

Laurent ZIMMERMANN

Alain JORISSEN

**La matière sombre :  
Un grand problème de  
l'astrophysique  
contemporaine**



Les Cahiers du CeDoP



# **LA MATIÈRE SOMBRE :**

## **un grand problème de l'astrophysique contemporaine**

Laurent Zimmermann  
Alain Jorissen  
Cours public d'astronomie  
U.L.B., février - mars 1998  
Édition revue, février 2007



# 1. Table des matières

1. Table des matières.....	3
2. Avertissement.....	4
3. Notre place dans l'Univers.....	5
4. Les indices de l'existence de matière sombre.....	7
4.1. La masse des amas de galaxies.....	7
4.2. Les courbes de rotation des galaxies.....	9
4.3. Arguments cosmologiques.....	12
4.4. Tests de la géométrie de l'Univers.....	15
4.4.1. Somme des angles d'un triangle.....	15
4.4.2. Dénombrement de galaxies en fonction de la distance.....	15
4.4.3. Mesure directe de la masse volumique.....	15
4.4.4. Nucléosynthèse primordiale.....	16
4.5. L'origine des galaxies.....	18
5. Natures possibles de la matière sombre.....	21
5.1. Théories physiques non standard.....	21
5.1.1. Gravitation non newtonienne.....	21
5.1.2. Constante cosmologique.....	24
5.2. Matière baryonique.....	25
5.2.1. Gaz.....	25
5.2.1.1. Gaz chaud.....	25
5.2.1.2. Gaz froid.....	25
5.2.2. Objets compacts.....	27
5.3. Matière sombre non baryonique.....	29
5.3.1. Neutrinos.....	29
5.3.2. Particules exotiques.....	31
5.3.2.1. Le modèle standard.....	31
5.3.2.2. Au-delà du modèle standard.....	32
5.3.2.3. L'histoire de l'Univers : une succession de brisures de symétries.....	34
5.3.2.4. Les wimp.....	37
5.3.2.5. Formation des grandes structures et matière sombre non baryonique : froide ou chaude ?.....	38
6. Conclusion.....	40
7. Crédits des illustrations.....	41
8. Bibliographie.....	42

## 2. Avertissement

Le présent texte a été rédigé sur la base de notes prises pendant les leçons du *Cours public d'astronomie* donné par Alain Jorissen en février et mars 1998. Il n'a en aucun cas la prétention d'être un cours en soi. Malgré la volonté d'être aussi fidèle que possible au fond de la présentation, il souffre inévitablement du biais d'un « regard » personnel et n'est sûrement pas exhaustif. Certains passages ont été mis à jour en février 2007 avec le concours de Benoît Famaey. Le *Cours public d'astronomie* est gratuit et se déroule chaque année, de septembre à mars. Il a été fondé en 1823 par Adolphe QUETELET et a été dispensé régulièrement depuis 1906. Après avoir été accueilli par la Ville de Bruxelles, il se donne actuellement sous les auspices du C.E.P.U.L.B. (Conseil de l'éducation permanente de l'Université libre de Bruxelles).

L. Z.



### 3. Notre place dans l'Univers

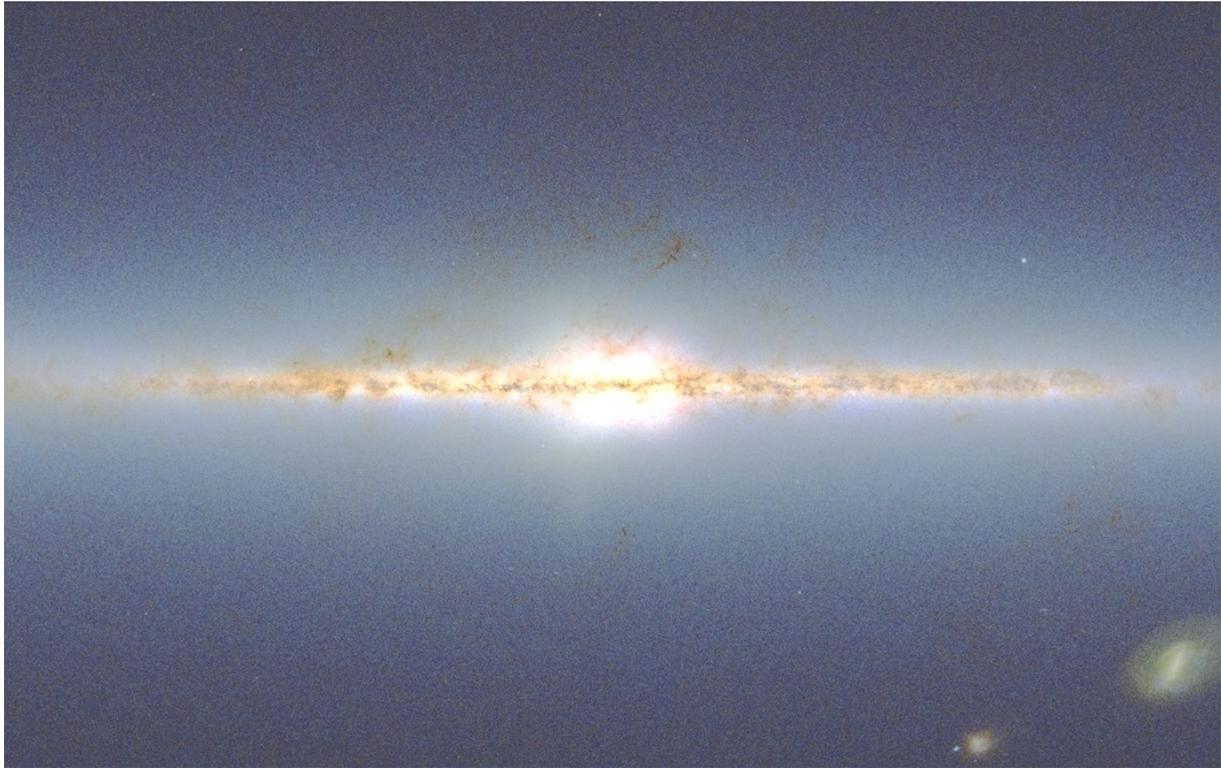


Figure 1 — Image de notre Galaxie, obtenue dans le domaine infrarouge par 2MASS (*Two Micron All Sky Survey*). La concentration de poussières près du plan galactique et le bulbe sont bien visibles. Les Nuages de Magellan sont deux galaxies satellites de la nôtre ; ils sont visibles à droite de l'image, dans l'hémisphère galactique sud.

Lorsque nous étudions l'environnement de notre système solaire, nous nous apercevons que celui-ci est situé à l'intérieur d'une structure qui compte de l'ordre de deux cents milliards d'étoiles : la Galaxie (figure 1). Au voisinage du Soleil, on dénombre 70 étoiles jusqu'à 20 années de lumière (al). Des amas globulaires se répartissent dans le halo galactique. Le diamètre du disque galactique, déterminé sur la base des étoiles visibles, est voisin de 100 000 années de lumière.

D'autres galaxies sont voisines de la nôtre (figure 2) : les Nuages de Magellan (à 170 000 al et 200 000 al), la galaxie d'Andromède M31 (à 2 300 000 al). Les galaxies elles-mêmes sont associées en amas et les amas en superamas (figure 3). L'amas local est constitué de notre Galaxie, de la galaxie d'Andromède, des Nuages de Magellan et de quelques autres petites galaxies. L'Univers présente donc une structure très hiérarchisée (figure 4).

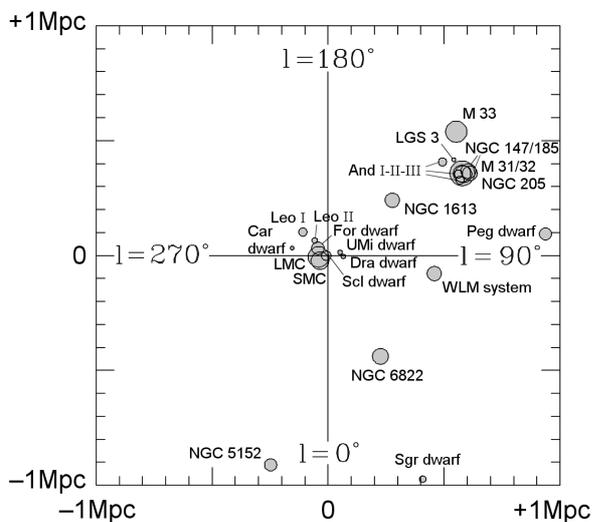
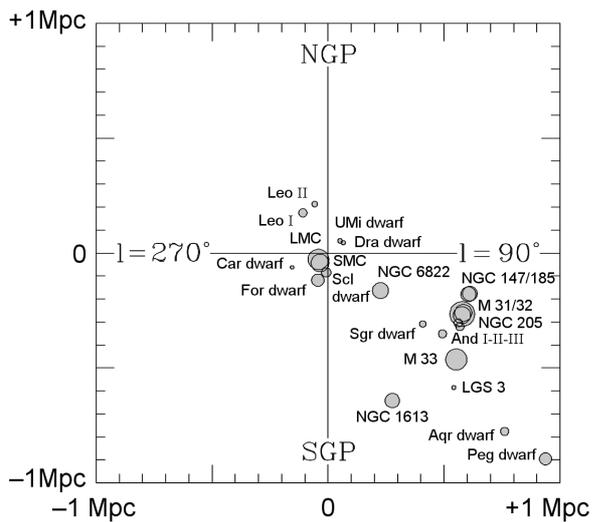


Figure 2 — Localisation des galaxies du groupe local. Les deux diagrammes présentent leurs positions projetées sur le plan perpendiculaire à la ligne de visée du Soleil vers le centre de la Galaxie (en haut) et sur le plan de notre Galaxie (en bas).

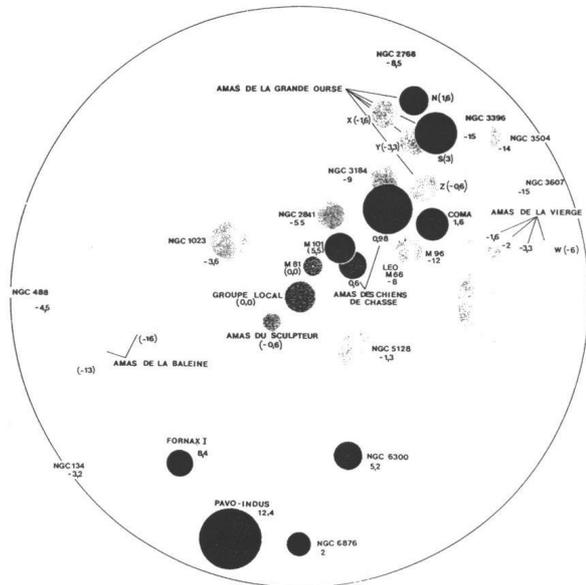


Figure 3 — Répartition d'amas de galaxies au voisinage de l'amas local. Les principaux sont ceux de la Vierge, des Chiens de Chasse et de la Grande Ourse.

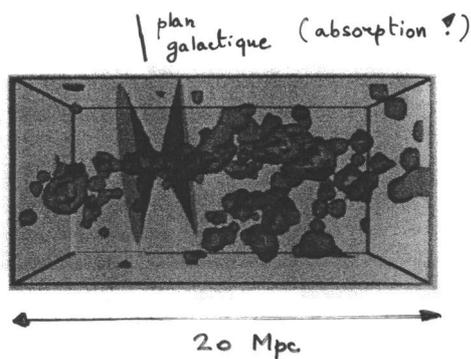


Figure 4 — Répartition tridimensionnelle des galaxies proches. L'absence de galaxies dans l'espace compris entre les deux cônes évasés opposés est due à l'impossibilité de les observer dans les directions voisines du plan de la Voie lactée, en raison de l'absorption par le gaz et les poussières interstellaires.

## 4. Les indices de l'existence de matière sombre

### 4.1. La masse des amas de galaxies

En 1933, Fritz Zwicky [*Helv. Phys. Acta*, 6, 110] étudie l'amas de galaxies *Coma* et se demande s'il constitue une structure stable. S'il est vraiment lié par la gravitation, la mesure des vitesses des galaxies qui le composent doit permettre de déterminer sa masse totale. Imaginons (figure 5), à la périphérie d'un amas de masse  $M$ , une galaxie de masse  $m$  animée d'une vitesse  $v$ . Si l'amas est lié, la galaxie décrit une trajectoire autour du centre de masse de l'amas ; pour simplifier, nous supposons qu'il s'agit d'un mouvement circulaire et uniforme de rayon  $r$ . L'attraction gravitationnelle exercée par l'amas est la force centripète nécessaire à ce mouvement :

$$\frac{GMm}{r^2} = m \frac{v^2}{r}.$$

On en déduit que

$$v = \sqrt{\frac{GM}{r}} \quad (1)$$

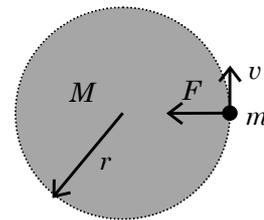


Figure 5 — Détermination dynamique de la masse d'un amas de galaxies.

d'où l'on peut tirer la masse puisque l'on connaît la vitesse par la mesure de l'effet Doppler. Zwicky constate que la masse qu'il déduit par cette méthode dynamique est dix à cent fois supérieure à la masse qu'il déduit de la comptabilisation de la matière visible, sur la base de la relation masse - luminosité admise pour les étoiles de type solaire (figure 6) :

$$M/L \approx 1 \times (M/L)_{\odot}.$$

Il trouve, en effet, pour l'amas de la Vierge, un rapport :

$$(M/L) \geq 100 \times (M/L)_{\odot}.$$

En conclusion, si l'on veut expliquer les résultats obtenus par Zwicky, il faut envisager l'une des hypothèses suivantes :

1. il existe au sein de l'amas beaucoup d'objets peu lumineux (par exemple de type naines blanches) non comptabilisés par Zwicky ;
2. les amas (du type de l'amas de *Coma*) ne sont pas des structures stables ;
3. la loi de la gravitation n'est pas valable à grande échelle.

La deuxième hypothèse n'est pas confirmée par l'observation, qui montre des amas à toutes les distances, donc à toutes les époques de l'évolution de l'Univers.

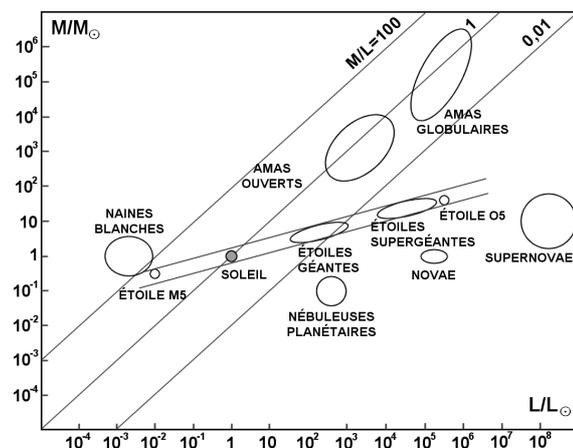


Figure 6 — Relation masse - luminosité pour les objets typiques présents dans une galaxie spirale. Le rapport  $M/L$  (en unités solaires) est compris entre  $10^{-4}$  et 30 pour les étoiles. Il ne dépasse 100 que pour les naines blanches.

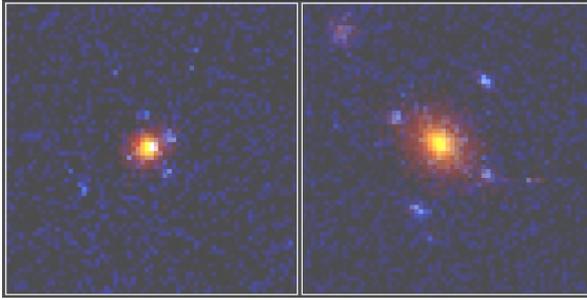


Figure 7 — Effet de lentille gravitationnelle en « croix d'Einstein ».

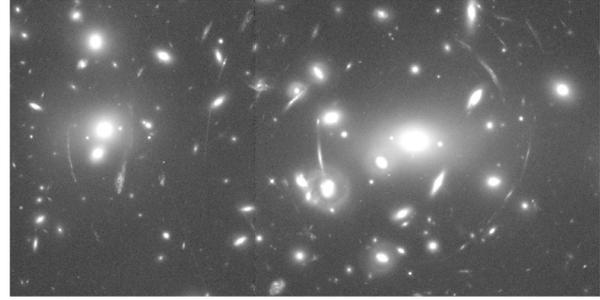


Figure 8 — Mirages gravitationnels dans l'amas Abell 2218.

La troisième hypothèse a fait l'objet de recherches [Milgrom, *Ap. J.*, 270, 365, 1983] visant à développer une théorie modifiée de la gravitation (*Modified Newtonian Dynamics*, MOND, voir page 21). Cependant, cette modification de la théorie de la gravitation doit pouvoir se généraliser dans le cadre relativiste, puisque dans ce cadre aussi on aboutit à la conclusion qu'il doit exister une grande quantité de matière sombre dans l'Univers.

Rappelons qu'en relativité générale la notion de force est remplacée par celle de courbure de l'espace-temps et que cette théorie permet notamment d'expliquer le phénomène de lentille gravitationnelle, par exemple la croix d'Einstein (figure 7) formée par des « mirages » du quasar 2237+0305, situé à  $8 \times 10^9$  al et causés par une galaxie lentille vingt fois plus proche, ou encore les mirages dans l'amas Abell 2218 (figure 8) ou l'amas 0024+1654 (figure 9).

L'angle  $i$  compris entre la direction géométrique de la source et celles dont parviennent les rayons lumineux est donné par (figure 10) :

$$i = \sqrt{\frac{4GM_L}{c^2} \left( \frac{1}{d_L} - \frac{1}{d_S} \right)}. \quad (2)$$

On en déduit des rapports masse / luminosité  $(M/L) \geq 300 \times (M/L)_\odot$ , alors que pour les étoiles de type solaire ils sont de l'ordre de  $1 \times (M/L)_\odot$  et pour les étoiles géantes et supergéantes de l'ordre de 0,1 à  $0,01 \times (M/L)_\odot$ .



Figure 9 — L'amas de galaxies 0024+1654 joue le rôle de lentille gravitationnelle et produit des images en forme d'arcs de galaxies plus lointaines (NASA/HST).

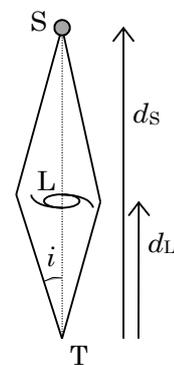


Figure 10 — Géométrie du phénomène de lentille gravitationnelle.

## 4.2. Les courbes de rotation des galaxies

D'autres indices confirment la réalité du problème de la matière sombre, notamment les courbes de rotation des galaxies. La courbe de rotation d'une galaxie est un graphique qui présente, en fonction de la distance au centre, la vitesse à laquelle la matière est entraînée par la rotation. Elle constitue un indicateur de la répartition de masse au sein de la galaxie.

Au sein du système solaire, il est possible d'établir une telle courbe avec les planètes (figure 11). Elle présente une décroissance en  $\sqrt{1/r}$ , typique du mouvement keplérien, puisque dans le système solaire 99 % de la masse est concentrée dans le corps central, le Soleil.

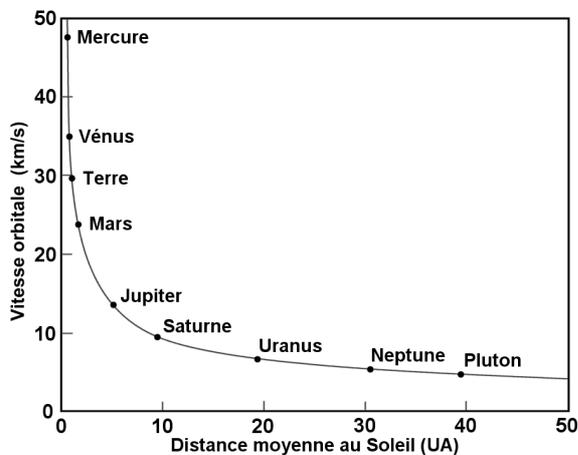


Figure 11 — Relation entre la vitesse orbitale de chaque planète du système solaire et sa distance au Soleil. La vitesse est inversement proportionnelle à la racine carrée de la distance au Soleil, loi typique des mouvements keplériens pour lesquels le corps central renferme l'essentiel de la masse du système.

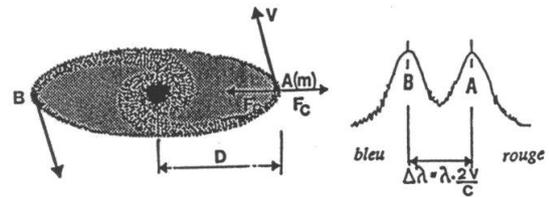


Figure 12 — Détermination spectroscopique de la vitesse de rotation d'une galaxie en fonction de la distance à son centre : le décalage Doppler des raies dans les spectres des sources A et B est proportionnel à la vitesse à laquelle la rotation les entraîne.

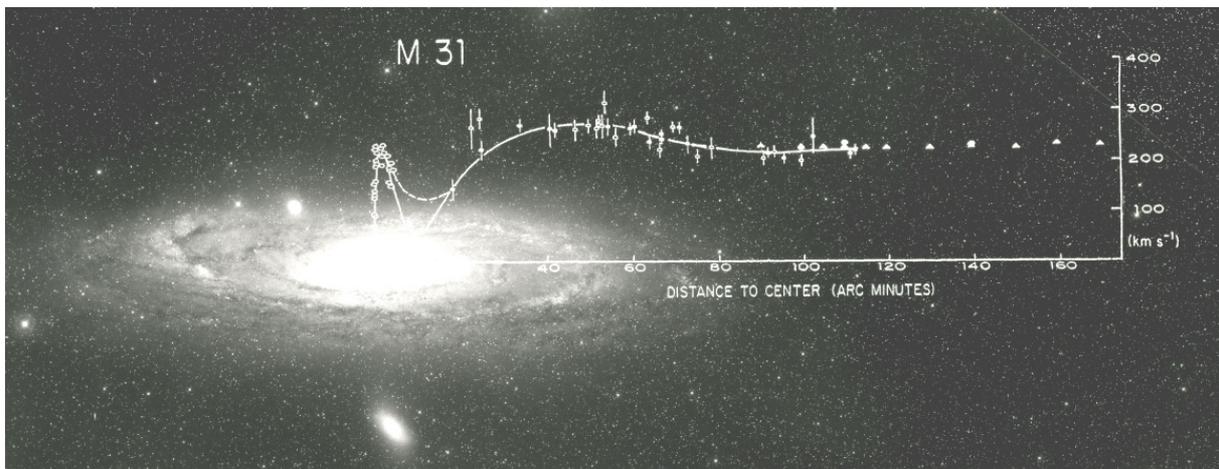


Figure 13 — La galaxie d'Andromède (M 31) est voisine de la nôtre. À sa photo est superposé un graphique des vitesses des nuages de gaz ionisé (cercles) et des nuages d'hydrogène neutre (triangles). On remarque que les vitesses demeurent élevées loin au-delà des limites visibles de la galaxie.

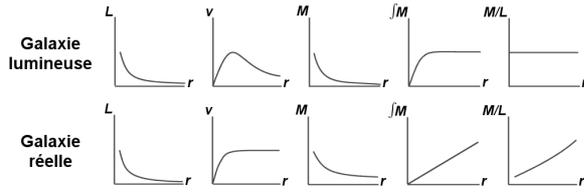


Figure 14 — Comparaison schématique de différentes caractéristiques pour une galaxie lumineuse et une galaxie réelle en fonction de la distance au centre (L : luminosité, M : masse, v : vitesse).

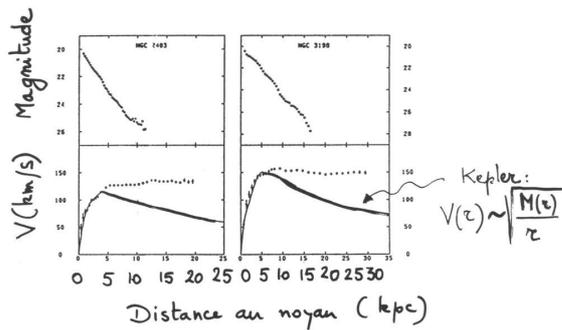


Figure 15 — Fonction de luminosité et vitesse de rotation en fonction de la distance au centre pour deux galaxies. Les courbes de rotation ne sont pas caractéristiques d'un mouvement képlérien : les régions centrales de ces galaxies ne renferment donc pas l'essentiel de la masse.

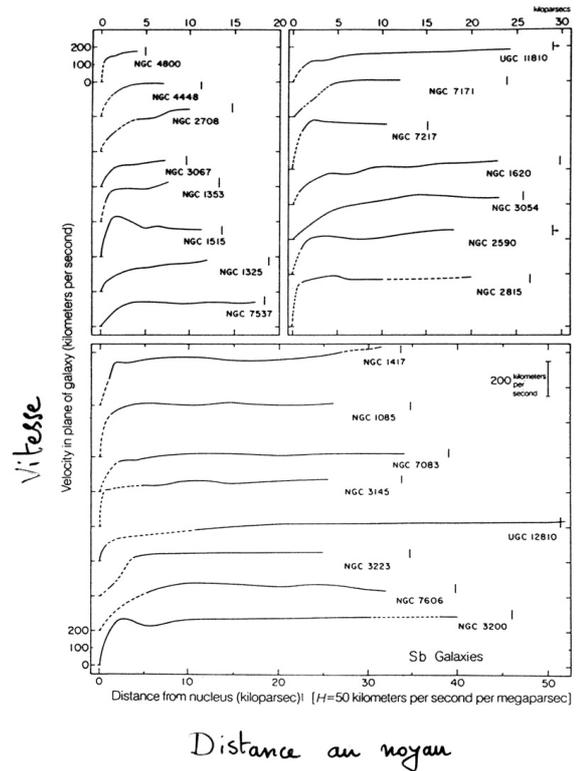


Figure 16 — Courbes de rotation de diverses galaxies de type Sb (spirales du même type que notre Galaxie). Le « plateau » qui se prolonge jusqu'à la limite du disque visible est révélateur du fait que le noyau de ces galaxies est loin de renfermer l'essentiel de leur masse.

Dans le cas des galaxies, les courbes de rotation sont obtenues grâce à l'effet Doppler (figure 12). L'exemple de la grande galaxie d'Andromède (M 31) est illustré ci-dessus (figure 13).

Les courbes de rotation des galaxies présentent un plateau, traduisant le fait que la vitesse de rotation reste constante au-delà d'une certaine distance du centre de la galaxie (figures 14, 15, 16). Or le noyau est la partie la plus lumineuse de la galaxie et il devrait donc contenir l'essentiel de sa masse ; la courbe de rotation devrait donc décroître en  $\sqrt{1/r}$  [voir l'équation (1)], comme c'est le cas dans le système solaire.

Le Soleil, les amas globulaires du halo et les Nuages de Magellan ont tous à peu près la même vitesse de 200 km/s autour du centre de la Galaxie, alors qu'ils s'en trouvent à des distances très différentes. La masse  $M(r)$  contenue dans une sphère de rayon  $r$  dont le centre coïncide avec celui de la Galaxie augmente donc proportionnellement à cette distance :  $M(r) \propto r$  en vertu de l'équation 1 (figure 17). Ces observations conduisent à postuler l'existence d'un second halo, formé de matière invisible, entourant le halo visible des amas globulaires, et dont le rayon vaut au moins 300 000 al (figure 18). Ce halo invisible englobe donc les Nuages de Magellan !

Aux plus grandes échelles (superamas), le problème semble s'accroître (figure 19). Ainsi, quelle que soit l'échelle considérée, il semble qu'il y ait 90 % de la matière massive qui ne se manifeste que par ses effets gravitationnels, et pas par l'émission de lumière (figure 20) :

$$\frac{M_{\text{totale}}}{M_{\text{lumineuse}}} \approx 10.$$

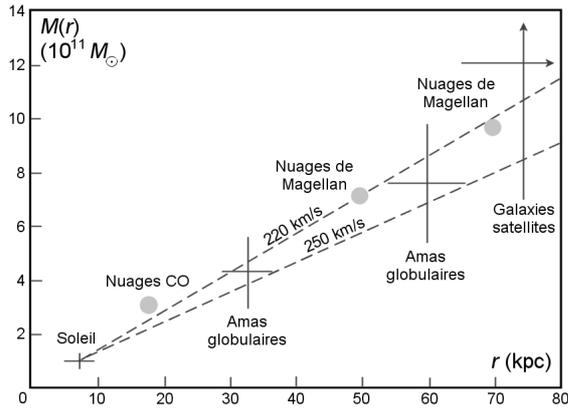


Figure 17 — Résultats de déterminations dynamiques de la masse  $M(r)$  contenue dans une sphère de même centre que la Galaxie et de rayon  $r$ , en fonction de celui-ci. Des quantités considérables de matière sont présentes en dehors du noyau, et même bien au-delà des limites du disque.

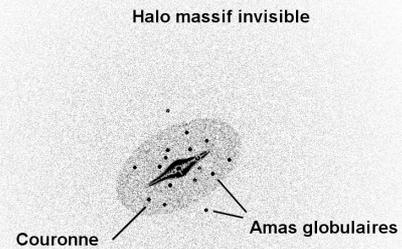


Figure 18 — Une galaxie spirale pourrait être entourée d'un halo massif de matière invisible, bien plus étendu que le disque lui-même.

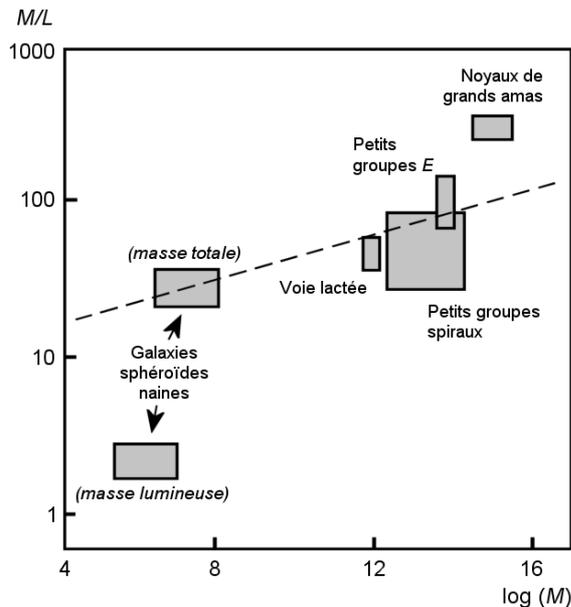


Figure 19 — L'existence de matière sombre s'avère à toutes les échelles. Le rapport  $M/L$  (en unités solaires) est voisin de 2 pour la masse lumineuse de la Galaxie, de 20 pour les petites galaxies sphéroïdales, de 30 pour les galaxies spirales (dont la Voie lactée) et de 300 pour les noyaux des grands amas.

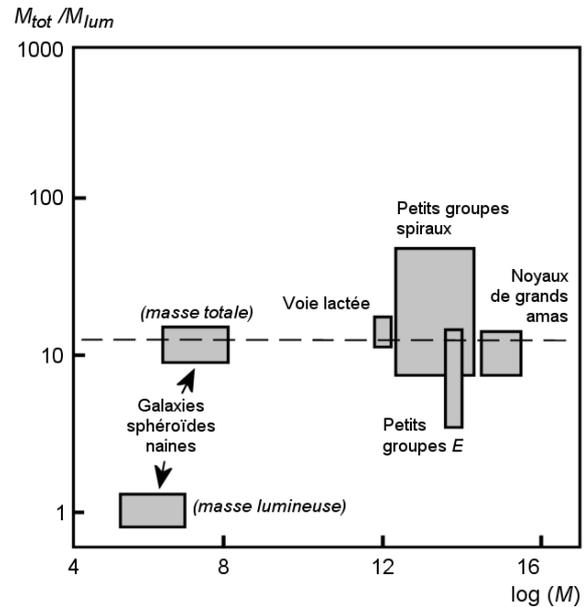


Figure 20 — Quelle que soit l'échelle considérée (en masse ou en dimension), la masse totale des diverses structures « classiques » de l'Univers semble une dizaine de fois plus grande que la masse lumineuse visible. Ainsi, aucun rayonnement, de l'IR au X, n'a été détecté à ce jour pour 90 % de la matière (exception faite d'une faible émission X par le gaz chaud présent dans les grands amas de galaxies).

### 4.3. Arguments cosmologiques

Rappelons qu'en 1929 Edwin Hubble découvre à l'observatoire du mont Wilson que les galaxies semblent s'éloigner d'autant plus vite de la Terre que leur taille apparente est plus petite, donc qu'elles sont plus lointaines (figure 21). Il met en outre en évidence l'existence d'une relation de proportionnalité entre la vitesse de récession ( $v$ ) d'une galaxie et sa distance ( $d$ ) :

$$v = H_0 d.$$

La constante  $H_0$  est baptisée constante de Hubble. Sa valeur actuellement admise est<sup>1</sup>  $H_0 \approx (75 \pm 10) \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}$ . À l'époque de la publication de son article original, Hubble avait trouvé 500, en raison du mauvais étalonnage de l'échelle des distances cosmiques (figure 22).

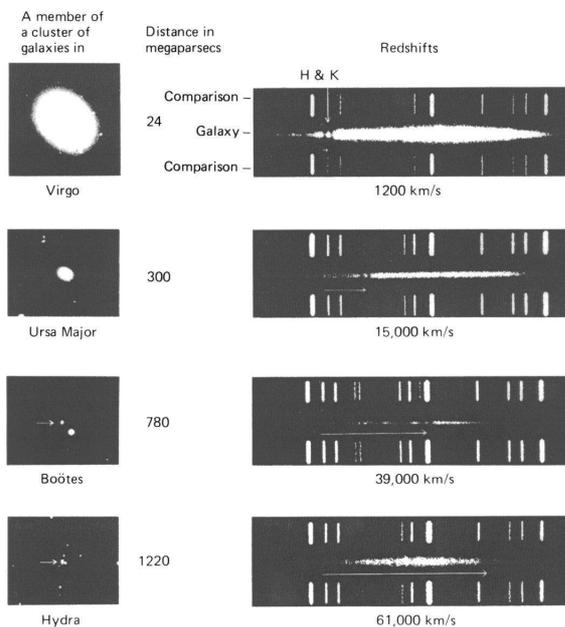


Figure 21 — Observation du décalage vers le rouge de plus en plus prononcé (spectres à droite) pour des galaxies de plus en plus éloignées (et donc apparemment de plus en plus petites et faibles).

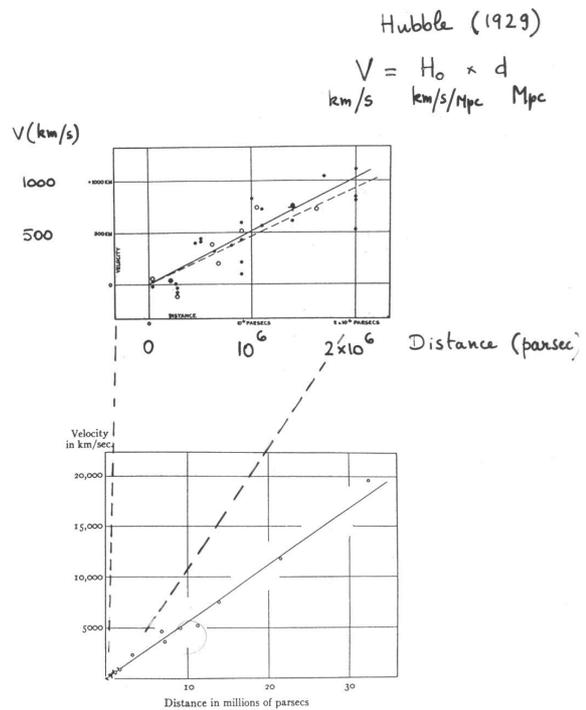


Figure 22 — Les premiers digrammes vitesse de récession ( $v$ ) – distance ( $d$ ) élaborés par Edwin Hubble dès 1929. On constate que la constante de proportionnalité ( $H_0$ ) est proche de  $500 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}$ . Depuis lors, sa valeur a été revue à la baisse à la suite de meilleurs étalonnages des indicateurs de distances cosmiques.

L'interprétation standard de cette fuite apparente des galaxies consiste à l'attribuer à une expansion globale de la trame d'espace-temps de l'Univers. Cependant, il existe d'autres explications, notamment la théorie d'un Univers quasi stationnaire avec création continue de matière, proposée en 1948 par Fred Hoyle, Thomas Gold et Hermann Bondi afin d'expliquer certains décalages vers le rouge anormaux comme celui observé au sein du Quintette de Stephan : il s'agit d'un groupe de cinq galaxies, dont certaines sont reliées par des ponts de matière et qui possèdent pourtant des vitesses de récession très différentes (figure 23). On

<sup>1</sup> Unité : kilomètre par seconde et par mégaparsec.  $1 \text{ Mpc} = 10^6 \text{ pc} \approx 3,26 \times 10^6 \text{ al}$ .

trouvera une revue récente de la théorie alternative de l'univers quasi stationnaire dans *The Universe at Large* (voir bibliographie).

Si l'Univers n'est pas statique, quel a été son passé et quel sera son avenir ? Tout d'abord, l'extrapolation vers le passé d'un univers actuellement en expansion conduit à supposer l'existence d'un stade initial singulier, où la matière de l'Univers actuel se trouvait avoir une masse volumique extrêmement élevée, stade surnommé ironiquement « *Big Bang* » par Fred Hoyle, son détracteur peut-être le plus acharné.

Quant à son avenir, la réponse dépend de manière cruciale d'un paramètre : sa masse volumique (on dit souvent sa « densité »). Si la masse volumique de l'Univers est plus grande qu'une valeur critique, la gravité sera suffisante pour ralentir et renverser l'expansion et l'Univers finira par se contracter sur lui-même (Univers *fermé* se soldant par un « *Big Crunch* »), sinon il s'étendra indéfiniment (Univers *ouvert*). Dans la situation intermédiaire, l'expansion continuerait sans cesse, avec cependant une vitesse qui tendrait vers zéro (figure 24).

La valeur de la densité critique peut être déterminée théoriquement. Considérons un volume sphérique arbitraire de l'Univers, de rayon  $r$  bien supérieur aux dimensions d'un amas de galaxies. Si  $\rho$  est la masse volumique moyenne dans cette sphère, celle-ci contient une masse qui vaut :

$$M = \frac{4}{3} \pi r^3 \rho.$$

Une galaxie de masse  $m$  à la surface de cette sphère possède une énergie potentielle

$$U = -\frac{GMm}{r} = -\frac{4\pi m r^2}{3} \rho G$$

et, si la vitesse d'expansion de la surface de cette sphère est  $v = H_0 r$ , la galaxie possède une énergie cinétique

$$K = \frac{1}{2} m v^2 = \frac{1}{2} m H_0^2 r^2.$$



Figure 23 — Le Quintette de Stephan est un groupe de cinq galaxies observées dans des directions très voisines (de droite à gauche, NGC 7317, NGC 7318A et 7318B, NGC 7319 en haut et NGC 7320 en bas). Des ponts de matière semblent jetés entre elles, pourtant le décalage vers le rouge de la première (environ  $1000 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ ) est très différent de celui des autres (entre  $6000$  et  $7000 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ ). Ceci leur donnerait des distances très différentes, incompatibles avec l'existence de ponts de matière entre elles.

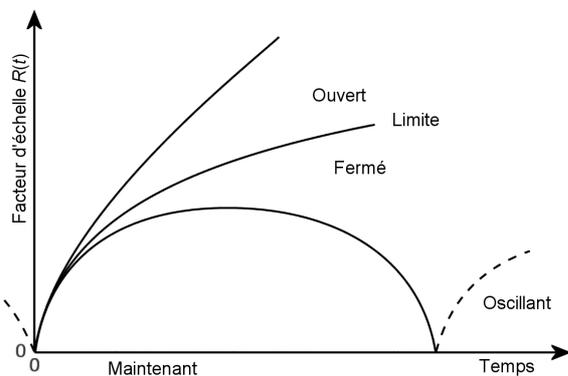


Figure 24 — Modèles d'évolution de l'échelle des distances dans l'Univers au cours du temps, selon que  $\Omega < 1$  (Univers ouvert),  $\Omega = 1$  (limite) ou  $\Omega > 1$  (Univers fermé).

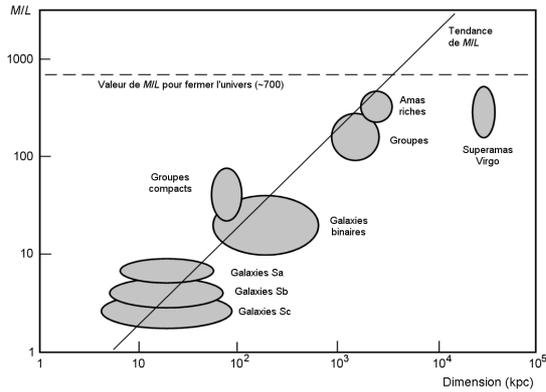


Figure 25 — Comparaison des rapports  $M/L$  déterminés pour différentes structures galactiques et supragalactiques avec la valeur du rapport  $M/L$  minimum pour un univers fermé (environ 700 fois celui du Soleil).

L'énergie totale de la galaxie est donc

$$E = K + U = m r^2 \left( \frac{H_0^2}{2} - \frac{4}{3} \pi \rho G \right).$$

Si la masse volumique est trop faible, l'énergie est positive et la galaxie s'éloignera indéfiniment. Si elle est trop grande, l'énergie est négative, la vitesse n'est pas suffisante pour vaincre la gravité, de sorte que l'expansion sera suivie d'une phase de contraction. La masse volumique critique ( $\rho_c$ ), pour laquelle l'énergie est nulle, satisfait l'équation

$$\frac{H_0^2}{2} = \frac{4}{3} \pi \rho_c G.$$

On en déduit :

$$\rho_c = \frac{3 H_0^2}{8 \pi G}.$$

En posant pour la constante de Hubble  $H_0 = h \times 100 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}$  ( $h$  étant de l'ordre de 0,75 selon les estimations les plus récentes), on calcule<sup>2</sup> que la masse volumique critique correspond à  $11 h^2$  atomes d'hydrogène par mètre cube, soit  $1,9 \times 10^{-29} h^2 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ . En divisant cette valeur par une estimation de la luminosité moyenne par unité de volume à l'échelle des amas de galaxies, on obtient un rapport  $M/L$  critique de l'ordre de 700 fois celui du Soleil (figure 25).

### Calcul de la masse volumique critique

Le calcul serait anodin s'il ne devait être effectué à partir de la constante de Hubble exprimée avec une unité curieuse : le kilomètre par seconde et par mégaparsec. Ramenons-nous aux unités de base du SI. D'abord,

$$100 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} = 10^5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}.$$

Ensuite,  $1 \text{ Mpc} = 10^6 \text{ pc}$  où le parsec est, par définition, la distance à laquelle une unité astronomique ( $1 \text{ UA} \approx 149,6 \times 10^6 \text{ km}$ ) sous-tend un angle de  $1''$ . Le mégaparsec vaut donc ( $\text{tg } 1'' \approx 1''$  exprimée en radian) :

$$\begin{aligned} 1 \text{ Mpc} &= 10^6 \times \frac{360 \times 3600''}{2\pi} \times 1 \text{ UA} \\ &\approx 10^6 \times 206\,264,8... \times 149,6 \times 10^9 \text{ m} \\ &\approx 3,086 \times 10^{22} \text{ m} \end{aligned}$$

En rassemblant ces deux résultats, on trouve que

$$\begin{aligned} 100 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1} &= \frac{10^5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}}{3,086 \times 10^{22} \text{ m}} \\ &\approx 3,241 \times 10^{-18} \text{ s}^{-1}. \end{aligned}$$

En posant  $H_0 = h \times 100 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}$ , on a alors pour la valeur de la masse volumique critique :

$$\begin{aligned} \rho_c &= \frac{3 H_0^2}{8 \pi G} \\ &= \frac{3 h^2 \times (3,241 \times 10^{-18})^2 \text{ s}^{-2}}{8 \times 3,1416 \times 6,672 \times 10^{-11} \text{ m}^3 \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{s}^{-2}} \\ &= h^2 \times 1,879 \times 10^{-26} \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}. \end{aligned}$$

En adoptant  $h = 0,75$ , on trouve finalement  $\rho_c \approx 1,056 \times 10^{-29} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ .

<sup>2</sup> Voir l'encadré *Calcul de la masse volumique critique*.



## 4.4. Tests de la géométrie de l'Univers

Les propriétés géométriques de l'Univers sont directement corrélées à la valeur du paramètre sans dimension  $\Omega$  défini par

$$\Omega = \frac{\rho}{\rho_c},$$

rapport entre la masse volumique réelle de l'Univers à la masse volumique critique. On peut montrer que l'Univers possède une géométrie sphérique si  $\Omega > 1$ , plane si  $\Omega = 1$  (son expansion se ralentissant de plus en plus lentement pour ne s'arrêter qu'après un temps infini) ou hyperbolique si  $\Omega < 1$ .

Plusieurs tests sont envisageables pour déterminer la géométrie réelle de l'Univers.

### 4.4.1. Somme des angles d'un triangle

Dans une géométrie plane ou euclidienne ( $\Omega = 1$  et  $\rho = \rho_c$ ), la somme des angles d'un triangle vaut  $180^\circ$  ; elle est inférieure dans une géométrie hyperbolique ( $\Omega < 1$  et  $\rho < \rho_c$ ) et supérieure dans le cadre d'une géométrie sphérique ( $\Omega > 1$  et  $\rho > \rho_c$ ). Ce test doit être réalisé sur un triangle d'une taille supérieure à la taille caractéristique d'un amas et apparaît donc impraticable (figure 26, schémas de la première ligne).

### 4.4.2. Dénombrement de galaxies en fonction de la distance

La manière dont augmente le nombre de galaxies observables en fonction de la distance jusqu'à laquelle on les compte dépend, elle aussi, de la géométrie de l'Univers : l'augmentation est de plus en plus faible dans une géométrie sphérique, de plus en plus grande dans le cas d'une géométrie hyperbolique et elle reste constante dans le cas d'une géométrie plane (figure 26, schémas des trois dernières lignes). Ce test présuppose évidemment que les galaxies se répartissent uniformément sur la trame d'espace-temps de l'Univers. Mais ce test n'est pas praticable non plus, parce que cette condition n'est pas nécessairement remplie et que les galaxies sont susceptibles d'évoluer tout au long de l'histoire de l'Univers (fusionnements, variations de brillance...).

### 4.4.3. Mesure directe de la masse volumique

La mesure de la masse contenue dans les amas de galaxies, selon les principes exposés précédemment (méthode dynamique de Zwicky, lentilles gravitationnelles), permet d'estimer  $\rho$  directement. Les estimations dynamiques plafonnent vers  $\Omega \approx 0,2 - 0,3$  (figure 27). Cette valeur est éminemment « suspecte » aux yeux

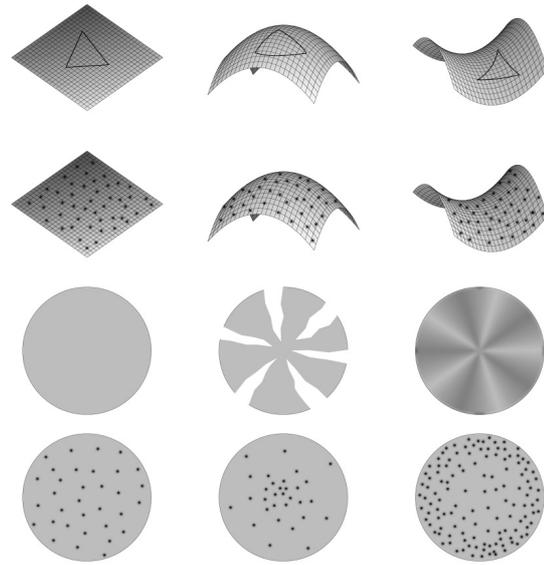


Figure 26 — Illustration de l'effet de la courbure de l'Univers sur la somme des angles d'un triangle et les dénombrements de galaxies dans un univers homogène : la répartition observée est uniforme s'il est plan ( $\Omega = 1$  ; schémas à gauche), diminue ou augmente avec la distance selon qu'il est sphérique ( $\Omega > 1$  ; au milieu) ou hyperbolique ( $\Omega < 1$  ; à droite).

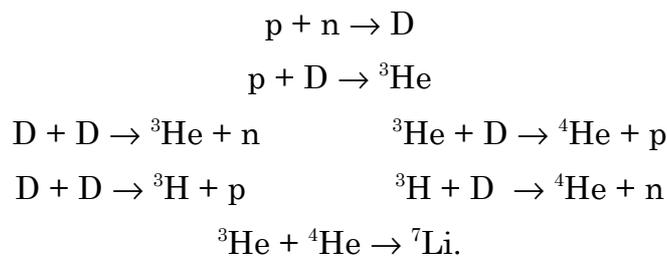
des cosmologistes : elle est beaucoup trop proche de 1. En effet, les modèles montrent que, avec une constante de Hubble  $H_0 = 50 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{Mpc}^{-1}$  et un âge de l'Univers voisin de  $20 \times 10^9$  ans,  $\Omega$  n'aurait dû différer que de  $10^{-14}$  de la valeur critique ( $\Omega = 1$ ) lorsque l'Univers était âgé de 1 s pour que la valeur actuelle soit  $\Omega = 0,2$  :

$$\frac{|\Omega(1 \text{ s}) - \Omega_{\text{crit}}(1 \text{ s})|}{\Omega_{\text{crit}}(1 \text{ s})} < 10^{-14}$$

Le caractère extrêmement restrictif de cette contrainte la rend peu vraisemblable. Au contraire, les modèles cosmologiques montrent que si  $\Omega$  a été exactement égal à 1 dans le passé, il doit avoir la même valeur actuellement. La tentation est donc grande de supposer que l'Univers possédait dans le passé une masse volumique exactement égale à la valeur critique ( $\Omega = 1$ ) ; il s'ensuit que ce devrait encore être le cas actuellement. Par conséquent, si les déterminations basées sur la dynamique des amas de galaxies plafonnent à  $\Omega = 0,3$ , il faut supposer qu'il existe de la masse ailleurs que dans les amas de galaxies. Mais où ? Il pourrait s'agir de matière disséminée dans les « vides » entre les amas de galaxies (leur distribution évoque une structure en éponge ou en nid d'abeilles).

#### 4.4.4. Nucléosynthèse primordiale

La nucléosynthèse primordiale (celle qui a eu lieu au début de l'existence de l'Univers, peu après le *Big Bang*, lorsque la température ambiante atteignait ou dépassait plusieurs millions de kelvins) permet également de déterminer  $\Omega$ . Les réactions ayant eu lieu à cette époque sont légèrement différentes de celles qui se déroulent aujourd'hui encore dans le cœur des étoiles de masse  $M \leq M_{\odot}$  sur la série principale :



La température baissant rapidement, les réactions se sont arrêtées et les abondances des différents nucléides ont été figées.

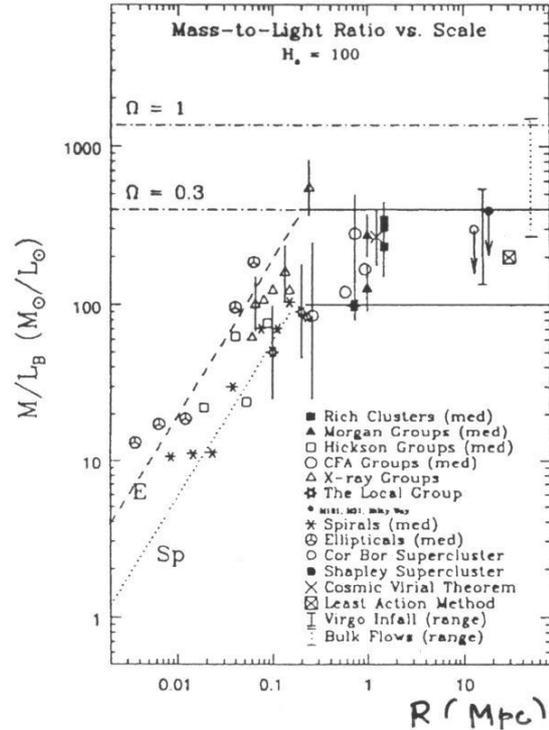


Figure 27 — Les diverses estimations dynamiques du rapport  $M/L$  d'objets à des échelles de plus en plus grandes (axe horizontal sur la figure) plafonnent à des valeurs qui correspondent à  $\Omega \approx 0,3$ .

La nucléosynthèse primordiale produit seulement D (deutérium),  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^4\text{He}$  (hélium 3 et 4) et  ${}^7\text{Li}$  (lithium), dans des proportions qui peuvent être calculées à partir d'un modèle cosmologique fournissant le taux de décroissance de la température de l'Univers et à partir des sections efficaces des réaction nucléaires impliquées. Un paramètre important dans ce calcul est la *densité baryonique*, rapport du nombre de baryons (protons et neutrons) au nombre de photons.

Dans la mesure où l'on soupçonne que la masse volumique de l'Univers serait la somme de différentes contributions (non seulement les baryons, mais aussi des neutrinos ou des particules exotiques), on distingue celles-ci en écrivant

$$\rho = \rho_b + \rho_{\dots} + \rho_{\dots} + \dots$$

Le paramètre sans dimension  $\Omega$  admettra lui aussi une décomposition similaire :

$$\Omega = \Omega_b + \Omega_{\dots} + \Omega_{\dots} + \dots$$

La densité baryonique peut aussi s'exprimer en terme de masse volumique baryonique  $\rho_b$  ou de

$$\Omega_b = \frac{\rho_b}{\rho_c}$$

La comparaison des abondances calculées avec les abondances primordiales, observées dans des objets très vieux comme les étoiles du halo ou les quasars, pour le deutérium (D), l'hélium ( ${}^3\text{He}$ ,  ${}^4\text{He}$ ) et le lithium ( ${}^7\text{Li}$ ) permet de déterminer que  $\Omega_b \approx 0,016 h^{-2}$ , soit  $\rho_b \approx 5 \times 10^{-31} h^{-2} \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$  (figure 28). Il s'agit là d'une valeur concernant la matière baryonique uniquement (la nucléosynthèse primordiale ne concerne pas la matière exotique). Elle est en désaccord total avec la valeur  $\Omega = 0,3$  déduite de la dynamique des amas de galaxies (à moins d'adopter une valeur *ad hoc* pour  $h$ , de l'ordre de 0,23, mais incompatible avec les meilleures estimations actuelles<sup>3</sup>  $h \approx 0,7$ ). Pour  $h = 0,7$ , on obtient  $\Omega_b = 0,03$  et il paraît donc inévitable de supposer qu'une fraction importante de la matière de l'Univers est non baryonique<sup>4</sup>.

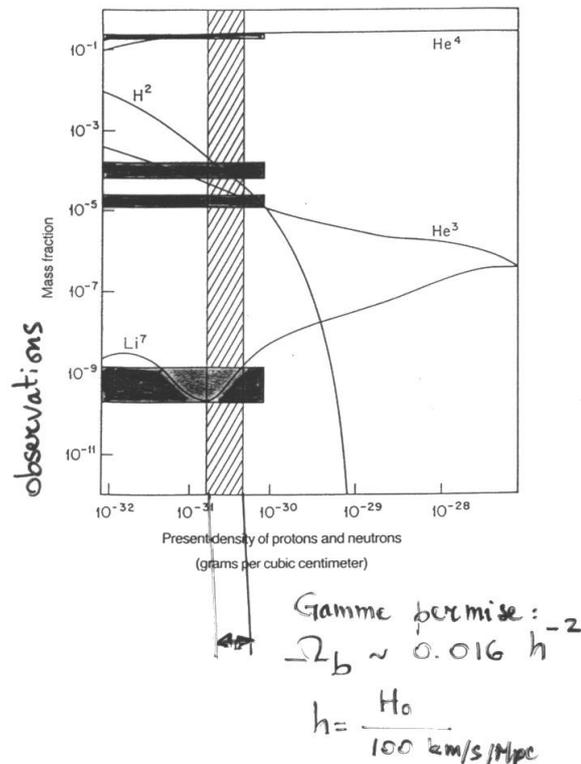


Figure 28 — Les théories de la nucléosynthèse primordiale permettent de calculer les abondances des différents isotopes ( ${}^2\text{H}$ ,  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^7\text{Li}$ ) en fonction de valeurs possibles de la masse volumique baryonique actuelle de l'Univers. La simple observation des proportions en masse de ces isotopes permet de déduire quelle est la vraie valeur de la masse volumique baryonique actuelle. Celle-ci semble se situer entre  $10^{-31}$  et  $10^{-30} \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$ .

<sup>3</sup> Récemment, l'étude de céphéides dans la proche galaxie M 100 a fourni pour la constante de Hubble la valeur de  $(82 \pm 17) \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{Mpc}^{-1}$ , tandis que l'étude des supernovae de type Ia donne  $(67 \pm 7) \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{Mpc}^{-1}$ .

<sup>4</sup> Des tentatives visant à concilier les estimations dynamiques et nucléosynthétiques de  $\Omega_b$  ont été réalisées dans le cadre de théories non standard de la nucléosynthèse primordiale (« Big Bang inhomogène »), mais n'ont pas été couronnées de succès.

## 4.5. L'origine des galaxies

Un dernier argument en faveur de l'existence de matière sombre est fourni par la comparaison entre l'isotropie du rayonnement fossile à 3 K et l'inhomogénéité de l'Univers au niveau de ses grandes structures.

Rappelons l'origine de ce rayonnement fossile. Immédiatement après le *Big Bang*, la matière qui forme l'Univers est très chaude. Elle se trouve alors sous forme de plasma, mélange de protons et d'électrons libres, totalement opaque au rayonnement. Au cours de l'expansion, la température diminue et, après 300 000 ans, elle passe sous la barre des 3 000 K. On assiste alors à la recombinaison des électrons et des protons pour former des atomes d'hydrogène neutre. Avec ce changement de phase de la matière, l'Univers devient transparent. Les photons peuvent dès lors s'y propager *ad vitam aeternam*. L'existence de ce rayonnement, qui s'est encore refroidi depuis cette époque pour se situer actuellement dans le domaine des micro-ondes (*cosmic microwave background*), avait été prévue par George Gamow. Il a été découvert en 1964 de manière fortuite par Arno Penzias et Robert Wilson (des laboratoires Bell).

Notons que l'on peut associer une température à un rayonnement lumineux lorsqu'il est émis par un *corps noir* (corps au sein duquel matière et radiation sont en équilibre thermodynamique). Dans ces conditions, la loi de Planck rend correctement compte du spectre du rayonnement. C'est le cas pour le rayonnement découvert par Penzias et Wilson ; la température qui lui est associée est de 3 K environ.

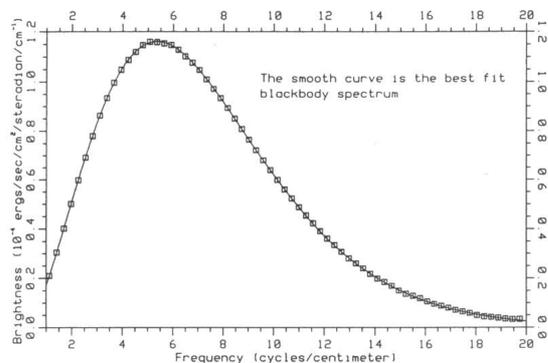


Figure 29 — Comparaison entre le spectre du rayonnement de fond cosmique observé par le satellite COBE et la courbe théorique du rayonnement de corps noir à 2,736 K. L'accord est exceptionnel.

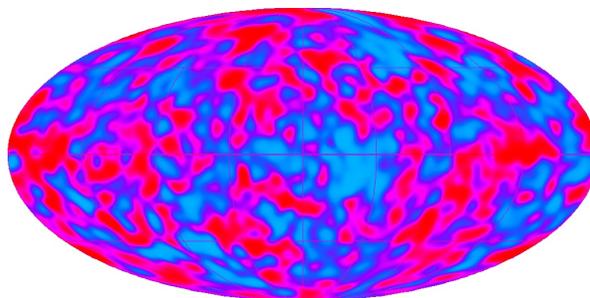


Figure 30 — Au rayonnement de fond cosmique à 2,736 K se superposent de légères fluctuations qui correspondent à des écarts de température de l'ordre de  $10^{-5}$  K.

Plus récemment, il a été observé par le satellite COBE (*Cosmic Background Explorer*) et l'analyse des mesures effectuées par ce satellite fait apparaître que ce rayonnement est la superposition d'un fond continu à  $(2,736 \pm 0,06)$  K (figure 29) et d'une anisotropie dipolaire de  $\pm 0,003$  K. Cette dernière trouve son origine non dans un phénomène cosmologique, mais dans l'effet Doppler dû au mouvement du Soleil par rapport au mouvement général d'expansion de l'Univers (*courant de*

*Hubble*). On a pu en déduire que le Soleil se déplace par rapport à lui<sup>5</sup> à la vitesse de  $(370 \pm 10) \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$  dans la direction  $\alpha = 11,2 \text{ h}$  et  $\delta = -7^\circ$ . Les observations du satellite sont également affectées par le rayonnement micro-onde de sources présentes dans notre propre Galaxie. En soustrayant l'anisotropie dipolaire due au mouvement du Soleil et un modèle du rayonnement de la Galaxie, les fluctuations résiduelles n'atteignent plus que  $\frac{\Delta T}{T} \approx 10^{-5}$  (figure 30).

Ces fluctuations sont attribuables aux inhomogénéités qui existaient lors du découplage entre matière et rayonnement, sortes de « graines » à l'origine de la structure à grande échelle de l'Univers. Nous savons, en effet, que notre Galaxie fait partie de l'amas local, lui-même inclus dans le superamas local qui s'insère à son tour dans la structure à grande échelle. Les amas de galaxies semblent être distribués le long de filaments et laisser entre eux des vides ; l'Univers a de la sorte une structure en éponge (figures 31 et 32).

Les fluctuations observées possèdent-elles une intensité suffisante pour jouer le rôle de noyaux de condensation à l'origine des galaxies ? Il faut répondre par la négative : les modèles de formation des galaxies montrent qu'elles devraient être de quelques pour cent dans le rayonnement fossile pour rendre compte de la formation de la structure à grande échelle.

Heureusement, l'existence de la matière sombre non baryonique pourrait éliminer ce désaccord. En effet, puisqu'elle interagit très faiblement avec les photons, elle pourrait présenter des inhomogénéités plus marquées que ce qu'indique le

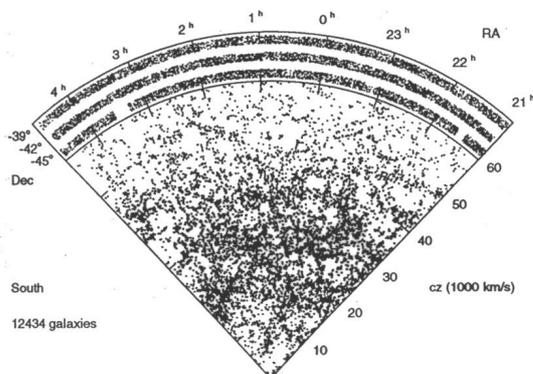


Figure 4.1: Redshift cone diagram for galaxies in the Las Campanas survey [35].

Figure 31 — La distribution spatiale des galaxies dans l'Univers révèle sa structure en « éponge » : les galaxies sont groupées au voisinage de surfaces enchevêtrées qui laissent subsister des régions lacunaires. (L'échelle des vitesses de récession à droite est équivalente à une échelle des distances, le facteur de conversion étant la constante de Hubble. Le sondage présenté ici s'étend jusqu'à 800 Mpc, en adoptant  $H_0 = 75 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{Mpc}^{-1}$ .)

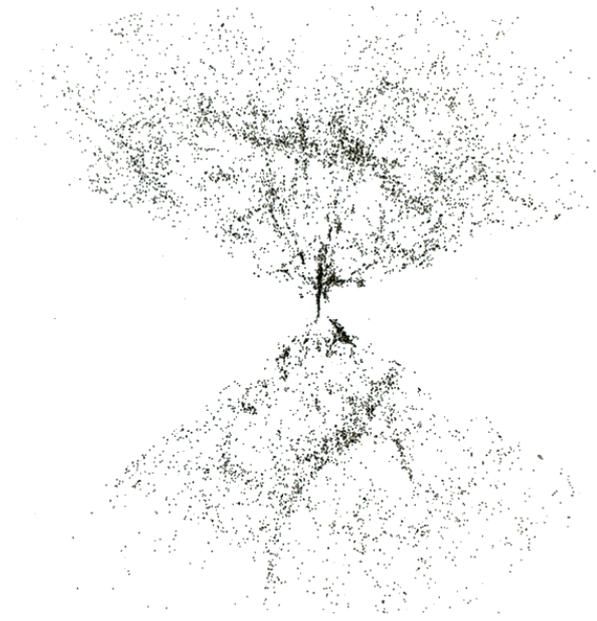


Figure 32 — Une autre représentation de la structure en éponge qui se dessine dans la distribution des galaxies à grande échelle.

<sup>5</sup> Si l'on corrige les valeurs données pour tenir compte du mouvement du Soleil au sein de la Galaxie et du mouvement de cette dernière au sein du Groupe local, on déduit que le Groupe local se déplace à la vitesse de  $\sim 600 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$  dans la direction  $\alpha = 10,5 \text{ h}$  et  $\delta = -26^\circ$  par rapport au courant de Hubble.

rayonnement fossile (essentiellement caractéristique de la matière baryonique avec laquelle les photons interagissent fortement), voire atteindre les quelques pour cent nécessaires pour expliquer la formation des galaxies et amas de galaxies. Les images spectaculaires du HDF (*Hubble Deep Field*) montrent que des galaxies s'étaient déjà formées dans le premier milliard d'années ayant suivi le *Big Bang* et fournissent une contrainte importante pour les modèles de leur formation.

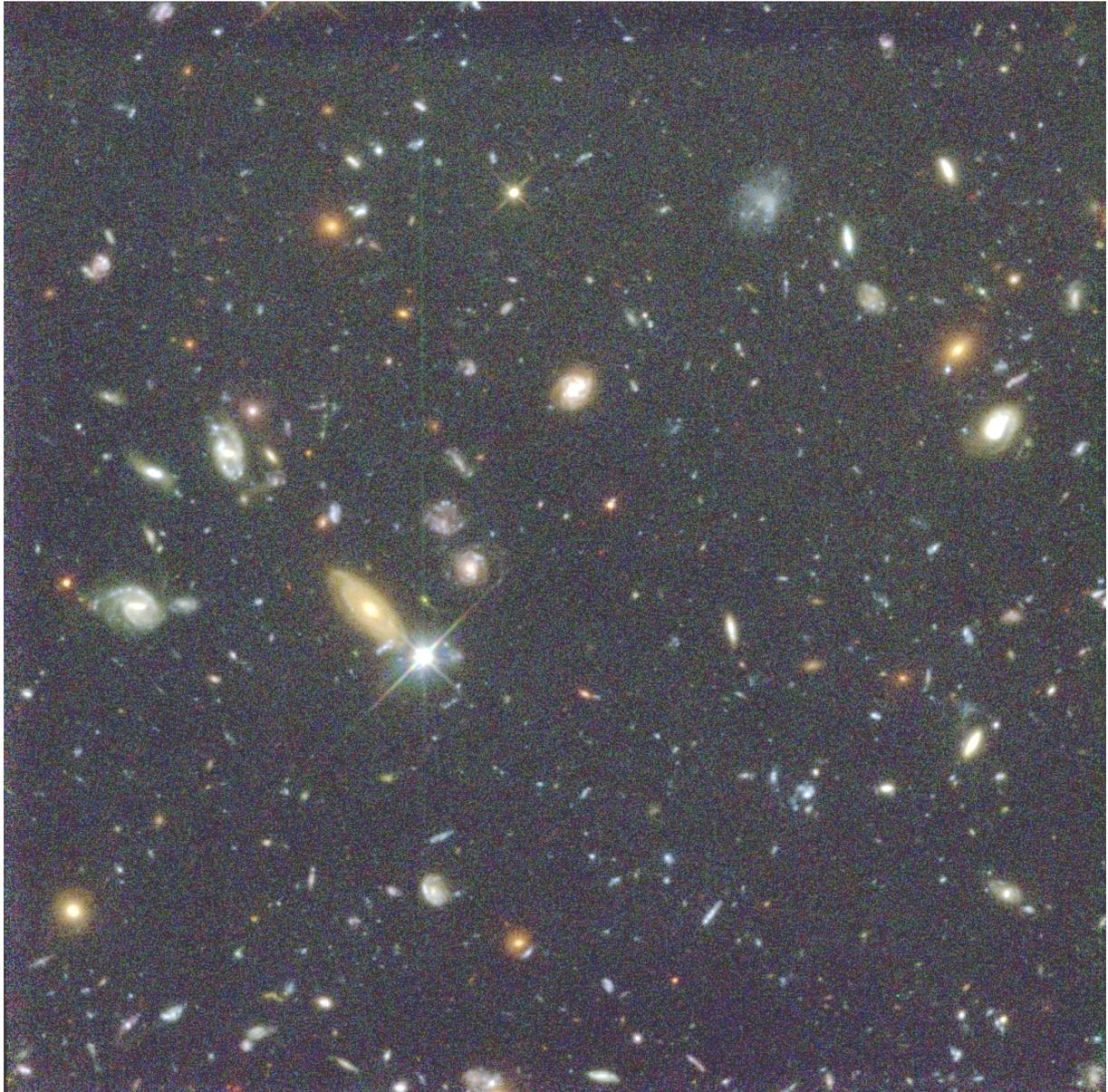


Figure 33 — Une partie du *Hubble deep field*. Cette image, obtenue par le télescope spatial *Hubble*, a nécessité plusieurs jours d'exposition. Elle montre les galaxies les plus lointaines — et donc les plus jeunes — jamais observées. Celles-ci s'étaient déjà formées à peine un milliard d'années après le *Big Bang*.

## 5. Natures possibles de la matière sombre

### 5.1. Théories physiques non standard

Plutôt que d'admettre l'existence de matière sombre, certains théoriciens ont développé ou recouru à des théories et à des modèles alternatifs.

#### 5.1.1. Gravitation non newtonienne

Nous avons déjà évoqué (page 8) la possibilité que la formulation newtonienne de la loi de la gravitation universelle ne soit pas applicable aux mouvements de rotation galactiques, caractérisés par de très faibles accélérations. En effet, celles-ci se révèlent plus élevées que ce que prévoit cette loi, compte tenu des masses galactiques déduites du recensement des étoiles (via la relation masse-luminosité). Ainsi, au lieu de recourir à l'existence de matière noire, le physicien israélien Milgrom a envisagé que la loi de la gravitation soit reformulée. Il en a recherché une nouvelle expression, décroissant moins vite à grande distance que celle de Newton (voir page 7), afin de rendre compte des grandes accélérations observées sans recourir à de la matière supplémentaire, non lumineuse.

Milgrom fonde son raisonnement sur les observations des courbes de rotation des galaxies réalisées par V. Rubin à la fin des années 1970. Elles présentent en effet un comportement totalement inattendu : elles sont plates au-delà de quelques kiloparsecs du bulbe, indiquant qu'à ces distances la vitesse de rotation est indépendante du rayon de l'orbite (figures 13, 16 et 35). Inattendu, car la loi de Newton prévoit que — comme pour les planètes du système solaire (figure 11), où la masse est concentrée dans le Soleil — les vitesses orbitales devraient aussi décroître en  $1/\sqrt{r}$  dans les galaxies si, comme le suggère leur aspect visuel, leur masse est effectivement concentrée dans leur bulbe.

Puisqu'un corps en orbite circulaire à vitesse  $v$  sur une trajectoire de rayon  $r$  possède une accélération centripète qui vaut  $v^2/r$ , et puisque la vitesse orbitale dans une galaxie est indépendante du rayon de l'orbite, l'accélération gravitationnelle qui se manifeste à cette échelle (grandes distances, faibles accélérations) ne doit donc, selon Milgrom, dépendre que du rayon et suivre une loi en  $1/r$ . (Dans le cadre de la dynamique de Newton, la vitesse dépend du rayon et l'accélération suit une loi en  $1/r^2$ .) Afin d'obtenir un tel comportement, il postule qu'à la limite des très faibles valeurs elle est donnée par la loi

$$g_M = \sqrt{g_N a_0} \quad (a)$$

où  $g_N = GM/r^2$  est l'accélération gravitationnelle, telle que prévue par la théorie de Newton, subie par une particule située à une distance  $r$  d'une masse  $M$  et où  $a_0$  est une accélération constante qui vaut  $1,2 \times 10^{-10} \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$  (à titre de comparaison, l'accélération due à la pesanteur à la surface de la Terre s'élève à  $9,81 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ ). Si  $M$  ne dépend pas de  $r$ , nous voyons que l'équation (a) prédit que  $g_M$  est proportionnel à  $1/r$ .

Cette expression montre qu'aux très faibles valeurs ( $g_M \ll a_0$ ) l'accélération gravitationnelle d'un corps est la moyenne géométrique entre l'accélération constante  $a_0$  et l'accélération prévue par la loi de Newton. Ainsi  $g_N < g_M < a_0$ , la première



inégalité étant le résultat recherché pour éviter le recours à la matière sombre pour expliquer les courbes de rotation des galaxies.

De plus, contrairement à l'hypothèse de l'existence de matière noire, l'hypothèse de Milgrom sur  $g_M$  permet d'expliquer la relation de Tully-Fisher (figure 34)

$$v^4 = G M a_0$$

qui lie la vitesse de rotation périphérique des galaxies spirales à leur luminosité donc à leur masse (en l'absence de matière noire). En effet, nous savons que de la matière en mouvement circulaire uniforme avec une vitesse  $v$  à une distance  $r$  du centre d'une galaxie possède une accélération gravitationnelle valant  $v^2/r$ . Vu qu'il s'agit d'un mouvement de rotation galactique, l'accélération est faible et d'après le postulat de Milgrom elle est donnée par  $\sqrt{g_N a_0}$ . L'identification de ces deux expressions fournit  $v^4 = g_N a_0 r^2$ . Compte tenu que  $g_N = G M / r^2$ , nous obtenons finalement la relation de Tully-Fisher mentionnée.

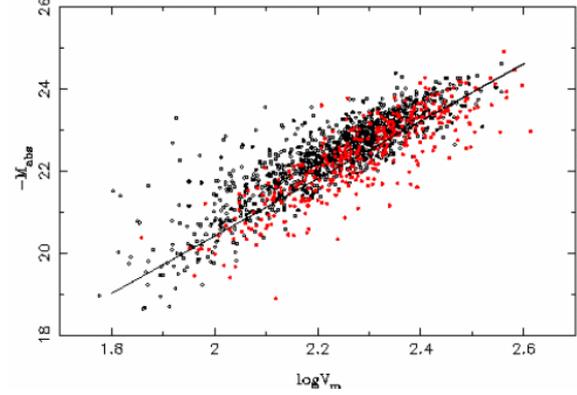


Figure 34 — La relation de Tully-Fisher entre la vitesse de rotation et la magnitude absolue, caractéristique de la luminosité.

En 1983, Milgrom propose plusieurs possibilités qui possèdent les comportements aux limites souhaités, à savoir

- $g_M = \sqrt{g_N a_0}$  aux faibles accélérations ( $g_M \ll a_0$ ),
- $g_M = g_N$  aux fortes accélérations ( $g_M \gg a_0$ , l'expression de  $g_M$  correspondant alors à celle donnée par la loi de Newton).

Parmi celles-ci, les deux suivantes sont le plus souvent considérées :

$$g_M = g_N \left[ \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \sqrt{1 + \frac{4a_0}{g_N}} \right], \quad (b)$$

$$g_M = g_N \sqrt{\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \sqrt{1 + \frac{4a_0^2}{g_N^2}}}. \quad (c)$$

Elles peuvent être exprimées de manière plus compacte sous la forme

$$g_M \mu(g_M/a_0) = g_N$$

où la fonction  $\mu(x)$  vaut respectivement soit  $\mu(x) = x/(1+x)$  soit  $\mu(x) = x/(1+x^2)^{1/2}$ .

Nous pouvons vérifier leurs comportements aux limites sans trop de difficulté.

- Si  $g_N \gg a_0$  les fractions en  $a_0/g_N$  sont négligeables par rapport à 1. Dans (b), la racine vaut 1 ; il s'ensuit que le crochet vaut aussi 1. Dans (c), c'est la seconde racine qui vaut 1 ; il s'ensuit que la première racine vaut aussi 1. Dans les deux cas il reste  $g_M = g_N$ . C'est la même valeur que celle obtenue avec Newton.



- Si  $g_N \ll a_0$  les fractions en  $a_0/g_N$  sont dominantes par rapport à 1. Dans les deux expressions, les racines qui contiennent cette fraction sont elles-mêmes dominantes par rapport à 1. Dans les deux cas, il reste  $g_M = g_N(a_0/g_N)$  soit  $g_M = \sqrt{g_N a_0} > g_N$ . C'est ce que recherchait Milgrom.

Remarquons que la valeur de  $a_0$  est proche de  $cH_0/2\pi$  ; il ne s'agirait donc pas nécessairement d'une nouvelle constante de la nature, mais actuellement il n'existe pas de fondement théorique pour justifier ce qui n'apparaît à ce stade que comme une simple équivalence numérique.

La formulation newtonienne modifiée comme ci-dessus (d'où son nom de *Modified Newtonian Dynamics*, ou *MOND*) permet de reproduire les courbes de rotation des galaxies spirales sans recourir à la matière sombre.

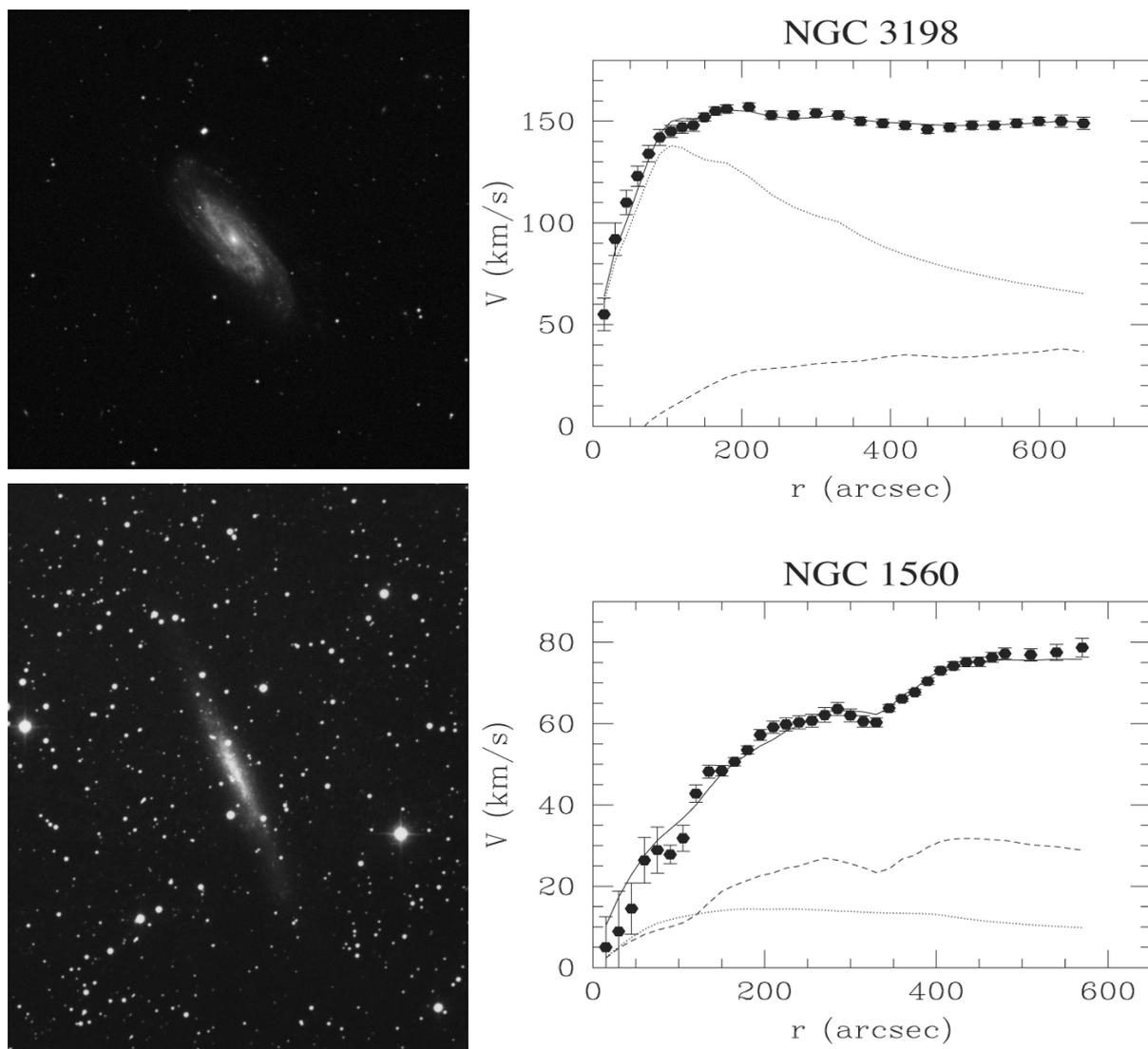


Figure 35 — Photo en lumière visible et courbe de rotation de deux galaxies. Au-dessus NGC 3198 (classe de Hubble Sc, constellation de la Grande Ourse). En dessous, NGC 1560 (classe Sd, constellation de la Girafe). Les lignes en trait continu correspondent aux meilleurs ajustements des données obtenus au moyen de MOND, celles en traits pointillés, discontinus courts et discontinus longs correspondent respectivement aux contributions du disque, du gaz et du bulbe.

Ceci est illustré par la figure 35 qui compare les courbes de rotation des galaxies NGC 3198 et NGC 1560 aux prédictions de MOND en adoptant la formulation (c) ci-dessus. Plus encore que l'excellent accord, il convient de noter que les irrégularités de la courbe de rotation de NGC 1560 se produisent précisément là où la distribution de lumière (c'est-à-dire de matière classique baryonique) présente les mêmes irrégularités. Cette correspondance est difficile à comprendre dans le cadre de l'hypothèse de la matière noire, puisque celle-ci est censée interagir peu avec la matière baryonique. La conjecture MOND permet aussi de comprendre naturellement pourquoi les galaxies elliptiques ne possèdent pas (ou très peu) de matière sombre en gravitation newtonienne : leurs accélérations caractéristiques restent en effet supérieures à  $a_0$ , cette valeur correspondant à l'accélération seuil en-deçà de laquelle l'interaction s'écarte de sa formulation newtonienne.

La théorie MOND ne fournit néanmoins pas une modification de la gravitation suffisante pour rendre compte des mouvements des galaxies au sein des *amas* de galaxies. Ce problème pourrait être résolu par la présence d'une composante de neutrinos de masse 2 eV, sans recourir aux WIMP supersymétriques (voir sections 5.3.2.1 et 5.3.2.4).

La théorie MOND a franchi un pas important en 2004 avec l'introduction par Bekenstein de la théorie TeVeS (acronyme de champs Tensoriel, Vectoriel et Scalaire), une extension de la relativité générale qui se comporte comme MOND dans sa limite classique. Ces théories font actuellement l'objet de recherches très actives, notamment par B. Famaey à l'U.L.B.

### 5.1.2. Constante cosmologique

Comme la gravité est toujours attractive (du moins dans la théorie de la gravitation classique de Newton), la présence de masse ne peut que ralentir l'expansion de l'Univers. La situation est cependant différente en relativité générale, dont les équations font apparaître une constante arbitraire, la *constante cosmologique*  $\Lambda$ .

La confrontation des distances de supernovae de type Ia obtenues à partir de la loi de Hubble aux distances des mêmes supernovae obtenues en comparant leur éclat apparent à leur éclat intrinsèque supposé connu (« bougie étalon »<sup>6</sup>) semble indiquer que l'expansion de l'Univers accélère (leurs éclats apparents observés sont plus faibles que ceux qui sont prévus avec un modèle d'Univers dont l'expansion n'est pas accélérée).

Introduite puis rejetée par Einstein, la constante cosmologique se révèle bien utile pour expliquer cette accélération. Elle traduit l'effet d'une forme d'énergie sombre engendrant une répulsion qui, de surcroît, ne se dilue pas dans l'expansion (ou est créée en continu). Sa contribution éventuelle à  $\Omega$  est notée par  $\Omega_\Lambda$ . La nature de cette énergie sombre reste cependant entièrement énigmatique. Il

<sup>6</sup> La supernova SN 2003fg détectée en 2003 dans une galaxie située à 2,8 milliards d'années de lumière dans la constellation du Bouvier pourrait bien remettre en question la méthodologie qui a servi à établir l'accélération de l'expansion de l'univers, à savoir l'utilisation de supernovae de type Ia comme bougies étalon. En effet, cette supernova, bien que du même type Ia (correspondant à l'explosion d'une étoile naine blanche) que celles utilisées comme bougies étalon aux distances cosmologiques, s'est révélée atypique : elle possède une luminosité environ 2 fois plus grande que celle des supernovae Ia typiques, en plus d'une vitesse d'expansion de la « boule de feu » environ trois fois plus faible.



est à noter que des modifications de la gravitation du type MOND pourraient bien expliquer l'accélération de l'expansion de l'Univers sans recourir à cette énergie sombre.

## 5.2. Matière baryonique

### 5.2.1. Gaz

La matière sombre pourrait être formée de gaz (principalement de l'hydrogène, H) remplissant le halo étendu des galaxies, y compris la nôtre. On peut envisager qu'il se trouve à température élevée ou basse.

#### 5.2.1.1. Gaz chaud

Un gaz porté à une température de l'ordre de  $10^6$  K doit émettre du rayonnement X. Les observations de galaxies et d'amas de galaxies mettent effectivement du rayonnement X en évidence, mais pas en quantité suffisante : pour l'émettre, il suffit d'une masse de gaz représentant moins de 20 % de la masse du système, ce qui est insuffisant pour rendre compte de la masse non lumineuse [*P.A.S.J.*, 46, 65, 1994 ; *Ap. J.*, 457, 565, 1996].

#### 5.2.1.2. Gaz froid

##### Dans le halo des galaxies spirales ordinaires

L'hydrogène neutre présent dans le halo des galaxies spirales est détectable par son émission radio à 21 cm de longueur d'onde. Il ne représente que 1 % (parfois 20 %) de la masse totale du système. En outre, un problème théorique se pose quant à la stabilité d'un gaz froid dans le halo des galaxies : sous l'effet de la gravitation, il doit se concentrer dans un disque. Or la matière sombre se trouve principalement dans le halo.

##### Dans les galaxies « fantômes »

Découvertes en 1985, les galaxies « fantômes » [voir *Pour la Science*, avril 1997 ; *Sky & Telescope*, avril 1998] sont des galaxies comptant environ le même nombre d'étoiles que les spirales ordinaires, mais beaucoup plus dispersées ; le gaz y est converti en étoiles quatre à cinq fois plus lentement. Elles sont extrêmement difficiles à détecter (ceci justifiant leur surnom).

Les galaxies *Malin 1* et *Malin 2* en sont deux exemples (figures 36 et 37). Il s'agit de galaxies à très faible brillance de surface (magnitude par seconde de degré carré  $\geq 23$ ), à peine supérieure — voire inférieure — au fond du ciel (23, par nuit sans Lune). Les galaxies spirales ordinaires possèdent, elles, une brillance de surface environ quatre fois plus élevée (magnitude par seconde de degré carré  $\approx 21,5$ ). La détection des galaxies à faible brillance de surface, ou galaxies LSB (de l'anglais *low surface brightness*), nécessite donc le recours à des techniques d'augmentation de contraste, mises au point par David Malin. Elle est également possible par leur émission à 21 cm de l'hydrogène neutre (H I), où elles montrent la signature typique de galaxies spirales.



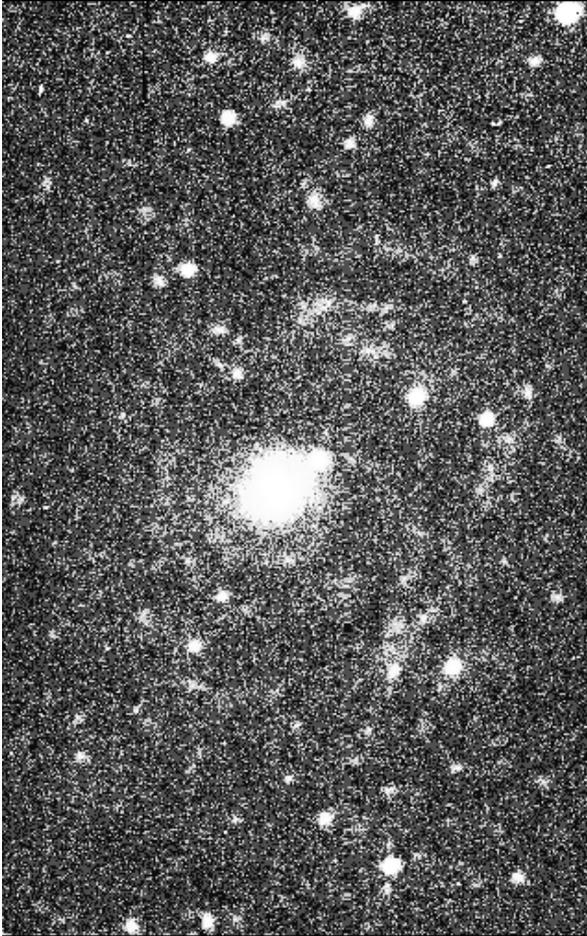


Figure 36 — La galaxie Malin 1. Elle couvre quasiment toute la largeur de l'image, mais est à peine visible. Vitesse radiale : 25 000 km·s<sup>-1</sup> environ.

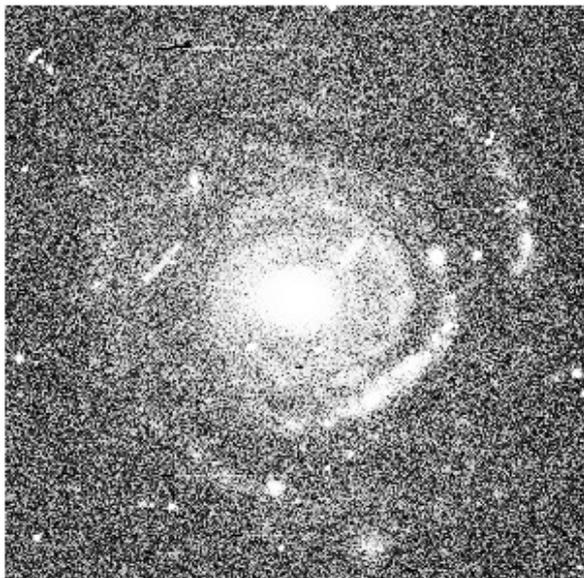


Figure 37 — La galaxie Malin 2. Sa vitesse radiale est de 15 000 km·s<sup>-1</sup> environ ; elle présente une longueur d'échelle proche de 15 kpc.

Ces galaxies sont 5 à 20 fois plus étendues que notre Voie lactée et que les galaxies spirales ordinaires. *Malin 1* est 350 fois plus lointaine que la galaxie d'Andromède (M 31), mais à la même distance elle se présenterait sur le ciel sous un diamètre apparent de 20° ! Il s'agit de la plus grande galaxie « fantôme » observée parmi le millier d'exemplaires découverts à ce jour.

Elles semblent très nombreuses dans l'Univers — peut-être 50 % — et pourraient représenter une fraction importante (mais pas la totalité) de la matière sombre (figure 38), quoique cette conclusion reste à confirmer par de meilleurs recensements.

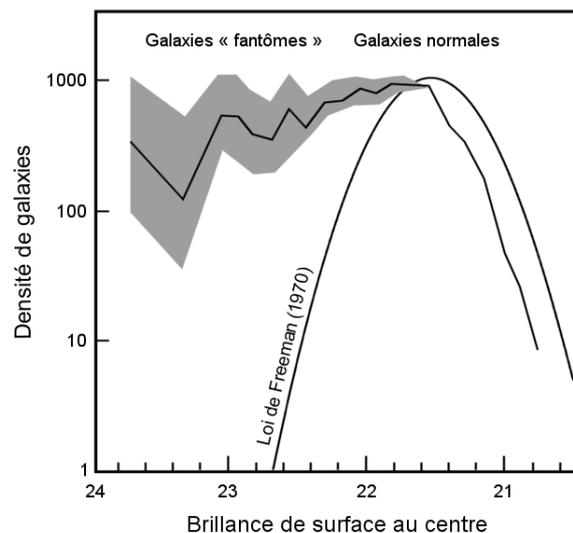


Figure 38 — Proportions du nombre de galaxies en fonction de leur luminosité surfacique. À la loi de Freeman pour les galaxies normales se superpose la fonction qui tiendrait compte des galaxies à faible luminosité surfacique (galaxies « fantômes »).

## 5.2.2. Objets compacts

La matière sombre pourrait également être constituée d'objets compacts de type stellaire, dont la masse est de l'ordre de celle du Soleil, et situés dans le halo des galaxies ; ils ont été baptisés *MACHO* (*Massive Astronomical Compact Halo Objects*) :

- naines brunes, étoiles « ratées » car de masses trop petites ( $M < 0,08 M_{\odot}$ ) que pour atteindre une température suffisante à déclencher la combustion centrale de l'hydrogène ;
- naines rouges, étoiles froides et moins massives que le Soleil ( $0,08 M_{\odot} < M < M_{\odot}$ ), dont le rapport masse / luminosité vaut environ 20 fois celui du Soleil ;
- naines blanches, « cadavres » d'étoiles dont la masse initiale était  $M < 10 M_{\odot}$  ; elles ont, dans ce stade, des masses de l'ordre de celle du Soleil ( $M \sim M_{\odot}$ ) et des dimensions de l'ordre de celles de la Terre ( $R \sim R_{\text{terrestre}}$ ), ce qui leur confère des rapports masse / luminosité environ 100 fois plus grands que le Soleil ; elles sont nombreuses et donc bonnes candidates ;
- étoiles à neutrons, trous noirs stellaires, « cadavres » d'étoiles de masse initiale  $M > 10 M_{\odot}$  et donc bons candidats compacts également.

Les *MACHO* ont fait l'objet de plusieurs campagnes de recherche. Le recensement des naines rouges dans le halo de la Galaxie au moyen du télescope spatial *Hubble* (HST) indique que leur contribution représente au maximum 6 % de la masse du halo [AP. J., 435, L 51, 1994].

La détection des *MACHO* moins lumineux que les naines rouges se fonde sur l'effet de microlentille gravitationnelle. Le principe du phénomène est le même que celui décrit en relation avec la croix d'Einstein (page 8), à la différence que dans le cas des microlentilles le rayon d'Einstein  $i$  (équation 2) est largement inférieur au pouvoir de résolution de l'instrument d'observation. En adoptant comme situation typique une source située dans un Nuage de Magellan et un *MACHO* de masse  $M \sim 1 M_{\odot}$  situé dans le halo de notre Galaxie, on trouve  $i < 0,001''$  ; il n'est donc pas possible de distinguer l'image mirage de la source par manque de résolution dans l'image ; seule l'augmentation d'éclat est perceptible. Dans ce cas, le facteur d'amplification atteint

$$\frac{u^2 + 2}{u(u^2 + 4)^{1/2}},$$

où  $u = \theta / i$  et où  $\theta$  est l'angle (OS, OL) (figure 39). La durée caractéristique du phénomène d'amplification est donnée par

$$\tau \sim \frac{d_{OL} i}{v},$$

où  $d_{OL}$  est la distance entre l'observateur et la lentille et  $v$  la vitesse relative

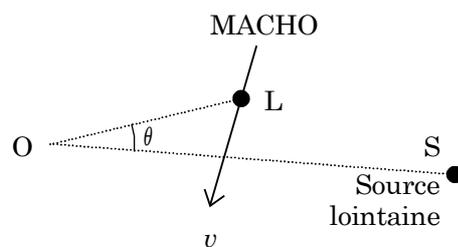


Figure 39 — Configuration géométrique pour la création d'un effet de microlentille gravitationnelle par un *MACHO*.

lentille - observateur. Avec des vitesses de l'ordre de 200 km/s, on trouve des durées caractéristiques  $\tau$  de l'ordre de

$$\tau \approx 70 \sqrt{\frac{M}{M_{\odot}}} \text{ jours,}$$

soit 35 jours pour un objet de masse égale à un quart de celle du Soleil.

Les campagnes MACHO (USA<sup>7</sup>), EROS (*Expérience de recherche d'objets sombres*, France), OGLE (*Optical Gravitational Lensing Experiment*, USA et Pologne<sup>8</sup>) et d'autres ont été entreprises en vue de la recherche de ces objets compacts. Chacune consiste à observer régulièrement un champ stellaire riche et à y déceler des étoiles présentant l'augmentation d'éclat temporaire caractéristique d'un phénomène de microlentille provoqué par des objets du halo. La probabilité d'assister à un tel événement est naturellement très faible, aussi le nombre d'étoiles surveillées doit-il être très grand : dix millions d'étoiles dans un champ du Grand Nuage de Magellan sont surveillées chacune plusieurs fois par semaine par la collaboration MACHO.

Quelques événements ont été détectés (huit en juin 1997 pour la collaboration MACHO). Ils ont la propriété d'être « gris », c'est-à-dire que le facteur d'amplification est le même pour toutes les couleurs. Les courbes de lumière enregistrées coïncident avec les courbes de lumière théoriques (figure 40). Les durées caractéristiques mesurées sont de l'ordre de la dizaine de jours. Les distances auxquelles se situent les lentilles ( $d_{OL}$ ) ainsi que leurs vitesses sont cependant mal connues. Les déterminations des masses des MACHO en cause sont donc fort incertaines.

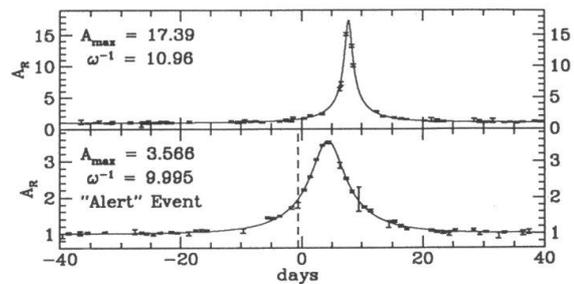


Figure 40 — Courbes de lumière de deux étoiles ayant vu leur éclat s'accroître par un effet de microlentille gravitationnelle. À noter l'échelle de temps.

La fréquence de détection est supérieure à celle que prévoit la théorie pour les naines rouges et blanches seules. Par contre, cette fréquence reste environ deux fois trop faible par rapport aux prédictions dans l'hypothèse où la totalité de la matière sombre se présenterait sous la forme de MACHO. Il faut admettre cependant que les marges d'incertitude restent très importantes, principalement à cause de l'incertitude (un facteur dix) sur la masse des MACHO.

Soulignons pour terminer que la méthode des microlentilles gravitationnelles offre des perspectives prometteuses pour la détection de planètes autour d'étoiles du halo, même dans le cas de planètes terrestres, non détectables par les techniques actuelles de vitesse radiale.

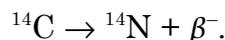
<sup>7</sup> Voir le site <http://www.macho.mcmaster.ca>.

<sup>8</sup> Voir le site <http://www.astrouw.edu.pl>.

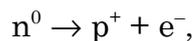
## 5.3. Matière sombre non baryonique

### 5.3.1. Neutrinos

En 1930, Wolfgang Pauli postule l'existence d'une particule neutre afin d'assurer la conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement lors des désintégrations radioactives  $\beta^-$ . Ce type de radioactivité est celle qui est responsable notamment de la désintégration d'un noyau de carbone 14 en un noyau d'azote 14 :



En fait, le noyau  $^{14}\text{C}$  contient moins de protons (6) que de neutrons (8) et l'un des neutrons « excédentaires » va se transformer en un proton selon la réaction



le rayonnement  $\beta^-$  découvert par Henri Becquerel étant bientôt identifié à une émission d'électrons. En vertu de la loi de conservation de l'énergie, on s'attendait à ce que l'électron éjecté possède une énergie exactement égale à la différence entre l'énergie de liaison du noyau père ( $^{14}\text{C}$ ) et celle du noyau fils ( $^{14}\text{N}$ ), c'est-à-dire une énergie bien déterminée pour une réaction donnée (électrons monoénergétiques). Or les électrons émis lors de ces réactions présentent une distribution d'énergie continue (figure 41). Le même problème se pose pour la quantité de mouvement.

Afin de ne pas devoir renoncer à ces lois fondamentales de conservation, Pauli suppose donc que l'énergie libérée par la réaction est partagée entre l'électron et une autre particule. Celle-ci doit être neutre : il la baptise « neutrino ». Il s'agit d'une particule « fantôme » : masse très petite, charge nulle, interactions très faibles avec la matière (la Terre est quasi transparente aux neutrinos), car ils ne participent qu'à l'interaction faible. La réalité physique des neutrinos a été confirmée depuis lors et les lois de conservation sont sauvées...

Les neutrinos sont extrêmement nombreux dans l'Univers (figure 42), certains avec des énergies faibles (de l'ordre de  $10^{-3}$  eV), tels les neutrinos « cosmologiques », produits au cours des réactions thermonucléaires ayant eu lieu lors du *Big Bang*. Leur nombre est tellement élevé que, s'ils possèdent une masse même minime, ils sont susceptibles de représenter une fraction importante de la masse non lumineuse de l'Univers ( $\Omega_\nu$  représente la contribution des neutrinos à  $\Omega$ ) :

$$\Omega_\nu = \frac{1}{h^2} \frac{\Sigma m_\nu}{92\text{eV}}, \quad (3)$$

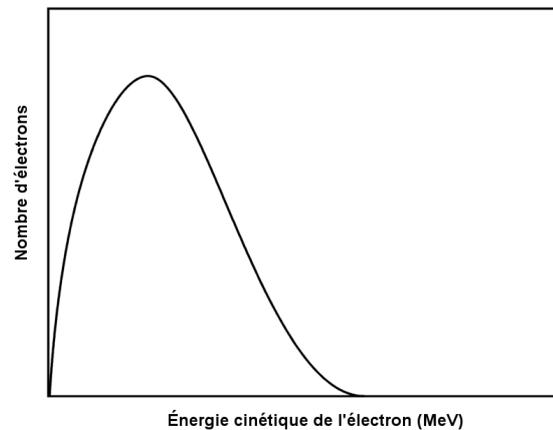


Figure 41 — Spectre d'énergie typique des électrons émis par radioactivité bêta.

où  $\Sigma m_\nu$  représente la somme des masses d'un neutrino de chaque saveur (électronique, muonique et tauique). Mais que valent ces masses ? Seules des bornes supérieures sont connues (tableau 1), bien que les expériences les plus récentes (Mainz et Troitsk, 2001) conduisent à une limite supérieure particulièrement basse dans le cas du neutrino électronique (moins de 2,2 eV). L'expérience KATRIN (en construction) devrait permettre de réduire cette limite à 0,3 eV.

En vertu de l'équation (3), pour que les neutrinos puissent assurer la totalité de la masse de la matière sombre ( $\Omega_\nu \approx 0,3$ ), il faudrait que leur masse soit égale à  $h^2 \times 27,6$  eV, soit 11,7 eV en adoptant  $h = 0,65$ . Une telle masse est dès à présent exclue pour un neutrino électronique. Les limites sur les masses des neutrinos des deux autres saveurs sont trop élevées pour permettre une quelconque conclusion aujourd'hui. Les neutrinos constituent donc peut-être une partie de la solution au problème de la matière sombre, mais ils ne permettent certainement pas d'atteindre la densité critique. Il faut dès lors envisager la possibilité que la matière sombre soit constituée de particules exotiques.

Il est important de noter que des neutrinos de 2 eV seraient en parfait accord avec les théories de gravitation de type MOND pour expliquer les mouvements des galaxies au sein des amas de galaxies.

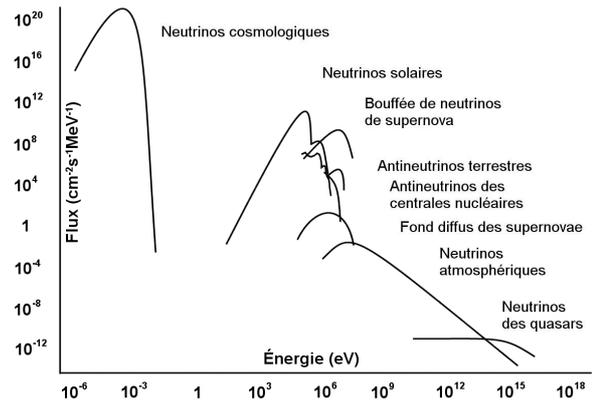


Figure 42 — Flux de neutrinos en fonction de leur énergie. Les différentes plages d'énergie correspondent à des origines particulières.

### La relation masse - énergie d'Einstein

Rappelons qu'en vertu de la théorie de la relativité restreinte une particule dont la masse au repos est  $m_0$  et qui est animée d'une vitesse  $v$  possède une énergie

$$E = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

où  $c$  est la célérité de la lumière dans le vide. En développant en série, on peut écrire :

$$E \approx m_0 c^2 + \frac{m_0 v^2}{2} - \frac{3 m_0 v^4}{8 c^2} + O\left(\frac{v^6}{c^6}\right).$$

Le premier terme représente l'énergie au repos de la particule (célèbre équivalence masse - énergie d'Einstein), tandis que le deuxième correspond à l'énergie cinétique classique. Sur la base de cette équivalence ( $E_0 = m_0 c^2$ ), les masses au repos  $m_0$  des particules sont traduites en la valeur de l'énergie  $E_0$  correspondante, exprimée en électronvolts ( $1 \text{ eV} = 1,602 \times 10^{-19} \text{ J}$ ) ou ses multiples ( $1 \text{ MeV} = 10^6 \text{ eV}$ ).

Tableau 1. Les particules de la matière « ordinaire ».

Particule		$m_0$ (kg)	$E_0 = m_0c^2$ (MeV)	
neutron	n	$1,675 \times 10^{-27}$	939	$m_n/m_p \approx 1,001$
proton	p	$1,673 \times 10^{-27}$	938	
électron	e	$9,11 \times 10^{-31}$	0,511	$m_p/m_e \approx 1\,836$
neutrino tauique	$\nu_\tau$	$< 2,76 \times 10^{-29}$	$< 15,5$	
neutrino muonique	$\nu_\mu$	$< 3,0 \times 10^{-31}$	$< 0,17$	
neutrino électronique	$\nu_e$	$< 3,9 \times 10^{-36}$	$< 0,000\,002\,2$	$m_{\nu e}/m_e < 4,3 \times 10^{-6}$

Source des masses des neutrinos : Centre for Underground Physics, University of Oulu (Finland), <http://cupp oulu.fi/neutrino/nd-mass.html>.

## 5.3.2. Particules exotiques

### 5.3.2.1. Le modèle standard

Les quarks u (*up*) et d (*down*) ainsi que les leptons e (électron) et  $\nu_e$  (neutrino électronique) suffisent pour rendre compte de la matière « ordinaire », stable, seule connue jusqu'alors (les protons étant constitués de l'association u u d et les neutrons de u d d). De nouvelles particules, généralement à très courte durée de vie, ont pu être observées lors de réactions provoquées dans les accélérateurs. Ces particules sont soit des leptons (particules insensibles à l'interaction forte), soit des particules formées des quarks repris au tableau 2. Les quarks et les leptons apparaissent donc à ce jour comme les briques élémentaires de la matière.

Le tableau 2 fait ressortir quelques symétries dans les familles de particules :

- il existe trois familles de quarks et trois familles de leptons ;
- au sein d'une famille donnée, la somme des charges de ses membres vaut zéro :

$$3 \times \left(+\frac{2}{3}\right) + 3 \times \left(-\frac{1}{3}\right) - 1 = 0,$$

où les facteurs 3 proviennent du fait que chaque quark existe en trois *couleurs* (la couleur est l'équivalent, pour l'interaction forte, de la charge électrique pour l'interaction électromagnétique).

Le modèle standard peut être schématisé par le tableau 2 qui ordonne les briques les plus élémentaires de la nature selon une structure très symétrique (seule la masse  $m$  ne semble pas présenter de symétrie). Ces particules interagissent en échangeant les médiateurs des quatre interactions fondamentales présentées au tableau 3.

L'aboutissement des travaux de Sheldon Lee Glashow, Abdus Salam et Steven Weinberg en 1967 (prix Nobel en 1979) a permis d'obtenir une description unifiée de l'interaction électromagnétique et de l'interaction faible en une interaction unique appelée électrofaible. La découverte au CERN en 1983 des particules médiatrices de l'interaction faible ( $W^\pm$  et  $Z^0$ ), avec des masses égales à celles prédites par la théorie électrofaible, confirmait celle-ci. Un siècle plus tôt, Maxwell réalisait que les interactions électrique et magnétique n'étaient que deux facettes de



la même interaction électromagnétique. Ces succès ont marqué ce début de la quête du « Graal » des physiciens : la théorie unifiée totale.

Pourquoi les particules « exotiques » formées de quarks c, s, t et b ne se manifestent-elles que lors de collisions violentes et n'ont-elles que des durées de vie très courtes ? Pourquoi la matière ordinaire est-elle formée de la famille des particules les moins massives ? On ignore encore les réponses à ces questions.

**Tableau 2. Les particules.**

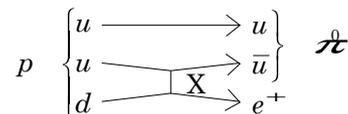
	Charge ( $e$ ) <sup>9</sup>	Particule	Masse (MeV)	Particule	Masse (MeV)	Particule	Masse (MeV)
quarks	+2/3	u (up)	5	c (charm)	1 500	t (top)	170 000
	-1/3	d (down)	7	s (strange)	~ 150	b (bottom)	~ 5 000
leptons	-1	e	0,511	$\mu$	105,7	$\tau$	1784
	0	$\nu_e$	$< 7 \times 10^{-6}$	$\nu_\mu$	$< 0,25$	$\nu_\tau$	$< 31$

**Tableau 3. Les interactions fondamentales.**

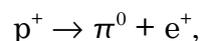
Interaction	Portée	Constante de couplage	Médiateur	Propriété concernée (particules)
forte	$10^{-15}$ m	1	gluons (g)	couleur (quarks)
électromagnétique	$\infty$	1/137	photons ( $\gamma$ )	charge électrique (quarks, leptons)
faible	$10^{-18}$ m	$10^{-5}$	bosons intermédiaires ( $W^\pm, Z^0$ )	(quarks, leptons)
gravitation	$\infty$	$10^{-40}$	gravitons (G)	masse (quarks, leptons)

### 5.3.2.2. Au-delà du modèle standard

Les physiciens tentent de développer une théorie de grande unification (*Grand Unified Theory*, GUT) selon laquelle les leptons et les quarks sont équivalents dans un milieu où l'énergie moyenne des particules atteint  $10^{15}$  GeV (soit  $T \sim 10^{28}$  K). L'une des prédictions de cette théorie est que le proton est instable et doit se désintégrer selon la réaction



où X est le médiateur de la grande interaction unifiée. Il en résulte la réaction globale :



<sup>9</sup> Le symbole  $e$  représente la charge électrique élémentaire, par définition égale à la valeur absolue de la charge de l'électron.  $e \approx 1,602 \times 10^{-19}$  C.



avec un temps caractéristique de  $6 \times 10^{32}$  ans. Étant donné la probabilité extrêmement faible de cette réaction, il faut mettre en œuvre un nombre considérable de protons pour avoir une petite chance d'en observer une. Aussi un dispositif expérimental installé dans le tunnel du Fréjus surveille plusieurs centaines de milliers de litres d'eau dans l'espoir d'observer cette désintégration. Mais, jusqu'à présent, aucune n'a été détectée, au grand dam des partisans de la théorie GUT.

L'étape suivante de ces tentatives d'unification consiste à construire une théorie dans laquelle plus rien ne distingue les *fermions* (particules de spin « demi-entier<sup>10</sup> » constituant la matière « habituelle ») des *bosons* (particules de spin entier jouant le rôle de médiateurs des interactions).

La *théorie supersymétrique*, dont aucune formulation satisfaisante n'existe à ce jour, prévoit une telle équivalence dans un milieu où l'énergie moyenne des particules est de l'ordre de  $10^{19}$  GeV, c'est-à-dire l'énergie de Planck, qui correspond à une température de  $10^{32}$  K (température de Planck). La théorie supersymétrique est en fait équivalente à la théorie quantique de la gravitation, dont le champ d'application s'obtient intuitivement en combinant les constantes physiques fondamentales :

- la constante de la gravitation universelle ( $G = 6,672 \times 10^{-11} \text{ N}\cdot\text{m}^2\cdot\text{kg}^{-2}$ ),
- la célérité de la lumière dans le vide ( $c = 299\,792\,458 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ ),
- la constante de Planck réduite ( $\hbar = 1,05457 \times 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$ ).

Par simple analyse dimensionnelle, il est possible de déduire de celles-ci une longueur, un temps, une masse, une énergie (Tableau 4). La masse de Planck peut également se déduire du principe d'incertitude en écrivant que le produit du temps de Planck par l'énergie gravitationnelle de deux corps ayant la masse de Planck séparés par la distance de Planck est égale à la constante de Planck réduite. On peut définir une température de Planck ( $T_{\text{Pl}}$ ) en divisant l'énergie de Planck par la constante de Boltzmann ( $k = 1,38 \times 10^{-23} \text{ J}\cdot\text{K}^{-1}$ ).

Lorsque les grandeurs physiques prennent des valeurs de l'ordre des grandeurs de Planck, les quatre interactions sont unifiées et la description des phénomènes doit impérativement être une théorie de la gravité relativiste et quantique. En particulier, durant les premiers instants de l'Univers, l'espace-temps lui-même devait posséder une description quantique. Sa structure devait être sujette aux fluctuations quantiques. Un tel comportement met à mal la description habituelle des phénomènes physiques en terme de passé, de futur et de causalité ! C'est la raison pour laquelle une version satisfaisante d'une telle théorie n'est pas encore disponible.

---

<sup>10</sup> En langage de physicien des particules, « demi-entier » signifie « multiple impair de  $\frac{1}{2}$  ». Les premiers nombres « demi-entiers » sont donc  $1/2$ ,  $3/2$ , etc.



Tableau 4. Les grandeurs de Planck.

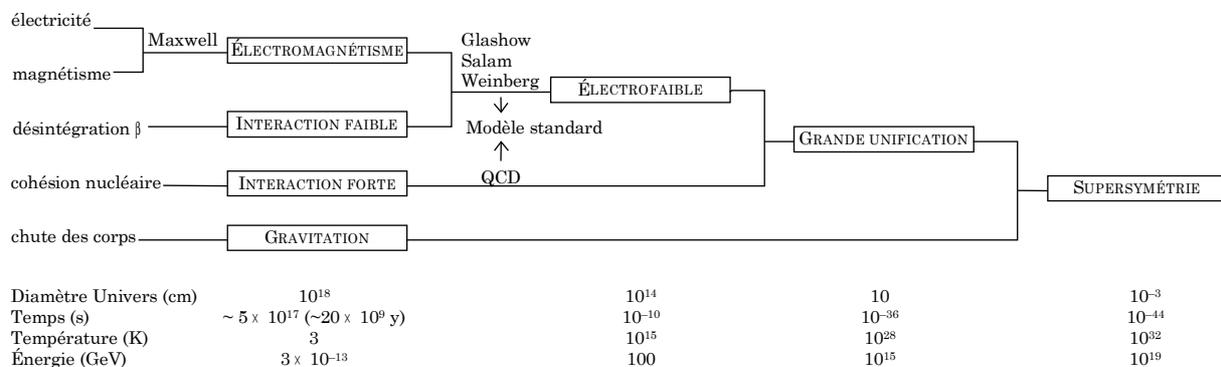
Longueur de Planck	$l_{\text{Pl}} = \left( \frac{\hbar G}{c^3} \right)^{1/2} \approx 10^{-35} \text{ m}$	
Temps de Planck	$t_{\text{Pl}} = \left( \frac{\hbar G}{c^5} \right)^{1/2} \approx 10^{-43} \text{ s}$	$t_{\text{Pl}} = \frac{l_{\text{Pl}}}{c}$
Masse de Planck	$m_{\text{Pl}} = \left( \frac{\hbar c}{G} \right)^{1/2} \approx 2 \times 10^{-8} \text{ kg}$	$E_{\text{Pl}} t_{\text{Pl}} = \hbar$
Énergie de Planck	$E_{\text{Pl}} = \left( \frac{\hbar c^5}{G} \right)^{1/2} \approx 10^{19} \text{ GeV}$	$E_{\text{Pl}} = \frac{G m_{\text{Pl}}^2}{l_{\text{Pl}}}$
Température de Planck	$\approx 10^{32} \text{ K}$	$T_{\text{Pl}} = \frac{E_{\text{Pl}}}{k}$

### 5.3.2.3. L'histoire de l'Univers : une succession de brisures de symétries

L'Univers baigne dans un rayonnement dont l'origine remonte au *Big Bang*. Principalement constitué de photons dont l'énergie se situe aujourd'hui dans le domaine des micro-ondes, il a été découvert en 1964 par Penzias et Wilson au moyen d'une antenne des laboratoires Bell. L'expansion de la trame de l'Univers mise en évidence par Hubble en 1929 s'accompagne du refroidissement du rayonnement lumineux qui baigne l'Univers (voir *L'origine des galaxies* page 18).

Au tout début de l'Univers, le rayonnement était celui d'un corps noir à température très élevée ( $T \geq T_{\text{Pl}}$ ) et les particules, avec lesquelles le rayonnement était en équilibre, se trouvaient à la même température. À ce moment, les quatre interactions fondamentales que nous connaissons aujourd'hui n'en formaient qu'une seule : l'interaction supersymétrique.

Tableau 5. À la recherche de la « théorie totale »



L'histoire physique de l'Univers est jonchée d'une succession de brisures de symétries, transformant progressivement l'interaction supersymétrique des débuts en quatre interactions différenciées : l'interaction gravitationnelle, forte, faible et électromagnétique. La première interaction à se différencier est l'interaction gravitationnelle, comme indiqué au tableau 5. Elle se sépare lorsque l'énergie du rayonnement ou l'énergie moyenne par particule devient inférieure à  $10^{19}$  GeV, valeur qui correspond à l'énergie associée à la masse d'un médiateur de l'interaction supersymétrique.

Ensuite, lorsque l'énergie des photons baignant l'Univers devient inférieure à  $10^{15}$  GeV, c'est l'interaction de grande unification qui se scinde en interaction forte et interaction électrofaible. Enfin, celle-ci se décompose en interaction électromagnétique et interaction faible à des énergies inférieures à 100 GeV, énergie associée à la masse d'un médiateur  $W^\pm$  ou  $Z^0$ . Il faut souligner que chacun de ces événements peut être vu comme une *brisure de symétrie* : avant la brisure électrofaible, il n'existait qu'un médiateur, alors qu'actuellement les médiateurs se sont différenciés en  $W^\pm$  et  $Z^0$  d'une part et photons d'autre part. Ceux-ci sont très différents aujourd'hui : le photon est une particule sans masse, alors qu'un  $W^\pm$  et un  $Z^0$  ont une masse de 80 et 92 GeV respectivement. Comment expliquer cette différence ? Lors de la brisure de symétrie électrofaible sont apparues les particules de Higgs. Celles-ci n'interagissent qu'avec les  $W^\pm$  et  $Z^0$ , et non avec les photons. Au contraire de ces derniers, les  $W^\pm$  et  $Z^0$  ne peuvent donc se déplacer à la vitesse de la lumière dans un milieu rempli de particules de Higgs et acquièrent de ce fait une masse qui les distingue désormais des photons. Elles sont très activement recherchées. La mise en service du LHC (*Large Hadron Collider*) au CERN devrait permettre d'atteindre des énergies de l'ordre du téraélectronvolt ( $1 \text{ TeV} = 10^{12} \text{ eV}$ ) qui se situent au seuil du domaine prédit pour la masse d'une particule de Higgs. Peut-être pourra-t-on donc y découvrir les premières particules de ce type.

Pour comprendre cette création de particules associées à la brisure de symétrie, il faut d'abord savoir qu'à chaque loi de conservation est associée une symétrie : la conservation de l'énergie est liée à l'invariance des lois de la physique sous des changements de l'origine du temps, la conservation de la quantité de mouvement est liée à l'invariance des lois physiques sous des translations, la conservation de la charge est liée à l'invariance de jauge, etc. Réciproquement, pour toute symétrie, il existe une loi de conservation. Ensuite, pour comprendre l'apparition des particules de Higgs lors de la brisure de symétrie électrofaible, on peut établir une analogie avec la symétrie liée à la conservation de la charge électrique. Dans l'hypothèse (irréaliste !) où cette symétrie se briserait, des phénomènes physiques surviendraient qui ne conserveraient plus la charge électrique (brisure de symétrie de la charge). Une charge nette apparaîtrait de ce fait dans l'Univers et, avec elle, un champ électrique auquel seraient associés les photons véhiculant l'interaction électromagnétique. Dans cet exemple simple, on voit comment la brisure de la symétrie associée à la conservation de la charge électrique créerait des photons.



On peut donc conclure schématiquement que toute brisure de symétrie engendre un champ auquel sont associées des particules. Il en va de même des brisures de symétrie caractérisant le passé de l'Univers : la brisure des symétries de l'interaction supersymétrique, de l'interaction de grande unification et de l'interaction électrofaible est responsable de la création d'une grande variété de particules exotiques, portant le nom générique de *WIMP* (*weakly interacting massive particles*).

**Tableau 6. Quelques candidats pour la matière sombre non baryonique.**

Particule	Masse approximative	Prédiction par (*)	Effets astrophysiques
Axion, majoron, boson de Goldstone	$10^{-5}$ eV	TQC	MS chaude
Neutrino ordinaire	10 - 100 eV	TGU	MS chaude
Higgsino léger, photino, gravitino, axino, sneutrino (a)	10 - 100 eV	SS/SG	MS chaude
Para-photon	20 - 400 eV	TQC modifiée	MS chaude / tiède
Gravitino, etc.	500 eV	SS/SG	MS tiède
Photino, gravitino, axino, particule miroir, neutrino Simpson (a)	keV	SS/SG	MS tiède / froide
Photino, sneutrino, higgsino, gluino, neutrino lourd (a)	MeV	SS/SG	MS froide
Préon	20 - 200 TeV	Modèles composites	MS froide
Monopôles magnétiques	$10^{16}$ GeV	TGU	MS froide
Pyrgon, maximon, pôle de Perry, newtorites, schwarzschild	$10^{19}$ GeV	Théories à dimension supérieure	MS froide
Cordes supersymétriques	$10^{19}$ GeV	SS/SG	MS froide
Pépites de quarks, nucléarites	$10^{15}$ g	TQC, TGU	MS froide

(\*) TQC, théorie quantique des champs ; TGU, théorie de grande unification ; SS, théories supersymétriques ; SG, supergravitation.

(a) Parmi ces particules prédites par les théories supersymétriques et de la supergravitation, seule la plus légère peut être stable et contribuer à  $\Omega$ , mais les théories ne peuvent pas encore prévoir ni sa masse, ni de laquelle il s'agit.



### 5.3.2.4. Les WIMP

L'existence de ces particules est prédite par les théories de grande unification et les théories supersymétriques. Les principales sont mentionnées à titre indicatif dans le tableau 6. Elles n'interagissent que faiblement avec la matière « normale ». C'est la raison pour laquelle leur existence reste encore hypothétique à ce jour. Si elles existent, elles sont susceptibles d'apporter une contribution importante à la matière non lumineuse. Leurs caractéristiques sont prévues par la théorie, mais sont très incertaines. En tout état de cause, seule la moins massive sera stable.

Des expériences en cours, notamment AMANDA (*Antarctic Muon and Neutrino Detector Array*, figure 43), sont susceptibles de détecter ces particules indirectement. Dans plusieurs puits creusés dans la glace transparente de l'Antarctique, on a déroulé des câbles munis de détecteurs à photomultiplicateur (figure 44) pour observer le rayonnement Cerenkov émis par des neutrinos se déplaçant plus vite que la lumière dans la glace et qui seraient les résidus de l'annihilation de WIMP. Si l'Univers baigne effectivement dans un flot de WIMP, ces particules devraient être attirées par le champ gravitationnel du Soleil ou de la Terre et s'y rassembler en plus grand nombre. Comme elles sont leurs propres antiparticules, elles doivent s'annihiler lorsqu'elles se rencontrent et produire des neutrinos très énergétiques (de l'ordre du GeV). Ainsi, le Soleil devrait apparaître comme une source de tels neutrinos, dont certains atteindront la calotte antarctique. Les calculs théoriques prévoient que leur flux par intervalle d'énergie devrait être d'environ  $10^6 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{GeV}^{-1}$  au niveau de la Terre. Mais leur probabilité d'interaction est si faible que l'on ne devrait observer qu'une seule émission du rayonnement Cerenkov par jour et par kilogramme de matière.

Cependant, aucune « bonne nouvelle » n'est encore tombée, mais les mesures sont toujours en cours de dépouillement.

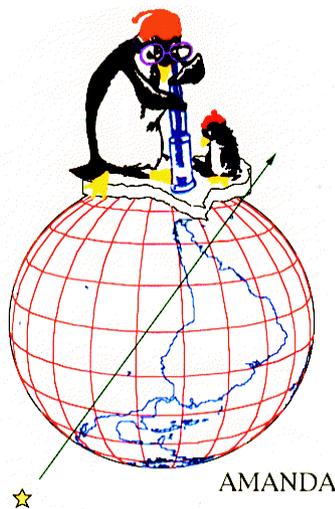


Figure 43 — Le logo de l'expérience AMANDA (*Antarctic muon and neutrino detector array*). Cette expérience consiste à détecter dans la glace de l'Antarctique les traces du passage des neutrinos ayant traversé la Terre. Celle-ci joue le rôle d'écran pour les muons.

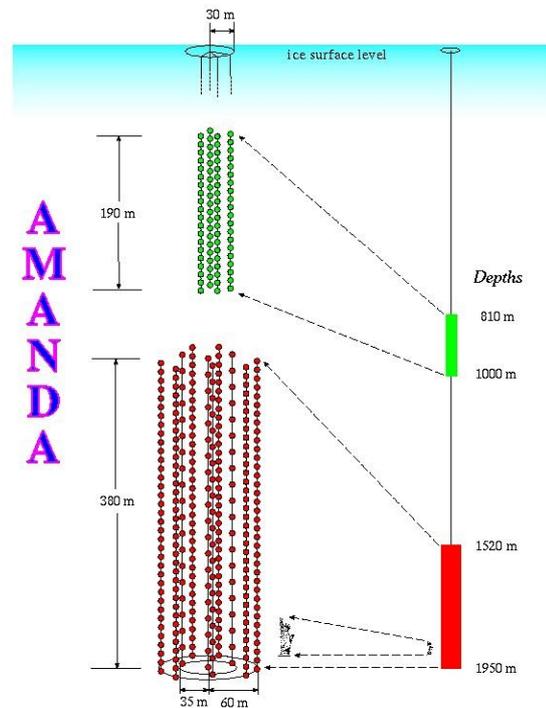


Figure 44 — Schéma de la disposition des détecteurs de AMANDA.

### 5.3.2.5. Formation des grandes structures et matière sombre non baryonique : froide ou chaude ?

Environ 300 000 ans après le *Big Bang*, la température s'est abaissée au voisinage de 3 000 K, avec pour effet que la matière et la radiation se découplent (c'est la « recombinaison » des électrons avec les noyaux). L'Univers devient transparent et c'est de cette époque que date le *rayonnement fossile* observé par le satellite COBE (voir *L'origine des galaxies* page 18). L'attraction gravitationnelle tend à favoriser la formation de structures par contraction, alors que la pression du gaz encore chaud tend à l'empêcher. Pour que la gravité l'emporte sur la pression et qu'un nuage de gaz à la température  $T$  se contracte, sa masse doit être supérieure à une masse minimum — la *masse de Jeans*. On démontre (par comparaison entre l'énergie interne liée à la pression gazeuse et l'énergie de liaison gravitationnelle) que, pour la température régnant dans l'Univers à l'époque de la recombinaison, la masse de Jeans dans un gaz de particules de masse  $m$  est donnée par :

$$M_J \approx \frac{3 \times 10^{18} \text{ eV}}{m c^2} M_\odot.$$

La masse  $m$  des particules qui constituent ce gaz intervient par le truchement de l'équation des gaz parfaits :

$$p = \frac{\rho}{m} k T.$$

À une température  $T$  donnée, la pression  $p$  correspondante dépend donc de la masse des particules : légères (neutrinos légers ; *hot dark matter*, HDM), elles seront rapides et exerceront une forte pression ; lourdes (WIMP ; *cold dark matter*, CDM), elles seront plus lentes et exerceront une pression faible. Il est donc logique que la masse de Jeans dans un gaz dépende de la masse des particules qui constituent ce gaz.

Il est à noter que les adjectifs « cold » et « hot », malheureusement adoptés dans le langage « cosmologique », sont des anglicismes de mauvais aloi, car inadéquats. En fait, puisque l'on suppose que la température a une valeur donnée, l'énergie cinétique des particules est fixée ( $\frac{1}{2} m v^2 = \frac{3}{2} k T$ ) et leur vitesse est en proportion inverse de la racine de leur masse (grande vitesse si petite masse). « Hot » doit en fait être compris dans le sens de « à grande vitesse » et « cold » dans le sens de « à petite vitesse », ou encore « très agitée » et « peu agitée ». Ainsi, la matière sombre « chaude » et la matière sombre « froide » se trouvent à la même température...

La masse de Jeans représente donc la masse minimum des objets qui peuvent être formés par l'effondrement d'un nuage de gaz à la température  $T$  puisqu'une structure ne pourra se former par contraction gravitationnelle que si  $M > M_J$ . La masse minimum des structures qui se sont formées au tout début de l'Univers est donc différente dans les scénarios HDM et CDM. Dans le gaz de HDM,  $m$  est petit et donc  $M_J$  est grande : on forme donc nécessairement de très grandes structures par contraction gravitationnelle, de l'ordre d'amas de galaxies. Si la matière sombre se trouve sous forme « chaude » (*hot dark matter*), les grandes structures



(superamas) se sont formées en premier lieu, puis, par fragmentation, sont apparues les structures plus petites (galaxies). Selon ce scénario, la matière sombre « chaude » consiste en particules relativistes de faible masse ( $mc^2 \approx 10$  à  $100$  eV), à savoir des neutrinos. Par contre, si la matière sombre se trouve sous forme « froide » (*cold dark matter*), les petites structures se sont formées en premier lieu puis, par agrégation, sont apparues les plus grandes (amas et superamas). Ici, la matière sombre « froide » consiste en particules non relativistes de plus grande masse ( $mc^2 \geq 1$  MeV à  $1$  GeV) et il s'agirait de WIMP.

Des simulations de la distribution des galaxies dans ces deux scénarios ne sont pas en bon accord avec la distribution observée (figure 45). Dans l'hypothèse de matière sombre « froide », les distributions simulées ne montrent pas assez de trous à grande échelle ; par contre, dans l'hypothèse de matière sombre « chaude », les simulations font apparaître des vides trop nombreux et trop grands d'une part et des condensations trop marquées d'autre part. La nature exacte de la matière sombre non baryonique n'est donc vraisemblablement pas tranchée. Il est permis de penser qu'elle est constituée en partie de neutrinos et en partie de WIMP. Leurs proportions sont cependant encore loin d'être connues.

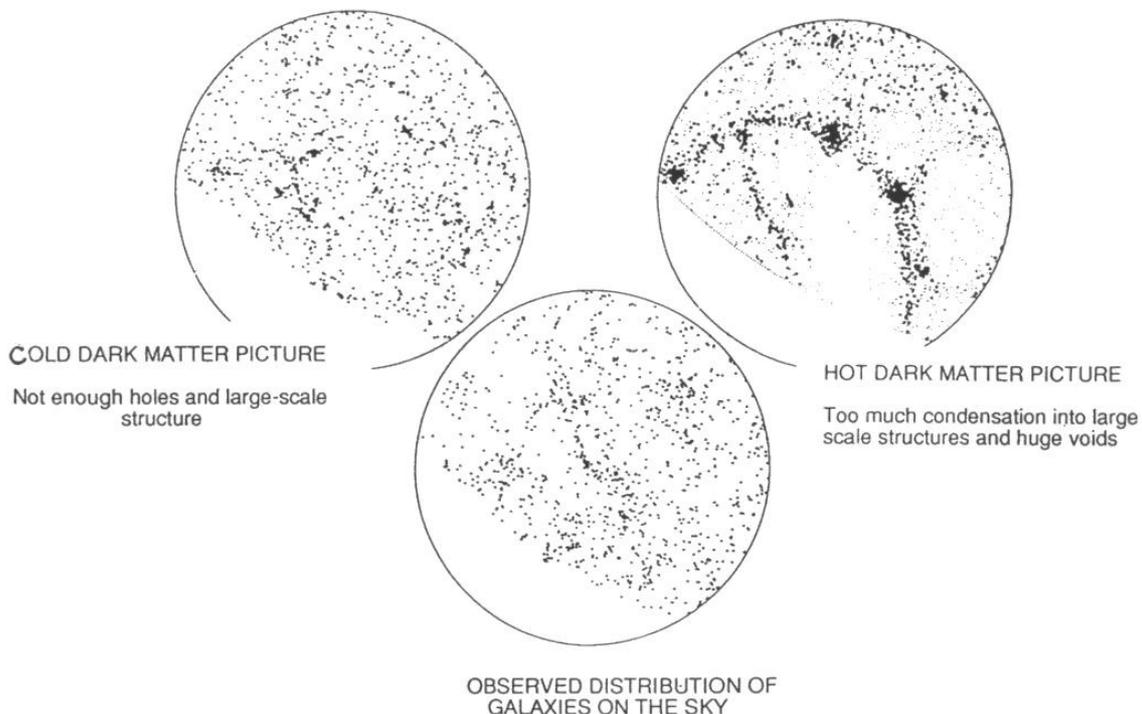


Figure 45 — Comparaison avec la distribution réelle des galaxies de simulations fondées sur l'hypothèse de l'existence de matière sombre froide et chaude.

## 6. Conclusion

« À l'Ouest rien de nouveau : cette fin de xx<sup>e</sup> siècle qui voit surgir le problème de la matière sombre ressemble à la fin du xix<sup>e</sup> siècle qui a confronté les scientifiques à la difficile question de l'existence de l'éther. Ces deux milieux ont des points communs : tout l'Univers y baigne (les superamas comme le laboratoire) et sont très difficilement détectables... Moralité : au xxi<sup>e</sup> siècle, il nous faudra combattre l'“ obscurantisme ” et tirer au clair la nature de la matière sombre ! (mais c'est loin d'être le seul obscurantisme qui nous attend !). En cas de succès, on peut s'attendre à un brillant avenir pour la physique, à en juger par les conséquences de la solution du problème de l'éther au début du xx<sup>e</sup> siècle. »

A. J.



## 7. Crédits des illustrations

1. Atlas Image mosaic obtained as part of the Two Micron All Sky Survey (2MASS), a joint project of the University of Massachusetts and the Infrared Processing and Analysis Center/California Institute of Technology, funded by the National Aeronautics and Space Administration and the National Science Foundation. <http://www.ipac.caltech.edu/2mass/gallery/index.html>.
4. B. Tully, Institute for Astronomy, University of Hawaii.
- 6, 11, 13, 16, 18, 19, 24. Adapté de V. Rubin, *Pour la Science*, août 1983.
- 7, 8, 9. NASA, HST.
12. A. Acker, *Astronomie - Introduction*, Masson, 1992 (Fig.325).
13. V. Rubin, communication privée.
15. T.S. van Albada and R. Sancisi, *Phil. Trans. Roy. Soc. London A320*, 447, 1986.
16. V.C. Rubin et al., *The Astrophysical Journal* 261, 439, 1982 (Fig.3).
21. The Observatories of the Carnegie Institution of Washington.
22. E. Hubble, *Proc. Nat. Acad. Sc.* 15, 168, 1929; E. Hubble & M.L. Humason, *The Astrophysical Journal*, 74, 77, 1931 (Fig.5).
23. Image made using the Kitt Peak National Observatory 2.1 meter telescope. Credit : W. C. Keel and R. E. White III (U. Alabama, Tuscaloosa).
27. N. Bahcall, et al., *The Astrophysical Journal*, 447, L81, 1995 (Fig.2).
28. D.N. Schramm, *Physics Today*, April 1983.
29. J.C. Mather, et al., *The Astrophysical Journal*, 354, L37, 1990 (Fig.2).
30. The COBE Science Team / NASA.
31. S.A. Shectman, et al., *The Astrophysical Journal*, 470, 172, 1996 (Fig.8h).
32. L. Nicolaci da Costa et al., *The Astrophysical Journal*, 424, L1, 1994 (Fig.1).
33. NASA, HST.
34. Astrophysique sur mesure, <http://ufe.obspm.fr/article228.html>.
35. Courbes de rotation : Famaey et al., *Physical Review D*, 2007. Photo de NGC 3198 : *Digital Sky Survey*. Photo de NGC 1560 : Martin C. Germano, <http://www.seds.org/~spider/spider/LG/n1560.html>
- 36, 37. <http://zebu.uoregon.edu/images/malin1.gif> et [malin2.gif](http://zebu.uoregon.edu/images/malin2.gif)
38. Adapté de G. Bothun, *Pour la Science*, avril 1997.
40. C. Alcock, in J.N. Bahcall, J.P. Ostriker (eds.), *Unsolved Problems in Astrophysics*, Princeton University Press, 1997 (Fig. 13.1).
42. Adapté de *La Recherche*.
- 43, 44. Amanda project <http://amanda.berkeley.edu/amanda/amanda.htm>.
45. C. Frenk, *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, 1986.

## 8. Bibliographie

- \* Facile (vulgarisation).
- \*\* Avancé (niveau licence en physique).
- \*\*\* Très avancé (niveau doctorat astrophysique).

### Ouvrages spécifiques, mais très avancés

- \*\* *Particle Astrophysics*, H. V. Klapdor-Kleingrothaus, K. Zuber, 1997, Institute of Physics Publ., Bristol.
- \*\*\* *Unsolved Problems in Astrophysics*, eds J. N. Bahcall, J. P. Ostriker, Princeton University Press, 1997.
- \*\*\* *The Universe at Large: Key Issues in Astronomy and Cosmology*, eds G. Munch, A. Mampaso, F. Sauchez, Cambridge University Press, 1997.
- \*\*\* *The Weak Interaction in Nuclear, Particle and Astrophysics*, K. Grotz, H. V. Klapdor, A. Hilger, 1990.
- \*\*\* *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, « Existence and Nature of Dark Matter in the Universe », V. Trimble, 25, 425, 1987.
- \*\*\* *Annual Reviews of Astronomy and Astrophysics*, « Modified Newtonian Dynamics as an Alternative to Dark Matter », R.H. Sanders, S. McGaugh, 40, 263-317, 2002, <http://arxiv.org/astro-ph/0204521>.
- \*\*\* *Physical Review*, « Relativistic gravitation theory for the MOND paradigm », J. Bekenstein, D70, 083509, 2004, <http://arxiv.org/astro-ph/0403694>. Erratum, *ibid.* D71, 2005, 069901.
- \*\*\* *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, « Modified Newtonian Dynamics in the Milky Way », B. Famaey, J. Binney, 363, 603-608, 2005, <http://arxiv.org/astro-ph/0506723>.

### Chapitres dans des ouvrages de vulgarisation ou des manuels d'astrophysique

- \* *Our Evolving Universe*, M. Longair, Cambridge University Press, 1996.
- \*\* *An Introduction to Modern Astrophysics*, B. W. Carroll, D. A. Ostlie, Addison-Wesley, 1996.
- \*\* *Introductory Astronomy and Astrophysics*, M. Zeilik, S. A. Gregory, E. v. P. Smith, Saunders College Publ., 1992.
- \* *Astronomy — From the Earth to the Universe*, J. M. Pasachoff, Saunders College Publ., 4<sup>th</sup> ed., 1992.

### Articles de vulgarisation

- \* *From Quarks to the Cosmos — Tools of Discovery*, L. M. Lederman, D. N. Schramm, Scientific American Library, 1995.



- \* *Pour la Science*, « La matière sombre dans les galaxies spirales », V. Rubin, août 1983, 74.
- \* *Pour la Science*, « La matière sombre dans l'Univers », L. Krauss, février 1987, 82.
- \* *Pour la Science*, « Les galaxies fantômes », G. Bothun, avril 1997, 84.
- \* *OBAFGKM*, « Naines brunes et lentilles gravitationnelles », Z. Balogh, juillet-septembre 1995, pp. 8-12.
- \* *Scientific American*, « The ghostliest galaxies », G. Bothun, mars 1998.
- \* *Ciel et Terre*, « L'Univers né du vide », H. Andrillat, 113 (6), 1997.
- \* *Cours public d'astronomie* par L. Louys, « Interactions fondamentales et particules élémentaires », (<http://www.jeunesse-et-science.be/Doc/Interactions.PDF>).
- \* *Dossier Pour la Science*, « Les symétries de la nature », juillet 1998.

### Ouvrages de cosmologie

- \* *Bubbles, Voids and Bumps in Time: the New Cosmology*, ed. J. Cornell, Cambridge University Press, 1989.
- \* *Les trois premières minutes de l'Univers*, S. Weinberg, Coll. Points Sciences, Seuil, 1988.
- \*\* *Le rayonnement cosmologique*, M. Lachièze-Rey, E. Gunzig, Masson, 1995.
- \*\* *First Principles of Cosmology*, E. V. Linder, Addison-Wesley, 1997.
- \* *Une brève histoire du temps*, S. Hawking, Flammarion, 1989.
- \* *After the first three minutes*, T. Padmanabhan, Cambridge University Press, 1997.
- \* *La Recherche, Naissance et histoire du cosmos*, hors série, avril 1998.
- \* *L'Univers chiffonné*, Jean-Pierre Luminet, collection « Le temps des sciences », Fayard, 2001.

