

**LA MATIERE SOMBRE
CORPS ET BIENS**

Alain BOUQUET

Laboratoire d'Annecy-le-Vieux de Physique des Particules
Boite postale 110
74941 ANNECY Cedex, France
et
Laboratoire de Physique Théorique et Hautes Energies
Universités Paris 6 et Paris 7 - Tour 24 - 5e étage
2 place Jussieu
75251 PARIS Cedex 05, France

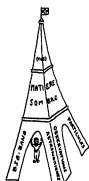
Quand vous avez éliminé l'impossible, ce qui reste, aussi improbable soit-il, doit être la vérité
(sir Arthur Conan Doyle)



1-Introduction

Après tous les articles, revues, conférences, colloques, rencontres et écoles consacrés à la matière sombre, il est difficile d'ajouter quelque chose de neuf et de pertinent du point de vue théorique : la balle est plutôt dans le camp des expérimentateurs. Pourtant un rappel de la question et des réponses fragmentaires et contradictoires que l'on a tenté d'y apporter n'est peut-être pas superflu avant l'exposé des nouvelles en matière de détection expérimentale de matière sombre.

La foi en l'existence de matière sombre repose sur les trois piliers que sont les observations astronomiques sur la dynamique des galaxies, l'incapacité des modèles théoriques à expliquer l'homogénéité du ciel, la nucléosynthèse ou l'existence des galaxies sans postuler l'existence d'une importante composante invisible, et enfin l'existence, dans les modèles de physique des particules, de particules non-observées auxquelles il faut bien faire une place. Aucune de ces raisons, isolément, n'est assez sérieuse pour emporter la conviction d'un incroyant, mais réunies elles se soutiennent mutuellement, comme les piliers d'une Tour Eiffel.



Le quatrième pilier de notre foi en l'existence de matière sombre sera bien sûr sa découverte expérimentale. Les esprits vifs noteront qu'en ce cas les trois premiers piliers n'auront plus grande importance :



La détection de matière sombre (non-lumineuse ou trop faiblement lumineuse) par ses effets gravitationnels remonte à Bessel qui attribua en 1844 les anomalies du mouvement de Sirius à un compagnon obscur, une naine blanche observée 18 ans plus tard, et à Le Verrier et à Adams qui attribuèrent en 1846 les anomalies du mouvement d'Uranus à une planète inconnue (Neptune). En 1932, Oort étudia la distribution de vitesse des étoiles au voisinage du Soleil pour en déduire le potentiel gravitationnel : il conclut que les étoiles elles-mêmes ne contribuaient qu'à la moitié de la densité de matière nécessaire. Parallèlement, Zwicky étudiant la distribution de vitesse des galaxies dans le grand amas de la Chevelure de Bérénice (plus prosaïquement, Coma) concluait en 1933 que les galaxies ne contribuaient guère qu'à 1/10 de la masse de l'amas.

La question est restée un peu oubliée un demi-siècle, puis est brusquement revenue à la surface devant l'accumulation de données qui suggéraient qu'une fraction importante de la masse de l'univers n'était pas lumineuse. On trouve cette matière sombre à l'échelle des galaxies, où son extension est supérieure à celle de la matière lumineuse et se traduit par des vitesses de rotation anormalement élevées de celle-ci, à l'échelle des amas et superamas de galaxies, où sa présence accélère les galaxies, et à l'échelle de l'univers tout entier. Ce regain d'intérêt s'est étendu aux physiciens des particules quand on a réalisé que cette matière sombre pourrait bien être formée d'un type nouveau de particules, et la liste des candidats s'est allongée vertigineusement. Certains présentent l'intérêt majeur de pouvoir être détectés en laboratoire dans un avenir proche, et il en sera longuement question, les autres seront froidement abandonnés à eux-mêmes.

2-Données d'observation

La quantité de matière sombre présente dans une certaine zone d'observation (fragment de galaxie, galaxie, amas de galaxies, etc) est généralement donnée à travers le rapport Masse/Luminosité (M/L) de cette région. La question de la matière sombre, du point de vue observationnel, peut se résumer en disant que le rapport M/L augmente régulièrement avec la taille de la région examinée (Kormandy et Knapp, 1987; Trimble, 1987), et cela peut s'interpréter en disant qu'il y a beaucoup de matière sombre, et que celle-ci est répartie de façon plus diffuse que la matière lumineuse.

Les unités de masse et de luminosité sont toujours la masse M_{\odot} et la luminosité L_{\odot} du Soleil (qui a donc, par définition, un rapport M/L=1). Pour une population d'étoiles typique de notre environnement, le rapport M/L est voisin de 1.5 en raison du faible nombre d'étoiles massives (la luminosité d'une étoile croît à peu près comme $M^{3.6}$). La partie lumineuse de notre Galaxie a un rapport M/L=5, les galaxies des rapports M/L=30 à 50, les amas ont des valeurs de 100 à 200, et l'univers dans son ensemble atteint (peut-être) une valeur voisine de 700 !

Quelques facteurs de conversion sont utiles pour passer d'un système d'unités à un autre :

$$1M_{\odot}/pc^3 = 6.8 \times 10^{-23} \text{ g/cm}^3 = 38 \text{ GeV/cm}^3$$

A grande échelle, il est traditionnel de mesurer la densité de masse ρ en fraction $\Omega = \rho/\rho_c$ de la densité critique $\rho_c = 3H^2/8\pi G$ (correspondant à un univers spatialement plat en l'absence de constante cosmologique). La constante de Hubble H est mal connue, et l'incertitude sur sa valeur est incorporée dans un paramètre $h = H/100 \text{ km/s/Mpc}$. On estime en général que $0.5 < h < 1$. La densité critique est donc :

$$\rho_c = 1.9 \times 10^{-29} h^2 \text{ g/cm}^3 = 2.8 \times 10^{-7} h^2 M_{\odot}/pc^3 = 1.1 \times 10^4 h^2 \text{ eV/cm}^3$$

La luminosité bolométrique moyenne de l'univers est environ de $(2.1 \pm 0.3) \times 10^{-10} h L_{\odot}/pc^3$, ce qui inclut étoiles et rayonnement du gaz (Schechter, 1976). Mais, le plus souvent, les luminosités sont mesurées optiquement, dans la bande de rayonnement visible ($L=L_V$) ou dans la bande bleue ($L=L_B$), ce qui peut entraîner des différences de 50% sur les valeurs citées de M/L. L'important est de retenir qu'une valeur donnée de Ω correspond à une valeur du rapport $M/L_V = 1500 \Omega h$.

2-1 Dynamique des galaxies

Les galaxies spirales rassemblent environ dix à cent milliards d'étoiles dans un disque d'une dizaine de kpc ($1 \text{ pc} = 3 \cdot 10^{18} \text{ cm}$) de rayon, et de quelques centaines de pc seulement d'épaisseur, renflé au centre (le sphéroïde ou bulbe). La luminosité décroît exponentiellement à partir du centre de la galaxie. En dehors du plan du disque, on trouve aussi des étoiles, en général plus vieilles que celles du disque, isolées ou regroupées en amas globulaires d'un million d'étoiles (à ne pas confondre avec les amas de galaxies). Ces galaxies contiennent aussi beaucoup de gaz, et le passage d'une onde de densité dans ce gaz provoque la naissance d'étoiles formant alors des bras spiraux très visibles (une population d'étoiles est plus brillante quand elle est jeune, car les étoiles massives, les plus lumineuses, ont une vie brève). Notre Galaxie, la Voie Lactée, est une galaxie spirale banale, dans laquelle un composant obscur semble contribuer pour 90% à la masse (Bahcall, 1986).

Densité du disque de la Voie Lactée

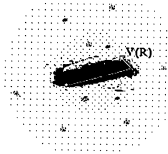
L'orbite de la plupart des étoiles du disque peut approximativement se décomposer en un mouvement de rotation dans le plan du disque et une oscillation perpendiculaire à ce plan (Binney et Tremaine, 1987). Cette dernière est sensible à la densité locale, et la méthode de Oort est précisément d'analyser ces oscillations perpendiculaires pour en déduire le potentiel gravitationnel, et le comparer à la distribution observée des étoiles et du gaz (hydrogène et hélium interstellaires). Au voisinage du Soleil, différentes études s'accordent pour donner une densité dynamique totale comprise entre $0.14 \text{ M}_\odot/\text{pc}^3$ et $0.23 \text{ M}_\odot/\text{pc}^3$ selon le type d'étoile choisi dans l'étude (Bahcall, 1984; Bahcall, 1987). La densité moyenne sous forme d'étoiles visibles ne dépassant pas $0.044 \text{ M}_\odot/\text{pc}^3$ et le gaz ne représentant que $0.042 \text{ M}_\odot/\text{pc}^3$, la densité totale est nettement supérieure la densité de matière visible. Le rapport M/L est voisin de 5 au voisinage du Soleil (c'est la limite de Oort).

Néanmoins, même si la moitié de la matière du disque est sombre, il peut tout simplement s'agir d'étoiles ou de planètes trop peu lumineuses pour être visibles. Les modèles standards de formation et d'évolution d'étoiles ne conduisent qu'à $0.028 \text{ M}_\odot/\text{pc}^3$ sous forme de restes stellaires (essentiellement des naines blanches), mais ce nombre est très incertain (voir la Section 4-1). Il est de plus très possible que la luminosité intrinsèque des étoiles ait été surestimée : celle-ci est fournie par la théorie de l'évolution stellaire, et dépend en particulier de la composition chimique initiale de l'étoile, qui est mal connue. A luminosité apparente donnée, une surestimation de la luminosité intrinsèque conduit à une surestimation des distances des étoiles, et donc à une surestimation de la quantité de matière

nécessaire pour donner aux étoiles les vitesses mesurées (Kormandy et Knapp, 1987; Robin et al., 1988). Aussi cette matière sombre du disque ne constitue-t-elle pas vraiment un problème, et il n'en sera plus question par la suite.

Le halo des galaxies spirales

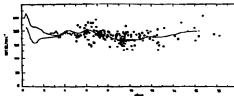
Le disque d'une galaxie spirale est en rotation dans son plan, ce qui assure son équilibre contre la force de gravitation. On mesure la vitesse de rotation des étoiles et des bulles d'hydrogène ionisé (HII) entourant certaines étoiles très chaudes et très lumineuses par décalage Doppler des raies d'émission. Cela ne permet guère d'aller plus loin que le bord du disque lumineux à une dizaine de kpc du centre, mais l'étude radio des nuages de gaz neutre (en particulier la raie de l'hydrogène atomique à 21 cm) permet de pousser jusqu'à une vingtaine de kpc.



La mesure de la vitesse de rotation $V(R)$ à une distance R au centre de la galaxie permet en principe de calculer la masse $M(R)$ présente à l'intérieur du rayon R . On peut alors la comparer à la masse des étoiles, du gaz et des poussières. Si la lumière était un bon indicateur de la masse, l'essentiel de celle-ci se trouverait près du centre, et la vitesse de rotation augmenterait d'abord puis décroîtrait rapidement avec la distance au centre de la galaxie selon les lois de Kepler.

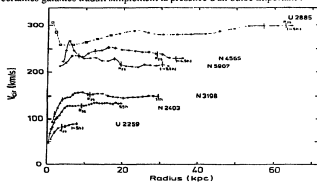
Les observations sont très différentes : la vitesse de rotation $V(R)$ augmente bien près du centre, mais ne décroît pas, aussi loin qu'on a pu la mesurer, ce qui indique la présence d'une quantité importante de matière dans des régions de très faible luminosité (Bahcall et Casertano, 1985; Rubin et al., 1985; Sancisi et van Albada, 1987; Athanassoula et Bosma, 1988).

Le rapport M/L augmente donc du centre vers l'extérieur du disque : dans notre Galaxie, il est environ de 5 au voisinage du Soleil (8.5 kpc) et atteint environ 30 à 50 kpc du centre.



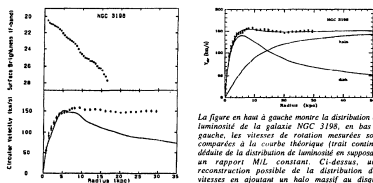
Courbe de rotation de notre galaxie (Rohlf et al., 1986)

Cette observation s'applique à la quasi-totalité¹ des galaxies spirales étudiées. Il est d'ailleurs plus facile de mesurer les courbes de rotation d'autres galaxies que la nôtre, car on les voit de l'extérieur, globalement. Plus la galaxie est lumineuse (donc en principe massive), et plus la vitesse de rotation est grande, mais la *forme* des courbes est remarquablement semblable (Burstein et Rubin, 1987). Le petit pic près du centre dans certaines galaxies traduit simplement la présence d'un bulbe important :



(Sancisi et Van Albada, 1987)

Pour fixer les idées, considérons une galaxie, NGC 3198, dont la distribution de luminosité est bien connue. En supposant constant le rapport M/L, on peut calculer la courbe de rotation attendue, et la comparer à la courbe de rotation observée :



La figure en haut à gauche montre la distribution de luminosité de la galaxie NGC 3198, en bas à gauche, les vitesses de rotation mesurées sont comparées à la courbe théorique (trait continu) déduite de la distribution de luminosité en supposant un rapport M/L constant. Ci-dessus, une reconstruction possible de la distribution des vitesses en ajoutant un halo massif au disque (Sancisi et Van Albada, 1987).

¹ Les rares exceptions concernent des galaxies avec un bulbe très important (impliquant une grande vitesse de rotation près du centre) ou des galaxies avec des compagnons qui perturbent le potentiel.

Il y a bien sûr plusieurs sources d'erreurs possibles : dans notre Galaxie, vitesses et distances sont mesurées par rapport au Soleil, et il faut les calculer par rapport au centre de la Galaxie. Or la distance du Soleil au centre et sa vitesse ne sont connues qu'à 15% près et interviennent au carré dans ces estimations. La dispersion des vitesses, celle-là même qui permet d'estimer la densité du disque, n'est pas négligeable (10 à 15% de la vitesse de rotation). Les vitesses calculées sont un peu différentes pour les étoiles et pour les nuages de gaz, et cette différence est attribuée à des mouvements non-circulaires des nuages. Il n'y a néanmoins aucun doute qu'il existe une importante composante sombre dans la Galaxie. Dans les autres galaxies spirales, les courbes sont plus précises que pour notre galaxie, car nous les voyons de l'extérieur, mais l'échelle est plus incertaine car la distance de ces galaxies est souvent mal connue du fait de l'incertitude h sur la valeur de la constante de Hubble. Les rapports M/L des galaxies et des amas sont alors affligés de ce facteur h . La conclusion est également la présence d'un halo grossièrement sphérique de matière sombre (Rubin, 1987). Le rapport M/L augmente d'une valeur de l'ordre de $3h$ dans la région lumineuse (sur une distance de l'ordre d'une dizaine de kpc) jusqu'à des valeurs de l'ordre de $50h$ vers $50h^{-1}$ kpc.

Quelle est la forme du halo ?

Les vitesses de rotation mesurées sont celles d'objets, étoiles ou nuages d'hydrogène, qui se trouvent dans le plan du disque, mais il existe plusieurs raisons de penser que la matière sombre n'est pas concentrée dans le disque, mais est distribuée de façon sphérique :

- ♦ d'abord, la densité de matière sombre dans le disque serait sinon très supérieure à la limite de Oort, qui est déjà remise en cause.

- ♦ ensuite, on peut mesurer les vitesses d'objets en dehors du plan galactique, jusqu'à une centaine de kpc : étoiles isolées, amas globulaires et galaxies satellites (Nuages de Magellan) peuvent ainsi servir à explorer le potentiel gravitationnel à grande distance.

- ♦ les simulations numériques indiquent qu'un halo sphérique stabilise le disque : en particulier le disque n'est pas plat, mais légèrement gauchi, et ce gauchissement aurait depuis longtemps conduit à un épaississement du disque si celui-ci n'était pas immergé dans une distribution sphérique de matière. Similairement, des instabilités en barres auraient dû apparaître et disloquer le disque, si un halo sphérique ne l'avait pas stabilisé.

- ♦ la distribution de lumière et la forme des courbes de rotation ne sont bien reproduites que par des modèles associant un halo sphérique diffus au noyau, au sphéroïde et au disque.

- ♦ enfin, certaines galaxies (*polar ring galaxies*) présentent des anneaux (formés de gaz, de poussières et d'étoiles) perpendiculaires au plan du disque. Leur formation et leur

stabilité nécessitent une distribution de masse sphérique. De plus, les vitesses de rotation sont les mêmes dans l'anneau et dans le disque à la même distance du centre, ce qui renforce l'idée que le potentiel est essentiellement dû à un halo sphérique (Whitmore et al., 1987).

Il existe néanmoins des galaxies spirales pour lesquelles la courbe de rotation ne requiert pas la présence d'un halo (sans l'exclure!), et qui d'ailleurs possèdent des barres. Notons enfin que certains cas de lentilles gravitationnelles, dans lesquels un quasar lointain est dédoublé par un objet invisible, pourraient s'expliquer par la présence de galaxies ayant un rapport M/L de l'ordre de 30 à 100 (la galaxie étant trop peu lumineuse pour être visible).

Quelle est la composition du halo sombre ?

Le modèle standard de formation de la Galaxie suppose que le nuage de gaz qui lui a donné naissance s'est condensé et refroidi en rayonnant vers l'extérieur son excès d'énergie cinétique pour former le disque. Pour que le halo soit resté sphérique, il ne faut pas qu'il ait pu dissiper son énergie par rayonnement : il faut donc qu'il soit formé d'objets qui par nature ne rayonnent pas (ce pourquoi il est sombre!) comme certains types de particules élémentaires, ou qui se sont condensés très vite (Ashman et Carr, 1988) et ne rayonnent plus depuis longtemps comme des trous noirs ou des planètes. Nous reviendrons longuement sur ces possibilités dans la Section 4.

Caractéristiques du halo de notre Galaxie

Quelque soit leur nature, les objets formant le halo n'ont aucune raison a priori de se déplacer de préférence suivant des orbites circulaires ou radiales. On part généralement de l'hypothèse simplificatrice que le halo est isotherme, ce qui correspond à un système en équilibre statistique avec équipartition de l'énergie. Il n'y a pas d'argument théorique très puissant pour justifier cette hypothèse, mais elle reproduit bien les courbes de rotation. En ce cas, la distribution de vitesses est spatialement isotrope, et suit une distribution de Maxwell-Boltzmann :

$$n(V) \propto \exp \{-3V^2/2V_{\text{halo}}^2\}$$

La vitesse moyenne V_{halo} est très incertaine. $V_{\text{halo}}=300$ km/s est généralement adopté (correspondant à une vitesse circulaire de 250 km/s), mais ce chiffre peut aisément varier de 15% à 20%. Le halo dans son ensemble possède de plus une vitesse de rotation, voisine de 20 km/s. Comme elle est très inférieure à la dispersion des vitesses dans le halo et à la vitesse de rotation du disque, on la néglige souvent. Si le halo n'est pas réellement isotherme, cela n'a pas de conséquences majeures sur les effets astrophysiques du halo (compte-tenu des autres sources d'incertitudes), mais par contre cela peut modifier

sensiblement les taux de détection dans les expériences terrestres où le flux attendu joue un rôle crucial.

La densité du halo est donnée par une équation d'équilibre hydrostatique, qui n'est malheureusement pas soluble analytiquement, mais dont :

$$\rho_{\text{halo}}(R) = \frac{\rho_{\text{halo}}(0)}{1 + R^2/a^2}$$

est une solution approchée. L'échelle a est mal connue : selon les auteurs, elle varie de 2 kpc (Bahcall, 1984) à 8 kpc (Caldwell et Ostriker, 1981). La vitesse de rotation due à ce halo est alors :

$$V^2(R) = 4\pi G \rho_{\text{halo}}(0) a^2 \quad \text{pour } R \gg a$$

Le Soleil se trouve sur le bord du disque lumineux de notre galaxie, à une distance de 8.5 kpc du centre, et sa vitesse de rotation est de 220 km/s. Elle n'est bien sûr pas entièrement due au halo, mais si on néglige les contributions du disque et du sphéroïde, cela donne pour le halo au voisinage du Soleil une densité :

$$\begin{aligned} \rho_{\text{halo}}(R_0) &= \frac{V^2(R_0)}{4\pi G(R_0^2 + a^2)} \\ &= (5.8) \times 10^{-25} \text{ g/cm}^3 = (0.007-0.012) \text{ M}_\odot/\text{pc}^3 = (0.3-0.5) \text{ GeV/cm}^3 \end{aligned}$$

On peut raffiner ces estimations grossières en tenant compte de l'interaction gravitationnelle entre le halo et le disque, et des effets d'entraînement de la matière sombre par la matière baryonique lors de la formation de la galaxie. On modélise l'évolution d'une protogalaxie sphérique mêlant 1/10 de matière dissipative (qui deviendra lumineuse) et 9/10 de matière non-dissipative qui reste sombre, jusqu'à l'état actuel (disque lumineux et halo sombre). Cela permet également d'expliquer l'apparente conspiration entre les paramètres dynamiques du disque et du halo qui conduit à un plateau de hauteur voisine du pic dû au disque. Ces calculs plus raffinés (Blumenthal et al., 1986; Freeman, 1987; Ipser et Sikivie, 1987; Flores, 1988) confirment effectivement que la densité moyenne du halo est environ de $0.01 \text{ M}_\odot/\text{pc}^3$ près du Soleil, mais une incertitude d'un facteur 2 est loin d'être exclue (Spergel et Richstone, 1988), avec les conséquences que cela induit sur les possibilités de détection directe ou indirecte de la matière sombre de ce halo. La densité du halo est bien plus faible localement que la densité du disque ($\sim 0.1 \text{ M}_\odot/\text{pc}^3$), mais le disque a une faible épaisseur (quelques centaines de pc) alors que le halo s'étend sur des dizaines de kpc.

Comment estimer l'extension du halo, et donc la masse totale de la Galaxie ? La mesure des vitesses de rotation ne renseigne que sur la distribution de matière *intérieure* aux points où est faite la mesure. Les objets lumineux du halo (étoiles isolées, amas globulaires et galaxies satellites) permettent de sonder le potentiel jusqu'à 50 kpc environ (les Nuages

de Magellan). Les résultats ne sont pas très précis car la masse estimée est plus grande si les trajectoires sont circulaires plutôt que radiales, d'où une incertitude d'un facteur 2 ou 3. Une technique complémentaire consiste à calculer la masse nécessaire pour que les étoiles les plus rapides soient gravitationnellement liées à notre Galaxie ¹. La présence d'étoiles ayant des vitesses de l'ordre de 500 km/s implique une masse totale supérieure à $5 \times 10^{11} M_{\odot}$ et une extension de 40 kpc au moins. En résumé, la masse totale contenue dans le halo à l'intérieur du rayon solaire est du même ordre de grandeur que celle du disque, $10^{11} M_{\odot}$, d'où un rapport $M/L \sim 5$, et peut s'élever jusqu'à dix fois celle du disque sur l'ensemble de la Galaxie ($M/L \sim 30$ à 50).

Galaxies elliptiques

La plupart des galaxies elliptiques sont beaucoup plus massives que les galaxies spirales et contiennent très peu de gaz. Elles ne sont généralement pas en rotation et leur équilibre est dû à la pression (i.e. à la dispersion des vitesses des étoiles). Il est difficile de savoir si les étoiles dont on mesure la vitesse suivent des orbites plutôt radiales (conduisant à une petite valeur de M/L), ou plutôt circulaires (conduisant à une grande valeur de M/L) : on peut seulement dire que dans la plupart des galaxies elliptiques M/L est entre 7 et 20 dans la partie lumineuse de la galaxie. Néanmoins, une grande galaxie elliptique se trouve souvent au centre des amas, entourée de gaz chaud. L'examen du rayonnement X de ce gaz, qui a, lui, une distribution de vitesse isotrope, permet de reconstituer le potentiel de gravitation, et suggère fortement la présence de matière sombre dans des proportions voisines de celle des spirales (Blumenthal et al., 1986; Faber, 1987). Le gaz se refroidit plus vite au centre, et n'est donc pas isotherme, mais la cartographie en rayons X n'est pas assez précise pour fournir un gradient de température, ce qui conduit à une incertitude sur la masse. Les meilleures données concernent la galaxie elliptique géante M87, au centre de l'amas de Virgo (à 20 Mpc environ), et indiquent une augmentation linéaire de la masse $M(R)$ dans un rayon R au moins jusqu'à $R=300$ kpc : la masse ² dépasserait $3 \times 10^{13} M_{\odot}$ et le rapport M/L 700 !

Certaines galaxies elliptiques possèdent des sortes de "coquilles" dans leurs régions externes. Ces accumulations d'étoiles sont dues aux étoiles capturées par la galaxie lors d'une rencontre avec une autre : elles oscillent dans le potentiel de la galaxie, et passent beaucoup de temps à l'apogée de leur trajectoires où la vitesse est faible. La distribution de ces coquilles informe sur le potentiel gravitationnel, et suggère l'existence d'un halo de matière sombre, sans que ce soit pour autant indispensable (Dupraz et Combes, 1988).

¹ Cette méthode n'est pas sans piège, car certaines étoiles rapides peuvent avoir été récemment éjectées de binaires à la suite de collisions, et ne pas être liées gravitationnellement. Néanmoins il est douteux que ce soit le cas de toutes les étoiles rapides...

² Précisons que le gaz lui-même ne contribue qu'à 3% de cette masse.

Par ailleurs, certaines galaxies elliptiques (telle NGC 720) possèdent de petites galaxies satellites, et il semble bien que la masse contenue à l'intérieur de l'orbite de ces satellites soit de 20 à 80 fois plus grande que la masse contenue dans la région lumineuse de la galaxie elliptique centrale (Trimble, 1987). Ceci nous amène à la question des amas de galaxies.

2-2 Dynamique des amas de galaxies

Les galaxies se regroupent le plus souvent en amas, réunissant de quelques galaxies sur moins de 1 Mpc à des millions de galaxies sur une centaine de Mpc (superamas). La question se pose de savoir si ces amas sont des rencontres fortuites ou si leurs membres sont en équilibre gravitationnel. Dans ce cas, la mesure de la vitesse et de la distance entre les membres de l'amas permet d'inférer le potentiel de gravitation, et donc la distribution de masse, selon la méthode utilisée par Zwicky dès 1933. Encore une fois, le résultat est sensible aux échelles de distance adoptées (en particulier la valeur choisie pour la constante de Hubble $H=100h$ km/s/Mpc), et aux corrections à apporter aux vitesses (évidemment mesurées selon la ligne de visée à partir de la Terre). Par ailleurs, l'espace n'est pas vide entre les galaxies : l'observation en rayons X montre la présence de gaz chaud diffus, en quantité égale à la masse lumineuse.

Techniques

Un système de particules (ici des galaxies) en interaction gravitationnelle mutuelle possède une énergie potentielle U et une énergie cinétique T :

$$U = - \sum_{i < j} \frac{G m_i m_j}{|r_i - r_j|} \quad T = \frac{1}{2} \sum_i m_i v_i^2$$

Si le système est lié si $T+U < 0$. L'énergie cinétique T étant linéaire et l'énergie potentielle U quadratique dans les masses des galaxies, cette inégalité apporte une contrainte sur les masses en moyennant sur le temps et sur les vitesses perpendiculaires à la ligne de visée (inobservables) et les distances parallèles à la ligne de visée. L'étude de la dynamique des amas de galaxies (Binney et Tremaine, 1987) repose surtout sur le théorème du viriel :

$$2T+U=0$$

Ce théorème suppose que le système considéré est un système en équilibre, ce qui n'est pas nécessairement vrai pour les amas considérés qui peuvent fort bien être des configurations transitoires de galaxies. L'évolution d'un amas est d'abord caractérisée par une phase brève de relaxation violente, hors d'équilibre, suivie d'une période assez longue au cours de laquelle les galaxies échangent de l'énergie et s'isothermalisent, et enfin l'ensemble de

L'amas évolue lentement, le centre se contracte tandis que le halo se dilate. Un très gros amas peut fort bien posséder des sous-structures qui ont atteint la phase d'équilibre, mais être lui-même hors d'équilibre dans son ensemble, comme Coma par exemple (Mazure et al., 1988).

Dans certains cas, on suppose qu'un équilibre hydrostatique est atteint séparément pour la matière lumineuse et pour la matière sombre, qui n'interagissent que gravitationnellement, dans un potentiel commun. La distribution de la matière lumineuse permet alors de calculer celle de la matière sombre. On observe alors une augmentation régulière du rapport M/L du centre vers la périphérie de l'amas.

Paires de galaxies et petits amas

Le fait que notre Galaxie se rapproche de celle d'Andromède dans un univers en expansion peut être utilisé pour estimer entre 3 et $6 \times 10^{12} M_{\odot}$ la masse de l'ensemble des deux galaxies, soit un rapport $M/L \approx 100$ au moins (Ostriker, 1987). Une telle masse implique d'ailleurs que le halo de notre Galaxie s'étende au moins jusqu'à 100 kpc.

L'utilisation des galaxies binaires donne en général des valeurs de M/L de l'ordre de $50h$ à $100h$, pour des séparations de $100h^{-1}$ kpc, si les orbites sont supposées circulaires, mais beaucoup plus faibles si on suppose les orbites presque radiales (Ostriker, 1987). Il est de plus difficile de savoir si deux galaxies forment une paire ou non, et les critères de sélection de l'échantillon conduisent à des biais importants dans les résultats (Binney et Tremaine, 1987). Il semble néanmoins que l'on ne puisse reproduire les observations que si les galaxies ont un halo étendu et une distribution isotrope des vitesses.

Dans les petits amas, si on suppose que toutes les galaxies ont le même rapport M/L , on peut le calculer à partir du théorème du viriel, et des observations de luminosité L_i et de distances R_i par :

$$m_i = (M/L)L_i \Rightarrow M/L = \frac{3\pi}{2G} \frac{\sum L_i v_i^2}{\sum L_i L_j (R_i - R_j)^{-1}}$$

Comme $L_i \propto h^{-2}$ et $R_i \propto h^{-1}$, $M/L \propto h$. Il existe différentes variantes de cet estimateur (Binney et Tremaine, 1987). Appliqué à 92 petits amas, il donne un $M/L \approx 260h$, avec une très grande dispersion des résultats, allant au-delà de $600h$ (Huchra et Geller, 1982). Les problèmes sont liés à l'établissement d'un catalogue objectif d'amas (quelques galaxies extérieures ajoutées à un amas augmentent considérablement le rapport M/L). L'estimateur est également faussé s'il y a beaucoup de matière sombre, et surtout si sa répartition est différente de la matière lumineuse. Une valeur élevée du rapport M/L obtenue par cette méthode indique bien la présence de matière sombre en quantité importante, mais la valeur numérique n'est pas très fiable.

Grands amas

On a pu y mesurer des centaines de vitesses, et la loi des grands nombres assure aux moyennes plus de signification que dans le cas des petits amas. Il semble que la masse nécessaire à lier ces grands amas soit en général nettement supérieure à celle qui a été attribuée individuellement aux galaxies, même en tenant compte de la matière sombre déduite des courbes de rotation. Le théorème du viriel conduit à des rapports M/L de l'ordre de $200h$ à $400h$ pour les grands amas (Coma, Perseus, Virgo) sur des distances de l'ordre de 1 Mpc à 10 Mpc (Knapp et Kormandy, 1987; Trimble, 1987). Des valeurs très supérieures sont parfois mentionnées, mais il faut être sûr de parler de la même chose, par exemple de la même luminosité (L_B ou L_V ou $L_{\text{bolométrique}}$) ou de la même valeur utilisée pour h . Si les amas sont liés, mais non en équilibre, il faut diviser ces nombres par un facteur 2. Il y a bien entendu de grandes incertitudes liées à la forme des trajectoires (radiales, isotropes ou circulaires), ainsi qu'à la répartition de la matière sombre (concentrée près du centre de l'amas, ou plus uniforme), et surtout à la présence de sous-structures comme il semble y en avoir dans Coma.

L'émission de rayons X par le gaz chaud intergalactique permet de sonder le potentiel gravitationnel de l'amas, tout comme dans les galaxies elliptiques, mais on n'a pas encore de profil de température. Dans l'hypothèse où le gaz est en équilibre hydrostatique isotherme, on obtient $M/L \approx 200h$.

Enfin, des effets de lentille gravitationnelle pourraient expliquer les grands arcs lumineux observés dans certains amas (tel Abell 370) : le centre de l'amas pourrait focaliser la lumière d'une galaxie plus éloignée (Soucail et al., 1987; Mellier, 1988). Pour cela un rapport M/L de l'ordre de 130 est requis (le théorème du viriel appliqué à ce cas ne donne que 60).

Nous avons obtenu pour les galaxies des valeurs de M/L typiquement de l'ordre de $50h$ sur une extension de 50 à 100 kpc , et nous avons maintenant pour les amas des valeurs de l'ordre de 200 à $400h$. La conclusion semble inévitable : une part importante de la matière sombre des amas appartient à l'amas dans son ensemble, et non aux galaxies individuelles dont les halos se superposent à une distribution plus diffuse de matière sombre.

Superamas

Les superamas s'organisent souvent autour d'une galaxie elliptique géante près du centre (comme M87 dans Virgo), qui est probablement une galaxie cannibale qui s'accroît en absorbant ses voisines. Les nombreuses études du superamas de la Vierge (Virgo) dont nous faisons partie indiquent des valeurs de $M/L = 300h \pm 200h$ sur des échelles de l'ordre de 50 Mpc . Ce résultat est obtenu à partir de la façon dont les vitesses des galaxies

déviât de la loi de Hubble $V=H \cdot D$ en raison de la concentration de masse dans l'amas (ce que l'on appelle parfois la "chute virgocentrique") : notre vitesse de récession est plus faible que $H \cdot D_{\text{Virgo}}$ (H étant évidemment mesuré sur des distances beaucoup plus grandes que les 20 Mpc de Virgo), et l'écart mesure l'excédent de masse associé à Virgo¹. D'autres superamas conduisent à des valeurs voisines. On peut également utiliser la fonction de corrélation des amas pour en déduire la densité moyenne. Ce "théorème du viriel cosmique" donne à peu près la même valeur $M/L \sim 200h$ (Peebles, 1984).

A une échelle encore plus grande, il semble que les superamas soit reliés par des "ponts", des "filaments", s'étendant sur des centaines de Mpc, entre lesquels on observe de grands espaces pratiquement vides de galaxies (comme celui du Bouvier (Bootes) qui a un diamètre d'environ $60h^{-1}$ Mpc). La topologie ressemble à celle d'une éponge, les vides et les pleins étant séparément connexes (Gott, 1986; Thuan, 1988). Par ailleurs, des mouvements cohérents semblent se faire avec des vitesses de l'ordre de 600 km/s sur des échelles de 100 Mpc ou plus (attribués à un "Grand Attracteur"). La situation dynamique de ces structures est plutôt confuse, mais indique l'existence de zones particulièrement denses, et de grande taille. Les simulations numériques indiquent que l'existence de cordes cosmiques, ou de matière sombre comme des neutrinos lourds, conduit à cette structure en éponge.

2-3 A l'échelle de l'univers

La présence de masse dans l'univers entraîne un ralentissement de l'expansion. En principe, la densité moyenne de l'univers est mesurable à partir de ce ralentissement, qui se traduit par un écart à la loi de Hubble ($V_{\text{galaxie}} = H \cdot \text{Distance}$) : les objets lointains sont vus tels qu'ils étaient il y a longtemps, à une époque où l'expansion était plus rapide et la valeur de la constante de Hubble plus élevée. Il va sans dire que c'est une mesure extrêmement délicate, entachée de nombreuses sources d'erreurs. La méthode consiste essentiellement à compter le nombre de galaxies en fonction de leur luminosité apparente. En se limitant à des types de galaxies de luminosité intrinsèque identique (croit-on), cela fournit leur distance, leur décalage vers le rouge fournit leur vitesse, et on peut en déduire la "constante" de Hubble à des distances de plus en plus grandes. Mais les galaxies les plus lointaines sont vues plus jeunes que les galaxies proches, et les effets d'évolution jouent un rôle crucial.

Il est donc préférable que le comptage ne soit pas sensible aux effets d'évolution, d'où l'idée de compter le nombre de galaxies par unité de décalage vers le rouge (Loh et Spillar, 1986) plutôt que par unité de luminosité. Cette technique a l'avantage d'être très

¹ La situation est compliquée du fait que l'amas de Virgo n'est pas sphérique, que le centre a une structure complexe, que distances et vitesses sont mal connues, et enfin que le Groupe Local (Andromède et notre Galaxie) peut avoir une vitesse propre non négligeable.

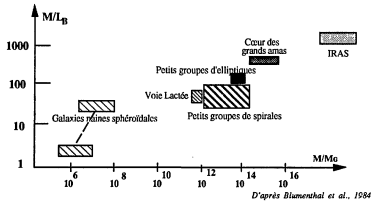
sensible aux variations de volume dus au ralentissement de l'expansion, mais en plus de ne rien supposer sur la masse ou la luminosité des galaxies, qui ne servent que de marqueurs pour le volume ¹. Loh et Spillar obtiennent ainsi $\Omega = 0.9^{+0.7}_{-0.5}$.

Plus récemment, le satellite IRAS a obtenu en infra-rouge des mesures de vitesse de galaxies jusqu'à des distances de l'ordre de 100 Mpc, qui impliquent par le théorème du viriel une masse correspondant à $\Omega = 0.85 \pm 0.15$ (Yahil et al., 1988). Ce résultat est peut-être sujet à un biais d'observation dans le choix de l'échantillon : les galaxies IRAS ont une distribution différente des galaxies lumineuses, et on peut se demander si ce sont de bons traceurs de la masse. Une autre approche (Meiksin et Davis, 1986) note que l'asymétrie dipolaire de la répartition des galaxies IRAS correspond à l'asymétrie du rayonnement à 3K pour une densité $\Omega = 0.5$ "seulement".

Fowler estime à 11.0 ± 1.6 milliards d'années l'âge de l'univers en utilisant les abondances actuelles et les taux de désintégration de l'uranium et du thorium, et estime la constante de Hubble $h = 0.595 \pm 0.05$ en utilisant les supernovas de type Ia (explosion d'une naine blanche) comme chandelles standards pour mesurer les distances des galaxies lointaines : ces deux nombres ensemble impliquent $\Omega = 1$.

Rapport M/L en fonction de M

Pour résumer tout ce que nous venons de dire, traçons le diagramme de l'évolution du rapport M/L en fonction de l'échelle à laquelle il a été mesuré. La tendance générale est une augmentation de M/L avec l'échelle (malgré une grande dispersion des résultats due à la difficulté de ces mesures).



¹ Mais le nombre de galaxies par unité de volume varie certainement au cours du temps car des galaxies naissent, d'autres fusionnent.

Pourtant, il y a un biais d'observation : les amas et superamas sont dominés par des galaxies elliptiques où la population d'étoiles est plus vieille (et donc moins lumineuse) que dans les galaxies spirales. Si on tient compte de ce biais, on trouve en fait que le rapport $M_{\text{total}}/M_{\text{lumineuse}}$ reste à peu près constant, et voisin de 20 (Blumenthal et al., 1984).

2-4 Alternatives

La loi de la gravitation n'a été réellement testée que sur des distances inférieures ou de l'ordre du parsec (système solaire, cœur des amas globulaires). Une alternative à l'existence de matière sombre diffuse est une modification de la loi de la gravitation sur des distances de la taille des galaxies et des amas : si la constante de Newton augmentait avec la distance, l'effet serait qualitativement le même que la présence de matière sombre (Milgrom et Bekenstein, 1987). Néanmoins les modèles de ce genre qui ambitionnent d'être des théories de la gravitation (et non une modification ad-hoc) se heurtent à de graves difficultés dans leur description du big-bang (Hansel et Jolicœur, 1987).

Une constante cosmologique Λ non-nulle (équivalente à une densité d'énergie du vide ρ_v non-nulle) jouerait le même rôle qu'une densité de matière sombre, du point de vue des effets gravitationnels à grande échelle, et est naturellement beaucoup plus diffuse que la matière ordinaire. Reste à expliquer pourquoi une constante cosmologique aurait précisément *aujourd'hui* une valeur telle qu'elle imiterait les effets d'une densité critique, car la valeur de la densité critique varie au cours du temps alors que la constante cosmologique ...est constante. Par ailleurs, cette constante cosmologique devrait avoir une valeur excessivement faible pour un modèle de physique des particules (ρ_v est certainement inférieure à ρ_c qui vaut $[3 \cdot 10^{-3} \text{eV}]^4 \hbar^{-2}$, en unités de physicien des particules).

Il existe par ailleurs, à chacune des échelles où de la matière sombre est invoquée, une alternative économisant cette hypothèse. Il n'y a aucune masse "manquante" dans le cas du disque galactique si le modèle d'évolution stellaire surestime la luminosité des étoiles. Dans le cas des galaxies spirales, le gaz à grande distance peut ne pas être en orbite circulaire (ce serait en particulier le cas s'il a été récemment capturé par la galaxie). De même, les amas de galaxies n'ont peut-être pas atteint leur équilibre (relaxation), et la distribution des vitesses n'a sans doute pas l'isotropie qu'on lui suppose (surtout s'il existe des sous-structures). Certaines de ces alternatives ne font d'ailleurs que déplacer le problème vers une autre échelle : les galaxies d'un petit amas inclus dans un gros peuvent effectivement ne pas être en équilibre à cause de toute la masse extérieure, mais il faut alors une importante masse à l'extérieur (cas du "Grand Attracteur").

3-Indices théoriques

Les indices théoriques quant à l'existence d'une importante composante sombre dans l'univers sont de deux types :

- ♦ d'une part le succès du modèle standard du big-bang à prévoir correctement les proportions actuelles d'hydrogène, d'hélium et des autres éléments légers nécessite une densité baryonique plus élevée que celle qui se trouve sous forme d'étoiles et de gaz. Une part non-négligeable des baryons n'est donc pas lumineuse.

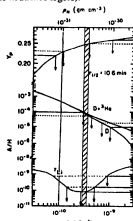
- ♦ d'autre part le scénario de l'inflation implique une densité très importante de matière (égale à la densité critique) , ce que les modèles de formation des galaxies semblent aussi requérir, mais sous une forme non-baryonique.

3-1 Nucléosynthèse primordiale

Le modèle standard du big-bang rend très bien compte de la proportion relative des éléments légers (hydrogène, hélium, lithium) dans l'univers. Mais la quantité de certains isotopes, deutérium et lithium 7 en particulier, dépend de façon cruciale de la densité de nucléons et de la densité de l'univers à l'époque de leur synthèse (ce fait est d'ailleurs utilisé pour limiter à 3 au maximum le nombre de neutrinos légers).

Il y a bien sûr des incertitudes (combien de deutérium y a-t-il aujourd'hui dans l'univers, combien a été détruit dans les étoiles, quel est le taux de certaines réactions nucléaires...), mais les divers auteurs (Yang et al., 1984; Audouze, 1987; Deliyannis et al., 1989) s'accordent pour affirmer que la nucléosynthèse primordiale implique une densité baryonique Ω_b aujourd'hui comprise entre $0.005h^{-2}$ et $0.025h^{-2}$. Cette fourchette correspond à des valeurs du rapport M/L comprises entre $8h^{-1}$ et $40h^{-1}$. Cela est compatible à ce qui est observé pour les halos de galaxies ($M/L = 300h \pm 200h$) pour des valeurs $h \approx 0.5$.

En ce cas, les halos peuvent être entièrement formés de baryons, mais la borne inférieure est alors $M/L \approx 15$. Rappelons que les étoiles ne conduisent qu'à un rapport $M/L \approx 1.5$, et qu'en y ajoutant le gaz interstellaire on n'arrive qu'à $M/L \approx 3$. Cette borne inférieure



Production des éléments légers au cours de la nucléosynthèse primordiale (d'après Audouze, 1987)

implique donc qu'une partie au moins de la matière sombre des galaxies est baryonique, et il faut en tenir compte dans les analyses. Il existe, comme nous le verrons, des objections à la possibilité que le halo soit uniquement baryonique.

Une valeur $\Omega_b=1$ semble exclue, malgré diverses tentatives de modifier le scénario de nucléosynthèse : par exemple, des inhomogénéités de densité donneraient les bonnes valeurs pour les isotopes de l'hydrogène et de l'hélium avec $\Omega_b=1$, mais une surproduction de lithium semble inévitable (Audouze et al., 1988). Néanmoins la question reste encore très controversée (Melaney et Fowler, 1988; Fowler, 1989).

3-2 Inflation

Malgré ses succès remarquables, le modèle standard du big-bang possède des points inexplicables. L'isotropie du rayonnement à 3K montre que l'univers est remarquablement uniforme, sur des distances qui, selon le modèle standard, ne sont pas causalement connectées. L'univers est pratiquement plat aujourd'hui, alors que la courbure augmente avec le temps. Enfin, la formation des galaxies par instabilité gravitationnelle nécessite des fluctuations de densité initiales suivant une distribution bien particulière, sans échelle, dite distribution de Zel'dovich. Tout cela semble résulter de conditions initiales particulièrement ad-hoc, ce qui est très désagréable, et pour les expliquer on a eu recours aux effets quantiques de la gravitation, au principe anthropique (Barrow et Tipler, 1988), et à l'inflation (Guth, 1981; Turner, 1984).

Quelqu'en soit le mécanisme responsable (brisure d'une symétrie, fluctuations quantiques de la gravitation...), l'inflation suppose l'existence d'un champ scalaire qui n'est pas au minimum de son potentiel, et dont la densité d'énergie domine l'expansion de l'univers. Cette expansion est alors exponentielle, aussi longtemps que le champ n'a pas rejoint son minimum. Toute courbure spatiale tend très rapidement vers zéro, et un domaine de causalité homogène enflé, jusqu'à être beaucoup plus grand que la région observable de l'univers si les distances augmentent d'un facteur de 10^{30} au minimum. Les paradoxes de l'homogénéité et de la platitude actuelles de l'univers sont alors résolus. Sauf valeur extrêmement particulière des paramètres, le facteur d'expansion est très supérieur à 10^{30} et la courbure est nulle. Cela implique $\Omega=1$ (ou, plus exactement, $\Omega+\Lambda=1$ mais il n'y a aucune raison que la constante cosmologique Λ soit aujourd'hui voisine de 1).

De plus, le champ scalaire responsable de l'inflation fluctue quantiquement pendant l'inflation, et ces fluctuations n'ont pas d'échelle particulière, ce qui est précisément le spectre postulé par Zel'dovich. Elles réapparaissent ensuite, après la fin de l'inflation, dans la densité du rayonnement et peuvent ultérieurement servir de germes aux galaxies.

3-3 Formation des galaxies

Le schéma généralement accepté de formation des galaxies suppose la présence initiale de faibles inhomogénéités de densité qui croissent par attraction gravitationnelle (Silk, 1968; Weinberg, 1972). Ces inhomogénéités peuvent être dues aux suites d'une période d'inflation ou à la présence de cordes cosmiques.

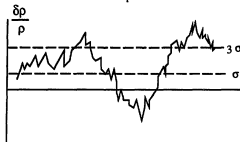
La difficulté majeure d'un scénario purement baryonique est une question de temps : la croissance de ces fluctuations est lente car freinée par l'expansion de l'univers. L'amplitude initiale est limitée à $\delta\rho/\rho < 10^{-4}$ par l'absence d'observation de fluctuations dans le rayonnement cosmologique à 3 K, et n'a pu augmenter que d'un facteur voisin de 1000 si seuls des baryons sont présents¹, alors que des galaxies ($\delta\rho/\rho > 1$) se sont formées. Si l'essentiel de la masse est sous forme de particules neutres, au contraire, le facteur d'amplification est voisin de $4 \times 10^4 \Omega h^2$. Même dans ce cas, on voit qu'une amélioration des bornes actuelles sur l'homogénéité du rayonnement de fond cosmologique peut suffire à rendre le modèle intenable!

Une fluctuation de densité ne croît par instabilité gravitationnelle que si elle englobe une masse supérieure à une masse critique, la masse de Jeans : en-dessous de cette valeur, elle oscille comme une onde sonore, mais son amplitude n'augmente pas. Pour des neutrinos légers de quelques électron-volts, la masse de Jeans correspond à un superamas. En ce cas, ces superamas doivent ensuite se fragmenter en amas puis en galaxies (*scénario top-down*). Des particules de ce type se découplent du reste de l'univers alors qu'elles sont ultra-relativistes, et forment ce que l'on appelle la matière sombre "chaude" (hot dark matter, HDM). Dans un univers dominé par de la matière sombre chaude, il est facile de produire des structures à très grande échelle, et peut-être même de rendre compte des flux qui s'étendent apparemment sur des centaines de mégaparsecs. Les simulations numériques (White et al., 1983) conduisent à une structure cellulaire, réminiscente des observations, mais dans laquelle les structures sont trop corrélées. De plus il semble que les galaxies se forment trop tard (le temps de fragmentation des superamas n'est pas négligeable), aussi ce scénario est-il tombé en défaveur.

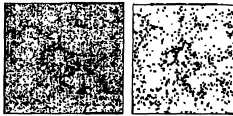
Pour des particules plus massives, comme des photinos d'une dizaine de GeV, la masse de Jeans correspond à des structures plus petites que des galaxies, qui doivent fusionner pour former successivement galaxies, amas et superamas (*scénario bottom-up*).

¹ En effet, les fluctuations de densité croissent comme $(1+z)^{-1}$, où z est le décalage vers le rouge (redshift). Les fluctuations des baryons ne commencent à croître qu'après la recombinaison des ions et des électrons, quand les photons se découplent à un redshift $z_{dec} \approx 1000$. Si par contre l'essentiel de la matière dans l'univers n'interagit pas, ou faiblement, avec les photons, ses propres fluctuations de densité débutent leur croissance dès qu'elle contrôle l'expansion à $z_{eq} \approx 4 \times 10^4 \Omega h^2$. Elles ont alors plus de temps pour croître et elles forment de profonds puits de potentiel, dans lesquels les baryons se précipitent dès que leur couplage au rayonnement disparaît.

Ces particules sont non-relativistes lors de leur découplage, et sont classées comme matière sombre "froide" (cold dark matter, CDM). Dans un univers dominé par de la matière sombre froide, la formation de galaxies est facilitée (Blumenthal et al., 1984). Mais il s'agit d'un phénomène local (faible masse de Jeans) et il faut donc qu'un "biais" s'introduise pour rendre compte du fait que les galaxies sont corrélées sur de grandes distances (Bond, 1987). L'idée généralement retenue est que seules les fluctuations les plus importantes forment des galaxies : il y a alors une forte probabilité de trouver une seconde fluctuation de grande amplitude à proximité d'une première, toutes deux étant de petites oscillations sur le sommet d'une fluctuation étendue d'amplitude moindre :



Ce schéma présente en outre l'avantage d'expliquer pourquoi on mesure $\Omega \approx 0.2$ dans les amas ($M/L \approx 200$), alors que $\Omega = 1$ en réalité (?) : une distribution très uniforme de matière (les 0.8 manquants) ne se manifeste pas dans les mesures dynamiques à l'intérieur des amas, et n'apparaît que dans l'expansion de l'univers. Des simulations numériques (Davis et al., 1985; White et al., 1987) montrent qu'il est alors possible de rendre compte des corrélations entre galaxies et entre amas, et de retrouver la structure en éponge de l'univers à très grande échelle (Thuan, 1988). L'inconvénient majeur est qu'aucun mécanisme satisfaisant n'a été proposé pour assurer ce "biais", qui est imposé à la main, et que l'existence de flux à très grande échelle n'est pas possible.



Simulation numérique de la formation de galaxies en présence de matière sombre froide avec $W=1$. La figure de gauche montre la distribution des "particules", celle de droite celle des "galaxies" (pics à 2.5σ) (White et al., 1987)

Les points forts de l'un des scénarios étant les points faibles de l'autre, et inversement, il est tentant de combiner les deux. On peut soit supposer deux types de matière sombre, soit un seul type passant par les deux états sous la forme d'une particule massive (CDM) se désintégrant en particules légères (HDM). Ce n'est pas impossible (Dicus et Teplitz, 1986; Kolb, Olive et Vittorio, 1986), mais cela nécessite encore plus de paramètres à ajuster dans le modèle. De plus une longue période d'expansion dominée par des particules ultra-relativistes conduit à attribuer à l'univers un âge beaucoup plus faible que dans le cas non-relativiste, qui est déjà à la limite de l'acceptable... Une autre possibilité est d'associer de la matière sombre froide à des cordes cosmiques (Brandenberger, 1986), qui fourniraient les germes des galaxies et les corrélateraient naturellement sur de très grandes distances (Bennett et Bouchet, 1988).

4- Les candidats

La densité moyenne des étoiles dans l'univers ne dépasse pas $\Omega \approx 0.01$, celle des galaxies et des amas est de l'ordre de $\Omega \approx 0.1$ (en accord avec $\Omega_b \approx 0.1$ suggéré par la nucléosynthèse). Enfin, l'inflation et le scénario de formation des galaxies suggèrent $\Omega = 1$. Si la majeure partie de la matière dans l'univers n'est pas lumineuse, de quoi s'agit-il ? Un seul type de matière sombre serait bien sûr plus acceptable, mais rien n'interdit qu'il y en ait plusieurs types différents, dans la mesure où on veut une matière sombre très diffuse à l'échelle des superamas, mais néanmoins capable de se concentrer dans les halos des galaxies (sinon dans le disque des spirales).

La matière ordinaire, baryonique, est un excellent candidat, existant aussi bien sous forme d'étoiles que de gaz intergalactique, mais la nucléosynthèse semble exclure le $\Omega = 1$ demandé par l'inflation. Un certain nombre de candidats proposés n'est pas détectable par les moyens de la physique des particules (certains ne sont pas détectables du tout!), et nous ne nous y attarderons pas. Par contre, si la matière sombre est formée d'un type nouveau de particule élémentaire, la question devient tout de suite plus passionnante...

On peut classer les candidats de différentes manières :

- ♦ par leur masse, depuis un axion de 10^{-5}eV ($\approx 10^{-38} \text{g}$) jusqu'à un trou noir de $10^6 M_\odot$ ($\approx 10^{39} \text{g}$).
- ♦ par leurs propriétés astrophysiques : s'agit-il de matière sombre chaude (relativiste au découplage, comme les neutrinos légers) ou froide (non-relativiste, comme les axions ou les photinos) ?
- ♦ par leur détectabilité : seront-ils visibles un jour, directement (par leur rayonnement sur une longueur d'onde inexplorée ou par un signal dans un cristal de

silicium ou un bolomètre) ou indirectement (par leurs produits d'annihilation ou de désintégration, ou par leur effet sur l'évolution des étoiles), ou seront-ils à jamais indétectables ?

♦ ou encore par leur exotisme : est-ce une configuration insoupçonnée de matière normale (baryons et leptons connus), ou est-ce un type nouveau de matière (particules supersymétriques, retombées des théories de grande unification ou des supercordes) ? Nous examinerons d'abord le cas de la matière sombre baryonique, puis divers candidats exotiques avant de nous focaliser sur les WIMPs, qui sont les plus "naturels", et les plus détectables.

4.1 Matière sombre baryonique

Rappelons d'abord qu'une partie de la matière baryonique doit nécessairement être sombre (entre 3 et 30 fois la partie lumineuse) si l'on croit aux résultats de la nucléosynthèse primordiale. Une part non-négligeable de la matière sombre doit donc être baryonique, en particulier à l'échelle des galaxies. Sous quelle forme peut-elle se trouver ?

♦ Gaz et poussières sont détectables grâce à leur mies d'émission ou d'absorption, et en ce sens ils ne sont pas vraiment sombres. Ils sont présents en quantité relativement importante dans le disque de notre Galaxie (la masse de gaz y est comparable à celle des étoiles visibles), mais leur masse est insuffisante pour rendre compte des courbes de rotation. A grande échelle, il y a très peu de gaz, neutre ou ionisé, entre les galaxies ($\Omega_{\text{gaz}} < 0.001$). Il est exclu que le halo soit entièrement formé de gaz : sa température d'équilibre serait voisine de 10^6 K, provoquant un rayonnement X très supérieur à ce qui est observé (Hegyí et Olive, 1986). S'il se refroidit, il se condense peu à peu en étoiles ou planètes (comme dans le disque). La matière sombre pourrait alors se trouver dans des étoiles actuellement peu lumineuses ou éteintes, formées en même temps que la galaxie pour que leur répartition soit sphérique, mais les contraintes sont étroites (Carr et al., 1984; Hegyí et Olive, 1986; Carr, 1987; Rees, 1987). Rappelons que plus une étoile est massive, plus elle est lumineuse et plus sa vie est courte. Une étoile de masse inférieure à $4 M_{\odot}$ devient une naine blanche (perdant jusqu'aux $2/3$ de sa masse), une étoile plus lourde explose en une supernova, et le reliquat éventuel est une étoile à neutrons ou un trou noir. Pour expliquer l'absence d'étoiles encore bien visibles, il faut supposer que cette première vague d'étoile aurait eu une distribution de masse très différente de celle des étoiles qui se forment aujourd'hui. Différents cas sont possibles :

- ♦ Un grand nombre d'étoiles de petite masse, très peu lumineuses (une étoile de $0.1 M_{\odot}$ a une luminosité de $0.002 L_{\odot}$), contribuerait à augmenter sensiblement le rapport M/L dans les galaxies. Rien ne s'oppose à ce que la distribution de masse actuelle continue à augmenter vers les petites masses, puisque cette partie de la distribution n'est pas encore bien connue. Néanmoins, pour atteindre des valeurs de $M/L \sim 5$ il faudrait tant de petites étoiles que certaines seraient suffisamment près de nous pour être détectées (Gilmore et Hewitt, 1983).

- ♦ Des objets encore plus légers ($< 0.1 M_{\odot}$), naines brunes, planètes, ne sont pas siège de réactions thermonucléaires et sont donc plus discrets, à tel point qu'aucun n'a été détecté avec certitude en dehors du système solaire. On pourra les rechercher avec le Télescope Spatial Hubble (si la navette veut bien le lancer un jour) et surtout dans l'infrarouge (températures de surface de quelques centaines de K). L'extrapolation vers les petites masses de la distribution de masse observée n'en donnerait pas un nombre suffisant, mais on ne connaît pas assez les mécanismes de formation de tels objets pour préciser leur distribution de masse et rien n'interdit une augmentation brutale du nombre de tels objets juste en dessous du seuil détectable. Le processus de formation d'étoiles dans la protogalaxie a pu être très différent de ce qu'il est maintenant et avoir favorisé la production d'objets très légers (Rees, 1987). Il existe d'ailleurs des indications suggérant que, dans les flux de gaz qui se dirigent vers le centre des amas (observés en rayons X), a lieu une formation importante d'objets de faible masse ($< 0.2 M_{\odot}$). Le gaz se refroidit rapidement au cœur de ces amas, entraînant un flux de gaz vers le centre pour compenser la baisse de pression. En régime continu, 200 à 300 M_{\odot} de gaz se condenseraient par an, mais en quoi ? Des étoiles normales seraient trop visibles, il pourrait donc s'agir de naines brunes (la pression régnant dans ces flux est beaucoup plus forte que dans notre région, ce qui diminue la masse de Jeans lors de la condensation des protoétoiles). Si de tels flux ont pu avoir lieu à l'intérieur des galaxies au moment de leur formation, un grand nombre d'objets légers a pu se condenser très tôt (avant la formation du disque) et former le halo sombre (Ashman et Carr, 1988). La détection de tels objets est difficile. Pour les observer directement, il faudra rechercher des sources infra-rouges animées de grands mouvements propres (pour être détectables, elles doivent être proches). Bien qu'elles soient nombreuses (en moyenne une pour 10 pc^3), leur contribution totale au fond infra-rouge est inférieure aux limites actuelles. Leur passage devant une étoile lumineuse entraîne une variation de l'éclat de cette dernière (l'occultation proprement dite est hautement improbable, mais l'effet de lentille gravitationnelle, appelé *microlensing*, permet de détecter un passage à proximité) : la surveillance de quelques millions d'étoiles pendant un an pourrait montrer cet effet.

♦ Les trous noirs sont des candidats particulièrement sombres, et une première vague d'étoiles massives aurait pu en créer un grand nombre dans leur effondrement final. Pour que 90% des baryons aboutissent dans des trous noirs ou des étoiles à neutrons, la distribution de masse doit décroître brutalement en dessous de $2 \text{ à } 4 M_{\odot}$, alors que 70% des étoiles du disque ont précisément une masse inférieure à $2 M_{\odot}$. Il semble effectivement que les régions où se forment beaucoup d'étoiles (*starburst galaxies*) produisent des étoiles en moyenne plus massives que les autres régions, mais la coupure n'est pas si brutale. D'autre part, avant de devenir trou noir ou étoile à neutrons, une étoile massive devient supernova et une grande partie de sa masse est dispersée dans le milieu interstellaire, l'enrichissant en éléments lourds. La quantité de ceux-ci serait alors beaucoup plus grande que celle qui est observée, à moins que ces étoiles ne soient pas trop lourdes ($M < 12 M_{\odot}$) et n'aient synthétisé que des éléments relativement légers (carbone, azote, oxygène). L'étroitesse de l'intervalle admis, entre $2 M_{\odot}$ et $12 M_{\odot}$, n'est pas expliqué. Des étoiles de plusieurs centaines de M_{\odot} (si de tels objets existent) passeraient directement à l'étape du trou noir sans exploser, et fournissent une autre solution à la question de l'excès d'éléments lourds. La matière sombre pourrait ainsi être formée de trous noirs de masse comprise entre $10^3 M_{\odot}$ et $10^6 M_{\odot}$ (Carr et al., 1984). Au-delà de cette masse, ils rompraient trop souvent des systèmes dynamiques dans la galaxie (amas globulaires ou étoiles binaires faiblement liés, par exemple), et ils conduiraient à des effets spectaculaires de lentille gravitationnelle. De plus ces trous noirs devraient accréter du gaz interstellaire, qui rayonnerait en infra-rouge de façon détectable.

♦ Les naines blanches sont aussi très peu lumineuses en raison de leur très petite taille, et les étoiles à neutrons encore moins. Une production plus intense de cette gamme d'étoiles au début de l'univers pourrait avoir laissé aujourd'hui un grand nombre de ces reliques peu visibles, mais les contraintes sont strictes : en-dessous de $0.7 M_{\odot}$, l'étoile ne serait pas encore devenue naine blanche, et sa luminosité ($\sim L_{\odot}/3$) la rendrait très visible, entre 0.7 et $1 \text{ à } 1.5 M_{\odot}$ la naine blanche ne serait pas encore refroidie et donc visible, entre 1 et $4 M_{\odot}$ elle serait bien une naine blanche aujourd'hui refroidie et quasiment invisible mais elle brillait de tout son éclat dans le passé, et les halos des galaxies éloignées devraient nous paraître très lumineux. Enfin, au-dessus de $4 M_{\odot}$ elle ne devient pas une naine blanche mais une étoile à neutrons ou un trou noir, avec les problèmes que cela entraîne. De plus, les régions de production intense ne semblent pas favoriser la formation d'étoiles légères.

En résumé, les naines brunes semblent le meilleur (ou le moins mauvais) candidat pour dissimuler beaucoup de baryons. De façon générale, un halo de matière sombre baryonique pose le problème de sa formation : pourquoi une partie de la protogalaxie s'est-

elle condensée en un disque de gaz et d'étoiles, et le reste en un halo formé d'objets compacts? Une halo non-baryonique évite cet écueil en attribuant les baryons au disque (après dissipation de leur énergie) et la matière sombre non-baryonique restant sous forme sphérique. En ce cas, il est possible de "cacher" l'excédent de matière sombre baryonique dans les galaxies "manquées" qui remplissent les vides entre les amas dans le scénario de formation "biaisée" des galaxies (Faber, 1987).

4.2 Candidats divers

Sous cette étiquette fourre-tout se rassemblent neutrinos légers, axions, et différents candidats exotiques (matière-ombre, reliquats du temps de Planck, monopôles magnétiques, solitons et pépites de quarks), qui en commun de nécessiter l'ajustement d'un paramètre du modèle uniquement pour obtenir $\Omega_{\text{matière sombre}} \approx 10 \Omega_b$.

Neutrinos légers

Les neutrinos légers ($m < 1$ MeV) ont une qualité importante : leur existence est certaine, et leurs interactions connues. Les neutrinos lourds ($m > 2$ GeV) rentrent dans la rubrique WIMP étudiée plus loin, et entre 1 MeV et 2 GeV, la densité actuelle serait supérieure à la densité critique. Les succès du big-bang, en particulier la nucléosynthèse primordiale, impliquent la présence aujourd'hui d'un fond cosmologique de neutrinos légers semblable à celui des photons du rayonnement à 3 K. Le calcul de leur densité est simple (Cowsik, 1977) : ils étaient en équilibre thermique avec le reste de l'univers quand la température dépassait quelques MeV, et leur densité était alors la même que celle des photons (ou de toute particule ultra-relativiste en équilibre thermique). Ils se sont alors découplés, et leur nombre est resté constant depuis (alors que celui des photons a très légèrement augmenté quand les électrons et positrons se sont annihilés à une température $T=1$ MeV). Leur densité est donc à peu près la même que celle des photons du rayonnement à 3 K, soit $110/\text{cm}^3$, pour chacune des saveurs. Le succès de la nucléosynthèse limite d'ailleurs à trois le nombre de saveurs de neutrinos légers.

Pour ne pas excéder aujourd'hui la densité critique $\rho_c = 1.1 \times 10^{-4} h^2 \text{ eV}/\text{cm}^3$, leur masse doit donc être inférieure à une centaine d'électrons-volts (toutes saveurs confondues) :

$$\Sigma m_\nu < 100 h^2 \text{ eV}$$

Les limites expérimentales sur la masse des neutrinos μ et τ sont suffisamment élevées ($m_\mu < 250 \text{ keV}$ et $m_\tau < 35 \text{ MeV}$) pour leur permettre de former la matière sombre. La masse du neutrino de l'électron est beaucoup plus contrainte ($m_e < 30 \text{ eV}$) par les mesures de désintégration β du tritium, et par le faible étalement de la vague de neutrinos issus de la

supernova SN1987A. Il est donc possible que l'une ou l'autre des trois saveurs connues de neutrinos ait une masse de quelques dizaines d'électrons-volts et forme la matière sombre ($\Sigma m_\nu = 100$ eV implique $\Omega h^2 \approx 1$). Il n'est pas très facile néanmoins de construire un modèle qui leur donne ces valeurs, tout en assurant leur stabilité face à une désintégration vers la plus légère.

Les possibilités de détection de tels neutrinos formant le halo de notre galaxie sont plutôt faibles : leur énergie cinétique ne dépasse pas 10^{-4} eV, et leur section efficace 10^{-51} cm² ! Nous avons vu par ailleurs que les neutrinos légers, qui forment de la matière sombre "chaude", ne favorisent pas tellement la formation de galaxies (Section 3.3).

Axions

Les axions sont des particules pseudo-scalaires très légères, bosons de Goldstone de la brisure de la symétrie suggérée par Peccei et Quinn (qui empêche de façon "naturelle" l'interaction forte de violer CP). Le paramètre inconnu de ce modèle est la masse m_a de l'axion.

La non-détection d'axions en laboratoire implique $m_a < 10$ keV. Par ailleurs, le succès des modèles d'évolution stellaire implique que les étoiles ne subissent pas de perte d'énergie importante due à l'émission éventuelle d'axions (qui quitteraient librement le cœur de l'étoile, comme des neutrinos), ce qui porte la limite à $m_a < 10^{-2}$ eV. Enfin, la supernova SN1987A ne semble pas avoir souffert d'une fuite d'axions (qui aurait perturbé l'émission de neutrinos), et la limite actuelle est de ce fait $m_a < 10^{-3}$ eV.

Les axions se découplent très tôt dans l'histoire de l'univers, et constituent donc de la matière sombre froide malgré leur faible masse. Ce qui se passe est que le champ (quantique) de l'axion peut ne pas se trouver au minimum de son potentiel à la fin de la période d'inflation : en ce cas il relaxe lentement vers ce minimum (le temps caractéristique est de l'ordre de $1/m_a$, très supérieur au temps de Hubble $H^{-1} = M_{\text{Planck}}/T^2$). Pendant tout ce temps, sa densité d'énergie reste pratiquement constante, ce qui signifie que son importance relative augmente par rapport à celle du rayonnement. Le calcul (Preskill, Wise et Wilczek, 1983; Abbott et Sikivie, 1983; Dine et Fischler, 1983) montre que la densité sous forme d'axions serait aujourd'hui :

$$\rho_{\text{axions}} \approx f_a^2 10^{-5} \text{ eV}^4 \quad (52)$$

La densité d'axions est inférieure à la densité critique si $m_a > 10^{-5}$ eV. Il reste donc une petite fenêtre autorisant l'existence d'axions. Il faut noter que les axions forment un champ cohérent, et n'ont pas une distribution thermique.

L'axion se couple aux fermions, et peut ainsi se désintégrer en 2 photons (diagramme triangulaire), mais le temps de vie est de l'ordre de 10^{20} ans. La recherche d'axions de ce type formant le halo de notre Galaxie est donc tentée en utilisant la

conversion axion \rightarrow photon dans le champ magnétique d'une cavité électromagnétique résonante (Sikivie, 1983). Cette recherche est facilitée, par le fait que les axions n'ont pas une distribution thermique. Seule la vitesse de l'axion (celle d'une particule du halo, soit $\approx 300 \text{ km/s} \approx 10^{-3}c$) élargit la raie centrée sur la masse de l'axion. Le signal est donc une raie gamma autour de 1 GHz, avec une largeur de quelques kHz. Malheureusement la sensibilité est encore trop faible, d'un facteur 100, pour détecter des axions du halo (De Panfilis et al., 1988).

Exotica

La matière-ombre (*shadow matter*) est le plus exotique des candidats : dans les théories de supercordes basées sur le groupe de jauge $E_8 \times E_8$, l'un des E_8 donne après brisure le groupe $SU_3 \times SU_2 \times U_1$ et les quarks et leptons du modèle standard, mais le second E_8 donne un ensemble de particules dont on ne sait rien, ayant leur propres interactions de jauge, mais n'interagissant que gravitationnellement avec notre monde à nous. On ne peut rêver matière plus sombre, mais les possibilités de détection sont lointaines...

Dans le même ordre d'idée, les théories de supercordes, et plus généralement les théories unifiant la gravitation aux autres forces, impliquent l'existence de particules ayant la masse de Planck ($1.2 \times 10^{19} \text{ GeV} \approx 2.2 \times 10^{-5} \text{ g}$). Ces objets, dont différentes variantes s'appellent pyrgons ou maximons, peuvent poser des problèmes cosmologiques dont une période d'inflation aide à se débarrasser. Ils ne pourraient constituer la matière sombre qu'au prix d'un ajustement très fin des paramètres du modèle, et de toute façon ne sont guère détectables.

Les monopôles magnétiques sont dans une situation un peu différente : la théorie leur attribue des masses très élevées, de l'ordre de 10^{17} GeV , et une densité exagérément élevée dans l'univers si une période d'inflation ne les dilue pas (auquel cas, il ne devrait pratiquement pas en rester). Mais au moins, s'ils sont présents, ils peuvent être détectés en raison de leur interaction électromagnétique. Cependant la persistance d'un champ magnétique dans notre Galaxie implique une densité de monopôles si faible qu'ils ne peuvent constituer la matière sombre du halo.

Des fluctuations de densité à une époque très reculée, avant la nucléosynthèse, pourraient avoir formé des trous noirs "primordiaux" en nombre suffisamment important pour y dissimuler 99% de la masse de l'univers. Leur distribution serait relativement uniforme, et on ne voit pas bien comment on pourrait les détecter.

Les pépites de quarks (*quark nuggets*), ou nucléarites (Witten, 1984), sont des configurations ayant à peu près autant de quarks u , d et s qui auraient pu se former lors de la transition quark-hadron (avant la nucléosynthèse, et donc non soumis à ses contraintes). Elles sont stables si le principe de Pauli empêche la désintégration des quarks s vers des

états énergétiquement accessibles de quarks u et d . Pour cela, il faut beaucoup de quarks, des milliards de quarks. L'interaction de ces nucléarites avec la matière ordinaire serait détectable si leur masse est supérieure à 10^{-7} g ($\approx 10^{17}$ GeV), et aurait été détectée si leur masse était comprise entre 10^{-13} g ($\approx 10^{11}$ GeV) et 10^{-7} g (De Rujula et Glashow, 1984; Nakamura et al., 1985). Il a toutefois été soutenu que ces nucléarites auraient été détruites par les neutrinos peu après leur formation (Applegate et Hogan, 1985).

Selon le même principe que les pépites de quarks, on a suggéré diverses formes de "solitons non-topologiques" : configurations stables de matière protégées contre la séparation ou la désintégration parce que leur énergie est plus faible que celle de leurs constituants libres. C'est le cas des Q-balles de Coleman (Coleman, 1985) ou des étoiles-solitons de Lee (Lee, 1987). Un certain nombre de ces objets, formés comme les monopôles lors d'une transition de phase dans l'univers primordial, pourraient contribuer à la matière sombre, pour certaines valeurs des paramètres du modèle.

4.3 WIMPs

L'identification de la matière sombre à un nouveau type de particule élémentaire conduit immédiatement à la question : pourquoi la densité de cette particule est-elle environ 10 fois celle des nucléons, et non 10^{10} ou 10^{-10} fois celle des nucléons ? En général, cette particularité est imposée dans le modèle, et fixe une échelle de masse dans celui-ci (c'est par exemple la situation des neutrinos légers). Il va sans dire que cet ajustement est rarement naturel, et ne fait que déplacer le problème de la matière sombre de l'astrophysique à la physique des particules. Le seul cas où la densité de matière non-baryonique est naturellement ≈ 10 fois Ω_b est le cas de la supersymétrie (ceci est un plaidoyer pro domo), ou un peu plus généralement de ce que l'on appelle les Weakly Interacting Massive Particles, ou WIMPs. Les mauvais esprits remarqueront qu'en argot américain un *wimp* est quelqu'un qui ne fait rien et en plus le fait mal...

Densité actuelle

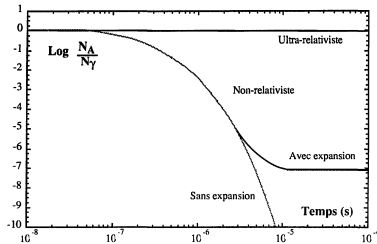
Il est remarquable de pouvoir calculer la densité actuelle de particules d'un type donné en n'ayant que des renseignements très sommaires sur sa nature (Zel'dovich, 1965), et ce calcul est de plus assez simple (voir le cours de P. Salati à Gif 1984, par exemple, Srednicki, Watkins et Olive, 1988 ou Bouquet, Salati et Silk, 1989). Suivons le destin d'une particule A de masse m_A . Tant que la température T est très supérieure à m_A , la particule est ultra-relativiste et sa densité numérique n_A est la même que celle des photons :

$$n_A = n_\gamma = \frac{2\zeta(3)}{\pi^2} T^3$$

Quand la température baisse en-dessous de m_A , la production de ces particules A n'est plus possible alors qu'elles peuvent toujours s'annihiler, soit avec leurs antiparticules (en nombre égal, sauf asymétrie cosmique), soit avec elles-mêmes si elles sont leur propres antiparticules (ce qui est cas des photons par exemple). Leur densité décroît alors exponentiellement :

$$n_A = n_\gamma \frac{\sqrt{\pi/2}}{4\zeta(3)} \left(\frac{m_A}{T}\right)^{3/2} e^{-m_A/T}$$

On s'attend à ce que cette densité devienne rapidement négligeable, et que les particules A disparaissent de l'univers.



Mais en réalité, quand leur densité devient si faible qu'elles n'ont plus le temps de trouver une antiparticule avec laquelle s'annihiler dans un univers en expansion, leur densité se stabilise (on dit qu'elle "gèle") : le rapport n_A/n_γ reste désormais constant au cours du temps. Si le gel a lieu alors qu'elles sont ultra-relativistes (i.e. $T \gg m_A$), leur densité reste ultérieurement égale à celle des photons (aux réchauffements de ceux-ci près) : c'est le cas abordé précédemment des neutrinos légers. Dans tous les cas, la densité de gel (*freeze-out*) peut s'estimer, avec une bonne approximation, en égalant le taux d'annihilation au taux d'expansion de l'univers (donné par la constante de Hubble) :

$$n_A < \sigma_{\text{ann}} V > = H$$

où σ_{ann} est la section efficace d'annihilation et V la vitesse relative des deux particules, à la température T . Dans les cas qui nous intéressent, ce gel se produit alors que la densité de l'univers est dominée par le rayonnement, et :

$$H^2 = \frac{8\pi G}{3} g_{\text{eff}}(T) a T^4$$

$g_{\text{eff}}(T)$ étant le nombre total de degrés de liberté du rayonnement à la température T (1 par boson, 7/8 par fermion, quand ils sont ultra-relativistes). g_{eff} décroît avec la température au fur et à mesure que les particules deviennent non-relativistes, et subit également une chute brutale (de 28 à 8 environ) vers $T=200$ MeV, quand quarks et gluons se combinent en hadrons (essentiellement des pions).

La résolution de l'équation de gel fournit la la température de gel T_{gel} et donc la densité relique n_{gel} . Le point très intéressant est que, dans le cas de particules non-relativistes au découplage, cette température T_{gel} ne dépend que logarithmiquement de la section efficace d'annihilation $\langle \sigma_{\text{ann}} V \rangle$ et de la masse m_A de la particule (à cause du facteur exponentiel de Maxwell-Boltzmann). On trouve $T_{\text{gel}} \approx m_A/20$ pour des sections efficaces de l'ordre de 10^{-36} cm^2 à 10^{-38} cm^2 (donc des interactions faibles ou électromagnétiques) et des masses m_A de 1 à 100 GeV. La densité de masse au temps t est alors simplement donnée par :

$$\begin{aligned} \rho_A(t) &= m_A n_A(t) = m_A \frac{n_A(T_{\text{gel}})}{n_\gamma(T_{\text{gel}})} \\ \rho_A(t) &= m_A \frac{n_\gamma(t)}{n_\gamma(T_{\text{gel}})} \sqrt{\frac{8\pi G}{3} g_{\text{eff}}(T_{\text{gel}}) a} \frac{T_{\text{gel}}^2}{\langle \sigma_{\text{ann}} V \rangle} \\ \rho_A(t) &= \frac{m_A}{T_{\text{gel}}} T(t)^3 \sqrt{\frac{8\pi G}{3} g_{\text{eff}}(T_{\text{gel}}) a} \frac{1}{\langle \sigma_{\text{ann}} V \rangle} \end{aligned}$$

Cette expression ne fait apparaître que le rapport m_A/T_{gel} dont nous avons dit qu'il était pratiquement indépendant de la masse et de la section efficace de la particule considérée, et la valeur de cette section efficace. La densité relique est donc aujourd'hui :

$$\rho_A = 3.3 \times 10^{-30} \text{ g/cm}^3 \frac{10^{-26} \text{ cm}^3 \text{s}^{-1}}{\langle \sigma_{\text{ann}} V \rangle} \sqrt{g_{\text{eff}}(T_{\text{gel}})}$$

Pour des masses $m_A=10$ GeV, $T_{\text{gel}}=500$ MeV et $g_{\text{eff}} \approx 34$ (les particules relativistes étant les quarks u , d et s , l'électron, le muon, 3 neutrinos, le photon et les gluons), cela donne :

$$\Omega_A h^2 \approx 1.0 \frac{10^{-26} \text{ cm}^3 \text{s}^{-1}}{\langle \sigma_{\text{ann}} V \rangle}$$

Bien sûr, un calcul plus précis montre une légère dépendance dans la masse et dans la température de gel (ne serait-ce que via la dépendance en T de σ_{ann} , de V et de g_{eff}), mais le

résultat est que des particules de masse comprise entre 1 et 100 GeV et de section efficace de l'ordre de $10^{-37\pm 1} \text{ cm}^2$ ont une densité $\Omega=1$. Ce résultat extraordinaire signifie que des particules ayant des interactions d'ordre faible ou électromagnétique ont *naturellement* une densité relique proche de la densité critique. Ceci suggère que la matière sombre non-baryonique pourrait bien être composée de particules massives (de quelques GeV) interagissant faiblement, d'où le nom générique de WIMP (*Weakly Interacting Massive Particle*).

Remarque : le même calcul de densité résiduelle peut s'appliquer aux nucléons. La section efficace est en ce cas de l'ordre de 10^{-25} cm^2 , et la température de gel de l'ordre de 22 MeV ($m_p/T=43$), ce qui conduirait à $\Omega_b h^2 \approx 10^{-11}$! Une asymétrie entre nucléons et antinucléons doit donc être présente avant le gel, et que les théories de grande unification permettent une telle asymétrie est considéré comme un succès de ces théories.

WIMP n° 1 : Supersymétrie (LSP)

La supersymétrie (Nilles, 1984) peut être introduite pour bien des raisons, l'une des principales étant de stabiliser la hiérarchie de jauge dans les différentes théories de grande unification (i.e. la petitesse de la masse du W comparée à la masse de Planck). Pour cela, la supersymétrie doit être brisée vers $10^{2\pm 1} \text{ GeV}$. Dans tous les modèles, la supersymétrie implique, pour chaque particule "normale", la présence de partenaires de mêmes nombres quantiques, mais avec une demi-unité de spin de différence : squarks et sleptons de spin zéro, fermions de jauge (photino, gluinos, zino et winos) et fermions de Higgs (higgsinos).

La conservation du spin S et des nombres baryonique B et leptonique L entraîne la conservation de la R-parité définie par $R=(-1)^{2S+3B+L}$. Il est facile de constater que les particules "normales" ont $R=+1$, alors que leurs partenaires supersymétriques ont $R=-1$. La conservation de la R-parité implique que ces particules supersymétriques sont produites par paires à partir de particules "normales", que les produits de désintégration d'une particule supersymétrique contiennent nécessairement une autre particule supersymétrique, et que par conséquent la plus légère est stable.

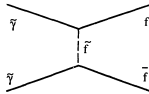
Cette particule supersymétrique la plus légère, ou LSP (*lightest supersymmetric particle*), est certainement une particule neutre sans interaction forte, sinon elle dissiperait rapidement son énergie dans le halo, sans compter ses effets ionisants après la recombinaison. Les candidats possibles sont alors un sneutrino (partenaire de spin zéro du neutrino), un neutralino de spin 1/2 (combinaison du photino, des higgsinos et du zino, qui se mélangent lors de la brisure de la symétrie $SU_2 \times U_1$), ou le gravitino de spin 3/2.

La matière sombre pourrait être formée de gravitinos de masse quelconque (en ajustant les paramètres du modèle pour obtenir la densité critique requise par l'inflation), mais en ce cas il y a fort peu d'espoir de détecter ces particules qui n'ont que des interactions gravitationnelles.

Le cas d'un sneutrino est un peu plus intéressant. Le sneutrino n'est le LSP que pour un domaine réduit de l'espace des paramètres, mais ce n'est pas impossible. Cependant le fait que l'on n'ait pas enregistré d'interactions des sneutrinos formant le halo sombre de la Galaxie dans les détecteurs au germanium exclut le domaine de masse compris entre 12 GeV et 1 TeV. La limite inférieure, due à la sensibilité du détecteur, peut être abaissée à 4 GeV parce qu'on n'a pas observé de neutrinos produits par les annihilations des sneutrinos capturés dans le halo par le Soleil (voir plus loin).

Le candidat LSP le plus intéressant est donc la plus légère combinaison du photino, des higgsinos et du zino qui émerge de la brisure de la symétrie de jauge. La combinaison exacte dépend de manière sensible des détails du modèle choisi, et devant l'éventail des possibilités, il est habituel de traiter séparément le cas d'un photino pur et le cas d'un higgsino pur, les autres combinaisons donnant en général des résultats intermédiaires.

La section efficace d'annihilation d'un photino $\tilde{\gamma}$, donnée par le diagramme :



dépend de la masse $m_{\tilde{\gamma}}$ du photino, mais aussi de la masse $m_{\tilde{f}}$ du partenaire scalaire \tilde{f} des fermions f produits (Kane et Kani, 1986; Griest, 1988) :

$$\langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle = 8\pi\alpha^2 \sum_f \frac{Q_f^2}{m_{\tilde{f}}^4} (m_{\tilde{f}}^2 + 2 T m_{\tilde{\gamma}} \delta_f) \beta_f$$

où la somme porte sur tous les fermions f , de charge Q_f et de masse m_f . β_f et δ_f sont des facteurs cinématiques :

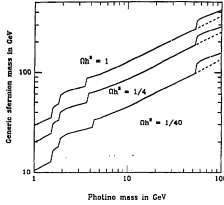
$$\beta_f = \sqrt{1 - m_f^2/m_{\tilde{\gamma}}^2} \quad \text{et} \quad \delta_f = 1 - \left(17 - \frac{3}{\beta_f^2} \right) \frac{m_f^2}{8m_{\tilde{\gamma}}^2}$$

Cela donne approximativement :

$$\langle \sigma_{\text{ann}} V \rangle_{\text{gel}} \approx 10^{-26} \text{ cm}^3/\text{s} \left(\frac{m_{\tilde{\gamma}}}{1 \text{ GeV}} \right)^2 \left(\frac{50 \text{ GeV}}{m_{\tilde{\tau}}} \right)^4$$

Imposer une densité aujourd'hui égale à la densité critique conduit par conséquent à une relation entre masse du photino et masse du sfermion, approximativement donnée par :

$$m_{\tilde{\gamma}} \approx 5 \text{ GeV} \left(\frac{m_{\tilde{\tau}}}{100 \text{ GeV}} \right)^2 [\Omega_{\tilde{\gamma}} h^2]^{-1/2}$$



La limite expérimentale $m_{\tilde{\tau}} > 70 \text{ GeV}$ implique alors $m_{\tilde{\gamma}} > 4 \text{ GeV}$.

Dans le cas d'un higgsino \tilde{h} , la section efficace d'annihilation est (Kane et Kani, 1986; Griest; 1988) :

$$\langle \sigma_{\text{ann}} V \rangle = G_F^{-2} \sum m_{\tilde{f}}^2 (\cos(2\alpha)/2 - \tan^2(\alpha) m_{\tilde{f}}^2/m_{\tilde{\tau}}^2) \beta_f$$

où cette fois $\beta_f = \sqrt{1 - m_{\tilde{f}}^2/m_{\tilde{h}}^2}$ et $\cos(2\alpha) = (v_1^2 - v_2^2)/(v_1^2 + v_2^2)$, v_1 et v_2 étant les valeurs moyennes dans le vide des deux scalaires de Higgs présents dans un modèle de Weinberg-Salam supersymétrique.

Le photino ou le higgsino sont des fermions de Majorana, ce qui présente deux inconvénients majeurs : d'une part ils sont leur propres antiparticules et s'annihilent généralement avant que leur concentration n'atteigne un niveau suffisant pour produire des effets astrophysiques importants dans les étoiles (Krauss, 1985; Krauss et al., 1985), et d'autre part ils se couplent au spin des noyaux et n'interagissent pas avec la plupart des noyaux importants du point de vue de l'astrophysique ou de leur détection (Ge, Si, ^4He). Une particule de Dirac serait plus séduisante de ce point de vue. Il est néanmoins possible

de construire des modèles supersymétriques dans lesquels le neutralino peut jouer un rôle astrophysique important (Giudice et Roulet, 1989).

WIMP n°2 : Neutrino lourd

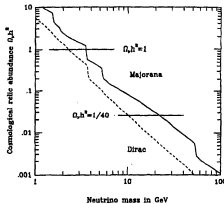
Si les neutrinos des 3 saveurs actuellement connus sont légers, rien n'interdit en principe à un neutrino d'une 4^e saveur d'être lourd et de tels objets apparaissent plus ou moins naturellement dans les modèles symétriques gauche-droite $SU(2)_L \times SU(2)_R$, ou dans les modèles "inspirés" des supercordes. Assurer sa stabilité peut se révéler délicat car il n'est pas évident de l'empêcher de se désintégrer en particules plus légères, sauf à lui accorder un nombre quantique personnel conservé. Un neutrino plus lourd que quelques MeV est non-relativiste lors de son découplage thermique et on peut appliquer le calcul précédent. A une température $T < m_\nu$, la section efficace d'annihilation pour un neutrino de Dirac est :

$$\langle \sigma_{\text{ann}} V \rangle = \frac{G_F^2}{2\pi} m_\nu^2 C \approx 1.5 \times 10^{-26} \text{ cm}^3/\text{s} \left(\frac{m_\nu}{2 \text{ GeV}} \right)^2$$

Le coefficient C est une somme sur les canaux d'annihilation possibles, et vaut environ 15 pour une masse $m_\nu \approx 2 \text{ GeV}$. La température de gel est $T_{\text{gel}} = m_\nu/20 \approx 100 \text{ MeV}$ (d'où $g_{\text{eff}} \approx 4$), et par conséquent :

$$\Omega_\nu h^2 \approx 0.26 [2 \text{ GeV} / m_\nu]^2$$

Une densité inférieure à la densité critique exige une masse supérieure à 2 GeV pour un neutrino de Dirac (Lee et Weinberg, 1977).



Un calcul plus soigneux de l'évolution de la population de neutrinos au cours du gel donne plutôt 3.5 GeV. La limite est de 5 GeV pour un neutrino de Majorana (Krauss, 1983).

Si ce neutrino lourd possède un nombre quantique personnel, et une asymétrie cosmique, la borne de Lee et Weinberg ne s'applique pas. Une asymétrie égale à celle des baryons (de même origine ?) donnerait une densité 10 fois supérieure à la densité baryonique si la masse des neutrinos est 10 fois celle des nucléons, ce qui semble "raisonnable". Les premiers résultats du LEP semblant écarter l'existence de neutrinos de masse inférieure à une cinquantaine de GeV, une asymétrie importante est indispensable si on souhaite attribuer la matière sombre à des neutrinos lourds. L'interaction de tels neutrinos est connue, la section efficace est cohérente et donc très importante sur des noyaux lourds, et les détecteurs au silicium pourront rapidement tester cette hypothèse.

WIMP n°3 : magninos, cosmions...

Un neutrino a normalement une section efficace de l'ordre de 10^{-38} cm^2 sur un nucléon, pour des énergies de quelques GeV. Nous verrons plus loin qu'une des solutions du problème du déficit observé de neutrinos solaires requiert une particule de ce type, mais avec une section efficace 10 à 100 fois plus grande. Explicitement inventée pour résoudre ce problème, cette 3^e classe de WIMPs a du mal à trouver une place dans les modèles de physique des particules. Les exigences à satisfaire sont que la particule soit stable, ait une masse comprise entre 4 et 7 GeV, ne s'annihile pas trop et ait une section efficace de collision sur l'hydrogène voisine de 10^{-25} cm^2 .

La première variante de cette classe est le magnino (Raby et West, 1987), neutrino lourd de 4^e génération possédant un nombre quantique conservé, ce qui assure sa stabilité car il ne se mélange pas avec les autres neutrinos, et une asymétrie cosmique est postulée. Par suite d'une quasi-coïncidence en masse de son partenaire chargé et de la particule de Higgs, le magnino a un moment magnétique important. La section efficace sur les protons en sort très renforcée, comparée à la section efficace habituelle d'un neutrino, et on obtient ainsi la section efficace requise sur l'hydrogène. Par contre, la section efficace sur les autres noyaux est beaucoup plus faible (comme un neutrino normal).

Raby et West ont ensuite proposé un autre modèle de neutrino lourd dans lequel l'échange d'un scalaire de Higgs très léger autorisait une section efficace importante (Raby et West, 1988), mais le domaine de masse de ce scalaire semble expérimentalement exclu.

Gelmini, Hall et Lin proposent l'échange d'un scalaire coloré lourd (une centaine de GeV) pour atteindre la section efficace requise du WIMP sur les nucléons. Ce "cosmion" peut être un scalaire ou un fermion (de Majorana ou de Dirac), n'interagissant qu'avec les quarks légers pour ne pas conduire à un mélange D^0 - \bar{D}^0 trop important (Gelmini, Hall et Lin, 1987).

Ross et Segrè suggèrent qu'un neutrino lourd échangeant un Z' relativement léger (~ 65 GeV) au lieu d'un Z peut aussi avoir une section efficace importante (Ross et Segrè, 1987). Il faut que ce Z' ne se couple pas aux leptons ordinaires, pour contourner les limites venant des courants neutres, mais cela est possible dans le cadre d'une symétrie E_6 venant des supercordes où le multiplet de matière possède des "neutrinos" supplémentaires différenciés des neutrinos ordinaires par une valeur différente d'un nombre quantique (*matter parity*).

On peut enfin ne pas chercher à construire un modèle pour cette particule, mais lui attribuer des propriétés génériques (masse, sections efficaces sur divers noyaux), et explorer les conséquences cosmologiques et astrophysiques de l'existence d'une telle particule dans l'espoir de parvenir à un test observationnel, à une possibilité de détection, ou peut-être à une contradiction éliminant de ce fait toute cette classe.

4-4 Détection des WIMPs par leurs effets astrophysiques

Il s'agit ici de rechercher si les WIMPs peuvent avoir d'autres effets astrophysiques que seulement gravitationnels. Si les WIMPs s'annihilent facilement (ou s'ils se désintègrent), on peut rechercher les particules résultant de ces annihilations, soit dans le halo de notre galaxie, soit dans les endroits où ils ont pu s'accumuler du fait de captures (Soleil ou Terre, en particulier). S'ils ne s'annihilent pas, ils peuvent atteindre des concentrations suffisamment élevées dans les étoiles pour en modifier l'évolution "normale".

Annihilations dans le halo

Les fermions de Majorana, dont le photino est l'exemple-type, sont leurs propres antiparticules et une population de photinos disparaît peu à peu par annihilation. Ce serait aussi le cas d'un neutrino lourd que ne protégerait aucune asymétrie cosmique. La situation la plus étudiée est celle de WIMPs formant le halo sombre de notre Galaxie, et s'y annihilant. Comme nous l'avons vu, la section efficace d'annihilation est fixée, pour une masse donnée, par la densité relic. Connaissant la densité du halo, on peut donc en principe calculer le flux des produits d'annihilation atteignant un détecteur.

♦ La signature la plus nette (mais aussi la plus difficile à observer) est due aux photons gamma produits directement (suivant la réaction $\tilde{\chi}\tilde{\chi} \rightarrow \gamma\gamma$, ou $\nu\bar{\nu} \rightarrow \gamma\gamma$). Les WIMPs ayant une faible vitesse ($\sim 10^{-3}c$), les gammas sont quasiment monochromatiques avec une énergie proche de la masse du WIMP (Bergström et Snellman, 1988; Rudaz, 1989; Stecker et Tylka, 1989), d'où une signature très claire. Le détecteur intégrant le flux émis par la

matière sombre tout au long d'une ligne de visée, cela permet en principe de dresser une carte de la répartition $\rho(R,b,l)$ de cette matière sombre en fonction de la latitude galactique b et de la longitude galactique l (Turner, 1986).

$$F = \langle \sigma_{2\gamma} V \rangle \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} \left(\frac{\rho(R,b,l)}{m_{WIMP}} \right)^2 dR$$

où $\sigma_{2\gamma}$ est la section efficace d'annihilation en 2 photons, V la vitesse relative des WIMPs, et R la distance le long de la ligne de visée. Pour un halo isotherme (voir la Section 2.1), la densité $\rho(r)$ varie approximativement en $1/(1+r^2/a^2)$, a étant le paramètre d'échelle de la distribution du halo. Un bruit de fond important est dû aux désintégrations de π^0 (produits par les protons du rayonnement cosmique sur le gaz interstellaire), et on peut le minimiser en visant hors du plan du disque, où se trouve la plus grande concentration de ce gaz. Le flux recueilli en visant un pôle galactique ($b = 90^\circ$) est :

$$F = \langle \sigma_{2\gamma} V \rangle \left(\frac{\rho_0}{m_{WIMP}} \right)^2 \frac{\sqrt{a^2 + R_0^2}}{8}$$

où ρ_0 est la densité du halo près du Soleil, et R_0 la distance du Soleil au centre de la Galaxie. Les sections efficaces d'annihilation en deux photons sont données par des diagrammes à une boucle, et sont donc beaucoup plus faibles que les sections efficaces totales d'annihilation. Pour le photino :

$$\langle \sigma_{2\gamma} V \rangle \approx 1.24 \times 10^{-31} \text{ cm}^3/\text{s} \left(\frac{m_{\tilde{\gamma}}}{1 \text{ GeV}} \right)^2 \left(\frac{50 \text{ GeV}}{m_{\tilde{t}}} \right)^4$$

$$\text{soit } \langle \sigma_{2\gamma} V \rangle = 10^{-31} \text{ cm}^3/\text{s} [\Omega h^2]^{-1}$$

en tenant compte de la relation entre $m_{\tilde{\gamma}}$ et $m_{\tilde{t}}$ imposée par la condition que la densité actuelle de photinos soit la densité critique. Pour le higgsino :

$$\langle \sigma_{2\gamma} V \rangle \approx 6.2 \times 10^{-34} \text{ cm}^3/\text{s} \left(\frac{m_{\tilde{H}}}{1 \text{ GeV}} \right)^2$$

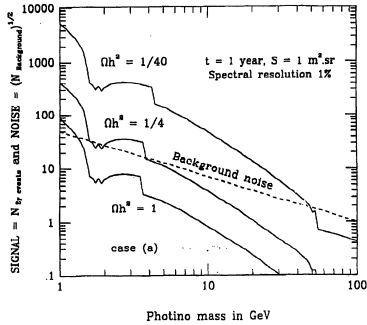
Les valeurs standard $\rho_0 = 0.4 \text{ GeV}/\text{cm}^3$ et $a = r_0 = 8.5 \text{ kpc}$, conduisent à :

$$F \approx 10^{-10} \text{ photons}/\text{cm}^2/\text{s}/\text{sr} \left(\frac{1 \text{ GeV}}{m_{\tilde{\gamma}}} \right)^2 [\Omega h^2]^{-1}$$

pour le photino, et à :

$$F \approx 4 \times 10^{-13} \text{ photons}/\text{cm}^2/\text{s}/\text{sr}$$

pour le higgsino, indépendamment de sa masse.



Ces flux sont malheureusement très faibles et leur détection sera tout juste à la portée d'une prochaine génération de satellites d'observation gamma succédant à GRO : leur acceptance typique ne pouvant guère dépasser $10^4 \text{ cm}^2 \times \text{sr}$, une année d'observation ($\approx 3 \times 10^7 \text{ s}$) ne permettrait de détecter que quelques dizaines de photons, ce qui un nombre comparable à l'incertitude sur le bruit de fond. Ce dernier est en effet (Stecker, 1978) :

$$F_{\text{fond}} = 8 \times 10^{-9} \text{ photons/cm}^2/\text{s}/\text{sr} \left(\frac{1 \text{ GeV}}{E_{\text{photon}}} \right)^{1.7 \pm 0.3}$$

intégré avec une résolution en énergie de 1% (le mieux que l'on puisse espérer des prochains détecteurs). Cela conduit à attendre environ (Bouquet, Salati et Silk, 1989) :

$$2500 \text{ photons/an/m}^2/\text{sr} \times \left(\frac{1 \text{ GeV}}{E_{\text{photon}}} \right)^{1.7 \pm 0.3}$$

avec une fluctuation statistique typique de :

$$50 \text{ photons} \times \left(\frac{1 \text{ GeV}}{E_{\text{photon}}} \right)^{85 \pm 15}$$

♦ Le flux secondaire de photons gamma produits dans la cascade de désintégration des produits primaires (pions, baryons, muons, etc) est beaucoup plus élevé, puisque l'on gagne typiquement un facteur 10^4 sur la section efficace. Le problème est que la signature est peu précise car au lieu d'une raie très étroite on ne peut observer qu'une bosse dans la distribution des gammas du fond (qui viennent essentiellement des désintégrations de π^0 formés par les rayons cosmiques, pour $E_\gamma > 1$ GeV, et du bremsstrahlung des électrons cosmiques pour $E_\gamma < 1$ GeV). Pour séparer les gammas d'annihilation recherchés du bruit de fond, il faut d'une part utiliser la distribution angulaire différente des deux types de sources (le halo est quasi-sphérique, les gammas dus aux rayons cosmiques plutôt dans le plan du disque), et d'autre part connaître avec le maximum de précision le spectre des gammas de différentes sources, en particulier suivre la chaîne des désintégrations des hadrons formés dans l'annihilation des WIMPs (Silk, 1988). Le signal est potentiellement important, mais les incertitudes aussi, et aucune conclusion ne peut être donnée pour le moment.

♦ Les particules chargées produites dans l'annihilation spiralent dans le champ magnétique de la Galaxie et restent ainsi confinés dans le halo pendant environ 10^8 ans. En ce cas on perd la directionnalité, mais leur flux peut être suffisamment renforcé pour permettre leur détection. Il a été avancé (Silk et Srednicki, 1984) que le nombre d'antiprotons observés avec une énergie un peu inférieure au GeV dans les rayons cosmiques excède celui que l'on peut attribuer aux collisions sur les atomes interstellaires, et pourrait être la signature attendue d'un photino de 3 GeV environ (l'antiproton possédant en moyenne environ 20% de l'énergie du WIMP). Aux dernières nouvelles, cet excès n'est pas confirmé par des mesures récentes, mais les incertitudes entrant dans le calcul du flux d'antiprotons empêchent d'en tirer des limites sur les candidats à la matière sombre (Silk, 1988).

Annihilations dans le Soleil

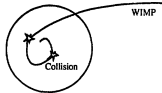
Par ailleurs, les particules constituant la matière sombre du halo peuvent être capturées par le Soleil ou les autres étoiles quand elles traversent leur surface, interagissent avec les noyaux et perdent ce faisant assez d'énergie pour y être capturées (Press et Spergel, 1985). Le taux de capture par une étoile de masse M et de rayon R est la somme de deux contributions. La première :

$$F_{\text{geo}} = 1.6 \times 10^{29} \text{ s}^{-1} \frac{\rho_{\text{halo}}}{0.01 M_\odot/\text{pc}^3} \frac{V_{\text{halo}}}{300 \text{ km/s}} \frac{1/\text{GeV}}{m_{\text{WIMP}}} [R/R_\odot]^2 \{1 - \exp(-\alpha/\alpha_c)\}$$

correspond aux WIMPs qui traverseraient l'étoile indépendamment de la courbure gravitationnelle. C'est pourquoi elle est proportionnelle à la vitesse V_{halo} et à la section R^2 de l'étoile. La seconde :

$$F_{\text{grav}} = 10^{30} \text{ s}^{-1} \frac{\rho_{\text{halo}}}{0.01 \text{ M}_\odot/\text{pc}^3} \frac{300 \text{ km/s}}{V_{\text{halo}}} \frac{1 \text{ GeV}}{m_{\text{WIMP}}} \left[\frac{R}{R_\odot} \right] \left[\frac{M}{M_\odot} \right] \{ 1 - \exp(-\sigma/\sigma_c) \}$$

correspond aux WIMPs qui sont déviés par l'attraction gravitationnelle et traversent la surface de l'étoile. C'est pourquoi elle est proportionnelle à la masse M et au rayon R du Soleil, et inversement proportionnelle à la vitesse V_{halo} . Dans ces équations, σ est la section efficace de collision WIMP-noyau, $\sigma_c (=4 \times 10^{-36} \text{ cm}^2$ pour le Soleil) la section efficace critique au-delà de laquelle tous les particules incidentes sont capturées et le facteur $\{ 1 - \exp(-\sigma/\sigma_c) \}$ la probabilité de capture d'un WIMP au cours de sa traversée de l'étoile.



Ces formules sont des approximations qui négligent le déplacement de l'étoile par rapport au halo (ce qui diminue le taux de capture de 20% environ) et les variations de composition chimique au sein de l'étoile alors que l'interaction d'un WIMP varie (parfois considérablement) d'un noyau à un autre. Un neutralino, couplé au spin, ne voit que les noyaux d'hydrogène (moins de 70% de la masse de l'étoile), un magnino aussi (car par construction sa section efficace est beaucoup plus grande sur l'hydrogène que sur les autres noyaux), tandis qu'un neutrino de Dirac dont la section efficace varie en A^2 (A étant le numéro atomique) interagit essentiellement avec les noyaux lourds (He, C, N, O) et la section efficace effective lors de sa capture est une dizaine de fois la section efficace sur l'hydrogène. On peut tenir compte numériquement de ces différences, cas par cas pour un profil d'étoile donné (Bouquet et Salati, 1989; Giraud-Héraud et al., 1989).

Si les WIMPs sont plus légers que 4 GeV (pour une section efficace de l'ordre du picobarn), ils s'évaporent rapidement (Gould, 1987), tout simplement parce que les WIMPs les plus rapides (la queue de la distribution de Maxwell-Boltzmann) peuvent acquérir au cours d'une collision le supplément de vitesse qui leur permet de quitter définitivement l'étoile. Le taux d'évaporation décroît exponentiellement avec la masse de la particule, et est négligeable au-delà de 4 GeV pour le Soleil. S'ils sont plus lourds, ils s'accumulent peu à peu au centre du Soleil. La distribution des particules capturées est fonction du potentiel de gravitation (donc de la distribution de densité $\rho(r)$ dans l'étoile) et de la distribution de température $T(r)$. La zone où se concentrent ces particules est

suffisamment restreinte pour que l'on puisse considérer, en première approximation, que la densité et la température y sont presque constantes. La distribution des WIMPs est alors gaussienne :

$$n_{\text{WIMP}}(r) = n_{\text{WIMP}}(0) \exp \left\{ -r^2 / r_{\text{WIMP}}^2 \right\}$$

$$\text{où } r_{\text{WIMP}}^2 = \frac{3 k T(0)}{2 \pi G \rho(0) m_{\text{WIMP}}} \approx (0.05 \text{ Ro})^2 \frac{4 \text{ GeV}}{m_{\text{WIMP}}} \text{ pour le Soleil.}$$

Quand les WIMPs sont leur propres antiparticules comme les neutralinos (ou s'il n'y a pas d'asymétrie cosmique dans le cas d'un neutrino lourd), ils s'annihilent par paires. En régime d'équilibre (atteint en quelques millions d'années, ce qui est très rapide à l'échelle cosmique), le taux d'annihilation égale le taux de capture. La plupart des produits d'annihilation (photons ou particules chargées) quittent très difficilement le cœur du Soleil, mais les neutrinos s'échappent aisément. Une signature de matière sombre de type neutrino lourd ν_H ou neutralino $\tilde{\gamma}$ serait donc un flux de neutrinos d'énergie élevée (de l'ordre de plusieurs GeV) provenant du centre du Soleil (Gaisser, Steigman et Tilav, 1986; Srednicki, Olive et Silk, 1987). Ici aussi, le signal le plus net serait formé de neutrinos monochromatiques venant d'une annihilation directe $\tilde{\gamma}\tilde{\gamma} \rightarrow \nu_c \bar{\nu}_c$, ou $\nu_H \bar{\nu}_H \rightarrow \nu_c \bar{\nu}_c$, mais ce signal est faible. L'essentiel du flux est formé des neutrinos secondaires produits dans les désintégrations des fermions venant de $\tilde{\gamma}\tilde{\gamma} \rightarrow f\bar{f}$ par exemple. Le spectre en énergie de ces neutrinos est difficile à calculer en raison des chaînes complexes de désintégration, mais il ressemble à celui des neutrinos produits dans les annihilations e^+e^- . Les détecteurs construits pour mesurer la durée de vie du proton sont bien adaptés à ce genre de recherche, et les limites obtenues par les détecteurs IMB et Fréjus excluent la possibilité que le WIMP soit un sneutrino de plus de 4 GeV, un neutrino de Dirac entre 4 et 32 GeV ou un neutrino de Majorana entre 6 et 32 GeV. Le cas d'un photino ou higgsino entre 4 et 10 GeV est controversé (Ng, Olive et Srednicki, 1987; Ellis, Flores et Ritz, 1987) car la section efficace neutralino-proton dépend de la répartition du spin du proton entre ses constituants, et cette répartition est mal comprise (effet EMC).

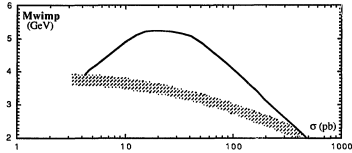
Modifications de l'évolution stellaire

Si les WIMPs ne s'annihilent pas par paires (ou très difficilement), ils peuvent modifier de façon appréciable la structure et l'évolution de l'étoile qui les a capturés, car ils fournissent un moyen extraordinairement efficace¹ de transporter de l'énergie du cœur

¹ Une densité relative de 10^{-10} WIMP par nucléon suffirait à transporter toute l'énergie thermonucléaire produite au cœur du Soleil.

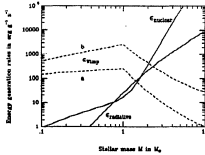
vers la périphérie de l'étoile, malgré leur très faible densité relative. Dans le cas du Soleil, cela refroidirait un peu le centre (Steigman et al., 1978; Spergel et Press, 1985), et réduirait sensiblement le flux des neutrinos détectables dans l'expérience de Davis avec le chlore (Davis et al., 1968; Davis, 1989). Un calcul analytique (Bouquet, Kaplan et Martin, 1988) aussi bien que des simulations numériques (Gilliland et al., 1986; Giraud-Héraud et al., 1989) confirment cette hypothèse pour un intervalle étroit de masses et de sections efficaces :

$$4 \text{ GeV} < m_{\text{WIMP}} < 7 \text{ GeV} \quad \text{et} \quad 3 \cdot 10^{-36} \text{ cm}^2 < \sigma_H < 4 \cdot 10^{-34} \text{ cm}^2$$



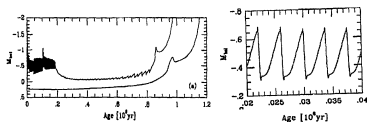
Relation entre masse et section efficace d'un WIMP modifiant la structure et l'évolution du Soleil de façon à obtenir un taux de 2 S.N.U. dans les expériences de Davis. La zone hachurée indique la limite de masse, en dessous de laquelle l'évaporation est trop rapide pour que les WIMPs aient un effet. D'après Giraud-Héraud et al., 1989

Les WIMPs peuvent également supprimer la convection dans les étoiles dont le cœur est convectif. L'énergie $\epsilon_{\text{nuc}}^{\text{claire}}$ produite dans le cœur de la plupart des étoiles de la Séquence Principale est supérieure à l'énergie $\epsilon_{\text{rad}}^{\text{claire}}$ que peuvent transporter les photons. Le surplus est transporté par des mouvements de convection qui brassent le cœur, et renouvellent de ce fait le carburant au centre.



Dans le cas des étoiles légères ($<1M_{\odot}$), les WIMPs peuvent transporter la totalité de l'énergie nucléaire et supprimer la convection. Le changement de luminosité entraîné par cette suppression serait observable (Bouquet et Salati, 1989). Pour des étoiles plus lourdes, $\epsilon_{\text{nucléaire}}$ augmente très vite et surtout le nombre de WIMPs accrétés diminue car l'étoile vit moins longtemps. Les WIMPs n'ont donc aucune influence sur l'évolution des étoiles massives.

Le cas des étoiles géantes rouges de la Branche Horizontale (phase HB) est plus controversé. Intuitivement, la suppression de la convection, réduisant la masse de combustible disponible au centre, devrait raccourcir exagérément la durée de la phase HB. Renzini tire argument de la cohérence des observations avec le modèle standard d'évolution des étoiles HB pour exclure la solution WIMP du problème des neutrinos solaires (Renzini, 1987). Spergel et Faulkner estiment que les WIMPs en question s'évaporent *avant* la phase HB, les calculs de Renzini sont irrévants (Spergel et Faulkner, 1988). En fait, tous les types de WIMPs ne s'évaporent pas, et l'argumentation de Renzini est justifiée dans certains cas : magnétos de plus de 8 GeV (en-dessous, ils s'évaporent de l'étoile) et peut-être neutrinos de 4^e génération si rien d'anormal n'apparaît dans des environnements plus riches en matière sombre que le voisinage du Soleil, comme les amas globulaires près du centre de la Galaxie ou les galaxies naines. Une simulation numérique (Dearborn et al., 1989) montre un effet inattendu : les WIMPs suppriment bien la convection, mais cette situation est instable, l'étoile se réchauffe, devient plus lumineuse, la convection se réinstalle, l'étoile se refroidit, et le cycle recommence, avec une période voisine de 500 000 ans.



La figure de gauche montre l'évolution d'une étoile HB en présence de WIMPs (courbe du haut) et en l'absence de WIMPs (courbe du bas). La luminosité est toujours plus grande, et la durée de vie n'est que légèrement raccourcie. La figure de droite est un agrandissement de la partie gauche de la figure de gauche, montrant les pulsations régulières de luminosité.

Ces pulsations augmentent sensiblement la luminosité des étoiles HB, qui entre dans le calcul de l'âge des amas globulaires. Cet âge, habituellement estimé à 16 ± 2 milliards

d'années, entre en conflit avec la prédiction du big-bang : $\frac{2}{3} H^{-1} = 6.5 h^{-1}$ milliards d'années (H est la constante de Hubble). La présence de WIMPs réduit de 30% l'âge calculé de ces amas, et la difficulté disparaît.

4-5 Détection directe des WIMPs² en laboratoire

Ce sujet étant couvert par l'exposé de Bernard Sadoulet, rappelons simplement les méthodes utilisées (Smith, 1987; Primack, Seckel et Sadoulet, 1988). L'objectif est de détecter d'éventuelles particules formant la matière sombre du halo quand elles traversent l'appareil de détection sur Terre et y déposent de l'énergie.

Pour calculer le nombre d'événements attendus, on dispose d'une part de renseignements sur le halo qui fournissent le flux de WIMPs, et d'autre part de la section efficace d'interaction, venant pour des neutrinos lourds ou des neutralinos de la contrainte que leur densité relique soit voisine de la densité critique (ou à la rigueur un facteur 10 en dessous), et pour les magninos ou les cosmions de l'exigence qu'ils résolvent le problème des neutrinos solaires.

Compte-tenu des caractéristiques du halo au voisinage de la Terre, densité proche de $0.01 M_{\odot}/pc^3$ ($\approx 0.4 \text{ GeV}/cm^3$) et vitesse moyenne de l'ordre de 300 km/s, le flux moyen est de l'ordre de 10^7 particules par cm^2 et par seconde (pour des WIMP de 1 GeV). Nous avons dit les incertitudes sur la densité et la distribution de vitesse du halo. Il faut aussi tenir compte du mouvement du Soleil par rapport au halo, qui introduit une dissymétrie dans la distribution de vitesse, et en plus une modulation annuelle du signal de l'ordre de 15%, due au mouvement de la Terre autour du Soleil, dont l'observation serait une bonne signature de la matière sombre (Spergel, 1988).

Une densité relique voisine de la densité critique impose une section efficace de diffusion sur des noyaux de l'ordre de $10^{-38} cm^2$, et cela ne correspond qu'à 6 interactions par jour et par kilogramme de détecteur (à diviser par la densité du détecteur, et par la masse du WIMP en GeV!). Outre le bruit de fond, la difficulté majeure est la faible énergie des WIMPs, de l'ordre de quelques keV, d'où des problèmes de seuil et de résolution en énergie, mais il n'est pas impossible de détecter le faible recul des noyaux touchés (Goodman et Witten, 1985). Différentes techniques sont utilisées, ou à l'étude :

- ♦ Un noyau subissant un recul dans un cristal à la suite d'une collision excite les électrons, et des scintillateurs peuvent détecter l'énergie d'ionisation dans un bloc de germanium (Ahlen et al., 1987; Caldwell, 1988) ou de silicium (Rich et al., 1987; Sadoulet et al., 1988; Gerbier, 1989).

- ♦ Le noyau peut aussi transmettre son énergie au réseau cristallin sous forme de phonons qui finissent par se thermaliser, réchauffant le cristal. Des calorimètres à très basse

température (aussi appelés bolomètres) peuvent détecter l'énergie de ces phonons dans un cristal de quelques centaines de grammes de silicium (Sadoulet, 1988).

- ◆ D'autres bolomètres peuvent détecter l'énergie des rotons produits dans de l'hélium 4 superfluide, également à très basse température (Lanou et al., 1988).

De tels détecteurs sont bien adaptés à l'étude de neutrinos de Dirac lourds (et ses variantes cosmions ou magninos), mais la cible étant formée de noyaux de spin zéro, les neutralinos χ sont insensibles. D'autres détecteurs y seraient mieux adaptés, mais les problèmes techniques sont énormes :

- ◆ Des billes supraconductrices basculant dans l'état conducteur au passage des WIMPs (Gonzalez-Mestres et Perret-Gallix, 1988).

- ◆ Une chambre de quelques m^3 d'hydrogène à basse pression (TPC) dans un champ magnétique aurait un faible bruit de fond et une bonne résolution angulaire (Rich et Spiro, 1988; Gerbier, 1989).

5-Conclusion

Si la majeure partie, pour ne pas dire la quasi-totalité, de la matière dans l'univers ne rayonne pas électromagnétiquement (ni dans le visible, ni dans le domaine radio ou X) et n'est pas formée des particules connues, les conséquences sont évidemment immenses. Du point de vue de l'astrophysique, cela signifie qu'il faut reprendre tous les modèles. L'évolution de l'univers (cosmologie du big-bang) est surtout modifiée par la période d'inflation. La formation des galaxies est accélérée, et leur structure est dominée par l'existence d'un halo quasi-sphérique. L'évolution des étoiles elle-même peut être altérée par la présence de certains types de matière sombre, ce qui constitue un moyen indirect de détection. Du point de vue de la physique des particules, il est clair que l'existence d'un type nouveau de particule pose un défi aux théoriciens qui doivent lui trouver une place raisonnable dans leurs modèles, mais aussi aux expérimentateurs qui tentent de la mettre en évidence (voir le cours de Sadoulet). La plupart des candidats proposés sont relativement "raisonnables" et ne demandent que des extensions minimales du modèle standard, mais un échec, une non-découverte, pourrait nous conduire à des remises en question plus profondes. Philosophiquement, enfin, réaliser que l'univers est essentiellement formé de matière sombre pousse le principe de Copernic à l'extrême : non seulement, nous ne sommes pas le centre du monde, mais encore la matière dont nous sommes faits n'est qu'une variété marginale dans l'univers.

Pour revenir sur Terre, il ne faut pas oublier qu'il n'existe encore aucune preuve tangible de l'existence de la matière sombre, mais seulement un faisceau de présomptions. Beaucoup d'indices venant de sources très diverses convergent vers cette même idée que

les 9/10 de l'univers sont formés d'une matière inconnue et sombre, mais aucun n'est rigoureusement indiscutable. Et si une majorité d'astrophysiciens (et de physiciens des particules ?) est convaincue de l'existence de cette matière sombre, ceci n'est aucunement un gage de véracité!

La parole est aux expérimentateurs.

Remerciements : Qu'il me soit ici permis de remercier Pierre Salati pour m'avoir convaincu de l'intérêt et de l'importance de la matière sombre, Michel Cassé pour m'avoir enseigné que les étoiles étaient vivantes, Paul Sorba pour m'avoir accueilli deux ans au LAPP où j'ai beaucoup appris, et *last but not least*, les organisateurs de l'Ecole de Gif 1989 pour m'avoir invité à y présenter ce cours.

Références

- Abbott L. et Sikivie P.: *Phys. Lett.* **120B** (1983) 133
- Ahlen S.P., Avignone III F.T., Brodzinski R.L., Drukier A.K., Gelmini G. et Spergel D.N.: *Phys. Lett.* **195B** (1987) 603
- Applegate J. et Hogan C.J.: *Phys. Rev.* **D31** (1985) 3037
- Ashman K.M. et Carr B.J.: in "*Dark Matter*", Proc.XXIIIrd Rencontres de Moriond, J. Audouze et J. Tran Thanh Van eds (Editions Frontières, Gif sur Yvette, 1988)
- Athanasoulas E. et Bosma A.: *Annales de Physique* **13** (1988) 3
- Audouze J.: in "*Dark matter in the universe*", IAU Symposium 117, Kormandy et Knapp eds (Reidel, 1987)
- Audouze J., Delbourgo-Salvador P., Reeves H. et Salati P.: *Annales de Physique* **13** (1988) 51
- Balcall J.N.: *Astrophysical Journal* **276** (1984) 169
- Balcall J.N.: *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **24** (1986) 577
- Balcall J.N.: in "*Dark matter in the universe*", IAU Symposium 117, Kormandy et Knapp eds (Reidel, 1987)
- Balcall J.N. et Casertano S.: *Astrophysical Journal* **293** (1985) L7
- Barrow J.D. et Tipler A.J.: "*The anthropic cosmological principle*" (Oxford University Press, Oxford, 1988)
- Bennett D. et Bouchet F.: *Phys. Rev. Lett.* **60** (1988) 257
- Bergström L. et Snellman H.: *Phys. Rev.* **D37** (1988) 3737
- Binney J. et Tremaine S.: "*Galactic Dynamics*" Princeton University Press (Princeton, 1987)
- Blumenthal G.R., Faber S.M., Primack J.R. et Rees M.J.: *Nature* **311** (1984) 517
- Blumenthal G.R., Faber S.M., Flores R. et Primack J.R.: *Astrophysical Journal* **301** (1986) 27
- Bouquet A., Kaplan J. et Marin F.: *Astr. Astrophys.* **222** (1989) 103
- Bouquet A. et Salati P.: *Astr. Astrophys.* **217** (1989) 270
- Bouquet A. et Salati P.: prétrirage LBL 26654/ LAPP TH-239/1989 (à paraître dans *Astrophysical Journal Lett.*)
- Bouquet A., Salati P. et Silk J.: prétrirage LBL 27334/ LAPP TH-250/1989 (à paraître dans *Phys. Rev. D*)
- Bond J.R.: in Proc. of the Theoretical Workshop on Cosmology and Particle Physics, Berkeley 1986, I. Hinchliffe ed. (World Scientific, 1987)
- Brandenberger R.H.: in Proc. of the Theoretical Workshop on Cosmology and Particle Physics, Berkeley 1986, I. Hinchliffe ed. (World Scientific, 1987)
- Burstein D. et Rubin V.C.: in "*Dark matter in the universe*", IAU Symposium 117, Kormandy et Knapp eds (Reidel, 1987)
- Caldwell J.A.R. et Ostriker J.P.: *Astrophysical Journal* **251** (1981) 61
- Caldwell D.O.: in "*Dark Matter*", Proc.XXIIIrd Rencontres de Moriond, J. Audouze et J. Tran Thanh Van eds (Editions Frontières, Gif sur Yvette, 1988)
- Carr B.J., Bond J.R. et Arnett W.D.: *Astrophysical Journal* **277** (1984) 445
- Carr B.J.: in "*Dark matter in the universe*", IAU Symposium 117, Kormandy et Knapp eds (Reidel, 1987)
- Coleman S.: *Nucl. Phys.* **B262** (1985) 263
- Cowsik R.: *Phys. Rev. Lett.* **39** (1977) 784
- Davis M. et al.: *Astrophysical Journal* **292** (1985) 371
- Davis R., Harmer D.S. et Hoffman K.C.: *Phys. Rev. Lett.* **20** (1968) 1205
- Davis, R.: in "*Inside the Sun*", IAU Symposium 121, Versailles, France, 22-26 May 1989
- Dearborn D., Raffelt G., Salati P., Silk J. et Bouquet A.: prétrirages Berkeley CIPA-TH-89-008 (à paraître dans *Nature*) et 009 (à paraître dans *Astrophysical Journal*)
- Delljannis C. et al.: *Phys. Rev. Lett.* **62** (1989) 1583
- De Panfilis et al.: in "*Dark Matter*", Proc.XXIIIrd Rencontres de Moriond, J. Audouze et J. Tran Thanh Van eds (Editions Frontières, Gif sur Yvette, 1988)
- De Rijula A. et Glashow S.D.: *Nature* **312** (1984) 734
- Dicus D.A. et Teplitz V.L.: *Phys. Rev.* **D34** (1986) 940
- Dine et Fischler: *Phys. Lett.* **120B** (1983) 137
- Dupraz C. et Combes F.: *Annales de Physique* **13** (1988) 23
- Ellis J., Flores R. et Ritz S.: *Phys. Lett.* **198B** (1987) 393
- Faber S.M.: in "*Dark matter in the universe*", IAU Symposium 117, Kormandy et Knapp eds (Reidel, 1987)
- Flores R.: *Phys. Lett.* **215B** (1988) 73
- Fowler W.J.: in Proc. Conf. on Baryonic Dark Matter (Cambridge, 1989)
- Freeman K.C.: in "*Dark matter in the universe*", IAU Symposium 117, Kormandy et Knapp eds (Reidel, 1987)

- Gaissor T.K., Szigman G. et Tilay S.: *Phys. Rev.* **D34** (1986) 2206
- Gelmini G.B., Hall L.J. et Lin M.J.: *Nucl. Phys.* **B281** (1987) 726
- Gerbier G.: in Proc XXIVth Rencontres de Moriond, J. Tran Thanh Van ed (Editions Frontières, Gif sur Yvette, 1989)
- Gilmore G. et Hewitt P.: *Nature* **306** (1983) 669
- Gilliland R.L., Faulkner J., Press W.H. et Spergel D.N.: *Astrophysical Journal* **306** (1986) 703
- Giraud-Héraud Y., Kaplan J., Martin de Volnay F., Tuo C. et Turck-Chièze S.: Saclay preprint DPhPE 89-14 (à paraître dans *Solar Physics*)
- Giudice G.F. et Roulet E.: *Phys. Lett.* **211B** (1989) 370
- Goodman M.W. et Witten E.: *Phys. Rev.* **D31** (1985) 3059
- Gonzalez-Mestres L. et Perret-Gallix D.: in "Dark Matter", Proc.XXIIIrd Rencontres de Moriond, J. Audouze et J. Tran Thanh Van eds (Editions Frontières, Gif sur Yvette, 1988)
- Gott J.R. et al.: *Astrophysical Journal* **306** (1986) 341
- Gould A.: *Astrophysical Journal* **321** (1987) 560
- Griest K.: *Phys. Rev.* **D38** (1988) 2357; erratum Formilab-Pub-89-139A
- Guth A.J.: *Phys. Rev.* **D23** (1981) 347
- Hansel D. et Jolicœur, T.: *Astron. Astrophys. Lett.* (1987)
- Hegyi D.J. et Olive K.A.: *Astrophysical Journal* **303** (1986) 56
- Huchra J. et Geller M.: *Astrophysical Journal* **257** (1982) 423
- Kane G.L. et Kani L.: *Nucl. Phys.* **B277** (1986) 525
- Kolb E.W., Olive K.A. et Vittorio N.: *Phys. Rev.* **D34** (1986) 934
- Kormandy J. et Knapp G.R. eds: *Dark matter in the universe*, IAU Symposium 117 (Reidel, 1987)
- Krauss L.M.: *Phys. Lett.* **128B** (1983) 37
- Krauss L.M.: Harvard preprint HUTP 85-A008a, unpublished
- Krauss L.M., Froese K., Spergel D.N. et Press W.H.: *Astrophysical Journal* **299** (1985) 1001
- Ipsen J.R. et Sikivie P.: *Phys. Rev.* **D35** (1987) 3695
- Lanos R.E., Maris H.J. et Seidel G.M.: in "Dark Matter", Proc.XXIIIrd Rencontres de Moriond, J. Audouze et J. Tran Thanh Van eds (Editions Frontières, Gif sur Yvette, 1988)
- Lee B.W. et Weinberg S.: *Phys. Rev. Lett.* **39** (1977) 165
- Lee T.D.: *Phys. Rev.* **D35** (1987) 3637
- Loh E. et Spillar E.: *Astrophysical Journal Lett.* **307** (1986) L1
- Mauzer A., Mathiez G. et Mellier Y.: *Annales de Physique* **13** (1988) 35
- Meiksin A. et Davis M.: *Astron. J.* **91** (1986) 191
- Melaney et Fowler W.J.: *Am. Scientist* **76** (1988) 472
- Mellier Y.: *Annales de Physique* **13** (1988) 39
- Milgrom S. et Bekenstein J.: in "Dark matter in the universe", IAU Symposium 117, Kormandy et Knapp eds (Reidel, 1987)
- Nakanura K., Horie H., Takahashi T. et Tanimori T.: *Phys. Lett.* **161B** (1985) 417
- Ng K.W., Olive K.A. et Srednicki M.: *Phys. Lett.* **188B** (1987) 138
- Nilles H.P.: *Phys. Rept.* **C110** (1984) 2
- Ostriker J.P.: in "Dark matter in the universe", IAU Symposium 117, Kormandy et Knapp eds (Reidel, 1987)
- Peebles P.J.E.: *Astrophysical Journal* **284** (1984) 439
- Preskill, Wise M.B. et Wilczek F.: *Phys. Lett.* **120B** (1983) 127
- Press W.H. et Spergel D.N.: *Astrophysical Journal* **321** (1985) 679
- Primack J., Soekel D. et Sautoulet B.: *Ann. Rev. Nucl. Part. Phys.* **38** (1988) 751
- Raby S. et West G.B.: *Nucl. Phys.* **B292** (1987) 793, *Phys. Lett.* **194B** (1987) 557 et *Phys. Lett.* **200B** (1988) 547
- Raby S. et West G.B.: *Phys. Lett.* **202B** (1988) 47
- Renzini A.: *Astron. Astrophys.* **171** (1987) 121
- Reus M.J.: in "Dark matter in the universe", IAU Symposium 117, Kormandy et Knapp eds (Reidel, 1987)
- Rich J., Rocchia R. et Spiro M.: *Phys. Lett.* **202B** (1988) 161
- Rich J. et Spiro M.: Saclay report DPhPE 88-04 (1988)
- Robin A.C., Crézé M. et Bicaaymé O.: in "Dark Matter", Proc.XXIIIrd Rencontres de Moriond, J. Audouze et J. Tran Thanh Van eds (Editions Frontières, Gif sur Yvette, 1988)
- Rohlfis K., Chini R., Wink J.E. et Böhme R.: *Astron. Astrophys.* **158** (1986) 181
- Ross G.G. et Segrè G.C.: *Phys. Lett.* **197B** (1987) 45
- Rubin V.C.: in "Dark matter in the universe", IAU Symposium 117, Kormandy et Knapp eds (Reidel, 1987)
- Rubin V.C., Burstein D., Ford W.K. et Thonnard N.: *Astrophysical Journal* **289** (1985) 91
- Rudaz S.: *Phys. Rev.* **D39** (1989) 3549

- Sadoullet B.: in "Dark Matter", Proc.XXIIIrd Rencontres de Moriond, J. Audouze et J. Tran Thanh Van eds (Editions Frontières, Gif sur Yvette, 1988)
- Sadoullet B., Rich J., Spiro M. et Caldwell D.O.: *Astrophysical Journal* **324** (1988) L75
- Sabau P.: in "Cosmologie et particules élémentaires" Cours de l'École de Gif 1984 (CNRS-IN2P3, Paris)
- Sancisi R. et van Albada T.S.: in "Observational Cosmology", IAU Symposium 124 (Reidel, 1987) et in "Dark matter in the universe", IAU Symposium 117, Kormandy et Knapp eds (Reidel, 1987)
- Schechter P.L.: *Ap J.* **203** (1976) 297
- Sikivie P.: *Phys. Rev. Lett.* **51** (1983) 1415
- Silk J.: *Ap J.* **151** (1968) 459
- Silk J. et Srednicki M.: *Phys. Rev. Lett.* **53** (1984) 624
- Silk J.: in "Dark Matter", Proc.XXIIIrd Rencontres de Moriond, J. Audouze et J. Tran Thanh Van eds (Editions Frontières, Gif sur Yvette, 1988)
- Smith P.F.: in 2nd ESO-CERN Symposium (L. Setti and L. Van Hove eds, 1986)
- Soucali G. et al.: *Astr. Astrophys.* **191** (1987) L19
- Spergel D.N. et Faulkner J.: *Astrophysical Journal* (1988)
- Spergel D.N. et Press W.H.: *Astrophysical Journal* **294** (1985) 663
- Spergel D.N. et Richstone D.O.: in "Dark Matter", Proc.XXIIIrd Rencontres de Moriond, J. Audouze et J. Tran Thanh Van eds (Editions Frontières, Gif sur Yvette, 1988)
- Spergel D.N.: *Phys. Rev.* **D37** (1988) 1353
- Srednicki M., Olive K.A. et Silk J.: *Nucl. Phys.* **B279** (1987) 804
- Srednicki M., Watkins R. et Olive K.A.: *Nucl. Phys.* **B310** (1988) 693
- Stecker F.J.: *Astrophysical Journal* **223** (1978) 1032
- Stecker F.J. et Tytka: *Astrophysical Journal* **343** (1989) 169
- Steigman G., Sarazin C.L., Quinara H. et Faulkner J.: *Astrophysical Journal* **83** (1978) 1050
- Thuan T.X.: in "Dark Matter", Proc.XXIIIrd Rencontres de Moriond, J. Audouze et J. Tran Thanh Van eds (Editions Frontières, Gif sur Yvette, 1988)
- Trimble V.: *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **25** (1987) 425
- Turner M.S.: Proc. 1984 Cargèse Summer School (J. Audouze et J. Tran Thanh Van eds (Editions Frontières, Gif sur Yvette, 1985)
- Turner M.S.: *Phys. Rev.* **D33** (1986) 889
- Weinberg S.: *Gravitation and Cosmology* (Wiley & Sons, N.Y., 1972)
- White S.D.M. et al.: *Mon. Not. Royal Astr. Soc.* **209** (1983) 15P
- White S.D.M.: in "Dark matter in the universe", IAU Symposium 117, Kormandy et Knapp eds (Reidel, 1987)
- White S.D.M., Fenck C., Davis M. et Efsthathiou G.: *Astrophysical Journal* **313** (1987) 505
- Whitmore B.C., McElroy D.B., Schweizer F. et Rubin V.C.: in "Dark matter in the universe", IAU Symposium 117, Kormandy et Knapp eds (Reidel, 1987)
- Witten E.: *Phys. Rev.* **D30** (1984) 279
- Yahil A., Walker D. et Rowan-Robinson M.: *Astrophysical Journal* **301** (1988) L1
- Yang J., Turner M.S., Steigman G., Schramm D.N. et Olive K.A.: *Astrophysical Journal* **281** (1984) 493
- Zel'dovich Ya. B.: *Adv. Astron. Astrophys.* **3** (1965) 241