

FORMATION DES GALAXIES

Les galaxies représentent des inhomogénéités visibles de l'Univers de grande amplitude : la densité moyenne dans une galaxie est de  $\sim 10^{-23} \text{ g cm}^{-3}$  et celle de l'Univers  $\sim 10^{-30} \text{ g cm}^{-3}$ , d'où un contraste de l'ordre de  $10^7$ . A grande échelle l'Univers est pourtant très homogène et isotrope, et il l'était surtout jusqu'à ce que le rayonnement se découple de la matière, à la "recombinaison" des atomes (température de l'Univers  $\sim 3000^\circ \text{ K}$ ) : en effet, le rayonnement du corps noir à  $3^\circ \text{ K}$  que nous observons aujourd'hui, qui était en équilibre thermique avec la matière jusqu'à la recombinaison, ne révèle aucune anisotropie à la précision près des mesures. Toute inhomogénéité à cette époque ( $t_{\text{rec}}$ ) ne pouvait dépasser une amplitude de  $\delta\rho/\rho \sim 10^{-4}$  environ. Comment ont donc pu se former les galaxies et amas de galaxies ? Ce problème est d'autant plus difficile à résoudre que, dans un univers en expansion, toute condensation est très lente à s'effondrer gravitationnellement, comme le montre le calcul suivant.

I.- CROISSANCE DES FLUCTUATIONS PRIMORDIALES

A propos de la formation des étoiles (cf. "Milieu Interstellaire") nous avons repris le raisonnement de Jeans (1928) et montré que toute perturbation de densité, de longueur d'onde supérieure à

$$\lambda_J = C_s \sqrt{\pi/G\rho}$$

( $C_s$  vitesse du son dans un milieu gazeux homogène de densité  $\rho$ ) était instable et s'effondrait gravitationnellement, selon une loi exponentielle avec le temps.

Or, l'état non perturbé de densité uniforme jusqu'à l'infini et au repos n'est pas une solution des équations ; les hypothèses de Jeans négligeaient indûment l'expansion de l'Univers. Nous allons ici traiter le problème des instabilités gravitationnelles dans un univers en expansion, dans le cadre de la théorie Newtonienne (cf. Bonnor 1957). Ce traitement est équivalent à celui, plus complet, de la relativité générale, dès que l'Univers est dominé par la matière. Dans le modèle standard du Big Bang (cf. chapitre ultérieur "Cosmologie"), la densité d'énergie de l'Univers est, au début, dominée par le rayonnement. Celui-ci se refroidissant au cours du temps, la densité d'énergie due à la matière finit par l'emporter. L'époque où les densités de matière et de rayonnement sont égales,  $t_{eq}$ , se situe aux environs de la période de recombinaison, selon la valeur (encore mal déterminée) de la densité de l'Univers que l'on observe aujourd'hui.

L'approximation Newtonienne est valable si l'on considère des distances petites devant le rayon caractéristique de l'Univers, des vitesses faibles devant  $C$  et surtout des perturbations sphériques, car alors les forces gravitationnelles dues à la matière lointaine s'annulent par symétrie.

Considérons donc un milieu de densité  $\rho$ , de vitesse radiale  $u$ , de pression  $p$  et d'accélération gravitationnelle radiale  $g$ . L'évolution en fonction du temps  $t$  est gouvernée par les équations :

- de continuité :

$$\frac{d\rho}{dt} + \frac{\rho}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 u) = 0$$

- du mouvement :

$$\frac{du}{dt} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} - g = 0$$

- d'adiabaticité :

$$p = \text{cste } \rho^\gamma$$

- de Poisson :

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 g) + 4\pi G \rho = 0$$

(où :  $d/dt = \partial/\partial t + u\partial/\partial r$ ).

Nous allons tout d'abord montrer qu'à l'ordre zéro, ces équations ont pour solution l'expansion uniforme d'un milieu homogène. Supposons donc que la vitesse d'expansion est :

$$u_0(r, t) = \frac{r dR}{R dt} = Hr$$

$R(t)$  définit la taille caractéristique de l'Univers.  $H(t)$  est ce qu'on appelle la "constante" de Hubble (vitesse d'expansion proportionnelle à la distance  $r$  à un instant donné  $t$ ). On a alors  $\dot{r}(t) = \text{constante } R(t)$ .

Grâce à l'équation de continuité :  $\frac{d\rho}{dt} + \rho \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{2\rho u}{r} = 0$

où l'on remplace  $u$  par  $r\dot{R}/R$ , l'on obtient pour la densité uniforme  $\rho_0$

$$\frac{d\rho_0}{dt} + \frac{3\dot{R}}{R} \rho_0 = 0$$

Ce qui implique que  $\rho(t)$  varie comme  $R^{-3}$  (conservation de la masse). De même, puisque l'expansion est adiabatique, la pression  $P(t)$  varie comme  $R^{-3\gamma}$ .

La pression, elle aussi, reste uniforme dans l'expansion,  $\partial P/\partial r = 0$  et l'équation du mouvement devient :

$$\ddot{R}/R = g_0/r$$

L'équation de Poisson permet alors de déduire :

$$g_0/r = -4\pi G\rho_0/3 = -GM/R^3$$

où l'on a écrit  $M = \frac{4}{3} \pi \rho_0(t) R^3(t)$  la masse (constante) comprise dans la sphère de rayon  $R$ .

L'équation de l'expansion est donc :

$$\ddot{R}/R = -GM/R^3$$

soit, en intégrant, :  $\frac{1}{2} \dot{R}^2 - \frac{GM}{R} = -\frac{1}{2} kC^2$

$k$  est une constante qui, en cosmologie relativiste, caractérise la courbure de l'espace tridimensionnel :

- $K = 1$  univers elliptique, fermé
- $K = 0$  " " euclidien
- $K = -1$  " " hyperbolique, ouvert.

si l'on pose  $\rho_c(t) = \frac{3\dot{R}^2}{8\pi G R^2}$ , la densité critique de l'Univers à l'instant  $t$ , le paramètre  $K$  s'écrit :

$$K = \frac{8\pi G R^2}{3c^2} (\rho_0 - \rho_c)$$

si à un instant quelconque  $\rho_0(t) = \rho_c(t)$ , l'espace est euclidien, et le demeure à toute époque. La densité reste toujours égale à la densité critique. La densité actuelle, si elle était connue exactement, pourrait donc servir de test de la nature de l'Univers. Si elle était supérieure à la densité critique actuelle ( $\sim 2 \cdot 10^{-29} \text{ g cm}^{-3}$ ), l'Univers serait fermé.

L'incertitude sur la valeur de  $\rho_0$  conduit à poser :

$$\Omega = \rho_0 / \rho_c$$

(rapport de la densité réelle à la densité critique).

Revenons à l'équation de l'expansion qui peut s'écrire :

$$\frac{1}{2} \dot{R}^2 - \frac{GM}{R} = -k \frac{GM}{R_m}$$

où  $R_m = 2GM/c^2$ . Elle peut être interprétée comme la conservation de l'énergie d'une particule au rayon  $R$ . Si  $K = +1$ , l'énergie est négative, et l'expansion s'arrête au rayon maximum  $R_m$ . Si  $K = -1$ , l'expansion n'a pas de fin et  $R_m$  marque le rayon au-delà duquel ( $R \gg R_m$ ) le mouvement est uniforme ( $\dot{R} = \text{cste}$ ) : l'expansion n'est plus décélérée par la densité de l'Univers qui devient négligeable.

Pour résoudre l'équation, il est préférable de définir les quantités sans dimension :

$$R' = R/R_m \quad t' = \left(\frac{2GM}{R_m^3}\right)^{1/2} t$$

on a alors :

$$(dR'/dt')^2 - 1/R' = -k$$

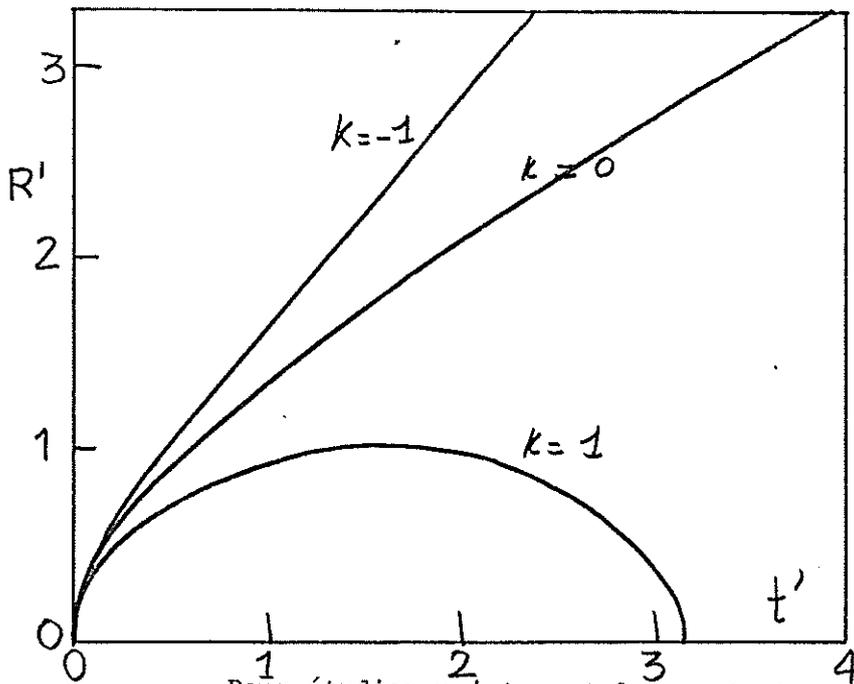
ou bien :

$$dt' = \left(\frac{R'}{1 - KR'}\right)^{1/2} dR'$$

qui peut se résoudre grâce au changement de variable, selon la valeur de  $K$  :

$$\begin{aligned} R' &= \sin^2 a & K &= +1 \\ &= a^2 & K &= 0 \\ &= \text{sh}^2 a & K &= -1 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{La solution est alors : } t' &= a - \sin a \cos a & K &= +1 \\ &= \frac{2}{3} a^3 & K &= 0 \\ &= \text{sh} a \text{ch} a - a & K &= -1 \end{aligned}$$



Ces courbes sont reportées ci-contre. Dans le cas de l'Univers fermé ( $K = 1$ )  $R(t)$  redevient nul tous les  $\Delta t = (3\pi/8G\rho_m^-)^{1/2}$ ,  $\rho_m$  étant la densité de l'Univers à  $R_m$ . Dans le cas euclidien  $R(t) \propto t^{2/3}$ , de même pour  $K = -1$  tant que  $R \ll R_m$ . Pour  $R \gg R_m$  et  $K = -1$ , l'Univers est ouvert  $R(t) \propto t$ .

Pour étudier maintenant les perturbations linéaires (d'ordre 1) par rapport à la solution d'ordre zéro, on peut poser :

$$\rho = \rho_0 + \rho_1, \quad u = u_0 + u_1, \quad P = P_0 + P_1, \quad g = g_0 + g_1$$

Pour les perturbations adiabatiques ( $p_1/p_0 = \gamma \rho_1/\rho_0$ ), les trois équations précédentes (continuité, mouvement, Poisson) permettent alors de déduire l'évolution dans le temps de  $\rho_1$  (en éliminant  $u_1$ , et  $g_1$ ).

Après des calculs un peu longs, on peut montrer que l'instabilité gravitationnelle existe pour des longueurs d'onde supérieures à une longueur d'onde critique (analogue à la taille de Jeans), mais que la croissance des perturbations n'est plus exponentielle avec le temps, mais plutôt en loi de puissance. Plus précisément, on obtient au début de la croissance :

$$\boxed{\delta\rho/\rho = (\rho_1/\rho_0) \propto R'(t)} \quad (\text{comme l'expansion})$$

II.- CONDITIONS DE L'INSTABILITE GRAVITATIONNELLE DANS L'UNIVERS

Quelles sont les masses qui peuvent se condenser, et à quelle époque, dans l'expansion ? Schématisons les diverses périodes de l'histoire de l'Univers : la température T du rayonnement de corps noir qui baigne l'Univers vérifie la loi  $RT = \text{cste}$  (la longueur d'onde du rayonnement suit l'expansion). La densité d'énergie du rayonnement est, selon la loi de Planck :

$$\rho_r = 4\sigma T^4/c^3$$

(où  $\sigma$  est la constante de Stefan).

On en déduit donc que la densité du rayonnement décroît comme  $\rho_r \propto R^{-4}$  avec l'expansion.

Or, nous avons vu que la densité de matière ne varie que comme  $\rho_m \propto R^{-3}$ . Au début de l'Univers, la température T est infinie, le rayonnement domine  $\rho_r \gg \rho_m$ , mais il arrive un moment où  $\rho_m = \rho_r$ , qui permet de définir la période radiative ( $t < t_{eq}$ ) et la période dominée par la matière ( $t > t_{eq}$ ).

Au début de l'Univers, le comportement de R(t) dépend peu du paramètre K et dans la période radiative :

$$R(t) \propto t^{1/2} \quad (\text{et } T \propto t^{-1/2})$$

Dans la période dominée par la matière, on a vu plus haut que :

$$R(t) \propto t^{2/3}$$

pour un univers euclidien, et :

$$\left. \begin{aligned} R(t) &\propto t^{2/3} && \text{pour } R \ll R_m \\ &\propto t && \text{pour } R \gg R_m \end{aligned} \right\}$$

pour un univers hyperbolique.

Seuls ces deux cas nous intéressent, car les observations semblent indiquer que  $\Omega < 1$ . En effet, si l'on ne tient compte que de la matière visible  $\Omega = 0,03$ . D'autre part, une certaine masse invisible est révélée par ses effets gravitationnels : courbes de rotation plate des galaxies, orbites des galaxies binaires, théorème du Viriel dans les amas de galaxies. Si l'on

admet que 80 à 90% de la masse de l'Univers est invisible, on obtient alors  $\Omega = 0,2$ . Nous considèrerons tout de même le cas  $\Omega = 1$ , car certains arguments de symétrie amènent à postuler cette solution. En effet,  $|\Omega - 1|$  croît comme  $R(t)$  avec le temps

[ceci se voit sur l'équation  $K' = \frac{8\pi GR^2}{3c^2} (\rho_0 - \rho_c)$  où  $\rho_c$  varie en  $R^{-3}$ ]

et puisque  $\Omega$  est si proche de 1 aujourd'hui, il est difficile d'expliquer un  $\Omega$  si infiniment proche de 1 dans les phases critiques du début de l'Univers (cf. "Cosmologie").

° L'instabilité gravitationnelle ne peut se produire que dans la période dominée par la matière soit après  $t_{eq}$ . Il est commode de caractériser les diverses époques par le degré d'expansion  $R$ , plutôt que par l'âge  $t$ , en prenant  $R = 1$  aujourd'hui. C'est ainsi que l'époque de la recombinaison des atomes ( $T \sim 3000^\circ K$ ) se produit dans toutes les sortes d'univers à  $R = 10^{-3}$  (puisque  $RT = cste$ ).

On peut calculer que pour  $\Omega = 1$ , la période radiative se termine quand  $R = 10^{-4}$ , alors que pour  $\Omega = 0,1$  la transition matière-rayonnement se produit quand  $R = 10^{-3}$  en même temps que la recombinaison. On pourrait alors penser que dans le premier cas ( $\Omega = 1$ ) les fluctuations ont plus de temps pour croître ; ce n'est vrai en fait que pour les grandes échelles car l'interaction avec les photons (diffusion Thomson) empêche la matière de se condenser, jusqu'à  $R = 10^{-3}$ .

° D'autre part les masses qui peuvent se condenser sont nécessairement inférieures ou égales à la masse contenue dans l'horizon. Cette masse représente l'Univers observable à partir d'un point donné, et aussi la matière qui est reliée par la causalité :  $M_H \sim \rho(ct)^3$ .

Dans le cas euclidien ( $\Omega = 1$ ), à toute époque la densité  $\rho = 3H^2/8\pi G$  = densité critique et :

$$\frac{1}{2} < Ht < \frac{2}{3} \quad (H = \dot{R}/R)$$

d'où l'on déduit que  $M_H$  croît comme  $\sim t$ . A la recombinaison ( $R = 10^{-3}$ )

$M_H = 3 \cdot 10^{18} M_\odot$  et la masse de Jeans est évaluée à  $4 \cdot 10^5 M_\odot$ . Toutes les échelles de masses peuvent alors se condenser entre ces deux extrêmes. Leur taux de croissance sera celui des perturbations linéaires dans l'Univers en expansion ( $\delta\rho/\rho \propto R(\propto t^{2/3})$ ), donc une amplification d'un facteur  $10^3$  sera possible depuis la recombinaison. Une fois que  $\delta\rho/\rho \sim 1$ , les effets non linéaires accélèrent alors considérablement la condensation. Donc pour que les galaxies et amas de galaxies puissent s'être formés à l'heure actuelle, les fluctuations doivent déjà être d'au moins  $\sim 10^{-3}$  à la recombinaison ; comme elles ne peuvent pas croître dans la période radiative, elles doivent être primordiales. Ces contraintes sont encore plus critiques dans un Univers où  $\Omega = 0,1$ , car les perturbations ne peuvent croître comme précédemment que pour  $10^{-3} < R < 10^{-1}$ , période où l'Univers se comporte comme si  $K = 0$  ( $R \propto t^{2/3}$ ,  $R \ll R_m$ ). A partir de  $R = 10^{-1}$ , la matière ne décélère plus l'expansion qui se produit à vitesse constante ( $R \propto t$ ) et l'on peut montrer que toute perturbation (dans le régime linéaire) ne peut plus croître du tout :  $\delta\rho/\rho = \text{cste}$ . La formation des galaxies requiert alors des fluctuations de l'ordre de  $10^{-2}$  à la recombinaison. On peut aussi remarquer, d'après les mêmes considérations, que la valeur de  $\Omega = 0,01$  est la valeur limite pour qu'une instabilité gravitationnelle puisse jamais se produire. En effet, dans ce cas là, la période radiative dure jusqu'à ce que  $R = 10^{-2}$ , moment à partir duquel l'Univers est si ouvert qu'il entre dans la phase d'expansion non décélérée.

### III.- NATURE DES FLUCTUATIONS

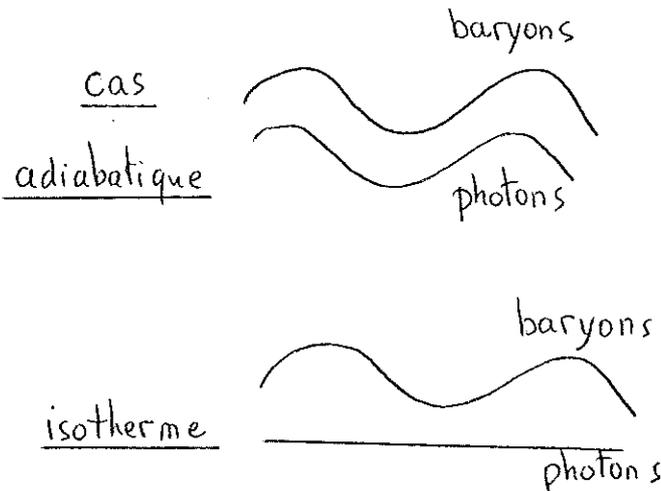
Deux modèles théoriques ont été développés pour rendre compte des structures à grande échelle de l'Univers. Dans le premier courant de pensée, les plus grandes échelles (correspondant plutôt aux superamas de galaxies) se condensent à la recombinaison à partir de fluctuations primordiales adiabatiques (les autres sont amorties dans la période radiative) ; après

leur effondrement gravitationnel non linéaire, dans une période relativement récente ( $R > 10^{-1}$ ), ces condensations se fragmentent en de plus petits morceaux qui donneront naissance aux galaxies. Dans ce modèle, l'environnement doit jouer un grand rôle dans la formation des galaxies, puisqu'il se forme "en premier".

La deuxième théorie suppose que des fluctuations de toute taille étaient présentes à la recombinaison, car ces fluctuations sont isothermes et ne sont pas amorties dans la période radiative. Pour bien comprendre ce point, on peut imaginer les perturbations adiabatiques comme des ondes acoustiques auxquelles participent également les photons et la matière (les baryons). L'entropie par baryon est alors conservée exactement : l'entropie est en effet essentiellement donnée par les photons (nous considérerons plus tard les neutrinos...) :

$$S = kN_{\gamma}$$

Les perturbations isothermes ne conservent pas l'entropie par baryon, mais représentent des ondes de baryons uniquement dans un fond uniforme de photons (à  $T = \text{cste}$ ).



Les perturbations adiabatiques sont amorties avant la recombinaison par la viscosité des photons. Cet amortissement est dû à ce que les photons diffusent hors des maxima de densité, et ne concernent que les petites échelles, jusqu'à environ des masses correspondant aux amas de galaxies aujourd'hui.

Les fluctuations isothermes existent elles à toutes les échelles au moment de la recombinaison. Elles deviennent ensuite instables en se découplant du

rayonnement à  $t_{\text{rec}}$ , et peuvent croître à peu près indépendamment les unes des autres. Assez récemment ( $R > 10^{-1}$ ) certaines s'effondrent de façon non linéaire, et selon le spectre initial, les petites échelles peuvent refusionner et donner une structure hiérarchique de condensations et sous condensations, comme il est observé aujourd'hui.

Les théories récentes en physique des particules, qui permettent d'expliquer le rapport baryons/photons de l'Univers ( $n_b/n_\gamma \sim 10^{-9}$ ) par une légère asymétrie entre baryons et antibaryons au début du Big Bang, semblent exclure l'existence de fluctuations isothermes (cf. Chap. "Cosmologie"). Toutefois, cette exclusion peut dépendre du modèle cosmologique employé et il est utile d'envisager les deux sortes de fluctuations.

Quelle que soit la nature des fluctuations, on peut les décrire par leur spectre de masse, c'est-à-dire l'amplitude de la perturbation dès qu'elle entre dans l'horizon en fonction de la masse comprise dans l'horizon  $M_H$  :

$$\left(\frac{\delta\rho}{\rho}\right)_H = f(M_H)$$

Pour des raisons de symétrie, (car on ne peut pas expliquer pourquoi une échelle de masse serait privilégiée), on postule que  $f$  est une loi de puissance : il n'y a alors aucune valeur particulière de la masse  $M_H$ . Les fonctions de corrélation des galaxies observées aujourd'hui semblent d'ailleurs obéir à des lois de puissance (index  $n$ ).

D'autre part, compte tenu de l'isotropie du rayonnement cosmique à 3°K aujourd'hui, cette puissance  $n$  ne peut pas être positive : (l'Univers serait alors très inhomogène  $\delta\rho/\rho \sim 1$  à grande échelle), ni très négative car une inhomogénéité très tôt dans l'Univers est incompatible avec la nucléosynthèse primordiale. Supposons donc le spectre plat ( $n = 0$ ). Que devient ce spectre à la recombinaison ?

Dans le cas adiabatique, toutes les fluctuations d'échelle inférieure à une certaine limite  $M_D$  sont amorties par la diffusion des photons les autres gardent l'amplitude initiale commune, soit  $A = (\delta\rho/\rho)_0$ , jusqu'à ce que le découplage matière-rayonnement fasse chuter la pression (la pression de rayonnement  $P = \rho_r c^2/3$  ne s'exerce plus sur la matière). Les perturbations de vitesses dans les fluctuations (ou "ondes acoustiques") étaient avant découplage de l'ordre de  $\delta v = cA$ . Puisque les forces de rappel de l'onde (pression) disparaissent, ces oscillations vont devenir contraction d'une quantité  $\delta r \sim \delta v t_{rec}$  ( $t_{rec}$  est le temps caractéristique de l'expansion à cette époque). Après la recombinaison, le spectre des condensations est donc pour la matière (baryons) :

$$\frac{\delta\rho}{\rho}_b = 3 \frac{\delta r}{r} \sim \frac{3\delta v t_{rec}}{r} = cste/r$$

soit :

$$\boxed{\frac{\delta\rho}{\rho} \propto M^{-1/3}}$$

Pour les fluctuations isothermes, on obtient une loi semblable pour d'autres raisons. D'abord, les petites échelles ne subissent pas l'amortissement décrit plus haut. Il n'y a pas non plus d'instabilité gravitationnelle grâce à la stabilisation due au rayonnement. Toutes les amplitudes restent donc au niveau commun  $A = (\delta\rho/\rho)_{total}$  où  $\rho_{tot} = \rho_b + \rho_r$  (baryon + rayonnement). Or, le  $\delta\rho$  ne fait intervenir que les baryons.

$$\frac{\delta\rho}{\rho}_b = \frac{\delta\rho}{\rho}_{tot} \frac{\rho_{tot}}{\rho_b}$$

A l'époque où les masses qui nous intéressent apparaissent dans l'horizon, l'Univers est dominé par le rayonnement et

$$\rho_{tot} \sim \rho_r \propto R^{-4}$$

alors que

$$\rho_b \propto R^{-3}, \quad \text{donc} \quad \frac{\rho_{tot}}{\rho_b} \propto R^{-1}$$

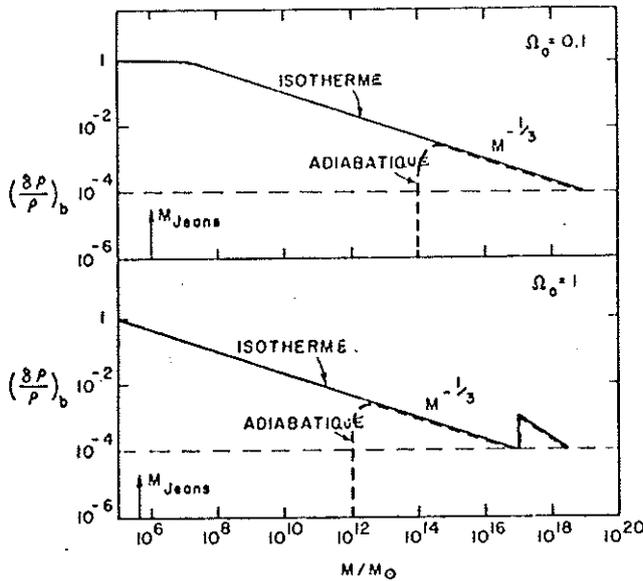
D'autre part la masse comprise dans l'horizon est :

$$M_H \propto \rho (ct)^3 \propto R^{-4} (R^2)^3 \quad (\text{Pour la période radiative } R \propto t^{1/2})$$

et  $M_{\text{Htot}} \propto R^2$  implique  $M_H, \text{baryons} \propto R^3$ .

En ce qui concerne les baryons, le spectre de masse est donc :

$$\frac{\delta \rho}{\rho} \propto M^{-1/3}$$



- Spectre des fluctuations juste après la recombinaison  
(on suppose  $\frac{\delta e}{e}_H = A = \omega t^e$ )

Ces spectres sont représentés ci-contre pour les deux valeurs extrêmes de  $\Omega$ .

Dans le cas  $\Omega = 1$ , la période radiative se termine à  $R = 10^{-4}$ , avant la recombinaison  $R = 10^{-3}$ . Or à cause de la forte pression du rayonnement, la masse de Jeans reste très élevée ( $\sim 10^{17} M_\odot$ ) avant de chuter à  $4 \cdot 10^5 M_\odot$  à la recombinaison. Entre  $R = 10^{-4}$  et  $10^{-3}$ , les fluctuations d'échelle supérieure à  $10^{17} M_\odot$  peuvent donc croître avant les autres. (pour  $\Omega = 0,1$ ,  $t_{\text{rec}} = t_{\text{eq}}$ ).

IV.- THEORIE DES CREPES

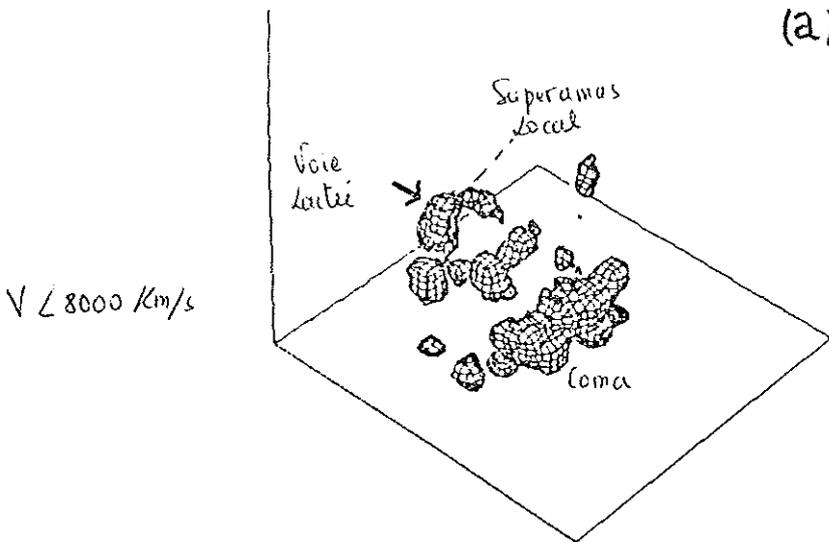
Dans l'hypothèse de fluctuations purement adiabatiques, les échelles qui croissent le plus vite après la recombinaison sont donc les masses juste supérieures à  $M_D$  ( $= 10^{12}$  ou  $10^{14} M_\odot$  selon que  $\Omega = 1$  ou  $0,1$  aujourd'hui).

Etant donné que  $M_D$  est bien supérieure à la masse de Jeans  $M_J$  à la recombinaison ( $\sim 10^6 M_\odot$ ) on peut négliger la pression du gaz dans l'effondrement. Le calcul a été effectué de façon approchée par Zeldovich en 1970 : il montre que l'effondrement est anisotrope, car la probabilité d'une fluctuation initiale aléatoire parfaitement sphérique est nulle. La compression du gaz primordial se fait alors dans une seule dimension pratiquement et produit un disque mince (crêpe ou "pancake").

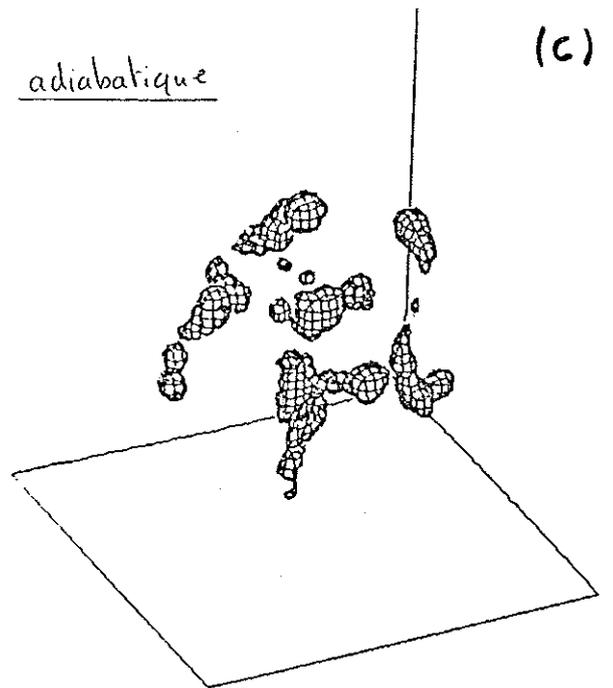
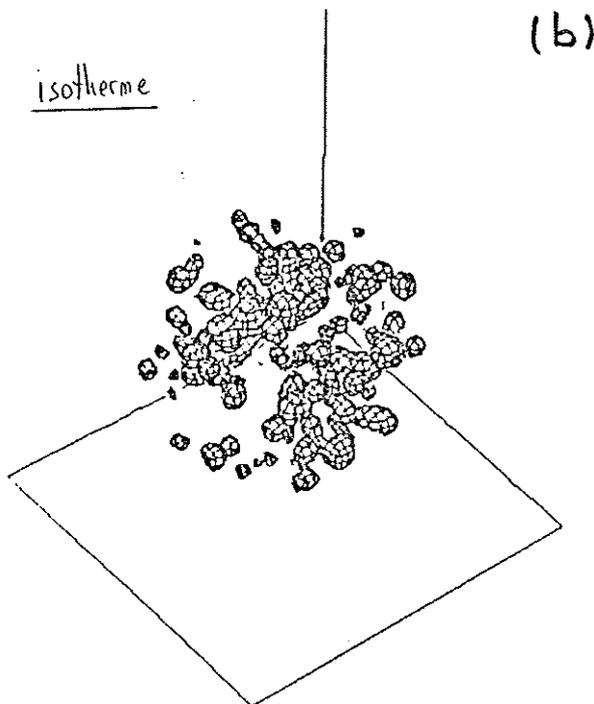
La compression qui, au départ, est adiabatique va ensuite produire des ondes de choc dans le gaz qui va rayonner (dissipation). Une partie du gaz va suffisamment se refroidir pour être instable vis-à-vis de la fragmentation, qui donnera naissance aux galaxies. Un des problèmes de ce scénario est qu'une trop grande partie du gaz reste très chaude et n'est pas observée à l'heure actuelle. Par contre, la distribution des structures à grandes échelles de l'Univers correspond aux prédictions du modèle : on observe en effet de grands "vides" dans certaines régions du ciel (cube de 100 Mpc sans galaxies brillantes) et des regroupements en forme de filaments. En fait, dans la théorie des crêpes on devrait obtenir autant de fuseaux ou filaments que de crêpes proprement dites. En effet, si au départ on schématise l'anisotropie des fluctuations en supposant des formes ellipsoïdales, on peut avoir soit des galettes (cas "oblate") soit des cigares (cas "prolate"), selon que l'axe différent est le plus petit ou le plus grand respectivement.

On peut montrer que l'effondrement des galettes va donner des disques minces (les crêpes) et que les cigares s'effondrent en fuseaux ou filaments. Vus en projection par la tranche, les crêpes peuvent ressembler à des filaments dans le ciel ; d'autre part, des structures aplaties vues de face n'ont pas beaucoup de contraste par rapport au fond cosmique et sont plus difficiles à identifier.

La figure ci-dessous compare la distribution des galaxies observées dans l'espace réel (a) avec les résultats de simulations sur ordinateur à partir des fluctuations primordiales isothermes (b) et adiabatiques (c).



Il s'agit de calculs résolvant le problème à N-corps ( $N \sim 10^3$ ) : dans le cas b) les particules sont initialement distribuées au hasard et de façon indépendante pour simuler des fluctuations "isothermes" ;



et dans le cas c) on supprime les fluctuations à petite échelle en disposant les particules sur une grille régulière. Cette disposition est alors perturbée par des ondes aléatoires dont le spectre est coupé vers les courtes longueurs d'onde. Il existe donc, comme dans la théorie, une échelle préférentielle pour l'instabilité gravitationnelle.

Le résultat obtenu en c) montre que les fluctuations adiabatiques rendent mieux compte de la cohérence à grande échelle des observations. Si l'on ne voit pas de crêpe, on trouve des structures allongées (filaments) et des grands vides.

#### V.- THEORIE DES STRUCTURES HIERARCHISEES

Si la théorie des fluctuations adiabatiques rend bien compte des structures à grande échelle observées, les fluctuations isothermes ont plus de succès à petite échelle. A la recombinaison, toutes les échelles supérieures à la masse de Jeans ( $M_J \sim 10^6 M_\odot$ ) sont instables et les plus petites masses vont se découpler de l'expansion le plus tôt possible. Ainsi les amas globulaires ( $10^5-10^6 M_\odot$ ) se forment en premier. Puis, étant donné que toutes les fluctuations sont indépendantes, des structures de plus en plus massives vont se rassembler, englobant certaines des petites structures formées plus tôt. Les structures hiérarchisées que l'on observe aujourd'hui (amas globulaires, galaxies, groupes, amas de galaxies, superamas...) se forment donc naturellement dans ce modèle (ce genre de structure évoque un fractal).

Ce modèle prédit aussi une influence de l'environnement sur les galaxies plus tardive, et non primordiale, et donne en quelque sorte la primauté de l'acquis sur l'inné. La question se pose toujours, en effet, de savoir si le pourcentage élevé de galaxies elliptiques dans les amas riches provient des interactions entre galaxies après leur formation (destruction des spirales par balayage du gaz ou coalescence de deux spirales) ou bien que seules des galaxies elliptiques peuvent se former dans un environnement riche (théorie des crêpes où les amas de galaxies se forment avant les galaxies).

Comme les fluctuations isothermes ne possèdent pas de perturbations de vitesses associées, ce sont les interactions de marée entre galaxies qui, dans ce modèle, sont à l'origine de leur moment angulaire. Ces interactions sont le plus efficaces au moment où les condensations donnant naissance aux galaxies (à  $R = 10^{-1}$ ) commencent à devenir non linéaires  $\delta\rho/\rho \sim 1$ . Les galaxies sont alors encore faiblement liées et assez proches les unes des autres. Le moment angulaire d'une galaxie est alors égal et opposé à celui des galaxies proches.

Le modèle s'accorde bien avec toutes les données d'observation, en particulier les fonctions de corrélation entre galaxies (à deux points, trois points ...), la fonction de luminosité des galaxies

$$\phi(L)dL \propto L^{-\alpha} e^{-L/L_0} dL$$

( $\alpha = 1,25$  expérimentalement).

Une troisième hypothèse a récemment été avancée pour expliquer la formation des galaxies, s'inspirant de la formation contagieuse d'étoiles qui se passe dans le disque des galaxies spirales. Ce modèle repose sur la formation (à environ  $R = 10^{-2}$ ) d'étoiles massives prégalactiques, dont l'explosion en supernovae libèrerait assez d'énergie pour créer des ondes de choc dans le gaz avoisinant et engendrer la formation d'autres étoiles etc... Ces étoiles "vieilles" sont appelées de population III. Si l'efficacité de ce processus pouvait être démontrée, il faudrait l'inclure dans toute théorie de formation des galaxies. Un des avantages du modèle est de prédire l'existence d'un gaz chaud intergalactique enrichi en éléments lourds. Un des problèmes toutefois est de connaître l'origine des premières fluctuations de petite taille qui ensuite ont propagé la formation d'étoiles (fragmentation de la masse de Jeans, dans le cas isotherme...) ce genre de modèles pourrait être étendu à des sources plus grosses, comme une première génération de quasars et protogalaxies (des contraintes sont alors données par l'isotropie du rayonnement cosmique à 3°K).