient venir de différents effets dynamiques, tels que des instabilités dues à la rotation, ou à la diffusion des éléments, le transport par des ondes internes ou des effets de perte de masse. Pour le moment, on pourrait imaginer des effets (tels que des mélanges d'ondes de gravité suggérés par E. Schatzman [26]) qui réduiraient les flux de neutrinos de haute énergie, mais il n'existe pas de mécanisme connu pouvant affecter la production des neutrinos pp.

Les progrès de la théorie de l'évolution des étoiles passent par la validation du modèle solaire. Or cette théorie constitue le fondement de l'astrophysique toute entière: non seulement on lui fait décrire le passé et le futur du Soleil et de son système planétaire, mais elle est utilisée pour prédire l'évolution chimique des galaxies, l'âge des étoiles les plus vieilles (borne inférieure de l'âge de l'Univers), pour établir l'abondance relative d'éléments issus de la nucléosynthèse primordiale, tel l'hélium et le lithium, etc...

Les prochaines années vont voir se développer des modèles "non-standard", qui incorporeront des processus physiques négligés jusqu'ici. Ces améliorations auront probablement des incidences sur la prédiction des flux neutriniques, et elles rendront encore plus nécessaire la confrontation avec des expériences de précision sur l'ensemble du spectre de neutrinos solaires.

3. Détection de neutrinos solaires

Pontecorvo [28] a suggéré dès 1946, l'utilisation du Chlore pour mesurer les neutrinos solaires. Cette idée a été développée plus tard par Alvarez et mis en oeuvre par Ray Davis dans l'expérience historique de Homestake avec du perchloréthylène C_2Cl_4 . Le chlore est sensible aux neutrinos électrons au-dessus de 814 keV. Les neutrinos sont capturés avec des sections efficaces qui varient de $5 \times 10^{-46} \text{ cm}^2$ à 1 MeV à 10^{-41} cm^2 à 14 MeV, par les noyaux de ^{37}Cl qui se transforment en ^{37}Ar avec émission d'un électron. Les atomes radioactifs de ^{37}Ar se désintègrent par capture électronique avec une demi-vie de 35 jours. Avec les 615 tonnes de perchloréthylène, seul 1 atome de ^{37}Ar est produit par jour, ce qui donne quelques atomes désintégrés et observés tous les 2 mois. Le problème principal est donc celui d'extraire ces quelques atomes de ^{37}Ar , avec une bonne efficacité, de mesurer précisément cette efficacité, et d'observer les captures électroniques sans ambiguïté.

En 25 ans, les mesures fluctuent entre 0 et 6.5 SNU avec une moyenne de 2.54 SNU (Solar Neutrinos Units), c-à-d, 2.54 interactions pour 10^{36} atomes cibles par seconde pour un flux de neutrinos de quelques $10^9/\text{cm}^2/\text{s}$.

Le 'SNU' est une unité commode pour les expériences chlore ou gallium, où le seuil

est fixe. C'est le produit du flux de neutrinos mesuré ou calculé avec la section efficace calculée des neutrinos.

3.1. Capture neutrino et méthode radiochimique

La méthode radiochimique développée par Davis et reprise par les expériences au gallium (SAGE, GALLEX et GNO), est la plus insensible aux bruits de fond radioactifs.

Les neutrinos sont capturés par les noyaux de chlore ou de gallium, qui se transforment en isotopes radioactifs de l'argon et du germanium. Ces atomes sont extraits et sont placés dans des mini-compteurs proportionnels. Leur désintégration permet de signer les isotopes et de les compter. Ces expériences ont démontré leur capacité d'extraire et de mesurer quelques atomes d'argon ou de germanium avec une bonne efficacité, que l'on peut mesurer expérimentalement.

La faible statistique actuelle demeure un des points faibles de ces détecteurs et il serait intéressant d'avoir des confirmations de ces résultats avec des détecteurs plus massifs. GNO [14] (Gallium Neutrino Observatory) espère y répondre en triplant la masse de gallium par rapport à GALLEX.

L'autre faiblesse de la méthode radiochimique, c'est qu'il faut attendre 3 mois ou 1 mois, avant de compter les atomes produits lors de l'interaction. Une expérience en ligne serait souhaitable.

3.2. Diffusion élastique

Kamiokande, SuperKamiokande, SNO et BOREXINO sont des expériences "en ligne", c-à-d, qu'elles enregistrent les événements au fur et à mesure de leur production. Elles se basent sur la diffusion élastique des neutrinos sur les électrons du liquide (eau ou liquide scintillant). L'effet Cerenkov dans l'eau permet de reconstruire l'énergie des électrons diffusés, ainsi que leur direction. Dans les liquides scintillants, c'est l'excitation du milieu scintillant qui permet la mesure de l'énergie des électrons diffusés. BOREXINO ne peut pas mesurer la direction des électrons diffusés et les résultats dépendront de manière encore plus dramatique de la pureté radioactive des composants du liquide scintillant et de l'environnement. L'idée d'une TPC pour les neutrinos solaires apparaît naturellement. Les électrons diffusés peuvent être mesurés à des énergies plus faibles et leur direction est encore corrélée à celle du neutrino incident, permettant un rejet du bruit de fond. C'est le principe de MUNU ou HELLAZ.

3.3. Capture neutrino et acquisition en ligne

Après la capture du neutrino, certains noyaux se retrouvent dans des états excités qui peuvent avoir une durée de vie assez rapide pour permettre de signer l'événement et de l'enregistrer. Raju Raghavan ne manque pas d'idées dans ce domaine. En 1976, il proposait déjà l' ^{115}In [20]. La radioactivité β naturelle de l'indium n'a pas permis aux nombreux projets de Recherche et Développement de déboucher sur un détecteur réaliste.

Il propose ensuite BOREX, devenu ensuite BOREXINO, moins ambitieux, mais plus facile à réaliser. Puis plus récemment, il remarque que les noyaux $\beta\beta$, ^{82}Se , ^{160}Gd et ^{176}Yb ,

possédaient des propriétés semblables à l'indium, sans le désavantage de la désintégration β associée. De plus les nombreux travaux entrepris pour l'indium et BOREXINO, ont permis de développer dans la communauté neutrino solaire des compétences en liquides scintillants dopés et en cristaux scintillants, permettant au projet LENS d'être rapidement concevable.

4. Oscillations neutrinos

En apprenant le déficit en neutrinos solaires de l'expérience au Chlore, Pontecorvo et Gribov [30] ont tout de suite pensé aux oscillations neutrinos. Le Soleil produit des ν_e et le détecteur est sensible uniquement aux ν_e . S'il y a moins de neutrinos détectés que de neutrinos produits, il se pourrait que les ν_e se soient transformés en ν_μ ou ν_τ . Plusieurs mécanismes peuvent permettre cette oscillation, mais dans chaque cas, les neutrinos doivent être massifs.

Le Modèle Standard (de la physique des particules cette fois) ne prévoit pas de masse pour les neutrinos. Ils sont purement gauchers et sans masse. Cependant, il n'y a rien de fondamental qui empêche les neutrinos d'avoir une masse, et la recherche d'une masse pour les neutrinos est considérée comme une des fenêtres pour étudier la physique au delà du Modèle Standard. De nombreuses expériences oeuvrent dans ce sens, et il existe aujourd'hui plusieurs indications d'existence possible d'oscillations neutrinos, outre le problème des neutrinos solaires (neutrinos atmosphériques, effet LSND). Tous ces effets sont encore à confirmer, car la faible section efficace des neutrinos rend ces expériences très difficiles.

4.1. Oscillations dans le vide

Les ν_e , ν_μ , ν_τ , sont des états propres de saveur mais ne sont pas forcément des états propres de masse. Dans des oscillations de saveur, le nombre leptonique total est conservé mais pas chaque saveur. La transformation qui fait passer des états propres de saveur aux états propres de masse est une matrice 3 x 3 unitaire. Dans le cas où l'on considère uniquement 2 saveurs, la transformation a un paramètre, θ , qui est appelé l'angle de mélange.

Quand les neutrinos se propagent dans le vide, l'équation d'évolution permet de calculer la probabilité $P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = 1 - 1/2 \sin^2 2\theta [1 - \cos(2\pi l/l_v)]$ où $l_v = 4 \pi E_\nu / \Delta m^2$ est la longueur d'oscillation dans le vide.

La distance Soleil-Terre est d'environ $1.5 \cdot 10^8$ km et l'ensemble des résultats de neutrinos solaires pourrait s'expliquer si Δm^2 est de l'ordre de 10^{-10} eV² et $\sin^2 2\theta$ proche de 1 (cf figure 3).

4.2. Effet MSW

La présence de matière peut modifier la propagation des neutrinos en provoquant des effets cohérents de diffusion élastique vers l'avant. L'échange du boson de jauge Z (courants neutres) affecte tous les neutrinos, mais seuls les ν_e subissent un échange de W (courants

chargés), à ces énergies faibles par rapport à la masse du muon et du tau. L'indice de réfraction est donc différent pour les ν_e et les autres saveurs de neutrino. C'est ce qu'on appelle l'effet MSW (pour Mikheyev, Smirnov et Wolfenstein)[5]. La probabilité pour un ν_e de rester un ν_e devient plus complexe et des effets résonants peuvent apparaître. Elle dépend de la densité d'électrons dans le Soleil (ou dans la Terre) qui change de manière adiabatique, et passe de 1 à haute densité à $\sin^2 2\theta$ à densité nulle. En fonction de $E/\Delta m^2$, et dans le cas de mélange limité à 2 neutrinos, il existe 3 solutions qui peuvent expliquer l'ensemble des résultats des expériences solaires, dans le cas d'effet MSW entre neutrinos actifs $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ ou ν_τ : la solution petit angle de mélange (SMA) avec $\sin^2 2\theta$ autour de $6 \cdot 10^{-3}$, et Δm^2 autour de $6 \cdot 10^{-6} \text{ eV}^2$ et 2 solutions à grand angle LMA avec Δm^2 autour de 10^{-5} eV^2 , $\sin^2 2\theta$ autour de 0.6 et LOW avec Δm^2 autour de 10^{-7} eV^2 (cf figure 3).

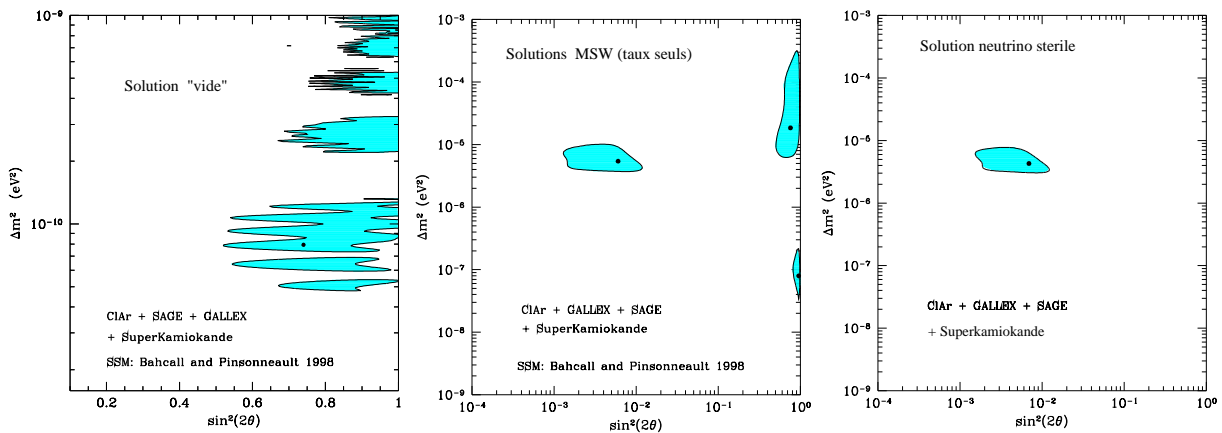


Figure 3. Les solutions compatibles avec toutes les expériences, en tenant compte uniquement des taux. A gauche, la solution dans le vide, au centre les 3 solutions MSW entre neutrinos actifs $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ ou ν_τ et à droite la solution en neutrino stérile. La figure provient de [39] et montre les régions autorisées à 99% de niveau de confiance. Les points noirs indiquent les meilleurs fits.

Si l'oscillation neutrino se fait vers un neutrino stérile, une seule solution subsiste, à petit angle (cf figure 3).

La situation est plus complexe avec des mélanges de 3 neutrinos.

4.3. Précession de spin

D'autres solutions ont été imaginées pour expliquer les résultats de neutrinos solaires. Les neutrinos pourraient se désintégrer, ou posséder un moment magnétique interagissant

avec le champ magnétique solaire. R. Davis a beaucoup insisté sur la variation des données du chlore sur un cycle de 11 ans. Le signal n'est pas très convaincant, mais est à l'origine de ces hypothèses.

Cisneros [31] et Okun, Voloshyn et Vysotsky [32] ont suggéré la rotation de neutrino gauche en neutrino droit avec interactions stériles dans le modèle standard. La découverte de l'effet MSW a cependant fait réaliser que les effets de matière lèvent la dégénérescence entre le neutrino gauche et le neutrino droit, et suppriment la précession de spin. Lim et Marciano [33] et Akhmedov[34] ont montré cependant, qu'une précession de spin avec changement de saveur pourrait encore se passer (spin flavor precession).

4.4. Cosmions

Une autre solution que j'ai particulièrement étudiée et écartée (avec mes collaborateurs) [35] est celle des cosmions. Ces particules hypothétiques, inventées pour résoudre à la fois le problème des neutrinos solaires et de la matière noire de la Galaxie, seraient piégées au coeur du Soleil et contribueraient à en baisser la température. Pour pouvoir le faire, leurs masses auraient dû être entre 2 et 10 GeV/c² et leur section efficace une centaine de fois plus importante que celle des neutrinos.

Nous avons calculé, à l'aide du Modèle Standard de Saclay, les conditions pour expliquer les expériences chlore et Kamioka, et avons montré le désaccord avec les données héliosismologiques et les données prises avec un détecteur au silicium [37]. Les prédictions pour GALLEX et SAGE sont aussi autour de 100 SNU, au-dessus des valeurs mesurées. J'ai joué un rôle moteur dans cette collaboration en réunissant les compétences de physiciens théoriciens (Jean Kaplan, François Marin de Volnay), d'astrophysiciens (Sylvaine Turck-Chièze), avec des expérimentateurs particules (Yannick Giraud-Héraud et moi-même).

5. Quelles mesures de neutrinos solaires?

Dans la table 3 sont résumés les derniers résultats des flux mesurés de neutrinos solaires, comparés aux prédictions théoriques. Il y a partout un déficit net.

5.1. Les derniers résultats de SuperK

SuperKamiokande est une immense piscine d'eau ultrapure dont le fonctionnement depuis le 1er avril 1996, marque une nouvelle période de la physique des neutrinos solaires. Jusque là, les expériences ont démontré l'existence de neutrinos solaires et d'un déficit par rapport aux prédictions théoriques. Les précisions statistiques (et systématiques) de SuperK permettent de mesurer les distorsions du spectre des neutrinos au-dessus de 5 MeV, les différences jour/nuit, ainsi que les variations saisonnières.

Malheureusement, SuperK est insensible en dessous de 5 MeV, mais cette expérience constitue désormais une référence de qualité que les expériences futures se doivent

Table 2
Prédictions théoriques

Détecteur	BP [23]	TCL [24]	DS [25]
chlore	$9.3^{+1.2}_{-1.4}$ SNU	6.4 ± 1.4 SNU	4.1 ± 1.2 SNU
eau (Kamiokande)	$6.6^{+0.9}_{-1.1}$ $10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	4.4 ± 1.1 $10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	2.5 $10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
gallium	137^{+8}_{-7} SNU	123 ± 7 SNU	115 ± 6 SNU

Table 3
Comparaison des résultats expérimentaux aux prédictions théoriques du SSM de Bahcall and Pinsonneault de 1998. Les erreurs sont de 1σ .

Expérience	Résultats expérimentaux	Expérience/Prédictions BP98 [23]
Kamiokande	$2.8 \pm 0.19 \pm 0.33$ $10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	0.42 ± 0.09
SuperKamiokande	$2.42 \pm 0.04 \pm 0.06$ $10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	$0.47 \pm 0.008 \pm 0.013$
chlore (Homestake)	$2.56 \pm 0.16 \pm 0.16$ SNU	$0.33 \pm 0.03 \pm 0.05$
GALLEX	$78 \pm 6 \pm 5$ SNU	$0.60 \pm 0.06 \pm 0.04$
SAGE	$67 \pm 7 \pm 5$ SNU	$0.52 \pm 0.06 \pm 0.03$

désormais d'égaler à basse énergie.

Jusqu'à 14 MeV d'énergie des électrons mesurés, le flux de neutrinos est systématiquement en dessous des prédictions du SSM (cf figure 4).

Cependant, les bins de plus haute énergie sont beaucoup plus élevés que les prédictions du SSM. L'origine de cet effet n'est pas encore compris, bien qu'il peut indiquer une contribution anormalement importante de hep (10 à 20 fois le SSM) [40]. Une autre explication serait l'oscillation dans le vide [41].

4 solutions d'oscillations (Oscillations dans le vide et MSW -LMA, SMA, LOW) qui impliquent 2 neutrinos, pourraient expliquer l'ensemble des résultats expérimentaux (jusqu'à 14 MeV). Les résultats de SuperK aujourd'hui, basés sur 708 jours d'opération ont été analysés par de nombreux auteurs [39] et semblent favoriser la solution LMA de l'effet MSW ou une oscillation dans le vide.

5.2. SNO

Grosse piscine d'eau lourde, SNO, a commencé à prendre des données et pourra confirmer les résultats de SUPERK de diffusion $\nu_x + e^- \rightarrow \nu_x + e^-$ (1), dans la même région en énergie (au dessus de 5 MeV).

D'autre part, l'utilisation d'eau lourde, permet de comparer les effets de la réaction de courant chargé $\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$ (2), avec les réactions de courant neutre $\nu_x + d \rightarrow \nu_x + p + n$ (3).

Les neutrons produits peuvent être identifiés soit par réaction (n, γ) sur le sel dissous dans l'eau lourde, soit en utilisant des compteurs proportionnels à ^3He . La réaction (3) mesure le flux total des neutrinos. S'il n'y a pas de neutrinos stériles, le flux attendu pour la réaction (3) devrait être celui prédit par le SSM.

Les électrons produits par la réaction de courant chargé (2) sont monochromatiques, d'énergie 1.44 MeV et ils ont une distribution angulaire très différente de celles des électrons dans la diffusion élastique sur électron (1) (diffusion vers l'avant). L'effet MSW déforme les spectres en énergie. Dans la solution petit angle, c'est entre 5 et 7 MeV que les effets seront les plus évidents.

5.3. BOREXINO

BOREXINO est un grand volume de liquide scintillant entouré de photomultiplicateurs. Son but est d'atteindre un seuil assez bas pour mesurer les électrons de diffusion élastique de la réaction (1) dans la région des neutrinos du béryllium (862 keV), et (le plus difficile) une radioactivité assez faible pour permettre de voir un signal sur le fond. Les résultats obtenus avec le CTF, un prototype de 3 tonnes, sont encourageants. BOREXINO permettra de confirmer ou non un déficit autour de 862 keV. La section efficace élastique des ν_μ et ν_τ est plus faible que celle des ν_e . Avec BOREXINO seul, il n'est pas possible de distinguer entre les différentes solutions d'oscillations, mais les informations sont précieuses.

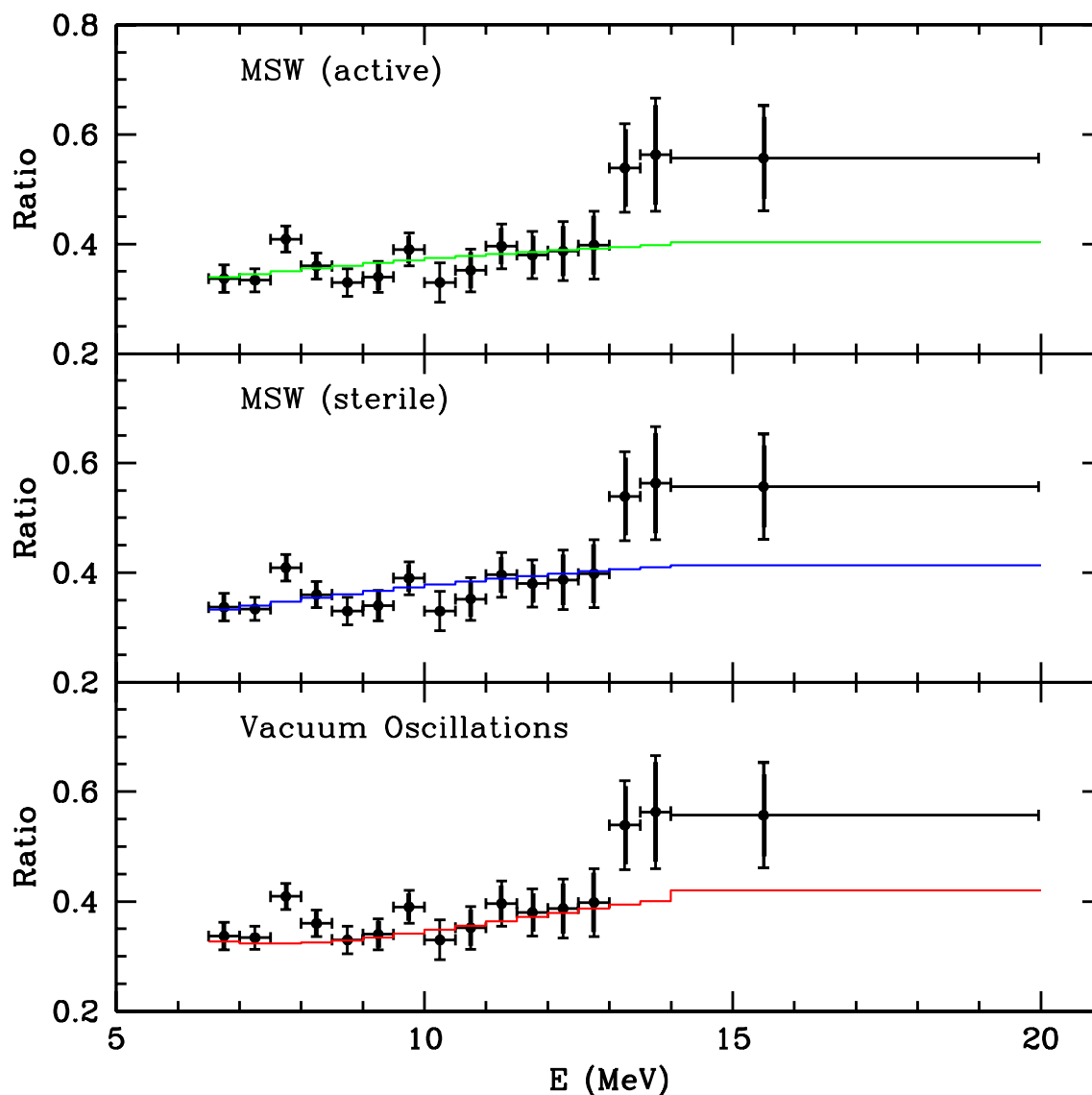


Figure 4. Spectre des électrons mesurés par SUPERKAMIOKANDE (708 jours). En dessous de 14 MeV, les résultats sont systématiquement en dessous du SSM. Le surplus au delà n'est pas encore compris, mais pourrait être dû à une présence anormalement élevée de hep ou à la solution dans le vide.

5.4. Et les neutrinos pp?

HELLAZ/SUPERMUNU observeront aussi l'interaction de tous les neutrinos. C'est une extension à plus bas seuil de BOREXINO, avec des systématiques différentes, qui

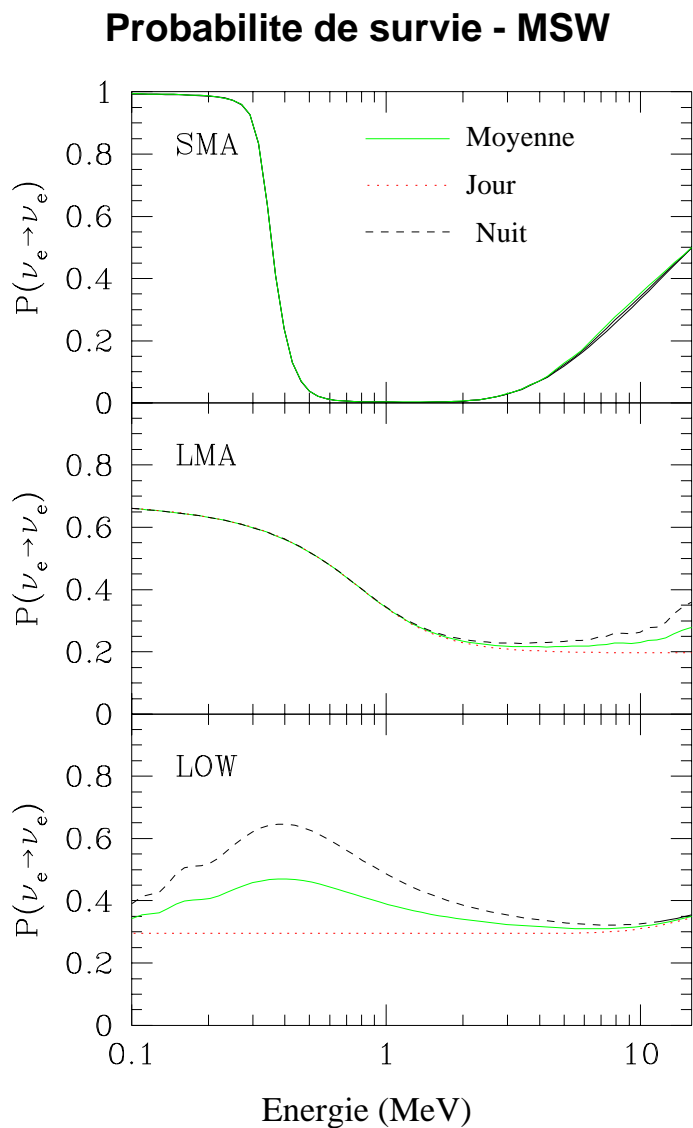


Figure 5. Probabilité de survie des neutrinos électrons pour des oscillations MSW; les différences jour-nuit sont importantes à basse énergie dans la solution LOW, et autour de 5 GeV dans la solution LMA.

permettra de vérifier les résultats de BOREXINO et d'observer les neutrinos pp.

LENS est sensible uniquement à l'interaction des neutrinos de type électron. Le

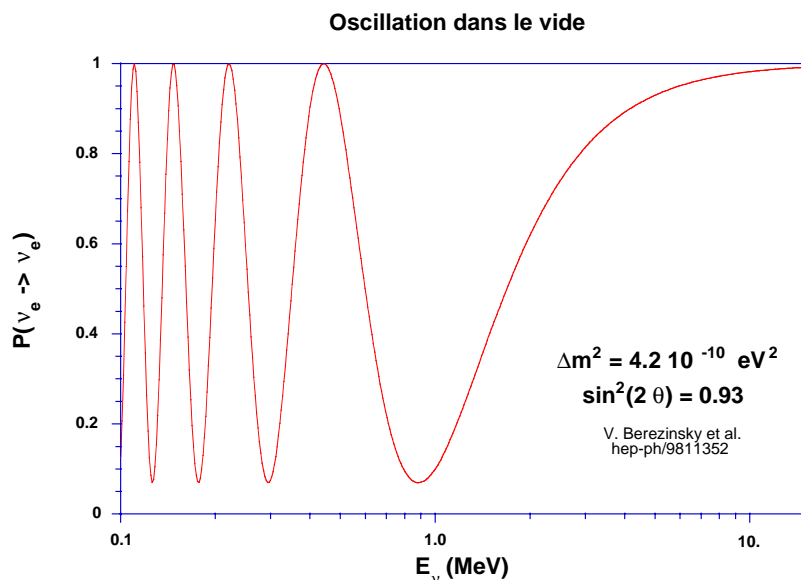


Figure 6. Probabilité de survie des neutrinos électrons pour des oscillations dans le vide [41].

seuil espéré permettra aussi de mesurer les neutrinos pp. Ces 2 types d'expériences sont complémentaires et seront décrites plus en détail dans les prochaines sections. Les résultats de LENS, uniquement avec des neutrinos électrons, peuvent être combinés aux autres expériences pour obtenir la contribution des neutrinos "non -électrons". Dans le cas des oscillations en neutrinos actifs, HELLAZ/SUPERMUNU/BOREXINO devraient avoir un signal plus entre le signal LENS et le signal prédit par le SSM. Dans le cas d'oscillations en neutrinos stériles, BOREXINO et HELLAZ/MUNU devraient observer le même taux obtenu par LENS.

La figure 5 montre le flux de neutrinos solaires attendus pour les différentes hypothèses MSW envisagées. Des différences jour-nuit sont attendues pour la solution LMA à haute énergie, que SuperK espère mettre en évidence si cette solution est valide. Par contre, dans le cas de la solution de bas Δm^2 , ce serait pour des énergies de neutrinos solaires entre 300 et 400 keV que les différences jour-nuit seront les plus appréciables.

La figure 6 montre l'effet d'une oscillation dans le vide. Seules des expériences avec une excellente résolution en énergie pourront mettre en évidence la forme caractéristique. LENS et HELLAZ/SUPERMUNU espèrent y parvenir.

6. HELLAZ

6.1. Le projet de Tom Ypsilantis et Jacques Séguinot

T.Ypsilantis et J. Séguinot ont proposé une chambre à projection temporelle (TPC) qui offrirait une résolution en énergie pour les neutrinos meilleure que 10%, pour bien séparer les neutrinos pp des neutrinos du Be. La détection des neutrinos solaires dans cette expérience est basée sur la mesure des électrons du gaz après diffusion élastique des neutrinos. La mesure des traces permet de déterminer la direction des électrons; c'est un atout essentiel pour démontrer l'origine solaire d'un signal et mettre en évidence un signal compte tenu des fonds radioactifs importants. Le gaz exact, la pression et la température de fonctionnement sont encore à définir. Pour fixer les idées, une TPC de 2000m³ d'hélium à 5 bars et 77K donnerait par exemple 10 événements par jour. C'est un projet "Recherche et Développement" en plusieurs volets. Il faut d'une part construire et faire fonctionner des détecteurs fiables dont la résolution en énergie des électrons de basse énergie (100 keV ou plus) et la résolution angulaire soient conformes à ce qui est attendu et d'autre part prouver qu'il est possible de faire face aux problèmes de radioactivité. Ce projet par étapes permettrait à terme de proposer un détecteur sensible aux neutrinos pp, Be et pep.

Il existe déjà des TPCs de l'ordre du m³ pour des expériences de faible radioactivité telles que les détecteurs double beta, et surtout le projet MUNU qui pourrait mesurer un éventuel moment magnétique du neutrino de l'ordre de $3 \cdot 10^{-11}$ magnéton de Bohr. MUNU constitue une étape certaine dans le R et D d'une grande TPC pour les neutrinos solaires. Les résultats obtenus par la collaboration MUNU en ce qui concerne la résolution en énergie avec du CF₄, ainsi que le contrôle des bruits radioactifs (sélection des matériaux, filtrage du radon, etc...) seront essentiels pour les étapes successives d'un projet de détecteur de 2000 m³.

Par ailleurs, j'ai installé un germanium de très faible radioactivité de 210 cc au LSM pour la sélection des matériaux de HELLAZ. Il fonctionne depuis l'été 1997 et a permis de mesurer des dizaines d'échantillons au niveau du ppb.

6.2. Avancées technologiques

Mesurer la direction d'une trace d'électron de basse énergie n'est pas facile. Seuls les premiers millimètres apportent une information utile. Aussi est-il important de collecter toute l'information contenue dans ces premiers millimètres, et Séguinot et Ypsilantis ont testé des détecteurs sensibles à chaque électron secondaire produit, pour obtenir la meilleure reconstruction possible. Des mesures ont été faites avec des MWPC (Chambres à fils) classiques [44]. Les résultats ont montré la nécessité de passer à des détecteurs de nouvelle génération tels que les GEM [51] de Fabio Sauli, MICROMEGAS [47] de Giomataris et Charpak ou MSGC [48]. Chaque détecteur a ses avantages et ses inconvénients, mais ils partagent tous, deux problèmes à résoudre: la difficulté d'extrapolation de ces détecteurs à des grandes surfaces de l'ordre du m² et la contrainte de faible radioactivité des matériaux.

6.3. Contraintes de faible radioactivité

La mesure et le contrôle de la radioactivité des matériaux représentent une partie essentielle de toute expérience de neutrinos solaires. Pour des physiciens des particules, l'accent est souvent mis sur le fonctionnement des détecteurs et le problème de la radioactivité est ignoré, apparaissant d'un intérêt secondaire. Or, c'est un aspect pourtant décisif dans le succès d'une expérience. BOREXINO est en train de prouver que l'on peut sans doute atteindre des taux de radioactivité permettant de détecter des neutrinos solaires du béryllium par les électrons de plus de 200 keV, sans besoin de discrimination. Le succès du CTF (leur détecteur de test), en 1996, prouve que les bruits de fond radioactifs peuvent être réduits. Cela nous a permis d'espérer qu'une TPC qui dispose d'un atout important par rapport à BOREXINO (la mesure de la direction des électrons) pourrait être un projet neutrino solaire réalisable!

Une TPC permet la soustraction du bruit de fond radioactif par une méthode de coïncidence retardée. En effet, les électrons provenant de la diffusion des neutrinos solaires sur le gaz du détecteur sont corrélés avec la direction du Soleil. On peut espérer que les autres sources de bruits de fond sont soit localisés dans un endroit précis du détecteur, soit distribués de manière aléatoire pour ne pas avoir de corrélation avec la direction du Soleil. En moyenne, il est donc possible de soustraire le bruit de fond. Des contaminations dans un détecteur HELLAZ ont été simulés par GEANT [42]. Le bruit de fond des matériaux proches du volume de détection (cage, chambres de détection, connecteurs) doit être inférieur à des contaminations de quelques 10^{-12} g/g U, Th, ou K (cf figure 7). La résolution en énergie déforme le signal, mais des valeurs entre 10 et 15 % permettraient encore de séparer le signal de la raie du béryllium à 862 keV du signal pp et des bruits de fond radioactifs.

Une sélection stricte des matériaux s'impose donc. C'est un travail qui doit se faire en parallèle au dessin d'un détecteur, car le choix des matériaux sera crucial à la fois pour une sensibilité à l'électron unique et pour la radioactivité. Ainsi tous les matériaux à partir de fibre de verre sont inutilisables. C'est donc pour cela que je me suis consacrée pendant un an à l'étude des possibilités existantes et aux développements indispensables pour mener à bien un tel projet.

Trois axes de travail ont été étudiés:

- Sélection avec un germanium bas bruit de fond
- Analyse par activation neutron
- Mesure de faibles quantités de radon.

1) Sélections avec un germanium

Des cristaux de germanium de très faible radioactivité ont été développés par plusieurs groupes expérimentaux, (Avignone et al. aux USA, G. Heusser et al. en Allemagne, Ph. Hubert et al., J-L Reyss et al., en France) en collaboration avec l'industrie et permettent aujourd'hui d'obtenir des détecteurs jusqu'à 400 cc avec une sensibilité autour de 10^{-9}

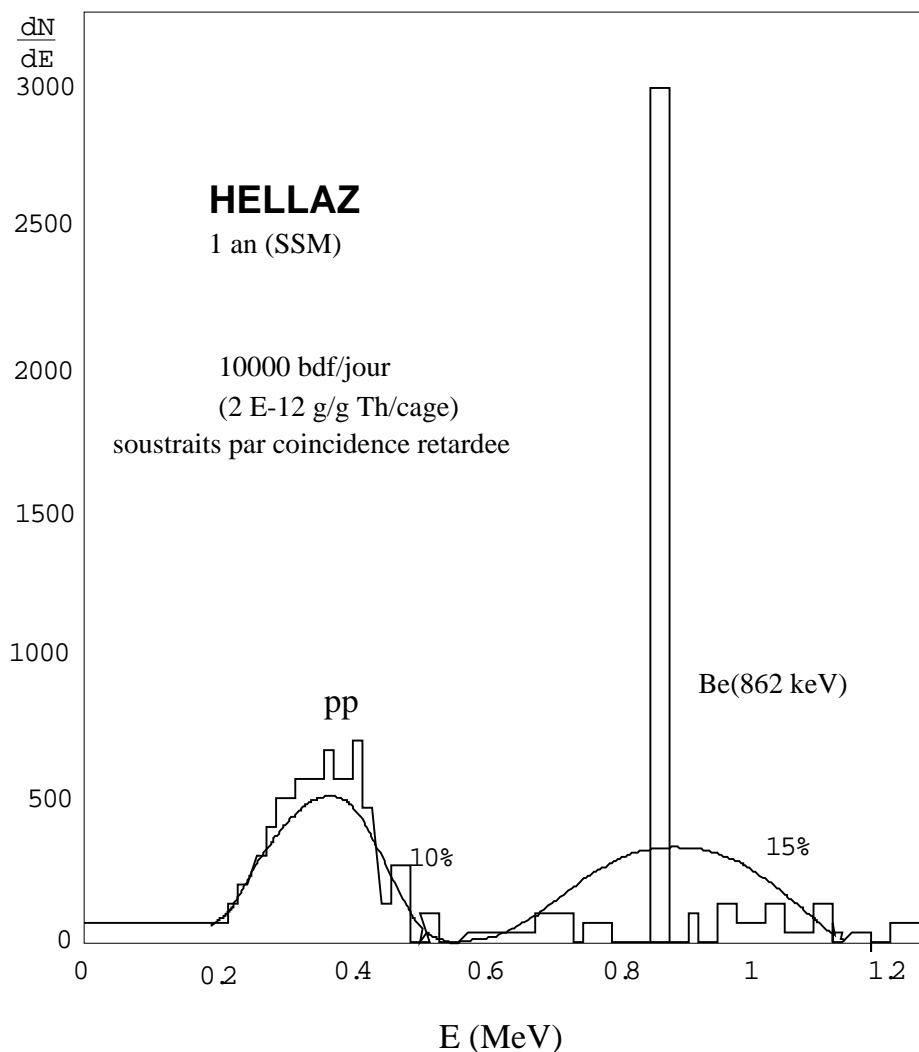


Figure 7. Reconstruction du spectre des neutrinos solaire avec HELLAZ, avec du bruit radioactif environnant simulé par GEANT. Le pic de 862 keV du béryllium est convolué par la résolution en énergie. Le bruit de fond autorisé ne peut dépasser quelques 10^{-12} g/g U, Th

g/g en U, Th, K. C'est la méthode la plus simple pour faire une première sélection de matériaux. Un cristal de germanium de 210 cc (de 1.115 kg) a été acheté par Bologne à Eurysis Mesures et a été installé par nos soins dans un blindage de faible radioactivité (illustration sur la figure /refblindage1) pendant l'été 1997. C'est un cristal de type p, il permet d'obtenir un seuil à 80 keV environ (les types n, plus chers, peuvent descendre jusqu'à 10 keV).

Chaque brique de plomb et de cuivre utilisé pour ce blindage a été soigneusement nettoyé. Pour le cuivre proche du germanium, un nettoyage avec de l'acide et un rinçage

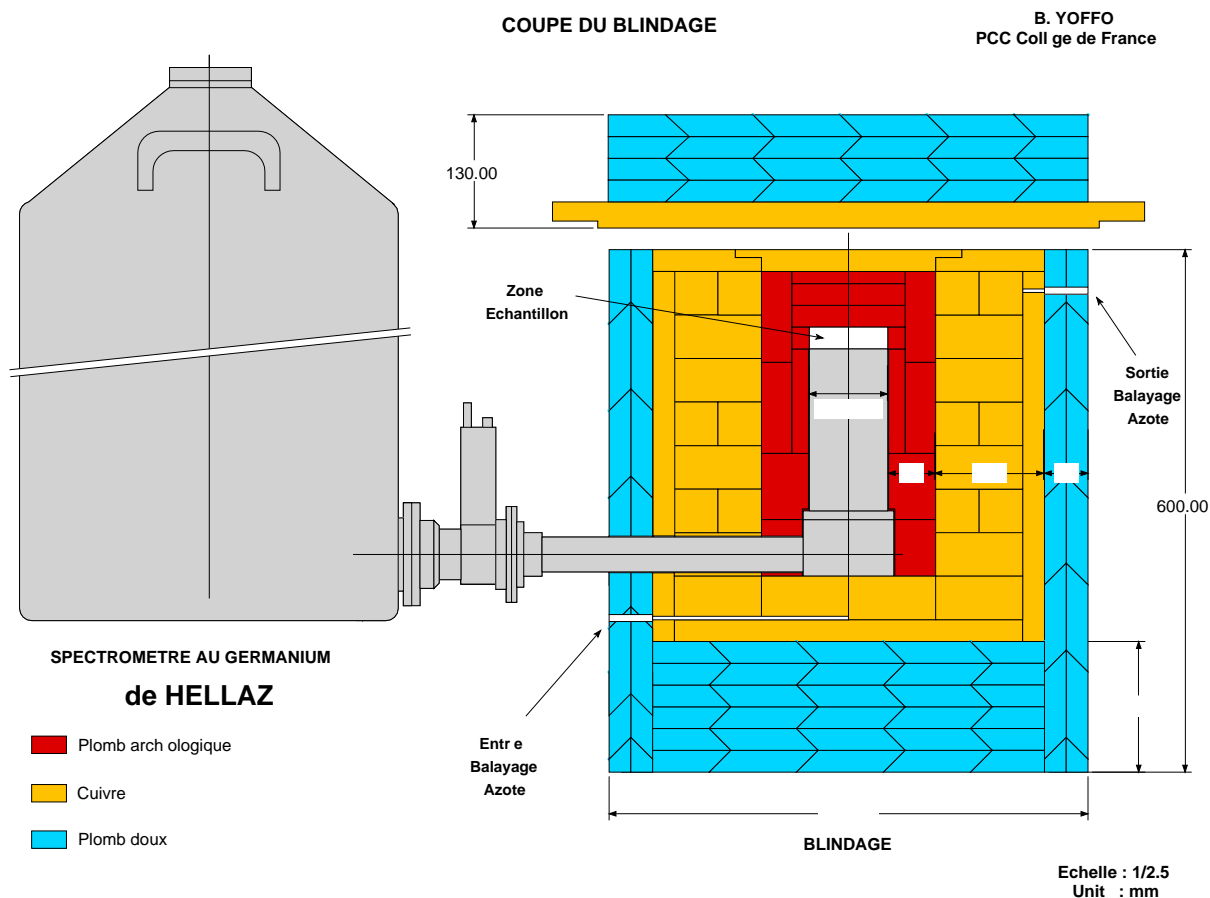


Figure 8. Dessin du blindage en plomb et cuivre autour du crystal de Germanium de HELLAZ installé au Laboratoire Souterrain de Modane.

avec de l'eau déminéralisée a été fait juste avant la pose. Un balayage en azote permet de minimiser la présence de radon dans le blindage et les possibilités de dépôt de radon sur la surface du germanium et des briques. A chaque changement d'échantillon, l'ouverture se fait sous atmosphère d'azote avec minimisation du temps possible de contamination. Chaque échantillon est déposé dans des boîtes en polyéthylène spécialement sélectionnées et nettoyées.

Les résultats obtenus en fond sont aussi bons que les meilleurs détecteurs au germanium, avec des taux au dessus de 100 keV de l'ordre de 0.3 coups/minute (cf figure 9 montrant le spectre de fond sur un mois pris en décembre 1997).

Des idées pour améliorer d'un facteur 3 à 10 la sensibilité de ce germanium ont été étudiées et peuvent être mises en oeuvre.

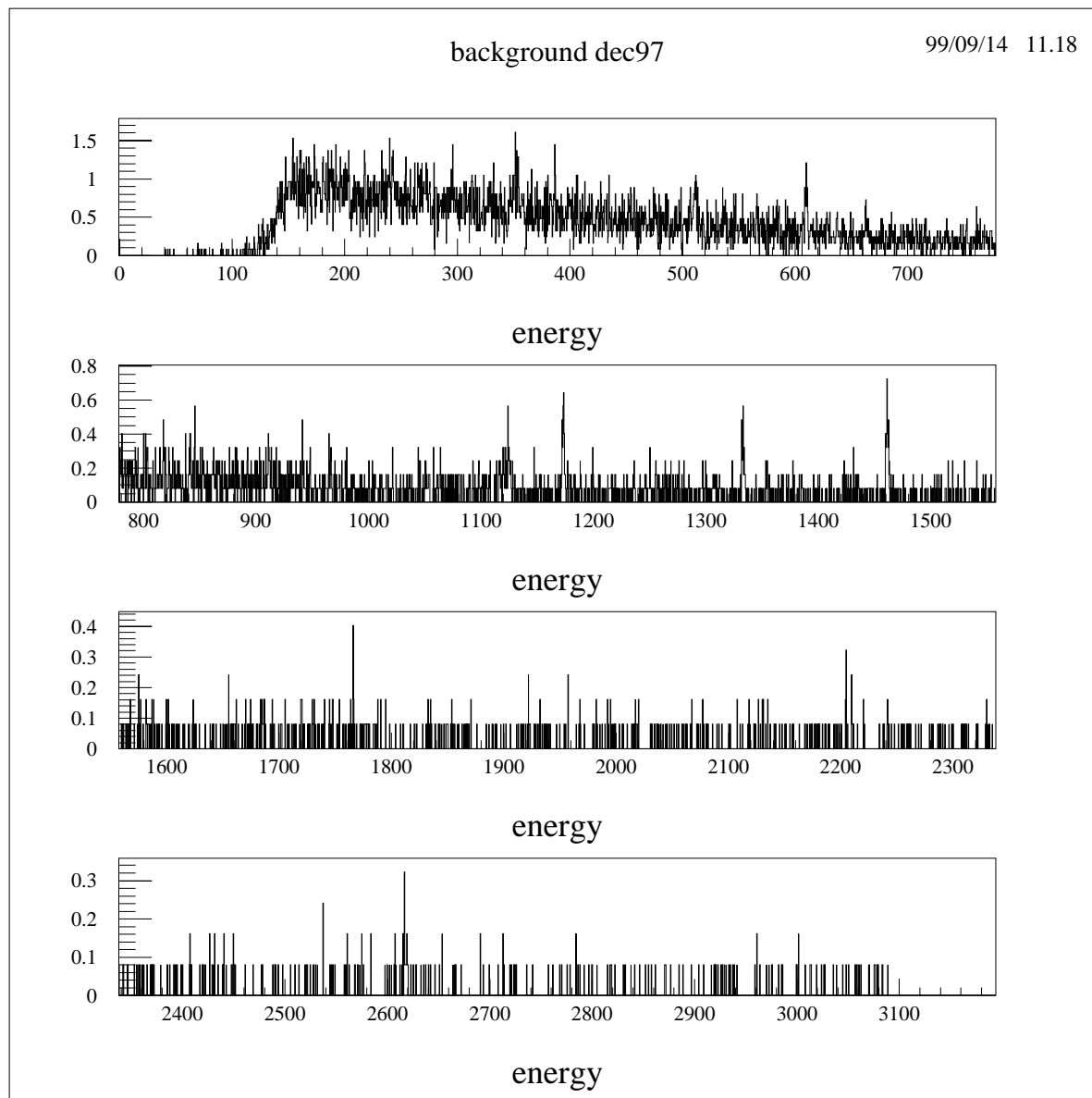


Figure 9. Bruit de fond du germanium de HELLAZ en decembre 1997. Ce spectre indique la présence de ^{40}K (1461 keV), et de nombreux éléments de la chaîne de l' ^{238}U , avec les raies du ^{214}Bi (609, 1120, 1764 et 2204 keV), du ^{214}Pb (242, 295 et 352 keV), de la chaîne du ^{232}Th avec les raies de l' ^{228}Ac (270, 911 et 969 keV), ^{212}Pb (239 keV), ^{208}Tl (583 et 2615 keV). Cette contamination résiduelle due encore aux matériaux entourant le crystal de germanium limite la capacité de mesure des échantillons, mais correspond à ce qui se fait de mieux dans l'industrie, actuellement.

Nous avons effectué depuis, la mesure de dizaines d'échantillons (3 types d'oxyde de bore, morceaux de MSGC en silicium fabriqués par IBM pour le groupe CMS de Lyon,

des connecteurs, des vis, des circuits imprimés, des filtres de carbone, une dizaine de colles, etc...) Presque tous ces échantillons ont des contaminations au-dessus des limites de mesure, c-à-d, au dessus de 10^{-10} g/g en U, Th, ou K... Un oxyde de bore et le substrat en silicium du MSGC de Lyon sont meilleurs que les limites du germanium. Il nous faut donc d'une part améliorer la sensibilité du germanium, mais cela ne suffit pas. Le germanium nous sert de premier tri. Si c'est mauvais, il ne faut pas utiliser le produit. Si c'est bon, il faut trouver d'autres moyens de mesurer mieux, et les limites exactes dépendent de la géométrie de l'échantillon au-dessus du germanium. Un programme GEANT a été écrit pour estimer au mieux ces valeurs, mais dans la pratique, cela n'a pas été jugé utile pour chaque échantillon et chaque type de contamination...

Il nous faut aussi trouver des matériaux de construction plus purs (moins de 10^{-12} g/g d'impuretés). Cela nécessite la mise en place de relations privilégiées avec les fournisseurs...

2) Analyses avec Activation Neutron (NAA)

Pour atteindre des sensibilités meilleures que ne le permet le germanium, l'activation neutronique est possible pour certains matériaux. Des méthodes spécifiques ont été développées au TUM [53] pour l'expérience BOREXINO, permettant d'atteindre des sensibilités de:

$$2 \cdot 10^{-16} \text{ g/g U, } 2 \cdot 10^{-15} \text{ g/g Th, } 3 \cdot 10^{-12} \text{ g/g K}$$

pour les scintillateurs liquides de BOREXINO,

$$10^{-17} \text{ g/g U, Th, } 10^{-14} \text{ g/g K}$$

pour du Si, ainsi que

$$10^{-13} \text{ g/g U, } 10^{-12} \text{ g/g Th, } 10^{-9} \text{ g/g K}$$

pour des plastiques qui nous intéressent particulièrement comme supports de détecteur pour HELLAZ. Malheureusement, tous les plastiques mesurés jusqu'à présent sont plus contaminés que cette limite de sensibilité. Le meilleur plastique mesuré est l'acrylique de la compagnie Rohm, qui cependant reste avec

$$4.5 \cdot 10^{-12} \text{ g/g U, } 8 \cdot 10^{-12} \text{ g/g Th}$$

trop radioactif pour les exigences de HELLAZ. Il nous faut donc prévoir un développement avec l'industrie pour améliorer la qualité des plastiques, ainsi que des moyens de mesure en activation neutron en collaboration avec le TUM.

3) Mesure et purification du radon

Il est indispensable de mesurer, contrôler et réduire le radon, un des bruits de fond les plus communs aux expériences de faible radioactivité. Il provient de la chaîne de

l'Uranium et est présent partout dans l'atmosphère, à des taux autour de 100 Bq/m³ dans une salle normale. Il peut cependant être réduit à quelques $\mu\text{Bq/m}^3$. Pour y parvenir, des études ont été faites pour l'installation dans une salle propre, d'un banc de dégazage, de concentration et de mesure de radon (inspirés des travaux équivalents faits pour BOREXINO, SNO et Kamioka).

La concentration de radon se base sur le principe du piégeage à froid.

La détection du radon pourrait servir à mesurer de manière indépendante la quantité d'²³⁸U dans les matériaux. Toutes les autres méthodes sont destructrices (germanium et NAA) et ne portent que sur des petits échantillons. J'ai étudié la possibilité d'utiliser le piégeage du radon provenant de grandes quantités de matériaux servant à la construction des détecteurs (plastiques, métaux, etc...). Cela nécessite des volumes importants, mais au moins, l'ensemble des matériaux serait testé et non quelques échantillons. Des estimations préliminaires permettent d'envisager des mesures de radon, correspondant dans le cas de matériaux en équilibre à des concentrations de l'ordre de 10^{-12} g/g en ²³⁸U. Depuis, il semble que le groupe de I. Barabanov en Russie a obtenu de tels résultats. Ils ont baptisé cette méthode, "méthode champagne"!

Le programme que j'avais commencé à mettre en place au Collège de France, a été suspendu à mon départ, par manque de main d'oeuvre. Je pense que c'est une partie difficile, mais indispensable de la réalisation d'une expérience TPC. Pour MUNU, de gros efforts de sélection de matériaux ont aussi été menés. Le résultat de ces sélections devrait se traduire par un faible taux de déclenchement pour des seuils de 500 keV ou moins et permettra de mesurer la faisabilité radioactive actuelle d'un projet TPC.

7. LENS

7.1. L' idée de Raghavan

Par capture neutrinique, le noyau émet un électron et peut se mettre dans un état excité, qui se désexcite rapidement en émettant un γ . La coïncidence retardée électron- γ et la localisation permet une réduction importante des bruits de fond. L' ¹¹⁵In répond à ces critères et a pendant longtemps fait l'objet d'études multiples et variées. Malheureusement, il est radioactif et le bruit de fond β direct a un "endpoint" à 486 keV et est 10^{11} fois plus important que le signal attendu pour les neutrinos pp. Il n'est pas exclu, cependant d'utiliser l'indium pour la détection des neutrinos du béryllium, à condition d'obtenir des résolutions en énergie de l'ordre de 50 keV.

En 1997, Raghavan remarque que les noyaux $\beta\beta$, ¹⁷⁶Yb, ¹⁶⁰Gd, ⁸²Se répondent aussi à des critères intéressants pour la détection de neutrinos solaires (cf figures 10):

- La cible est stable avec un état fondamental 0^+
- La capture neutrino produit des transitions $0^+ \rightarrow 1^+$ vers des états excités de (A,Z+1)
- Les états finals se désintègrent dans l'état fondamental par des γ autour de 100 keV,

l'énergie et la durée de vie sont plus faibles)

- Les énergies de seuil pour la capture neutrino permettent une sensibilité aux neutrinos pp (301 keV pour l'ytterbium, 244 keV pour le gadolinium, 173 keV pour le sélénium).
- Les états finals 1+ peuvent être déterminés par les réactions (p,n) ou ($^3\text{He,t}$).

En Yb-Lu, 2 états 1+ sont possibles avec un Q(max) de 445 keV. En Gd-Tb, 4 états finals sont possibles, avec Qmax de 667 keV. En Se, seul un état avec Q de 173 keV existe.

En Yb-Lu, le signal direct électron ou le signal $e^+ \gamma$ (144 keV) de l'état plus élevé, aboutissent à l'état isomérique à 194.5 keV, qui se désintègre avec un τ de 50 ns via un γ de 72 keV.

En Gd-Tb, 4 états finals peuvent contribuer. 2 aspects importants méritent d'être soulignés:

1) un γ de 75 keV s'additionne au signal d'électron de capture, donc le signal total du spectre est décalé de 75 keV, permettant de s'affranchir des effets de seuils proches du zéro.

2) Pour la capture des neutrinos pp, 2 états finals contribuent, et dans l'état le plus faible, 2 états isomériques se suivent avec τ de 8 ns et 86.5 ns, qui peuvent permettre d'affiner la signature neutrino. L'énergie du γ de signature est de 64 keV.

En Se, l'énergie de tag est de 29 keV avec un τ de 10 ns. Cela pose des contraintes supplémentaires aux détecteurs, et il n'en sera pas question ici.

7.2. Sections efficaces de capture et taux de détection

Les taux de signaux peuvent être estimés à partir des résonances Gamow-Teller observées dans les réactions d'échange de charge, (p,n) et ($^3\text{He,t}$). Les incertitudes sont encore grandes, de l'ordre de 50%, et sont étudiées actuellement sérieusement par les spécialistes nucléaires. Mais les sections efficaces estimées permettent d'envisager des taux de détection réalistes (cf figure 11). Il faudra cependant prévoir une calibration des détecteurs à l'aide de sources de plusieurs Mégacuries, semblables aux source de Chrome utilisées dans GALLEX et SAGE. D'autres sources sont aussi en étude pour pouvoir tester les neutrinos de plus basse énergie que les 746 keV des neutrinos du ^{51}Cr .

7.3. Détecteurs possibles

Plusieurs détecteurs ont été envisagés et testés:

- Des cristaux de GSO (silicates de gadolinium) ont été testés dans plusieurs laboratoires (Grenoble, Japon, Taiwan). Ils ont l'avantage d'une forte densité (6,7) et d'une forte concentration de gadolinium (74%). Ils existent et sont utilisés dans des expériences $\beta\beta$, et produits de manière semi-industrielle par Hitachi, en Chine et en Russie. Les travaux des dernières années indiquent que les GSO dopés au cérium permettent des durées de vie de scintillation de 30 ns et un rendement de 9000 photons/MeV.

Le principal problème du gadolinium est cependant l'existence du bruit de fond des α

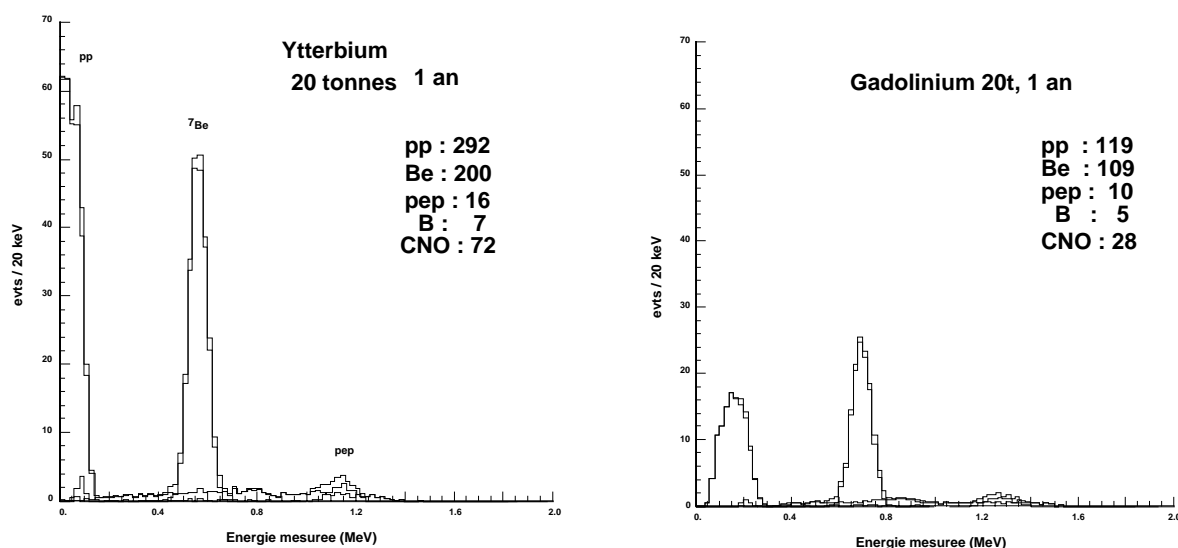


Figure 11. Nombre d'événements attendus pour un détecteur avec 20 tonnes d'Ytterbium ou de Gadolinium. Les différentes composantes ne sont pas distinguables en noir et blanc mais leurs contributions prédites par le SSM pour un an sont indiquées sur la figure

du ^{152}Gd au taux de 1.6 Hz/kg de Gd naturel. Ces α ont 2.1 MeV, mais ils sont mesurés à 400 keV dans les cristaux de GSO (facteur de "quenching"). Des Japonais, Taiwanais et Russes étudient la possibilité d'extraire le ^{152}Gd du gadolinium naturel.

- L'ytterbium ne scintille pas dans les cristaux, mais R. Raghavan a réussi à produire du liquide scintillant fortement chargé en ytterbium et gadolinium. Des études sont en cours à Rhodia et en Russie pour une production industrielle. 3 classes de composés sont à l'étude: les diéthyl hexanoates proposés au départ par Raghavan, les alkylphosphates, et les oxydes alkylphosphines.

Dans les 3 cas, il semble que jusqu'à 10% de chargement, les composés ne détériorent pas trop la scintillation des scintillateurs liquides purs. Un rendement de 12000 photons/MeV peut être atteint et une longueur d'atténuation de l'ordre de 2 m à 430 nm semble possible. Les études sont encore trop préliminaires pour garantir la stabilité de ces liquides scintillants. Mais elles sont prometteuses.

7.4. Bruits de fond

Le signal dans ces détecteurs est une coïncidence retardée de quelques dizaines de ns entre 2 signaux se produisant dans une même région du détecteur. Les bruits de fond sont de 3 sortes:

- les signaux isolés tels que les afterpulses de PMTs (en général, ils arrivent après 200 ns et peuvent être éliminés), ou des fluctuations dans le temps d'arrivée des photoélectrons (surtout dans les premières ns, ils sont proportionnels au taux des singles, et devraient être rejetés au prix de perte en efficacité sur le signal)

- les coïncidences fortuites qui dépendent des taux de contamination α , β et γ du détecteur et de son environnement. Pour un détecteur au gadolinium, le ^{152}Gd est la principale source de bruit. Le taux des fortuits de la table 1 montre les bruits de fond attendus pour un liquide scintillant dopé à l'ytterbium avec les puretés obtenues aujourd'hui par Rhodia.

- les coïncidences corrélées produites par des désintégrations en cascade d'isotopes non désirés, provenant de différentes sources possibles:

* Les isotopes de longue durée de vie, provenant principalement des chaînes U et Th, et en particulier le ^{231}Th , descendant de l' ^{235}U dont le schéma de désintégration imite le signal neutrino. La production commerciale d'Yb ou de Gd à Rhodia ou en Russie devrait atteindre des taux inférieurs à 10^{-15} g/g, suffisant pour maintenir un bruit de fond faible. En ce qui concerne les liquides scintillants, l'expérience CTF de Borexino montre des taux plus faibles.

* Les cosmogéniques produits au niveau de la mer peuvent avoir des durées de vie supérieures au mois. Les isotopes identifiés qui pourraient produire des cascades après capture électron sont le ^{153}Gd (103 keV retardé de 5.5 ns) et ^{151}Gd (21 keV retardé de 14 ns, 196 keV retardé de 100 μs): leurs taux et contributions sont encore à déterminer. Pour l'ytterbium, aucune contribution n'a encore été identifiée.

* Les isotopes à courte durée de vie peuvent être induits par les muons cosmiques qui sont encore actifs dans le site souterrain (20/m²/jour au LNGS). Des mesures préliminaires ont été faites avec des échantillons d'Yb et de Gd placés dans un faisceau muon au CERN. Aucun candidat dangereux n'a été observé pour l'ytterbium et un candidat $^{159}\text{Eu}/^{159}\text{Gd}$ serait encore potentiellement dangereux à la profondeur du Gran Sasso (3300 m eau équivalent), ce qui pousserait dans ce cas, vers le choix d'un site plus profond comme le LSM (4000 m d'eau équivalent). Des mesures plus précises pour le gadolinium devraient être faites au CERN prochainement.

7.5. Avenir proche

Une collaboration internationale s'est formée pour étudier les différentes solutions techniques possibles. A ce jour, l'ytterbium semble poser le moins de problème au niveau des bruits de fond. Il reste cependant à prouver la stabilité du scintillateur et à déterminer

le coût du détecteur pour un signal statistiquement significatif.

Ma contribution à ce projet a été limitée à en déceler rapidement l'intérêt et à permettre à Raghavan d'en informer les éventuels collaborateurs français lors d'un séminaire et de réunions que j'ai organisés à Paris. Le groupe de Saclay dirigé par Michel Cribier a tout de suite perçu l'importance de faire des tests et j'ai aidé à la définition et à la mise en place des tests de mesure de transparence des liquides scintillants, et à la détermination de la qualité radioactive des poudres d'ytterbium et de gadolinium.

8. Conclusions sur les neutrinos solaires

Aujourd'hui, les expériences de neutrinos solaires nous intéressent surtout pour les mesures précises des paramètres d'oscillations. Et la région de faible énergie des neutrinos pp peut contribuer à clarifier le sujet, surtout s'il faut distinguer entre les solutions oscillations dans le vide et LMA et LOW.

Cependant n'oublions pas la motivation originelle de Davis et Bahcall: " ... to see into the interior of a star and thus verify directly the hypothesis of nuclear energy generation in stars", telle qu'ils l'avaient exprimé dans le papier [54] argumentant de l'intérêt et de la faisabilité d'une expérience au chlore. Aucune allusion aux propriétés du neutrino!

Une mesure séparée des neutrinos électrons pp, béryllium et pep permettra de reconnaître la solution aux problèmes des neutrinos solaires. Cela fait plus de 30 ans que cette communauté cherche le moyen d'y parvenir, et peut-être n'en sommes-nous pas si loin.

Recherche de Matière Noire supersymétrique

9. Introduction

Le problème de la Matière Noire est un des mystères les plus passionnants en astrophysique. Comment ne pas être fasciné(e) par notre ignorance actuelle? Plus de 90% de la masse de l'Univers ne serait pas encore expliquée. Cette masse provient-elle de vulgaires cailloux dans le cosmos, des neutrinos dont personne ne sait encore mesurer la masse, à supposer qu'ils soient massifs, ou d'autres particules encore à identifier? Dans ce contexte, il est facile d'imaginer le bouillonnement intellectuel que ce mystère peut susciter. Le problème de la Matière Noire est un problème complexe faisant intervenir des notions théoriques (constante cosmologique, inflation ...) et observationnelles (courbes de rotation, mesures de Ω , - ie. rapport de la densité de masse sur la densité critique qui fermerait l'Univers - par comptage de galaxies, dynamique des clusters de galaxies ...). La liste des candidats Matière Noire est longue et les particules sont loin d'être exclues.

Même si les modèles actuels de formation des galaxies ne les portent pas dans leur coeur, à moins d'incorporer des cordes cosmiques, des particules interagissant faiblement existent, avec des faibles masses : ce sont les neutrinos. Toute mesure de masse de neutrino est donc une expérience de recherche de Matière Noire. En particulier, les expériences d'oscillation neutrino sont importantes dans ce contexte.

Les arguments séduisants pour la Supersymétrie ne manquent pas, même si la découverte de particules supersymétriques tarde. Si les neutralinos sont les particules supersymétriques stables les plus légères (LSP), alors, il se pourrait qu'elles soient en quantité importante dans l'Univers, et en particulier dans les galaxies, expliquant par leur présence et leur masse, les courbes de rotation plates des galaxies. Cette Matière Noire non visible, pourrait se manifester directement par diffusion élastique sur des noyaux de détecteurs. Elle pourrait aussi s'accumuler au coeur des objets astrophysiques (eg Soleil, Terre, Galaxie,...) et par annihilation, produire des neutrinos, qui interagiraient sur et autour des détecteurs géants souterrains ou sous-marins en produisant des leptons détectables. La grande fascination de ce domaine de recherche, c'est qu'il présente des possibilités d'exploration très variées.

De nombreuses revues existent. J'en ai écrit moi-même plusieurs, la dernière en 1997 pour l'école du Faro[56], et le GDR de supersymétrie dans son rapport de 1998 [61], où je décris les arguments principaux qui n'ont pas beaucoup changé depuis. Dans ce texte, je me contenterais d'un résumé.

Mes contributions principales dans ce domaine ont porté sur:

- l'étude technique d'une TPC basse pression pour la détection de la direction des WIMPs galactiques,

- la réalisation que les cristaux de NaI(Tl) pourraient apporter une contribution importante à la recherche des WIMPs, et la mise en oeuvre d'une collaboration internationale BPRS (Beijing, Paris, Roma, Saclay) qui a donné les premières limites avec des cristaux scintillants,
- la comparaison de la qualité des différents détecteurs de WIMPs.

Comme c'est souvent le cas dans notre domaine, ces travaux ont été menés en collaboration avec d'autres physiciens et ingénieurs. Mais je peux, sans exagérer pour les sujets cités ci-dessus, prétendre avoir pris une grande part d'initiative, de contribution originale, et de travail dans la réalisation pratique et dans les calculs...

10. Existence et quantité de Matière Noire

Par définition, la Matière Noire, est la matière dont la présence ne se dévoile pas par émission de lumière. Elle signale sa présence par l'attraction gravitationnelle. Elle se manifeste à toutes les échelles et la quantité observée semble augmenter avec les échelles de distance étudiées.

La contribution des galaxies avec leur halo à la densité d'énergie totale, mesurée en unité de densité critique d'énergie est de l'ordre de $\Omega_{G+H} \sim 0.1$ (pour une constante de Hubble moyenne de $H = 65 \text{ km/s/Mpc}$, $\rho_c \sim 0.4 \cdot 10^{-5} \text{ GeV/cm}^3$).

Des arguments dynamiques similaires basées sur des déviations du flux de Hubble sur des amas ou superamas [67] donnent des valeurs plus grandes de $\Omega_{SA} > 0.3$. Les simulations de formations de galaxies et de structures à grandes échelles indiquent aussi une préférence pour des valeurs $\Omega_{SF} \doteq \rho_m/\rho_c \in [0.1, 1]$. Enfin, si la densité de matière est trop importante, l'attraction gravitationnelle décélérant l'expansion de Hubble est trop rapide et l'Univers est trop jeune pour expliquer les étoiles les plus vieilles observées. On peut en déduire une limite de $\Omega < \sim 1$.

L'observation de supernovae avec des forts décalages vers le rouge ($z \sim 1$) [68] permet d'obtenir une mesure de cette décélération. Les erreurs statistiques et systématiques sont encore importants, mais les résultats pointent vers $\Omega_m \sim 0.3$, avec une constante cosmologique non nulle, $\Omega_\Lambda \sim 0.7$.

Indépendamment de l'existence de matière sombre, le succès de la nucléosynthèse primordiale dans la prédiction du nombre de neutrinos de faible masse, lui confère une crédibilité, (peut-être exagérée), pour la prédiction d'une contribution baryonique à la densité de matière $\Omega_b \sim 0.04 - 0.06$. Cette valeur est trop faible pour expliquer la formation des grandes structures et les vitesses particulières. Elle est légèrement plus importante que la densité lumineuse, indiquant qu'une partie de la Matière Noire pourrait être baryonique. Dans ce cas, elle pourrait se trouver sous la forme de nuages

Echelles	Symboles	Valeurs
Matière lumineuse	Ω_L	~ 0.04
Galaxies & halo	Ω_{GH}	$> \sim 0.1$
(Super-)amas	Ω_{SA}	$> \sim 0.3$
Formation de structures	Ω_{SF}	0.1–1
Age de l'Univers	Ω_{Age}	$< \sim 1$
Supernovae Distantes	Ω_{SN}	~ 0.3
Matière Baryonique	Ω_B	0.04–0.06

Table 4

Contraintes observationnelles sur la paramètre de densité de matière $\Omega_m = \rho_m / \rho_c$.

moléculaires froids[57] ou de "naines brunes", des étoiles qui ne se sont pas allumées[59].

Les recherches de microlentilles [60] vers le grand nuage de Magellan (LMC), le petit nuage de Magellan (SMC), le centre galactique et vers Andromède (DUO, EROS, GMAN, MACHO, OGLE, PLANET et AGAPE) permettent de quantifier la contribution des éventuelles naines brunes dans le halo de notre galaxie. Il est difficile d'attribuer les quelques évènements observés au halo (plutôt qu'au LMC ou SMC, par exemple). Cependant, même en faisant cette hypothèse extrême, cette composante ne suffit pas à remplir le halo. Il faut chercher une autre composante de Matière Noire.

10.1. Distribution de Matière Noire dans la Galaxie

Le modèle utilisé le plus fréquemment pour notre Galaxie est celui d'une galaxie spirale standard, avec un disque plat visible, un bulbe central et un halo sphérique composé surtout de Matière Noire, en équilibre thermique. La distribution de vitesses de cette Matière Noire est maxwellienne avec une vitesse (rms) de 270 km/s et une densité locale ρ_{local} , autour de 0.3 GeV/cm³. La vitesse d'échappement des WIMPs de la Galaxie devrait être entre 600 et 800 km/s. Elle a été fixée dans mes programmes à 800 km/s.

Cette représentation simplifiée de la distribution de Matière Noire est remise en question depuis quelques années, par les mesures de microlentilles et aussi par d'autres réflexions. Nous savons par exemple que de nombreuses galaxies spirales possèdent une barre dense au centre. Il est donc assez naturel d'imaginer que notre Galaxie pourrait avoir aussi une barre centrale. Dans ce cas, il n'est plus nécessaire de postuler un halo sphérique pour assurer la stabilité de la galaxie spirale. Il se peut aussi qu'une quantité plus importante d'hydrogène moléculaire soit présente [58]...

De nombreux auteurs argumentent en faveur d'une distribution aplatie du halo, augmentant, ce faisant, la densité locale de Matière Noire autour de la Terre et du Soleil. Même en tenant compte d'une contribution baryonique non nulle, il se pourrait que la densité locale de matière non baryonique, soit plus importante que les 0.3 GeV/cm³

canoniques, peut-être 2 fois plus, de l'ordre de 0.7 GeV/cm^3 , pour donner une idée des incertitudes estimées aujourd'hui.

Plus nous obtenons d'information sur la densité de matière dans la Galaxie, plus le modèle simple sphérique est remis en question. Il n'est donc pas possible de prédire avec précision le nombre d'événements attendus pour les détecteurs. C'est au cas où un signal sera observé que le travail quantitatif pourra avoir un sens véritable. Les expériences se doivent cependant de présenter leurs résultats bruts ainsi que toutes les hypothèses prises dans leurs analyses. Cependant, il est possible de comparer la qualité relative des différents détecteurs, en prenant les mêmes hypothèses astrophysiques pour tous.

11. Pourquoi des WIMPS?

Les modèles cosmologiques permettent de relier la densité actuelle fossile de Matière Noire particules à leurs sections efficaces d'annihilation. Si la Matière Noire était en équilibre thermique avec les quarks et les leptons, la densité actuelle dans l'Univers est une fonction du taux d'annihilation au moment où ces particules sont sorties de l'équilibre. Si le taux d'annihilation est beaucoup plus rapide que le taux d'expansion de l'Univers, le nombre de particules est supprimé par un facteur de Boltzmann énorme, et ces particules ne peuvent donc contribuer comme Matière Noire principale. Si le taux d'annihilation est trop faible, l'expansion de l'Univers dilue la densité mais leur abondance reste trop forte... Pour expliquer un Ω autour de l'unité, ces particules doivent avoir des sections efficaces de l'ordre de celles des neutrinos,

$$\sigma \approx \frac{10^{-38} \text{ cm}^2}{\Omega h^2}.$$

C'est cette échelle "faible" qui a donné l'acronyme *WIMP* (Weakly Interacting Massive Particle). Est-ce une coïncidence ou une preuve que la Matière Noire serait composée de particules semblables aux neutrinos?

11.1. Matière Noire Froide ou Chaude

Les observations des structures complexes (bulles, vides, filaments, etc...) dans l'Univers ne sont pas faciles à reproduire à partir de conditions initiales avec uniquement des baryons. C'est pour cela que les cosmologues ont introduit des particules, dites froides ou chaudes dans leurs scénarii de formation de structures.

La *Matière Noire chaude* consiste en particules qui sont encore relativistes au moment du découplage (masses en dessous de 100 eV). Ces particules sont particulièrement utiles pour créer des grandes structures (superamas et au-delà) d'abord, mais ne permet pas de comprendre la formation des structures plus petites, comme celles des galaxies.

La *Matière Noire froide* est composée de WIMPs qui deviennent non-relativistes bien au dessus de $10^4 K$. Les candidats envisagés ont des masses de quelques GeV ou même pourraient atteindre 10^{19} GeV. Ils favorisent la formation de petites structures. Les objets plus grands sont formés ensuite par interactions gravitationnelles biaisées. Lorsque les électrons et les protons se recombinent en hydrogène, l'Univers devient transparent aux

photons, qui s'échappent et les baryons sont piégés par les puits de potentiel créés par les WIMPs.

Avec le satellite COBE, les modèles ont pu être confrontés à des mesures quantitatives. Un mélange de Matière Noire chaude et froide semble nécessaire pour expliquer les résultats. La prochaine génération de détecteurs du fond anisotropique, MAP et Planck Surveyor, vont permettre de tester les différents modèles existants, en mesurant à des échelles angulaires plus petites, sensibles aux détails de la physique au moment de la recombinaison.

12. Candidats WIMP

Le nombre des candidats WIMPs est important et a permis de nombreux développements expérimentaux.

12.1. Les neutrinos

Comme le neutrino existe, il est clairement un candidat évident pour la Matière Noire. Les calculs d'abondance de neutrinos prédisent:

$$\Sigma_{\nu} \left(\frac{g_{\nu}}{2} \right) m_{\nu} \simeq 100 \text{ eV} \left(\frac{\rho}{\rho_c} \right) \left(\frac{H}{100 \text{ km/s/Mpc}} \right)^2,$$

où g_{ν} est le nombre d'états excités d'hélicités de neutrino par espèce.

Pour obtenir Ω_{ν} environ égal à 1 et en supposant $g_{\nu} = 2$ pour un neutrino, m_{ν} doit être autour de 25 to 100 eV par nombre d'espèce.

Les expériences e^+e^- au LEP du CERN, ont mesuré avec précision la largeur du Z^0 . Cette largeur dépend des rapports de branchement de tous les canaux de désintégration. La largeur attendue pour des neutrinos légers est de 166 MeV, et le nombre de neutrinos déduit de cete largeur est de 2.991 ± 0.016 , c'est-à-dire, le nombre (3) des familles connues de neutrinos.

Dans le Modèle Standard de la physique des particules, les neutrinos n'ont pas de masse, mais cela n'a pas empêché les expérimentateurs d'en rechercher. Les limites actuelles sur la masse du neutrino sont:

$$\begin{aligned} m(\nu_e) &< 3.5 \text{ eV (désintégration } \beta \text{ du tritium)} \\ m(\nu_{\mu}) &< 170 \text{ keV } (\pi \rightarrow \mu\nu_{\mu}) \\ m(\nu_{\tau}) &< 23.1 \text{ MeV } (\tau \rightarrow \nu_{\tau} + 5\pi(\pi^0)) \end{aligned}$$

Les ν_e seuls ne peuvent pas former toute la masse manquante, mais les ν_{μ} ou ν_{τ} sont encore de bons candidats.

Les indications expérimentales de masse des neutrinos viennent de 3 origines: les neutrinos solaires (cf chapitre précédent), les neutrinos atmosphériques et l'expérience LSND. Le signal observé par LSND à Los Alamos indiquerait un neutrino de masse intéressante

(quelques eV). Des neutrinos plus massifs pourraient exister, à condition que leur masse soit supérieure à la moitié de la masse du Z^0 (c-à-d au dessus de 45 GeV). Leur recherche est très proche de celle des particules supersymétriques, et les limites actuelles peuvent exclure des neutrinos de Dirac massifs jusqu'à 5 TeV environ, comme composante unique de la Matière Noire galactique, (avec le caveat d'hypothèses astrophysiques simplifiés).

12.2. L' axion

L'axion est un boson pseudoscalaire léger introduit pour résoudre le problème de CP fort, avec une masse $m_a = O(100MeV)^2/f_a$ et des couplages pseudoscalaires aux fermions $g_{af\bar{f}} = m_f/f_a$, où f_a est un paramètre d'échelle dépendant des modèles. L'axion couple aussi à une paire de photons.

Pour garder une densité cosmologique inférieure à 1, $f_a \leq 10^{12} GeV$. Cette borne supérieure peut varier selon les modèles et est plus élevée pour certains modèles inflationnaires à faible température. Les expériences de physique des particules excluent des f_a inférieurs à 1000 GeV.

Les détecteurs au germanium souterrains fixent une limite $f_a \geq 0.5 \cdot 10^7$ GeV par l'absence de signal axioélectrique. ($a + e$ (lié) $\rightarrow e$ (libre)).

Le succès des modèles Standard du Soleil contraint les pertes d'énergie dans le Soleil et une limite similaire $f_a \geq 10^7$ GeV est obtenue. Des calculs de perte d'énergie dans les géantes rouges et naines blanches excluent des f_a jusqu'à 10^9 GeV [62].

Une part importante de la fenêtre restante a été fermée par les observations neutrinos de SN1987a sur environ 10 secondes, indiquant une absence d'émission pour $f_a \leq 10^{11}$ GeV avec une incertitude dépendante des modèles d'axion, du contenu en spin du proton et des équations d'état hadroniques.

Des recherches directes d'axions dans le halo galactique ont été suggérées par Sikivie [63] et sont menées aux Etats-Unis et au Japon. L'expérience américaine [64] a permis déjà d'exclure tous les axions dans le modèle de KSVZ. Elle est basée sur une technique de cavité résonante. Les axions interagissent avec les photons virtuels d'un champ magnétique et peuvent se convertir en photons réels. Pour augmenter la section efficace de conversion des axions en photons, le champ magnétique est entouré d'une cavité microonde, dans laquelle les photons dans l'état final peuvent résonner avec les modes TM de la cavité. La fréquence de résonance des modes TM est modifiée en changeant la position des tiges (modification des dimensions de la cavité). Le signal indiquant la présence d'axion est l'observation d'un excès dans une bande étroite du spectre de puissance à la fréquence correspondante à la masse de l'axion. Des développements électroniques en cours pourraient permettre de tester bientôt l'ensemble des modèles théoriques existants (eg, DFSZ).

12.3. Les particules supersymétriques

Il semble que l'on ne puisse échapper à la Supersymétrie en Physique des Particules, même si aucune preuve expérimentale n'ait encore été produite. C'est un peu la quête du Graal dans notre discipline, aujourd'hui. L'année dernière, les tenants de modèles

avec dimensions supplémentaires ont bien tenté de nier la nécessité de la Supersymétrie. C'était même un argument avancé par certains pour développer ces modèles. Aujourd'hui ils reviennent déjà sur de telles déclarations.

Dans les modèles supersymétriques simples (SUSY) [65], le nombre quantique appelé parité R , est conservé. Il prend la valeur $R=+1$ pour les particules connues et -1 pour leur partenaires SUSY. La conservation de la parité R est liée à la conservation des nombres baryonique B et leptonique L . $R = (-1)^{3B+L+2S}$, où S est le spin. La parité R peut être brisée par des couplages explicites qui violent ou B ou L .

La conservation de la parité R a 3 conséquences importantes: Les sparticules sont produites par paires, les sparticules lourdes se désintègrent en sparticules plus légères et la particule supersymétrique la plus légère (lightest supersymmetric particle ou **LSP**) est stable.

13. Quel LSP?

Si la R -parité est conservée, les partenaires supersymétriques ne peuvent être produits que par paires et la particule supersymétrique la plus légère (LSP) doit être stable. Cela en fait un excellent candidat Matière Noire. En ce qui concerne le LSP, on peut distinguer 3 cas de figure:

1. **cosmologiquement intéressants:** si le LSP a une densité d'énergie permettant d'expliquer le problème de la Matière Noire.
2. **cosmologiquement interdits:** si la densité d'énergie du LSP est trop grande, elle serait en contradiction avec les observations cosmologiques. Dans ce cas, pour préserver l'existence de particules supersymétriques dans l'Univers, il faudrait postuler une violation de la R -parité pour permettre au LSP de se désintégrer plus rapidement que $\sim 10^{10}$ années.
3. **cosmologiquement inintéressants:** si la densité d'énergie du LSP est trop faible pour courber l'espace temps $\Omega_{LSP} \ll 0.1$; la supersymétrie est inutile pour résoudre le problème de la Matière Noire.

Comme nous ignorons quel est le mécanisme de brisure supersymétrique, et le nombre de paramètres SUSY possible, aucune particule supersymétrique ne peut être exclue comme LSP sur une base théorique. L'argument que le neutralino est le LSP naturel parce qu'il est le LSP dans un large domaine des espaces de paramètres est difficile à justifier. Elle suppose une mesure de la qualité des espaces de paramètres alors qu'il ne faut pas oublier que la nature, si elle est supersymétrique n'aura choisi qu'une solution... Il semble plus légitime de classer les LSP selon les critères de relevance cosmologique cités plus haut.

13.1. Sneutrinos

Le premier candidat LSP considéré est le sneutrino. Les neutrinos étant bien plus légers que les leptons chargés, c'était un choix assez naturel. Cependant, obtenir des paramètres

de SUSY qui le permettent n'est pas évident, du moins dans le cadre de MSUGRA, et même en MSSM non contraint. Les limites de LEP sur la largeur du Z contraignent la masse $m_{\tilde{\nu}} > 43$ GeV. Avec cette masse et des couplages faibles, les sneutrinos ne s'annihilent pas efficacement, et ont des densités fossiles importantes. Au dessus de 600 GeV, elles sont même cosmologiquement interdites. Entre ces masses, elles peuvent être des candidats Matière Noire intéressants. Cependant, ils ne peuvent constituer la Matière Noire de notre halo avec une densité autour de 0.3 GeV/cm^3 , car ils auraient été observés en détection directe (cf section suivante et figure 12). Donc le sneutrino n'est pas le LSP, sauf s'il est instable.

13.2. Sleptons

Les sleptons chargés, s'annihilent plus rapidement par un photon en canal-s:

$$\sigma_A \sim \frac{\pi\alpha^2}{m_{x^\pm}^2} \rightarrow \Omega_{x^\pm} h^2 \sim \left(\frac{m_{x^\pm}}{3 \text{ TeV}} \right)^2.$$

Le domaine cosmologiquement intéressant est dans la zone du TeV, assez importante pour un LSP. Le cas d'un slepton plus léger mais inintéressant n'est pas exclu. Cependant, imaginons un x^+ , slepton positif chargé stable. Il peut se recombinaison pour former un atome lourd similaire à l'hydrogène. Ces atomes lourds vont s'accumuler dans l'atmosphère et dans les océans. Les recherches d'hydrogène lourd dans l'eau de mer peuvent se traduire par les limites:

$$\left. \frac{n_{x^+}}{n_{H^+}} \right|_{\text{eau de mer}} < 2.10^{-28} \quad \text{pour } m_{x^+} \text{ entre 12 et 1000 GeV}$$

Même en tenant compte des incertitudes sur les modèles, ces limites sont bien inférieures au rapport cosmologique: $\left. \frac{n_{x^+}}{n_{H^+}} \right|_{\text{cosmo}} \sim 10^{-6} \frac{m_{x^+}}{1 \text{ GeV}}$. Pour expliquer la disparition de ces sleptons, il faut de nouveau autoriser leur désintégration par violation de parité-R ou admettre qu'ils ne sont pas le LSP.

Supposons par contre un excès de LSP sleptons négatifs x^- . Ils pourraient se recombinaison avec des protons pour former un objet neutre et chimiquement inerte, avec spin et isospin 1/2. Sur Terre, cet objet serait soumis à des collisions élastiques et serait capturé dans des noyaux. Cette capture est moins efficace que la capture de l'hydrogène lourd et les limites pour des isotopes de carbone lourd sont moins contraignantes:

$$\frac{n_{x^-}}{n_C} < 8.10^{-20} \quad \text{pour } m_{x^+} \text{ entre 10 et 1000 GeV}$$

Cependant, même avec une asymétrie, le produit $\left. \frac{n_{x^+} n_{x^-}}{n_{H^+}^2} \right|_{\text{cosmo}} \sim 10^{-12} \left(\frac{m_{x^+}}{1 \text{ GeV}} \right)^2$ est encore dicté par l'annihilation et en prenant n_{x^+} assez bas pour éviter la limite de l'hydrogène lourd, n_{x^-} est vulnérable à la limite du carbone lourd.

13.3. Squarks

Les mesures en temps faites au collisionneur CDF [70], excluent un squark stable plus léger que 200 GeV. Ceci n'exclut cependant pas que le squark soit le LSP, si l'échelle SUSY est haute. L'absence de brisure de charge et de couleur exclut un domaine vaste de l'espace des paramètres: les squarks légers sont juste à la limite. Ils s'annihilent par un gluon dans le canal-s:

$$\sigma_A \sim \frac{\pi \alpha_s^2}{m_{\tilde{q}}^2} \rightarrow \Omega_{\tilde{q}} h^2 \sim \left(\frac{m_{\tilde{q}}}{10 \text{TeV}} \right)^2$$

et sont donc cosmologiquement irrélevants, comme tout SIMP (Strongly Interacting Massive Particles) qui ne peut être la Matière Noire du halo sans produire des signaux détectables [72]. Ils pourraient encore être le LSP.

Ils peuvent former des hadrons. Lors de la transition de phase confinante, des squarks peuvent se recombinaer avec 2 quarks pour faire des "sbaryons". Les recherches d'hydrogène lourd dans l'eau de mer permettent encore là d'exclure les squarks de type up qui donneraient des "sprotos", même si l'annihilation plus forte réduit un peu les limites. Pour des squarks de type down, on aurait des "sneutrons", dont il n'est pas évident qu'ils soient capturés par les noyaux. Ils pourraient diffusés jusqu'au centre de la Terre et s'y annihiler, comme les neutralinos... Leur densité est cependant trop faible pour qu'un signal puisse être observé.

13.4. Charginos

Le Chargino est intéressant, mais il tombe sous les mêmes contraintes que les sleptons chargés et est exclu par les recherches d'hydrogène lourd. A moins, qu'il ne se désintègre avec une durée de vie cosmologique...

13.5. Gluinos

2 régions de masse sont encore autorisés: 1 gluino léger de 1 GeV [73] (bien que de nombreuses objections peuvent être retenues contre lui [74]), et au-dessus de 140 GeV, [75], le gluino échapperait encore à toutes les contraintes accélérateurs et densités fossiles.

13.6. Exotiques: gravitino, axino, etc...

D'autres modèles plus exotiques comme le gravitino des modèles "gauge mediated", ou l'axino, le partenaire supersymétrique de l'axion de CP (lui-même encore candidat Matière Noire non SUSY). Leurs densités fossiles ne peuvent pas être calculées comme les autres car ils n'ont jamais été en équilibre thermique. Cela ne les exclut pas, mais il n'en sera pas question dans ce travail.

13.7. Le Neutralino

Pour conclure, le neutralino, est le candidat LSP préféré des MSSM. Il est une combinaison des jauginos et des higgsinos. La plupart des calculs de simulation pour les expériences ont été faites dans le cadre du MSSM, parfois MSUGRA avec un neutralino comme LSP.

14. Détection directe des Neutralinos

Goodman et Witten[76] ont montré en 1986 que les collisions élastiques de WIMPs sur des noyaux de détecteurs pourraient être de l'ordre du keV avec des sections efficaces de l'ordre de celles du neutrino détectables par les expériences souterraines. Les difficultés expérimentales indéniables (détecter des reculs de noyaux de quelques keV, avec des résolutions raisonnables, quand les taux attendus sont de l'ordre de quelques événements par jour) ne nous ont pas paru insurmontables.

Les limites aujourd'hui sont de l'ordre de 5.10^{-6} pb sur protons pour une densité locale de 0.3 GeV/cm^3 , et sont continuellement améliorées avec des techniques aussi variées que les semiconducteurs au germanium [77], des liquides scintillants au Xenon[79], des cristaux scintillants au CaF₂, ou NaI(Tl)[78,79], et la nouvelle génération des bolomètres devient finalement compétitive.

14.1. Cinématique

Lors de la collision d'un WIMP de masse m et de vitesse $v(=\beta c)$, avec un noyau de masse M , le noyau reçoit une énergie cinétique T , donnée par:

$$T = Mv^2(1 - \cos \theta) \left[\frac{m}{(m + M)} \right]^2,$$

où θ est l'angle de diffusion dans le centre de masse. Pour une M donnée, la distribution en énergie de recul est déterminée par m , la distribution des vitesses v et la section efficace différentielle $d\sigma/d \cos \theta$.

L'hypothèse que les particules sont piégées dans la Galaxie contraint leurs vitesses à des vitesses virielles d'environ $10^{-3}c$. Cela implique des énergies cinétiques T de quelques keV pour des m de l'ordre de M .

La distribution des vitesses est souvent prise quasi-Boltzmannienne avec v_{rms} autour de 270 km/s; le système solaire se déplace dans une orbite galactique circulaire avec v_c d'environ 220 km/s. Comme la Terre tourne autour du Soleil, la vitesse de la Terre par rapport au halo de Matière Noire a une modulation annuelle de ± 30 km/s.

La distribution des vitesses étant pratiquement maxwellienne (\exp^{-Cv^2}), la distribution attendue pour T , est à peu près exponentielle (T proportionnelle à v^2).

Quant aux distributions angulaires, la plupart des candidats Matière Noire diffusent via l'échange de particules lourdes, et par conséquent, leur comportement à basse énergie est indépendant de v et isotrope dans le centre de masse. Pour des noyaux lourds, l'hypothèse de diffusion isotrope doit être corrigée par le facteur de forme nucléaire.

14.2. Signatures de WIMPs

Les expériences sont capables de déterminer des limites avec des masses faibles (quelques dizaines de grammes suffisent comme l'ont fait jusqu'à présent les expériences bolométriques, mais il faut du temps plusieurs mois pour avoir un résultat, comparé à des temps d'une semaine pour des détecteurs massifs comme le NaI(Tl) de 10 kg ou plus...).

Seulement, le but de nos recherches est de trouver un signal et non de mettre des limites! Dans le cas où un signal est observé, il s'agit de prouver qu'il a une origine galactique et qu'il ne s'agit pas d'effets systématiques dus au détecteur utilisé. Pour cela, il faut de la statistique (en plus de l'intelligence). Et donc des détecteurs massifs.

1- Modulation annuelle: le taux des événements et la forme du spectre de recul changent en fonction de la période de l'année. Le soleil tourne autour du centre galactique et a donc une vitesse relative par rapport au vent des WIMPs. La Terre ajoute sa vitesse à celle du Soleil. La vitesse moyenne et le taux varient tous les deux. Pour observer un effet de quelques %, quelques milliers d'événements sont nécessaires, donc des détecteurs massifs d'au moins 100 kg sont nécessaires pour avoir une statistique suffisante pour mettre un signal en évidence.

2- La direction du noyau de recul est une autre signature intéressante. A cause de la rotation du Soleil dans le halo, les particules de Matière Noire ont une direction moyenne privilégiée. Cette signature est difficile à mesurer, mais une TPC basse pression avec gaz hydrogénée pourrait sans doute le prouver. Un tel projet sera sans doute reproposé si un signal de WIMPs est vraiment trouvé par un autre détecteur plus massif.

3- La forme du spectre en énergie mesurée précisément avec des détecteurs de haute résolution permet de déterminer la distribution de vitesses de la Matière Noire dans la Galaxie.

4- Une comparaison des taux et des spectres obtenus sur des **cibles différentes** permettra une détermination de la masse des WIMPs responsables du signal de Matière Noire. L'observation de signaux compatibles et cohérents sur différents noyaux et différents détecteurs sera indispensable pour prouver l'existence d'un réel signal de Matière Noire.

14.3. Bruits de fond

Dans ce type d'expériences, il existe plusieurs types de bruits de fond [52]:

1- Les rayons cosmiques.

Leurs effets directs peuvent être supprimés par des vetos, mais les effets indirects peuvent se ressentir, tels les effets de spallation et des productions de neutrons par capture de muon qui peuvent produire des bruits de fond radioactifs forts dans les détecteurs. Les détecteurs de Matière Noire sont donc installés dans des tunnels souterrains où les flux de cosmiques sont fortement réduits. Au LNGS en Italie, le flux de muon est d'environ 20 muons/m² par jour et d'environ 4 muons/m² par jour au Laboratoire Souterrain de Modane, les 2 laboratoires où j'ai surtout travaillé. Le flux des neutrons a été mesuré autour de 10⁻⁶/cm²/s dans ces 2 laboratoires.

2- La radioactivité interne.

Tout détecteur possède une contamination qui peut émettre des rayonnements α , β et γ . Les rayons γ produisent un fond plat Compton et sont difficiles à supprimer par des vetos actifs. La plupart des détecteurs ont plusieurs couches de blindage. La couche la plus proche du détecteur est composée en général de 5 à 10 cms de cuivre OFHC ou de

plomb archéologique ultrapurs, nettoyés dans des bains d'acide. La couche extérieure est assurée par 15 à 30 cms de plomb sélectionné. Le bruit de fond principal provient de la radioactivité résiduelle dans les éléments du détecteur et dans l'environnement proche (blindage, système de refroidissement).

La radioactivité interne peut être négligeable (presque) dans certains matériaux purs comme le germanium ou le silicium. Cependant, même dans ces cas, il suffit d'une exposition aux cosmiques à la surface de la Terre pour produire par spallation ou interaction, des quantités de ^{68}Ge ou du tritium, gênantes pour les expériences Matière Noire.

Il faut donc minimiser le séjour en surface des matériaux, et même stocker longtemps à l'avance des matériaux purs et les travailler en sites souterrains.

3- Les neutrons

Les neutrons rapides des désintégrations des chaînes U et Th ou des captures neutrons sont dangereux mais peuvent être thermalisés par 40 cm d'eau autour des détecteurs. Les neutrons lents peuvent être absorbés par un blindage boré.

4- Les défauts des détecteurs

Mauvaises efficacités de collection, régions mortes, effets de bord, bruits de PMT, bruits électroniques, microphonie,..., peuvent aussi reproduire un spectre en énergie avec un pic à basse énergie simulant facilement un signal de WIMPS.

15. Détecteurs de WIMPs

Les reculs de noyaux dans le domaine du keV peuvent être observés avec des détecteurs à ionisation tels que des diodes semiconductrices au germanium ou silicium, ou des Chambres à fils, scintillateurs solides ou liquides, et des détecteurs de chaleur comme les bolomètres cryogéniques. D'autres idées sont encore à l'étude, comme les granules supraconductrices ou des liquides moyennement chauffés insensibles aux rayonnements γ , mais ce sont des détecteurs à seuil qui ne permettent pas (encore?) de mesurer les énergies de recul. Aussi je n'en parlerai pas ici.

Les détecteurs à ionisation sont connus et utilisés depuis un siècle! Les premières chambres à ionisation ont été améliorées continuellement: Geiger Muller, compteurs proportionnels, chambres proportionnelles, chambres multifils, TPC, jusqu'à la dernière génération des MSGC, MWGC, GEM et MICROMEGAS...

Les scintillateurs NaI(Tl) ont été développés depuis 1948, pour détecter de manière efficace les rayons γ . Depuis, de nombreux autres matériaux scintillants (CsI, BGO, CdW₄, CaF₂, GSO, etc...) sont couramment utilisés en physique nucléaire, et de gros cristaux de 10 kg ou plus peuvent être fabriqués industriellement. Les scintillateurs plastiques ou liquides sont utilisés aujourd'hui dans de nombreuses expériences.

Dans les années soixante, l'excellente résolution en énergie (keV) des germanium et silicium ont permis d'améliorer de manière sensible la qualité des mesures de physique nucléaire et les semiconducteurs sont les détecteurs les plus utilisés aujourd'hui.

Les progrès récents en détecteurs cryogéniques promettent une résolution encore meilleure. Les bolomètres mesurent des phonons, la composante thermique de l'événement ionisant. Ils sont donc complètement sensibles aux reculs de noyaux de basse énergie, tandis que les détecteurs scintillants ou à ionisation ne mesurent qu'une fraction de l'énergie déposée.

Les détecteurs hybrides, capables d'enregistrer à la fois la chaleur et l'ionisation (ou la chaleur et la scintillation) utilisent cette différence de réponse pour discriminer entre un recul de noyau et une interaction électromagnétique dans le détecteur. Le développement et l'implémentation de tels détecteurs ouvre la voie à une sensibilité inégalée aux reculs de Matière Noire.

15.1. Germanium

Pour le moment, les détecteurs au germanium peuvent détecter des électrons de plus de 2.3 keV, ce qui correspond à un seuil d'environ 9 keV de recul du noyau de germanium. Les limites en masse obtenues sont donc supérieures à 10 GeV. Quant au bruit, de l'ordre de 0.1 coup/keV/kg/jour autour de 20 keV, il permet d'exclure des particules avec des sections efficaces sur le germanium, de l'ordre de 10^{-35} cm² [86].

Des études MonteCarlo ont montré [87] que ces résultats de la Collaboration Heidelberg Moscou, peuvent encore être améliorés par un ou 2 ordres de grandeur en immergeant des cristaux de germanium nus dans un bain d'azote liquide et en utilisant d'autres cristaux de germanium comme blindage extérieur. Ce projet, GENIUS, est approuvé au Gran Sasso et devrait être mis en oeuvre assez rapidement.

15.2. Silicium

Sadoulet, Rich, Spiro et Caldwell ont proposé l'utilisation de silicium au lieu de germanium dans le but de baisser la limite sur la masse des cosmions, sachant que la limite donnée par la condition d'évaporation des cosmions dans le soleil est de 2.3 GeV/c² pour une section efficace de 10^{-34} cm². Une expérience à Oroville a utilisé 4 fois 15 g de silicium. Le seuil est autour de 1 keV équivalent électron. (Rappel: 1 keV équivalent électron correspond à environ 4 keV de recul du silicium ; seule une fraction de l'énergie cinétique des noyaux est transformée en ionisation. Cette fraction est prédite théoriquement par Lindhard et al. et nous avons mesuré cette efficacité pour le silicium jusqu'à 1 keV en faisceau de neutrons).

Les bruits de fond principaux (de l'ordre d'une centaine de coups par kg/keV/jour) proviennent de la microphonie que l'on peut exclure par analyse de la forme des signaux et du tritium produit par la cosmogénèse.

Le silicium et le germanium ont principalement des spins nuls. L'abondance des isotopes avec spins (^{29}Si : 4.68 %, ^{73}Ge : 7.67%) permet de mettre des contraintes aux particules avec d'éventuels couplages axiaux, mais elles sont moins sensibles que les résultats du NaI(Tl) aujourd'hui.

15.3. Bolomètres

Une technique efficace pour les faibles seuils est la mesure bolométrique à des températures autour de 10 mK. Les bolomètres au germanium permettent une détection simultanée des charges et des phonons produits lors du recul du noyau. Cela permet de rejeter le bruit de fond radioactif des gammas et des électrons car les reculs de noyaux n'ont pas la même fraction de leur énergie convertie en ionisation.

Les collaborations CDMS aux Etats-Unis [80] et EDELWEISS [81] au Laboratoire Souterrain de Modane (LSM) atteignent aujourd'hui les meilleures limites. Edelweiss vient d'annoncer 2 ev/kg/keV/jour à 20 keV sans rejet avec un crystal de 70 g, ce qui correspond à une meilleure sensibilité que le meilleur germanium avec le rejet...

CDMS encore en site peu profond, est limité par le taux de neutrons, mais a déjà prouvé une sensibilité équivalente avec des bolomètres germanium hybrides de 300 g. Ces expériences espèrent faire beaucoup mieux à l'avenir.

CRESST[82] et MANOLIA[83], ont développé des cristaux de saphire sans rejet. Le saphire leur permet de couvrir des régions de masse en dessous de 10 GeV, qui ne sont pas vraiment la région des neutralinos. CRESST va bientôt installer des cristaux hybrides scintillation/chaleur de CdW_4 .

15.4. NaI

Le NaI(Tl) a des noyaux dont les spins sont non entiers et permet d'établir des limites de masse supérieures à 10 GeV pour des particules avec couplages axiaux. Les calibrations avec faisceau de neutrons (que nous avons réalisé à Bruyères le Châtel) montre que l'efficacité lumineuse (facteur de quenching) est d'environ 25% pour le Na entre 20 et 100 keV et de 8% pour l'I.

Pour des couplages scalaires, c'est la diffusion sur l'Iode qui est déterminante, proportionnelle à $A^2 \mu^2$, où μ est la masse réduite du système WIMP-noyau. Dans ce cas, les facteurs de forme et de quenching (fraction de l'énergie de recul qui est lumineuse) suppriment fortement les contributions au-dessus de 4 keV. Toute effet entre 2 et 4 keV a un effet spectaculaire sur les limites obtenues pour les sections efficaces. C'est pour cela que les limites publiées par DAMA, sans explication claire sur les efficacités au seuil sont sujettes à caution. Les résultats de l'expérience Heidelberg-Moscou sont plus fiables[86], et reste pour moi, la référence, en attendant les bolomètres.

La même collaboration DAMA a annoncé un signal pouvant être interprété par un neutralino de 60 GeV. En comparant la variation dans l'année des signaux de la centaine de kg de NaI(Tl), ce groupe prétend voir une indication de l'effet de modulation annuelle

attendu pour des neutralinos. Statistiquement, on s'attend à des spectres d'énergie de recul différents selon la période de l'année. L'effet est faible, de quelques %, et dépend de nombreux paramètres. L'expérience de 100 kg est en principe sensible à des effets, si les sections efficaces de diffusion élastique des WIMPs sont proches des limites aujourd'hui exclues. Mais il est difficile de prouver qu'un signal observé ne provient pas d'effets systématiques présents dans ce type de détecteurs. De nombreux éléments font douter du sérieux de cette annonce de DAMA et nous attendons encore les réponses aux questions que nous leur avons adressées (cf [88]).

L'intérêt du NaI est apparu dès 1989 et j'avais proposé à l'origine avec Rainer Plaga, d'utiliser les gros cristaux de NaI(Tl) de GALLEX. La collaboration GALLEX ne voulait pas risquer de perturber l'acquisition des événements neutrinos solaires et Rita Bernabei nous a convaincu de l'intérêt de créer un groupe indépendant. Ce fut le début de la collaboration BPRS (Beijing- Paris- Roma- Saclay) constitué lors d'un long séjour que j'ai effectué à Pékin. Dès le départ, nous avons démontré la compétitivité du NaI pour la détection directe, l'intérêt par rapport à la TPC et aux bolomètres des grandes masses de cristaux purs. Nous avons mesuré de nombreux cristaux de différentes origines (y compris chinoise) et sélectionné tous les matériaux entrant dans la fabrication des cristaux. Nous avons développé des méthodes de mesures des radioactivités des poudres de NaI avec Cadarache et le Centre des Faibles Radioactivités (CFR) à Gif sur Yvette, réussi à établir un protocole de fabrication qui donne les cristaux de NaI(Tl) les plus purs aujourd'hui. Nous avons étudié différentes techniques de cristallisation avec des laboratoires universitaires. Nous avons finalement réussi à améliorer la qualité des cristaux par des doubles cristallisations développées avec la compagnie Crismatek. Tous ces efforts ont abouti en 5 ans à une amélioration d'un facteur 3 à 4 par rapport aux anciens cristaux. C'est beaucoup, mais peu par rapport aux ordres de grandeur nécessaires dans la recherche de particules supersymétriques.

Entretemps, notre groupe français a étudié l'apport d'une discrimination des signaux de noyaux de recul par rapport aux signaux de radioactivité électromagnétique. L'analyse statistique de PSD (Pulse Shape Discrimination)[84] possible à partir de 4 keV, permet avec des statistiques importantes d'améliorer progressivement les limites. Nous nous sommes cependant rendu compte que des effets systématiques ne nous permettent pas de profiter de toute la puissance du PSD. En effet, il existe dans certains cristaux des populations autres que les reculs de noyaux et les γ des Comptons. Certains effets sont dus à des effets de surface (α , β). D'autres ne sont pas encore compris [85].

D'autre part, l'existence dans tous les cristaux d'un pic à 3 keV, beaucoup plus important que la contribution à 1461 keV du ^{40}K , empêche d'améliorer de manière efficace la détection d'un signal cohérent dû à l'iode, qui était un des grands atouts du NaI(Tl), et nous avons estimé que les bolomètres pourraient apporter de meilleures perspectives à l'avenir...

Nos différences d'approche ont mis fin à la collaboration BPRS et les Italiens ont continué sous le nom de DAMA. Nous avons quant à nous, estimé que les efforts importants pour étudier les effets de modulations annuelles avec des grosses expériences de NaI, ne se justifieraient qu'avec une bonne compréhension des systématiques. Un tel développement nécessite des gros moyens, que les Anglais de Boulby viennent d'obtenir. Nous leur avons prêté un crystal de 10 kg de Crismatek, de la qualité des 9 cristaux existants au Gran Sasso, dont nous avons assuré le protocole de fabrication, c-à-d des cristaux avec 2 cps/kg/keV/jour à 5 keV, les meilleurs actuellement au monde, et nous essayons de comprendre ensemble comment continuer...

15.5. TPC

Une superbe idée de Rich et Spiro au départ, celle d'utiliser une TPC basse pression avec de l'hydrogène. Les avantages sont nombreux: spin 1/2 avec l'hydrogène, réduction de bruit de fond par séparation de protons et électrons grâce au champ magnétique, et surtout, si les protons de 1 keV font une trace détectable, la corrélation de la direction de la trace avec le mouvement de la Terre par rapport au centre de la Galaxie fournit une signature splendide...

Côté réalisation pratique, nous avons testé à Saclay une TPC basse pression, mise à notre disposition par Amos Breskin du qui a fonctionné de manière stable. Cependant, la faible pression du gaz (10 torrs) permettant de mesurer des dépôts de 1 à 2 keV de recul d'hydrogène requiert des détecteurs volumineux (supérieures à 1000 m³) pour avoir la sensibilité statistique du NaI ou du germanium. Nous avons préféré arrêté cette voie de recherche pour nous concentrer pour le moment sur des détecteurs massifs. Mais si un signal était détecté avec des noyaux plus lourds, il serait intéressant de revenir à ce projet, pour prouver l'origine galactique de ces effets.

15.6. Commentaires sur les détecteurs

On peut dresser le portrait d'un détecteur idéal:

- 1) Matériaux de faible radioactivité, facile à blinder, et possédant un bon rejet du bruit de fond.
- 2) Résolution en énergie de l'ordre du keV pour identifier les bruits de fond et mesurer avec précision le spectre en énergie
- 3) Des seuils autour de 1 keV pour bénéficier de tout le spectre exponentiel. Ceci est particulièrement important pour des masses de WIMPs de l'ordre du GeV. Pour des neutralinos de masse supérieures à 31 GeV (limites du LEP aujourd'hui), l'énergie de recul moyenne est aussi augmentée (pour des cibles lourdes).
- 4) Des cibles avec des noyaux lourds (forts A) pour tester les couplages cohérents. Les cibles avec noyaux lourds donnent aussi des reculs plus élevés et permettent de relaxer la contrainte de seuil bas du paragraphe précédent. La difficulté des noyaux lourds est

l'existence d'un facteur de forme qui réduit les taux à forte énergie de recul, et qui n'est pas toujours bien calculable théoriquement.

5) Les noyaux des détecteurs devraient posséder un spin, si le WIMP possède des couplages axiaux dépendants du spin.

6) Une mesure de directionnalité serait fortement souhaitable pour démontrer la signature galactique.

7) Le détecteur devrait pouvoir être réalisable à coût raisonnable pour des volumes permettant assez de statistiques (quelques dizaines de milliers d'événements par an) pour permettre d'étudier la modulation annuelle.

Aucun des détecteurs étudié aujourd'hui ne répond à tous les critères. Les bolomètres hybrides sont certainement les plus compétitifs aujourd'hui. Mais quel sera le coût d'un détecteur multitonnes? Et si un signal est trouvé, quelle taille de TPC sera-t-elle nécessaire pour tester la directionnalité?

16. Interprétations physiques

Les expériences mesurent un taux d'événements en fonction d'une énergie détectée. Les limites expérimentales sont représentées sur un diagramme σ en fonction de la masse du WIMP, où σ est la section efficace élastique du WIMP sur le noyau du détecteur. Pour obtenir cette limite, le spectre mesuré est comparé à un spectre théorique calculé pour une masse et une section efficace donnée. Depuis 1986, de nombreuses expériences ont présenté des résultats sur des noyaux différents, et il est vite apparu nécessaire de comparer la qualité physique des différents noyaux et détecteurs, et de comprendre les hypothèses faites par les uns et les autres dans leurs publications.

J'ai contribué de manière importante à clarifier les différentes hypothèses prises et à permettre une comparaison entre différents noyaux et différents détecteurs.

Pour comparer différents noyaux, il faut faire des hypothèses sur la nature de l'interaction du WIMP sur le noyau cible, et prendre en compte les facteurs de forme nucléaires, ainsi que la réponse de chaque détecteur aux reculs de noyaux. Au fil des ans, les hypothèses que j'ai utilisées dans mes premières analyses sont devenues "standard" parmi les expérimentateurs, mais je tiens à souligner que "standard" ne veut pas dire "exact", en particulier en ce qui concerne les hypothèses astrophysiques (densité locale ou distribution de vitesse) ou les facteurs de forme. Il faut donc bien se rappeler à chaque fois les hypothèses prises, quand on parle de régions exclues.

Les hypothèses astrophysiques ont été discutées déjà plus haut, je rappellerai ici les autres hypothèses dont dépendent les calculs de sections efficaces:

1- Nature de l'interaction

Nous distinguons 3 classes d'interactions: celles des neutrinos de Dirac, les couplages scalaires cohérents et les couplages axiaux dépendant des spins. Les neutralinos super-

symétriques sont un mélange des 2 derniers types d'interaction. Les neutralinos du MSSM sont des particules de Majorana, et pendant longtemps, il a été admis qu'ils avaient des couplages axiaux, comme les neutrinos de Majorana. Ce n'est que depuis quelques années seulement, que la communauté a pris conscience que les particules de Majorana avaient aussi des couplages scalaires. Dans le cas des neutrinos de Majorana, la partie scalaire est négligeable, sauf si la masse est très forte, et donc il est légitime de ne pas l'utiliser opérationnellement. Pour les neutralinos, la combinaison de couplages scalaires et axiaux offre une situation qui peut être complètement différente. La partie axiale peut devenir négligeable sauf dans les cas extrêmes où le neutralino est complètement photino ou zino.

2- Perte de cohérence

Plus le noyau cible est lourd, plus importante est la perte de cohérence dans l'interaction. Le consensus aujourd'hui est d'utiliser la paramétrisation de Engel[95]: $F(q) = \frac{3j_1(qR_0)}{qR_0} \exp(-0.5(qs)^2)$, avec $R_0^2 = R^2 - 5s^2$, $R = 1.2A^{(1/3)}$ fermi and s environ 1 fermi.

Un facteur de forme de spin est aussi défini pour les interactions axiales. Il est pris égal au facteur de forme corrigé par un rapport r_{spin}/r_{charge} tabulé par Ellis et Flores [66].

L'effet du facteur de forme est important pour les cibles lourdes. Il contribue d'autant plus que les seuils de détecteurs sont élevés.

3- Contributions de spin pour couplages axiaux

a) Les modèles nucléaires utilisés pour calculer les spins diffèrent beaucoup. Le choix actuel est pris de Ellis et Flores: 0.041(Na), 0.75(p), 0.065(^{73}Ge), 0.65(F), 0.007(^{127}I), 0.124(^{129}Xe), 0.055(^{131}Xe). En ce qui concerne les prédictions pour les noyaux lourds (comme l'Iode), c'est le facteur le plus incertain.

b) Une autre contribution de spin dépend du nucléon principal sur lequel les particules interagissent c-à-d, si c'est un neutron ou un proton, car le modèle de Ellis et Flores est basé sur le OGM (Odd group model) pour estimer les éléments de matrice nucléaires. Pour les photinos sur protons, on prend $C_p=0.051$. C'est le cas pour le p, Na, I, et F. Pour les photinos sur neutrons, on prend $C_n=0.036$, pour les ^{73}Ge , ^{129}Xe and ^{131}Xe .

4- Réponse des détecteurs aux reculs de noyaux

Chaque détecteur a un seuil différent, une résolution en énergie, et une réponse aux reculs de noyaux. Les calculs de Lindhard ont été vérifiés sur le germanium et le silicium par nos mesures sur faisceaux de neutrons. Pour les bolomètres, l'efficacité de conversion en chaleur est supposée de 100%. Pour des scintillateurs, nous avons mesuré les facteurs de "quenching" en faisceau neutrons et obtenu des valeurs de 0.25 (Na), 0.08 (I), 0.07 (F), 0.05(Ca), avec des incertitudes de l'ordre de 0.01[96].

16.1. Limites actuelles

Les figures 12, 13, 14, donnent les limites de section efficace en fonction des masses de WIMPs. Elles sont obtenues en comparant les taux mesurés avec les taux attendus pour différents cas: les neutrinos de type Dirac, et les sneutrinos, les WIMPs à couplage scalaire et ceux à couplage dépendant du spin, avec les hypothèses développées plus haut.

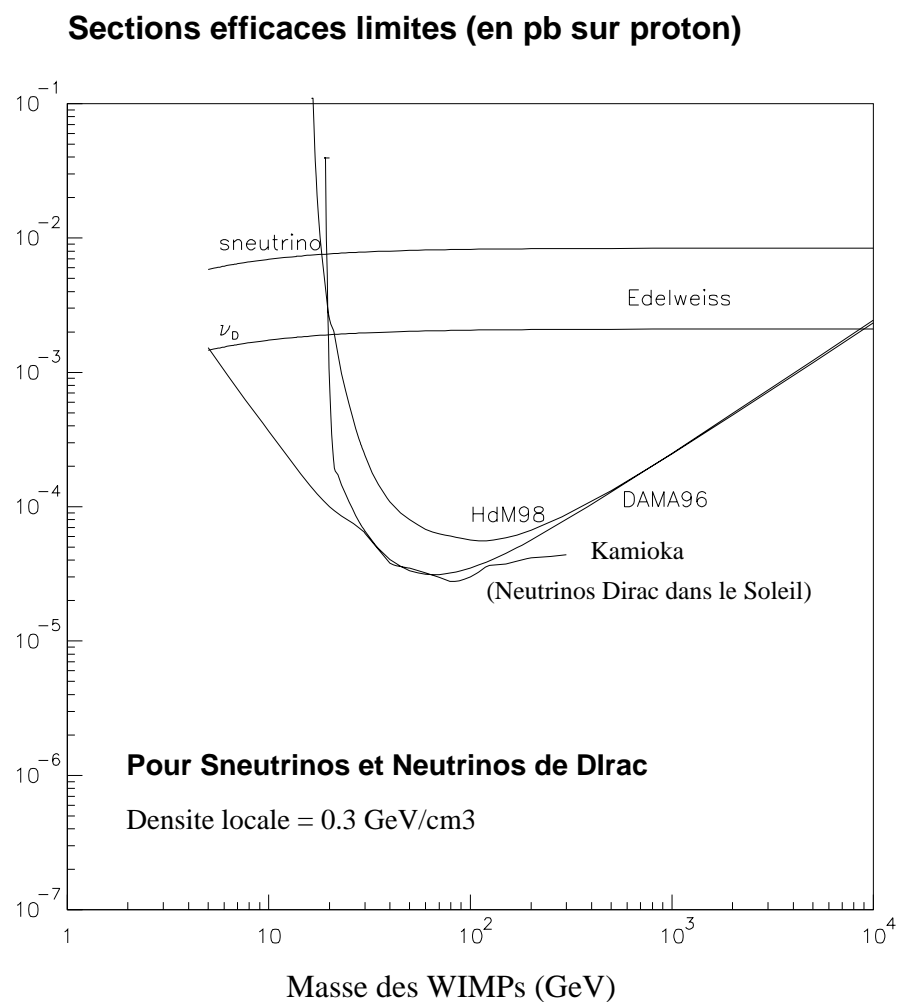


Figure 12. Sections efficaces de particules avec des couplages de Dirac. Les limites sont obtenues pour une densité fixée à $\rho_0 = 0.3 \text{ GeV/cm}^3$. Les meilleures limites proviennent de Heidelberg-Moscou même si DAMA a publié de meilleures valeurs.

Pour permettre la comparaison avec des noyaux différents, nous avons normalisé par

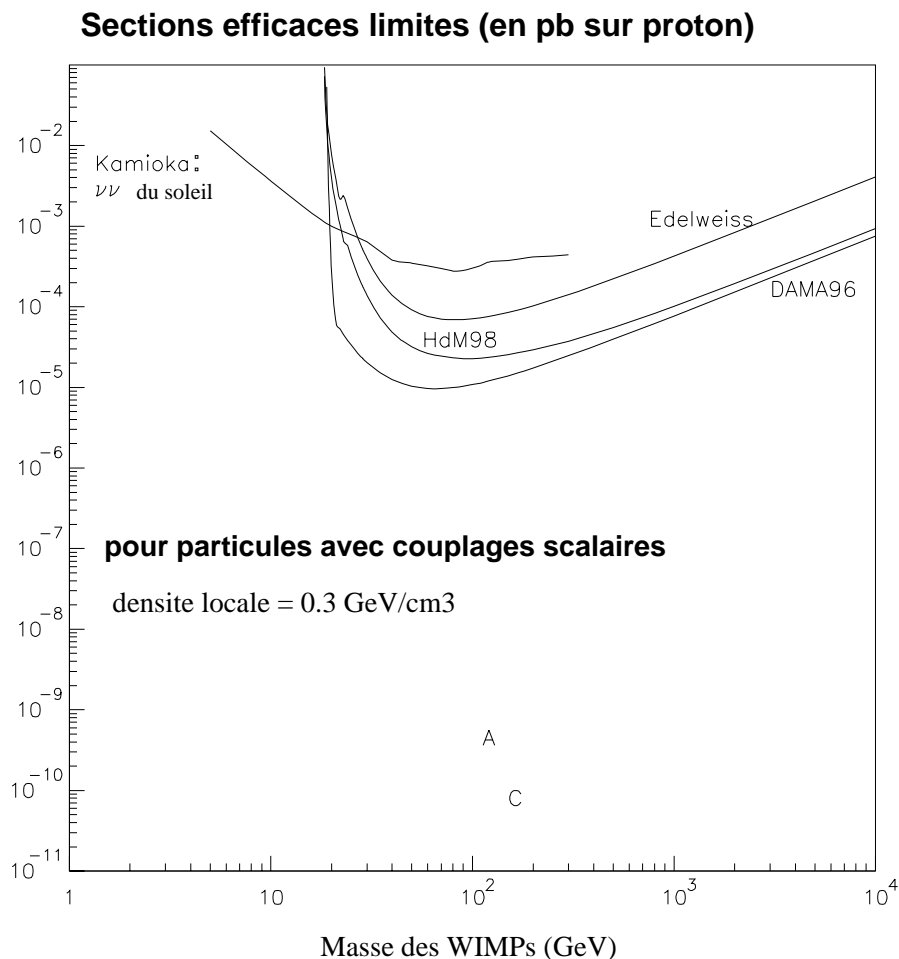


Figure 13. Sections efficaces limites de particules avec des couplages scalaires. Les limites sont obtenues pour une densité fixée à $\rho_0 = 0.3 \text{ GeV}/\text{cm}^3$. Les détections directes et indirectes ont des sensibilités similaires. Les points A et C de LHC ont des sections efficaces beaucoup plus faibles.

convention la section efficace limite sur chaque noyau par le facteur $A^2 \mu^2$, où μ est la masse réduite du système WIMP-noyau.

Comme les sections efficaces des neutrinos de Dirac sur noyaux, ne sont pas proportionnels à A^2 , mais plutôt à $(A - Z)^2$, la limite expérimentale est en fait environ 4 fois plus élevée, ($A \simeq 2(A-Z)$). Les limites récentes de Heidelberg-Moscou excluent des neutrinos de Dirac jusqu'à 10 TeV dans un modèle où ils seraient les composantes majeures de la matière Noire du halo. Les sneutrinos ont une section efficace 4 fois plus forte (pour la

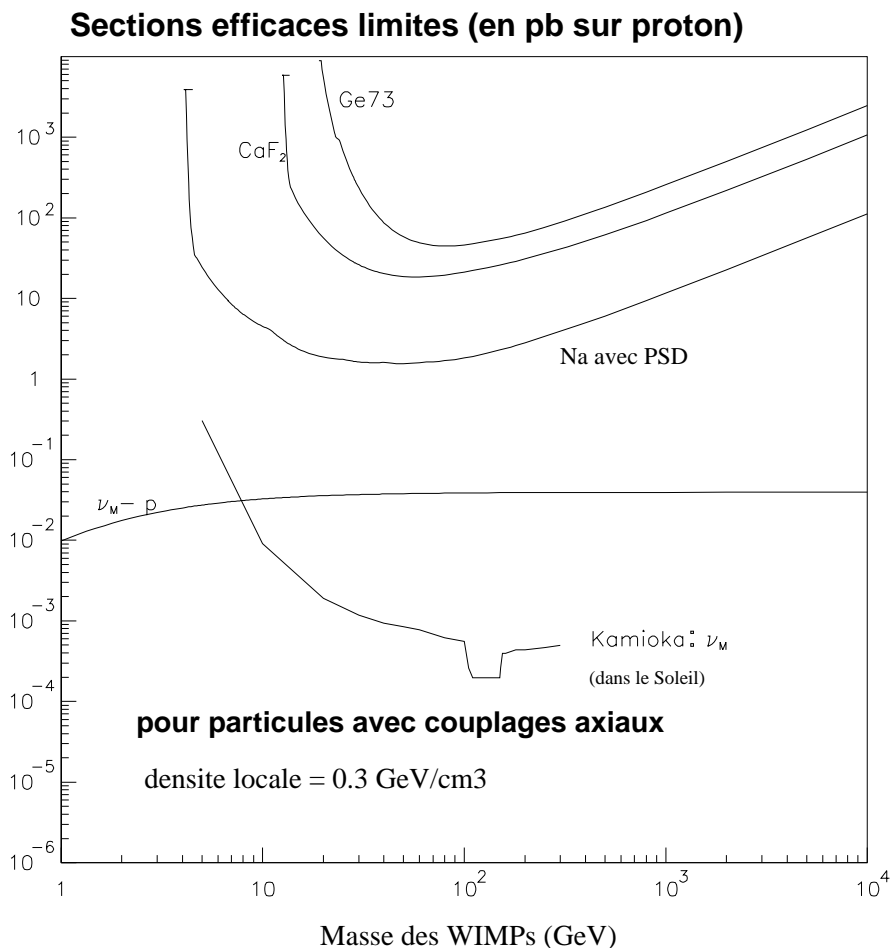


Figure 14. Limites pour particules avec couplages axiaux ($\rho_0 = 0.3 \text{ GeV}/\text{cm}^3$). La détection indirecte a encore les meilleures limites.

même masse) et sont exclues jusqu'à des masses plus élevées.

Le code NEUTDRIVER2 de Jungman et al. [89] a permis de comparer les résultats des détections directes avec des modèles supersymétriques. Les 5 points LHC (cf table 2) ne donnent pas tous des densités fossiles ou des masses de Higgs intéressantes et acceptables. Les points A et C donnent des neutralinos aux sections efficaces si faibles que les détections directes ou indirectes ont peu de chance d'observer ces candidats. Les points B et E ont une densité fossile trop élevée, le point D a une masse de Higgs trop faible.

Paramètre	LHC-A	LHC-B	LHC-C	LHC-D	LHC-E	IR
Masse X_0 (GeV)	122.0	168.2	168.5	45.99	80.33	45.76
Masse Higgs (GeV)	104	111	125	68	117	80
H-coh en pb	6.6E-9	1.67E-9	8.6E-10	2.65E-9	3.05E-9	7.4E-10
H-spin en pb	5.1E-7	2.06E-8	2.22E-6	4.3E-7	4.3E-6	4.3E-9
Ω	0.237	1.67	1.008	0.499	6.1	22.08

Les détections directes (et indirectes) explorent des régions de paramètres de SUSY, bien différentes qu’au LHC et qu’au LEP.

17. Détection Indirecte de WIMPs galactiques

Les neutralinos du halo sont capturés gravitationnellement par le Soleil, la Terre [97], [98] ou le Centre Galactique [99]. Ils peuvent se concentrer et s’y annihiler, en produisant des neutrinos.

Leur section efficace de capture est proportionnelle à la section efficace de diffusion élastique (celle qui intervient dans les expériences de détection directe) sur les noyaux du Soleil ou de la Terre. Le nombre des neutralinos capturés augmentant, un équilibre s’établit entre le taux de capture et le taux d’annihilation des WIMPs. Les neutrinos émis soit directement par ($\chi\bar{\chi} \rightarrow \nu\bar{\nu}$), soit par désintégration des saveurs lourdes produits par annihilation, peuvent être détectés par des observatoires neutrinos installés dans des laboratoires souterrains, sous la glace au pôle sud, ou sous la mer.

En ce qui concerne le Centre Galactique, Gondolo et Silk [99] font l’hypothèse que les WIMPs s’accumulent autour du trou noir galactique et montrent que l’annihilation peut y être très importante.

Les meilleures signatures pour ces neutrinos proviennent des ν_μ interagissant dans les régions autour des détecteurs et observés dans les détecteurs comme muons remontants (“upward going muons”), pour mieux les distinguer des muons cosmiques descendants. Les neutrinos atmosphériques produisent aussi de tels muons, mais, statistiquement, ceux de la Matière Noire ont une impulsion qui pointe vers le Soleil, ou le centre de la Terre, ou le Centre Galactique. Le flux des muons provenant de l’annihilation des WIMPs dépend donc du taux d’annihilation des WIMPs dans le Soleil ou la Terre, et du spectre des neutrinos produits dans les annihilations.

Pour la Terre et des couplages cohérents, le fer donne la contribution la plus importante. Les taux de capture sont aussi beaucoup plus faibles que pour le Soleil et il se peut que l’état d’équilibre ne soit pas atteint: cela dépend de la masse des WIMPs et des sections efficaces d’annihilation. Il faut donc être plus vigilants dans l’interprétation des résultats.

Le Soleil est composé surtout d’hydrogène et d’hélium, mais les couplages cohérents

induisent aussi des contributions non négligeables des éléments lourds. Pour la plupart des candidats Matière Noire intéressants (c-à-d, détectables), les sections efficaces de capture sont faibles mais assez fortes pour que l'on puisse faire l'hypothèse que l'état d'équilibre est atteint, surtout dans le cas du Soleil. Le flux de muons est alors proportionnel à la section efficace de diffusion élastique sur noyaux.

Les flux mesurés de muons remontants peuvent donc être interprétés en terme de limites sur les sections efficaces élastiques. Ainsi, il est possible de comparer les résultats de détection directe et indirecte.

Les premiers résultats intéressants ont été publiés par Kamioka [90]. Ils ont présenté des résultats excluant les neutrinos de Dirac, de Majorana et des neutralinos dans de larges portions de l'espace des paramètres. Bien sûr, les hypothèses astrophysiques sont toujours que ces particules doivent être présentes dans notre halo avec une densité autour de 0.3 GeV/cm^3 .

Avec Jim Rich, nous avons noté [91] en 1994 que ces résultats de Kamioka pouvaient être comparés à ceux de détection directe, à condition de faire quelques hypothèses simples. Les résultats de Kamioka excluant les neutrinos de Majorana, la détection indirecte est donc bien plus sensible que la détection directe pour les particules avec couplages axiaux (cf figure 14)!

Pour les couplages scalaires, les deux types d'expérience se valent.

Les neutralinos sont un mélange de higgsinos et jauginos. A part le cas des noyaux légers (hydrogène et hélium), la section efficace scalaire (proportionnelle à $A^2 \mu^2$) domine la section efficace axiale (dépendante du spin du nucléon en $J(J+1)$).

Pour plus de détails, se référer à [91] et [56].

Entretemps, les limites de Kamioka ont été améliorées par les expériences MACRO[93] et BAKSAN[94].

Pour améliorer d'un ordre de grandeur la sensibilité, il faut passer à des détecteurs d'une surface sensible d'environ 1 km^2 . C'est un des objectifs des expériences AMANDA[100] et NESTOR[101] ou **ANTARES** [102], à laquelle je participe depuis un an. Mais ceci est une autre histoire...

References

- [1] GALLEX Collaboration, "Solar Neutrinos observed by GALLEX at Gran Sasso", GALLEX collaboration, Anselmann et al., Physics Letters B285 (1992) 390-397; "Implications of the GALLEX determination of the Solar Neutrino Flux", GALLEX collaboration, Anselmann et al., Physics Letters B285 (1992) 376-389; W. Hampel et al., Phys. Lett. B436 (1998) 158; W. Hampel et al., to be published in Phys. Lett. B (1999)
- [2] "The muon background in GALLEX", M.Cribier et al., Astroparticle Physics 6 (1997) 129
- [3] "The neutron induced background in GALLEX", M.Cribier et al, Astroparticle Physics 4 (1995) 23.
Radiochemical measurement of fast neutrons using a $Ca(NO_3)_2$ aqueous solution", M. Cribier et al, Nucl.Instr. and Methods A365 (1995) 533.
- [4] "Production of a 62 PBq Chromium low energy neutrino source for GALLEX", M.Cribier et al., Nucl. Instr. and Methods A378 (1996) 233.
Final results of the 51Cr neutrino source experiments in GALLEX", W. Hampel et al., GALLEX Collaboration, Physics Letters B 420 (1998) 114.
- [5] L. Wolfenstein, Phys. Rev.D **17** (1978) 2369; S. P. Mikheyev and A. Yu. Smirnov, Yad. Fiz. **42** (1985) 1441. (Sov. j. Nucl. Phys. **42** (1985) 913; Nuovo Cimento C **9** (1986) 17.
- [6] "Future Solar neutrino detectors", C.Tao, II rencontres du Vietnam, Octobre 1995, ed. J.Tran Than Van.
- [7] "Solar Neutrino Experiments after the Gallium Experiment", C.Tao, Paris Workshop, June 1995
- [8] Homestake Collaboration, B.T. Cleveland et al., Astrophys. J. **496** (1998) 505; B.T. Cleveland et al., Nucl.Phys.B (Proc.Suppl.) **38** (1995) 47; R. Davis, Prog. Part. Nucl. Phys. **32** (1994) 13.
- [9] SAGE Collaboration, J.N. Abdurashitov et al., Phys. Rev. Lett. **77** (1996) 1683; V. Gavrin et al., in Neutrino 98, Proc of the XVIII International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics, Takayama, ed. Y.Suzuki and Y. Totsuka, to be published in Nucl. Phys. B (proc. Suppl.).
- [10] KAMIOKANDE Collaboration, Y. Fukuda et al., Phys. Rev. Lett. **77** (1996) 1683.
- [11] SuperKamiokande Collaboration, Y. Fukuda et al., Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 1158; Erratum-ibid. **81** (1998) 4279; Y.Fukuda et al., Phys.Rev. Lett. **82** (1999) 1810; Phys. Rev. Lett.**82** (1999) 2430; M. Smy, hep-ex/9903034.
- [12] Sudbury Neutrino Observatory Collaboration, proposal SNO 87-12 (1987); G. Aarsdama et al., Phys. Lett. B **194** (1987) 321; G.T.Ewan, Nucl. Instr. and Meth. A314 (1992) 373.
- [13] BOREXINO Collaboration, C. Arpesella et al., "INFN Borexino proposal", Ed. G.Bellini, R. Raghavan et al., Univ. Milano (1992); M. Giammarchi, Nucl. Phys. B

- (Proc. Suppl.) 35 (1994) 433.
- [14] GNO Collaboration, E. Bellotti et al., LNGS annual report 1997. Cf also web page at <http://www.lngs.infn.it/>
 - [15] The ICARUS Collaboration, CERN/SPSLC 96-58 ; LNGS Report 95/59.
 - [16] "The HELLAZ Neutrino detector", T. Ypsilantis, Europhysics News 27 (1996) 97.
 "The HELLAZ project", IVth international Conference on Solar Neutrinos, C. Tao, April 1997, Heidelberg.
 "HELLAZ: A high rate solar neutrino detector with energy determination", J. Séguinot, T. Ypsilantis and A. Zichichi, LPC 92/31, Collège de France; "A study of a high rate solar neutrino detector with neutrino energy determination", G. Laurenti et al., CERN/LAA/PC/93-10 and LPC 93-18/RI; "HELLAZ: A high rate solar neutrino detector with neutrino energy determination", F. Arzarello et al., LPC 94-28.
 - [17] SUPERMUNU letter of Intent, CNRS/IN2P3, 1997.
 - [18] C. Broggini et al., Nucl. Phys. B35 (1994) 45.
 - [19] R.S Raghavan, Phys. Rev. Lett. 78 (1997) 3618; Proc. IV Solar Neutrino Conf., Heidelberg, ed. W. Hampel (1997) 248
 Letter of Intent to LNGS, January 1999.
 - [20] R.S. Raghavan, Phys. Rev. Lett. 37 (1976) 1976
 - [21] "Neutrino Astrophysics", J.N. Bahcall, Cambridge University Press, 1989.
 - [22] "The solar interior", S. Turck-Chièze et al., Phys. Reports **230** (1993) 57 and references therein.
 - [23] J.N. Bahcall and M.H. Pinsonneault, Rev. Mod. Phys. **67** (1995) 781; J.N. Bahcall, S. Basu and M.H. Pinsonneault, Phys. Lett. B **433** (1998) 1.
 - [24] S. Turck-Chièze and I. Lopes, Astrophys. J. **408** (1993) 347; H. Dzitko et al., Ap. J. 447 (1995) 428; A. S. Brun, S. Turck-Chièze, P. Morel, Ap.J. **506** (1998) A. S. Brun, S. Turck-Chièze, J. P. Zahn, astro-ph/9906382, to be published in Ap.J.
 - [25] A. Dar and G. Shaviv, Ap. J. 468 (1996) 933.
 - [26] E. Schatzman, cf "The solar interior", S. Turck-Chièze et al., Phys. Reports **230** (1993) 57.
 - [27] "Solar fusion cross-sections", E. Adelberger et al., Rev. Mod. Phys., 70 (1998) 1265
 - [28] B. Pontecorvo, Chalk River Report (1946) P-D 205.
 - [29] R. Davis, Phys. Rev.Lett. 12 (1964) 303.
 - [30] B.Pontecorvo, Sov.Phys.JETP 26 (1968) 984;
 V.N.Gribov and B.Pontecorvo, Phys. Lett. B 28 (1969) 493.
 - [31] A. Cisneros, Astroph. Space Science **10** (1970) 87.
 - [32] M. B. Voloshin and M. I. Vysotsky and L. B. Okun, Zh. Eksp. Teor. Fiz., 91, 754 (1986).
 - [33] C-S Lim and W. J. Marciano, Phys. Rev. D, 37, 1368 (1988).
 - [34] E. Kh. Akhmedov, Phys. Lett. B, 213, 64 (1988).
 - [35] "A critical look at Cosmions", J. Kaplan, F. Martin de Volnay, C. Tao, S.Turck-Chièze, Ap.J., 378, (1991), 315.

- "WIMPs and solar evolution code", Y. Giraud-Héraud, J. Kaplan, F. Martin de Volnay, C. Tao et S. Turck-Chièze, *Solar Physics* 128, 21 (1990).
- [36] Les cosmions ont été prédits et étudiés par plusieurs auteurs, parmi lesquels:
Faulkner J. and Gilliland R.L., *Ap.J.* 299 (1985) 994;
Spergel D.N. and Press W.H., *Ap. J.* 294 (1985) 663;
Press W.H. and Spergel D.N., *Ap. J.* 296 (1985) 679;
Gilliland R.L. et al., *Ap. J.* 306 (1986) 703.
- [37] "Searching for the Cosmion by scattering in Silicon detectors", Caldwell et al., *Phys. Rev. Lett.* 65 (1990) 1305.
"Measurement of the ionization of slow silicon nuclei in silicon for the calibration of a silicon dark matter detector", Gerbier et al., *Phys. Rev. Lett.* 65 (1990) 1310.
- [38] "A low pressure TPC for Cosmion detection", Gerbier, Rich, Spiro and Tao, *Proc. Berkeley workshop on Particle astrophysics* (1989), *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* 13 (1990) 207.
- [39] J.N.Bahcall, P.I.Krastev, A.Yu.Smirnov, *Phys. Rev. D* 58 (1998) - hep/ph/9807216; also hep-ph/9905220.
- [40] R. Escribano et al, *Phys.Lett. B* 444 (1998) 397; hep-ph/9805238.
J.N.Bahcall, P.I.Krastev, *Phys.Lett. B* 436 (1998) 243 - hep/9807525.
- [41] V. Berezinsky, G. Fiorentini, M. Lissia, hep/9811352, hep/9904225.
- [42] "A solar neutrino experiment with neutrino energy resolution", G. Bonvicini, *Nucl. Phys. B (Proc. suppl.)* 35 (1994) 438; G. Bonvicini, HELLAZ Note 92-01 to 92-03, 93-05. F. Ciralli 93-07
- [43] C. Arpesella, C. Brogгинi, C. Cattadori, "A possible Gas for Solar Neutrino Spectroscopy", LNGS 95/53, *Astrop. Phys.* (1996)
- [44] "Tests of a TPC for Solar Neutrino Detection (Hellaz0)", J. Séguinot et al., *LPC* 96-31
- [45] "Flavor and flux determination of the pp solar neutrinos via ν -e elastic scattering", J. Séguinot et al., *LPC* 95-08 and *CERN/LAA/95-11*
- [46] G. Charpak and F. Sauli, *Phys. Lett.* 78B (1978) 523.
- [47] Y. Giomataris et al., *NIM* A376 (1996) 29.
- [48] for a review, cf T. Henkes, *Strasbourg CRN* (1997).
- [49] F. Angelini et al., *NIM* A360 (1995) 22.
- [50] M. Dracos, *CRN Strasbourg*, seminar at *LPC Collège de France* (1997).
- [51] F. Sauli, "The Gas Electron Multiplier", in *NIM* (1997).
- [52] G. Heusser, "Low radioactivity background techniques", *Ann.Rev. Nucl. Part. Sci.* (1995) 45, 543.
- [53] "Ultra sensitive Determination of K, Th, U and other trace impurities in liquid organic scintillators with NAA", Th. Goldbrunner et al., *TUM preprint*, also *Proc. Int. Conference on Advanced Technologies and Particle Physics*, 7-11 Oct. 1996, Como, in *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)*
- [54] J.N. Bahcall, R. Davis, *Phys. Rev. Lett.* 12 (1964) 300.

- [55] **Ateliers organisés sur le thème de la Matière Noire par Charling Tao**
 “*SUSY vs Experiments*”, CERN, 1982
 ”*Beijing Workshop on Dark Matter in the Universe*”, Pékin 1992
 ”*The Dark Side of the Universe: Experimental Efforts and theoretical framework*”, Rome (1993, 1995).
 ”*Clustering in the Universe*”, Moriond Astrophysique, Mars 1995.
 ”*Neutrinos, Dark Matter, and the Universe*”, Blois, 1996.
- [56] ”*Dark Matter searches*”, dans ”*New Worlds in Physics*”, Faro, Septembre 1996.
 ”*WIMPS: a short review*”, in Strasbourg: Cryogenic detectors, 1989.
 ”*The Saclay program in Dark Matter*, March 1990, Moriond meeting.
- [57] F. Combes, D. Pfenniger, L. Martinet, A&A (1994) **285** 79, 83.
- [58] E. Valentijn et P. Van der Werf, Ap.J. **522** (1999) L29.
- [59] B. Paczynski, Ap.J. **304** (1986) 1.
- [60] DUO collaboration, C. Alard et al., Messenger **80** (1995) 31.
 EROS collaboration, E. Aubourg et al., Nature **365** (1993) 623.
 R. Ansari et al., A&A **299** (1995) L21.
 MACHO collaboration, C. Alcock et al., Nature **365** (1993) 621.
 C. Alcock et al., Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 2867.
 OGLE collaboration, C.A. Udalski et al., Act. astr. **43** (1993) 283.
- [61] *Rapport GDRSUSY 1998*, contributions diverses de J. Orloff, M. DeJesus, C. Tao et F. Blondeau, en particulier:
 ”*The Nature of the Lightest Supersymmetric Particle*”, J.Orloff, M. De Jésus, C. Tao,
 ”*Direct and Indirect detection of Neutralino*”, M.De Jésus, C. Tao.
- [62] D.S.P. Dearborn, D.N. Schramm et G. Steigman, Phys.Rev. Lett. **56** (1985) 26.
- [63] P. Sikivie, Phys. Rev. Lett. **51** (1983) 1415.
- [64] C. Hagmann et al., ”*Results from a High-Sensitivity Search for Cosmic Axions*”, Phys.Rev.Lett. **80** (1998) 2043-2046 L. Rosenberg, proceedings ”Clustering in the Universe”, (1995), eds. Tran Than Van, C. Balkowski, S. Maurogordato et C. Tao
 E. Daw, processings ”The Dark Side of the Universe” (1996).
 P. Sikivie, proceedings TAUP99, septembre 1999.
- [65] P. Fayet, proceedings ”Unification of the Fundamental Particle Interactions”, eds. S.Ferrara, J.Ellis and P. Van Nieuwenhuizen (Plenum Press, New York) (1980) 587.
- [66] J. Ellis et R.A. Flores, Phys. Lett. B **263** (1991) 259.
- [67] Y. Sigad, A. Eldar, A. Dekel, M. A. Strauss and A. Yahil, ”*IRAS versus POTENT Density Fields on Large Scales: Biasing and Omega*”, The Astrophysical Journal **495** (1998) 516; astro-ph/9708141.
- [68] S. Perlmutter & al, ”*Discovery of a Supernova Explosion at Half the Age of the Universe and its Cosmological Implications*”, astro-ph/9712212, Nature **391** (1998) 51-54.
- [69] See ”*Review of Particle Properties*”, WIMPs and Other Particle Searches, 2: Concentration of stable particles in matter, <http://www.cern.ch/pdg/1998/s030.ps>.
- [70] CDF Collaboration, ”*Limits on the production of massive stable charged particles*”,

- Phys.Rev. D46 (1992) R1889.
- [71] A. de Rujula, H. Georgi and S.L. Glashow, “*Hadron Masses in a gauge theory*”, Phys. Rev. D12 (1975) 147.
- [72] G. D. Starkman, A. Gould, R. Esmailzadeh & S. Dimopoulos, Phys.Rev.D41 (1990) 3594
- [73] G. Farrar, “*Status of Light Gaugino Scenarios*”, Nucl.Phys.Proc.Suppl. 62 (1998) 485-496.
- [74] F. Csikor, Z. Fodor, “*Closing the light gluino window*”, hep-ph/9712269, Phys.Rev.Lett. **78** (1997) 4335-4338.
- [75] H. Baer, K. Cheung & J. F. Gunion, “*A Heavy Gluino as the Lightest Supersymmetric Particle*”, hep-ph/9806361, Phys.Rev. D59 (1999) 075002
- [76] M.W. Goodman and E. Witten, “*Detectability of certain dark-matter candidates*”, Phys. Rev. D, vol. 31, no. 12 (1985) 3059
- [77] D.O. Caldwell et al, Phys. Rev. Lett. 65 (1990) 1305
D. Reusser et al, Phys. Lett. B 235 (1991) 143
M. Beck et al, Phys. Lett. B 336 (1994) 141
- [78] C. Bacci et al, Phys. Lett B 293 (1992) 460
P. F. Smith et al, Phys Lett. B 379 (1996) 299
- [79] R. Bernabei et al, Phys. Lett. B 389 (1996) 757 R. Bernabei et al, astro-ph/9710290, proceedings TAUP97, septembre 1997, Nucl.Phys.Proc.Suppl. 70 (1999) 79-84
- [80] T. Shutt et al, “*Measurement of ionization and phonon production by nuclear recoils in a 60g crystal of germanium at 25 mK*”, Phys. Rev. Lett. vol. 69, no. 24 (1992) 3425-3427, 3531.
D.Akerib et al., “*Preliminary Limits on the WIMP-Nucleon Cross Section from the Cryogenic Dark Matter Search (CDMS)*”, proceedings TAUP97, septembre 1997, Nucl.Phys.Proc.Suppl. 70 (1999) 64-68
R. Gaitskell, proceedings TAUP99, septembre 1999.
- [81] L. Berge et al, “*Status of the EDELWEISS Experiment*”, proceedings TAUP97, septembre 1997, Nucl.Phys.Proc.Suppl. 70 (1999) 69-73.
G. Chardin, proceedings TAUP99, septembre 1999.
- [82] W. Seidel, et al., “*The CRESST Experiment*”, Proc. of Aspects of Dark Matter in Astro- and Particle Physics, Heidelberg, 16 - 20 Sept. 1996.
P. Meunier et al, “*Discrimination between Nuclear Recoils and Electron Recoils by Simultaneous Detection of Phonons and Scintillation Light*”, physics/9906017
- [83] Collaboration IAS and IAP (cf N. Coron and G. Nollez)
- [84] Birks J.B., “*The theory and practice of scintillation counting*”, Pergamon Press Ltd, London (1967).
Belli P. et al., Nucl. Phys. B (proc.Supp) **48** (1996), 60
Smith P. F. et al., Phys. Lett. B **379** (1996) 299.
- [85] “*Pulse shape Discrimination and Dark Matter Search with NaI(Tl) scintillator*”, G. Gerbier et al., Astroparticle Physics 11 (1999) 1-16

- [86] L. Baudis et al, "New Dark Matter WIMP-limits from the Heidelberg-Moscow Experiment", Phys. Rev. D59 (1999) 022001.
- [87] H.V. Klapdor-Kleingrothaus et al., J.Phys.G **24** (1998) 483.
- [88] G. Gerbier, J. Mallet, L. Mosca, C. Tao,
 "Note on a hint for an annual modulation signature of a 60 GeV WIMP", DAPNIA/SPP 97-23, astro-ph/9710181, et "Note about a second evidence for a WIMP annual modulation", DAPNIA/SPP 99-06,astro-ph/9902194
- [89] G. Jungman et al, "Supersymmetric dark matter", Phys. Rep. vol. 267, no.5,6 (1996) 195-376.
 Les résultats pour les 5 points LHC et le point Infrarouge fixe, intéressant pour les expériences au LEP200, ont été calculés avec le logiciel NEUTDRIVER, par J. Orloff. On peut les retrouver sous <http://clrpc83.in2p3.fr/gdr-lsp/LHC/>
- [90] M. Mori et al, (Kamiokande Collaboration), Phys. Lett. B 289 (1992) 463
 M. Mori et al, (Kamiokande Collaboration), Phys. Rev. D 48 (1993) 5505
- [91] J. Rich and C. Tao, "Direct and Indirect detection of WIMPs", Rapport CSTS pour le DAPNIA/SPP, juin 1994
- [92] C. Tao, proceedings SUSY 95, p. 539; C. Tao, "Exclusion plots for Dark Matter experiments", BPRS analysis note, 1994. M. Kamionkowski et al, Phys. Rev. Lett. 74 (1995) 5174
- [93] MACRO Collaboration, M. Ambrosio et al, Phys. Rev. Lett. 76 (1996) 3498.
 M. Ambrosio et al, hep-ex/9812020, submitted to Phys. Rev. D.
- [94] M.M. Boliev et al, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 48 (1996) 83
- [95] Engel J. and Vogel P., Phys. Rev. D **40** (1989) 3132.
- [96] J.Lindhard et al., Mat.Fys., Medd. dan. Vid. Selsk, **33** No 10 (1963) 3211.
 C. Bacci et al., Astroparticle Physics **2** (1994) 117.
 N.J.C. Spooner et P.F. Smith, Phys.Lett.B **314** (1993) 430.
 P. Belli et al., NIM **A336** (1993) 336.
- [97] Press W.H. and Spergel D.N., Ap. J. **296** (1985) 679.
- [98] Gould A., Ap. J. **321** (1987) 571.
- [99] P. Gondolo et J. Silk, astro-ph/9906391.
- [100] AMANDA Collaboration, "AMANDA: status, results and future", proceedings Neutrino Telescopes, Venice Fevrier 1999, astro-ph/9906205.
- [101] NESTOR Collaboration, proceedings NEUTRINO 96, Helsinki, juin 1996.
- [102] ANTARES Collaboration, "A Deep Sea Telescope for High Energy Neutrinos", astro-ph/9907432.