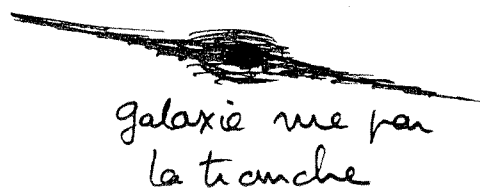


Mécanique des fluides et cosmologie

Nous habitons sur une petite planète, tournant autour d'une étoile très banale. Tellement banale qu'elle est pratiquement l'étoile standard de notre galaxie, la voie lactée. L'étoile la plus proche du soleil est Proxima du centaure, distante de quelques quatre années lumière. A l'échelle d'une galaxie, les étoiles sont des objets très petits. Le diamètre du soleil est de l'ordre de un million de kilomètres. C'est de l'ordre de quelques secondes lumière. Sachant qu'il y a 3×10^7 secondes dans une année, nous voyons combien ce diamètre stellaire est faible en comparaison de la distance entre étoiles. Il existe bien sûr des étoiles plus grosses, des supergéantes. Mais tout au plus seraient-elles capables d'englober le système solaire soit une centaine de fois le diamètre du soleil. Ainsi le remplissage de l'espace galactique par les étoiles est très faible.



Une galaxie compte cent milliards d'étoiles et s'étend sur cent mille années lumière. C'est une grosse lentille aplatie, renflée en son centre, et qui tourne sur elle-même en deux cent millions d'années^{*}. Le mouvement de rotation est différentiel, c'est-à-dire que le centre tourne plus vite que la périphérie. Le noyau de la galaxie tourne "en corps solide".

Le milieu stellaire est tellement serré, que l'on peut valablement l'assimiler à un fluide, à un "gaz d'étoiles", dans lequel ces dernières joueraient le rôle des molécules. Cet ensemble stellaire a une propriété remarquable : il est non-collisionnel. Non seulement les étoiles ne s'interpénètrent jamais, mais elles ne passent pratiquement jamais assez près l'une de l'autre pour que cela affecte leurs trajectoires de manière sensible. Ainsi le calcul montre que le libre parcours moyen stellaire s'effectue en 10^{13} ans, soit mille fois plus que l'âge estimé de l'Univers.

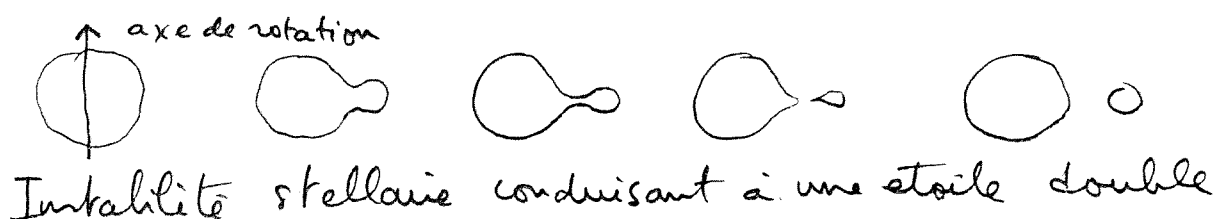
Entre les étoiles il y a du gaz. Essentiellement de l'hydrogène neutre. Une faible fraction est sous forme ionisée. On trouve aussi des poussières, mais en

(*) Il existe des galaxies qui ne tournent pas. Elles sont alors sphériques.

quantité négligeable. La quantité du gaz représente de un à dix atomes par centimètre cube. Celui-ci est distribué de façon très inhomogène, par paquets, ou plutôt par nuages. Ceux-ci ont des dimensions et des formes très variées. Leur masse peut représenter de une à mille masses solaires. Dans les galaxies dites elliptiques, le gaz est pratiquement absent, mais dans certaines galaxies spirales celui-ci peut représenter jusqu'à 40% de la masse totale. En règle générale la dynamique galactique sera dominée par la présence des étoiles. (On ne sait vraiment pas dans quel sens faire intervenir le gaz d'hydrogène dans les modèles mathématiques !)

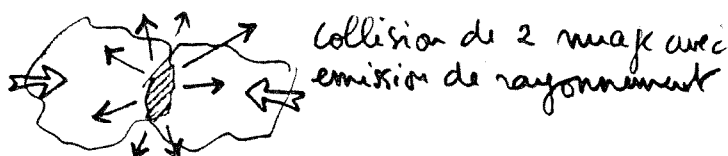
On ne peut pas, comme nous l'avons fait pour les étoiles, considérer les paquets d'hydrogène comme les molécules d'un fluide. En effet ceux-ci ne sont pas stables, ils se font et se défont plusieurs centaines de fois par tour de galaxie. Dériver dans la soupe galactique à la vitesse moyenne de cinq kilomètres à la seconde, ils entrent fréquemment en collision. Comme la vitesse relative des deux nuages excède la vitesse du son dans ceux-ci, l'interpénétration s'accompagne d'un choc ionisant, qui dissipe la presque totalité de l'énergie, sous forme de rayonnement, et entraîne la dislocation des nuages. Ils se reformeront par instabilité gravitationnelle.

Le phénomène "étoile" empêche les nuages d'hydrogène d'imploser. Quand la densité atteint la valeur critique, les étoiles se forment par grappes, et rayonnent leur énergie à travers le nuage, en communiquant aux atomes d'hydrogène de celui-ci une plus grande vitesse, ce qui a un effet stabilisant. Lorsqu'une étoile naît, elle a très souvent tendance à se casser en deux, par une instabilité de style "cacahuète". Aussi près de la moitié des étoiles de notre galaxie sont des étoiles doubles, y compris notre soleil. Sa compagne n'est autre que... Jupiter, étoile ratée, qui n'a pas reçu dans le partage assez d'hydrogène pour pouvoir s'allumer.



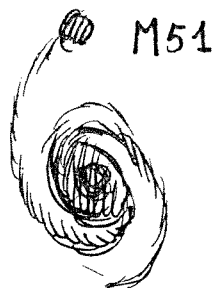
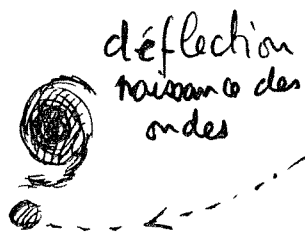
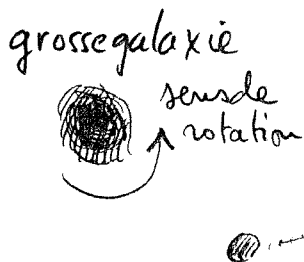
Abandonné à lui-même, le gaz interstellaire, du fait des collisions, perdrait rapidement son énergie d'agitation, laquelle serait évacuée sous forme ra-

diative. Le "cooling time" correspondant étant de cent mille années (un millième de tour de la galaxie). L'agitation est entretenue par l'énergie li-



bérée par les étoiles, et surtout les supernovae. On compte dans une galaxie une supernovae par siècle. Cela en fait deux millions par tour. Le rayon d'action de ces supernovae est suffisant pour que l'effet de toutes s'étende à l'ensemble de la galaxie. Ainsi à l'image du disque laiteux et paisible, se substitue celle d'une roue de fête foraine.

Le remplissage de l'espace par les galaxies est assez important, puisque celles-ci ne sont distantes que de dix à cent fois leur diamètre. Celles-ci se répartissent en amas, plus ou moins riches (de dix à dix mille individus). Dans ces amas on observe des collisions entre galaxies avec interpénétration. Comme les étoiles de chacune d'elles forment un système non-collisionnel, les deux galaxies vont se traverser "sans s'en apercevoir". Dans la collision, le gaz interstellaire sera fortement chauffé et ses atomes atteindront la vitesse de libération. Il existe comme nous l'avons dit, des galaxies sans gaz. Une théorie explicative consiste à dire qu'elles l'ont perdu dans une collision. Une autre théorie situe cette évacuation du gaz à la naissance même de la galaxie. Au début de la contraction de la proto-galaxie apparaissent des "grumeaux" dans lesquels les étoiles primitives vont naître par paquets de dix à dix mille individus à la fois. Dans la jeunesse de ces étoiles une grande quantité d'énergie est rayonnée, qui chauffe le gaz résiduel, lequel va "s'évaporer". Si l'énergie communiquée aux atomes à cette phase de la genèse de la galaxie est suffisante, le gaz ira se perdre définitivement dans l'espace intergalactique. Sinon, lorsque les étoiles se seront calmées, celui-ci retombera, en formant un disque très plat, où naîtrons de nouvelles étoiles.



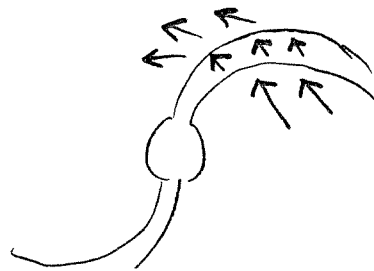
La structure spirale des galaxies reste assez mystérieuse. Une théorie l'attribue aux collisions entre galaxies. Des expériences de simulation sur ordinateur ont en effet montré

que le passage d'une galaxie au voisinage d'une autre pouvait, dans certaines conditions, donner naissance à des bras spiraux : On explique ainsi une formation comme M

51, galaxie des chiens de chasse. Il semble en effet que le petit objet visible au bout du bras ne soit pas dans le plan de la galaxie. Par ailleurs la mesure des red shift (décalage vers le rouge du à l'effet doppler) fait état d'une différence des vitesses de quelques 100 km/s. Suivant une autre théorie la structure spirale apparaît spontanément, par instabilité gravitationnelle. Le bras spiral aurait le caractère d'une onde de densité. Onde "training", c'est-à-dire telle que la vitesse de groupe soit inférieure à la vitesse de phase. L'onde est un phénomène très non-linéaire.

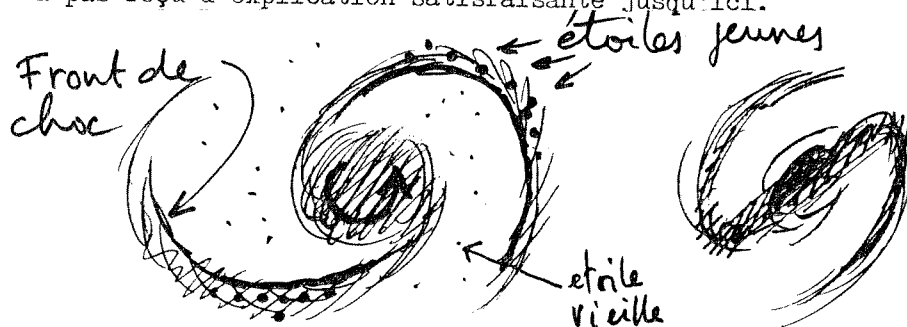
Dans sa concavité un front de choc, où le gaz interstellaire est fortement recomprimé. C'est dans cette partie de la galaxie que se forment les nouvelles étoiles. On n'en trouve

pas ailleurs. La raison est simple : lorsque ces étoiles migrent hors des bras, elles vieillissent très vite, et changent de type spectral.



la intensité du gaz est plus faible dans l'onde

Dans certaines galaxies, on observe dans la partie centrale, une barre. ce phénomène n'a pas reçu d'explication satisfaisante jusqu'ici.



galaxie barrée.

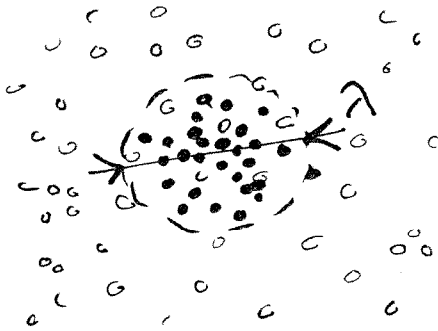
Revenons aux amas de galaxies. Le calcul montre que le temps de libre parcours entre deux collisions est de l'ordre de l'âge estimé de l'Univers.

On n'a pas détecté jusqu'ici de superamas. L'amas de galaxies peut donc être considéré comme l'élément fondamental de l'Univers. ce gaz d'amas est-il collisionnel ? Difficile à dire. On n'a pas une évaluation suffisamment précise de la vitesse de dérive des amas les uns par rapport aux autres.

LE MECANISME DE LA FRAGMENTATION

Toute distribution uniforme de matière a tendance à se fragmenter, par instabilité gravitationnelle. Pourquoi et comment ?

Dans une répartition uniforme d'éléments de masse m figurons une surdensité accidentelle s'étendant sur une distance λ . Si $\langle C \rangle$ est la vitesse d'agitation des éléments, le temps d'autodispersion de cette surdensité sera : $\lambda / \langle C \rangle$. Par ailleurs on calcule que le temps caractéristique d'accrétion, au bout duquel la



perturbation aurait doublé sa masse, en attirant les éléments immédiatement voisins est :

$$\zeta = \frac{1}{\sqrt{4\pi G m n}}$$

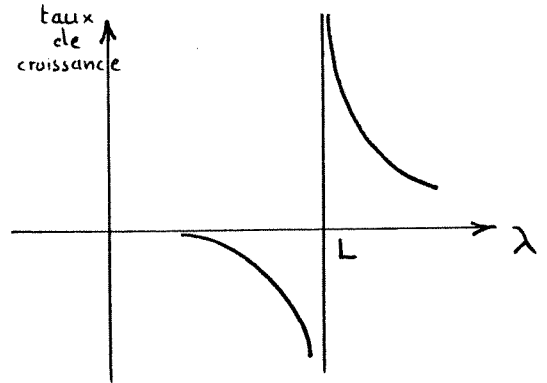
où G est la constante de gravitation, m la masse de l'élément et n le nombre d'éléments par unité de volume. On en déduit que toute perturbation telle que :

$$\lambda > L = \langle C \rangle \cdot \zeta$$

s'amplifiera. Le taux de croissance de la perturbation

a l'allure ci-après :

Conclusion : les perturbations s'étendront sur des dimensions très légèrement supérieures à L , longueur de Jeans*. Inversement les condensations stables auront un diamètre très proche de la longueur de Jeans. Si l'on calcule la longueur de Jeans associée au milieu stellaire, ensemble que l'on peut considérer comme stable, on trouve une valeur de l'



ordre des dimensions galactiques. Les paquets de gaz interstellaire ont également un diamètre correspondant à la longueur de Jeans calculée pour les atomes d'hydrogène qui les composent.

Quelle est maintenant la plus grande entité cosmique qui puisse présenter un mécanisme d'instabilité au sens de Jeans ?

Le temps d'accrétion est, comme nous l'avons vu, comme l'inverse de la racine de la densité de matière. Celle-ci est évaluée, dans l'Univers à 10^{-29} ou 10^{-30} g/cm^3 , suivant les auteurs. Le temps de Jeans correspondant est alors compris entre 10^{10} et $3 \cdot 10^{10}$ années. Considérant que le champ gravitationnel se propage à une vitesse finie, qui est celle de la lumière, nous dirons que des fluctuations ne peuvent se manifester sur une distance telle que le temps mis par la lumière à la traverser soit égal ou supérieur au temps de Jeans.

Cette dimension critique se trouve alors être comprise entre 10^{10} et $3 \cdot 10^{10}$ années-lumière. Sous cet éclairage l'Univers peut être alors considéré comme la plus grande entité pulsante possible, au sens de Jeans. Il est tout à fait remarquable de retrouver une valeur du temps de Jeans qui corresponde à l'âge estimé de l'Univers.

(*) Equation de Jeans :
$$\Delta \Psi + \frac{\Psi}{L^2} - \frac{m}{kT} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} = 0$$

(on peut l'établir à partir de l'équation de Vlasov par méthode perturbative).

Ψ est le potentiel gravitationnel, T la température, t le temps et k est la constante de Boltzman.

Considérons l'Univers comme un gaz formé de particules de masse m , (les amas de galaxies). Et supposons que ceci forme un ensemble non-collisionnel. Nous allons décrire ce système dans l'espace des phases : positions plus vitesses (six dimensions). Dans une cellule $dx dy dz du dv dw$ de cet espace nous écrirons qu'il y a $f \cdot dx dy dz du dv dw$ éléments. f , densité dans cet espace à six dimensions, est la fonction de distribution de la vitesse. f dépend de x, y, z, u, v, w et t (temps), en abrégé : $f(\vec{r}, \vec{w}, t)$.

Cette fonction de distribution obéit à l'équation de Vlasov, qui découle du théorème de Liouville.

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{w} \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} - \left(\frac{\partial}{\partial \vec{r}} \iint \frac{G m^2 f d_3 r' d_3 w'}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \right) \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{w}} = 0$$

Ceci est une équation intégrodifférentielle sur f . Elle n'est absolument pas linéaire.

A partir de la fonction f nous pouvons retrouver tous les observables macroscopiques. Ainsi la densité de particules n'est autre que l'intégrale de f dans l'espace des vitesses :

$$n = \int f d_3 w$$

De même la vitesse macroscopique se définit par la moyenne :

$$\langle \vec{w} \rangle = \frac{1}{n} \int \vec{w} f d_3 w$$

A partir de laquelle on peut définir la vitesse d'agitation :

$$\vec{c} = \vec{w} - \langle \vec{w} \rangle \quad \text{et évidemment :} \quad \int \vec{c} \cdot f d_3 w = 0$$

La température du milieu se définit par :

$$\frac{3}{2} k T = \frac{1}{2} m \frac{1}{n} \int (\vec{w} - \langle \vec{w} \rangle)^2 f d_3 w = \frac{1}{2} m \langle c^2 \rangle$$

où k est la constante de Boltzmann et $\langle c^2 \rangle$ la vitesse quadratique moyenne d'agitation.

Le tenseur des pressions est alors :

$$\vec{\vec{P}} = m \int \vec{\vec{c}} \cdot f \cdot d_3 w = n m \langle \vec{\vec{c}} \rangle$$

où $\vec{\vec{c}}$ est la matrice dyadique fabriquée à l'aide du vecteur $\vec{c}$:

$$\vec{\vec{c}} = \begin{pmatrix} u^2 & uv & uw \\ vu & v^2 & vw \\ wu & wv & w^2 \end{pmatrix}$$

Cette représentation d'un fluide à l'aide de la fonction f est donc très commode. La fonction est continue, et pourtant le formalisme tient compte de la répartition discrète de la matière à travers l'espace.

On sait peu de chose sur l'espace fonctionnel constitué par les solutions de l'équation de Vlasov. Cette équation a d'ailleurs une propriété singulière, qui est celle de conserver l'entropie ! Il devient donc impossible de se servir de la notion d'équilibre thermodynamique local pour construire une solution perturbative,

comme on le fait avec l'équation de Boltzmann, dans le calcul des paramètres de transport dans un gaz. Le fil conducteur manque. On est réduit à chercher assez empiriquement des solutions particulières.

L'équation de Vlasov admet pour solution la fonction :

$$f = n \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp \left[- \frac{m}{2kT} (\vec{w} - \langle \vec{w} \rangle)^2 \right]$$

solution de Maxwell-Boltzmann, correspondant à l'entropie maximale. La solution stationnaire a été étudiée par Boltzmann lui-même il y a presque un siècle. Nous avons étudié complètement la solution instationnaire. Il se trouve que cette solution a un caractère cosmologique évident !

L'équation de Vlasov est une équation intégrodifférentielle. Nous allons lui substituer un ensemble de trois équations :

$$\begin{cases} \frac{\partial f}{\partial t} + \vec{w} \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} - \frac{\partial \Psi}{\partial \vec{r}} \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{w}} = 0 \\ \Delta \Psi = 4\pi G m n \\ n = \int f d_3 w \end{cases}$$

Dans l'équation numéro deux le lecteur aura reconnu l'équation de Poisson, qui traduit le fait que le potentiel gravitationnel Ψ est newtonien.

Lorsqu'on introduit une solution maxwellienne dans l'équation de Vlasov ainsi modifiée on a alors à résoudre un système de 20 équations aux dérivées partielles, plus l'équation de Poisson. Fort heureusement il existe un certain découplage dans ces équations. Ainsi les dix premières sont satisfaites pour :

$$\frac{\partial T}{\partial r} = 0$$

le milieu sera donc homogène en température.

Les six équations suivantes fournissent le champ de la vitesse macroscopique :

$$\vec{w} = - \frac{1}{2T} \frac{dT}{dt} \vec{r} + \omega(t) \vec{k} \cdot \vec{r} \quad \text{où } \vec{k} = (0,0,1)$$

la première composante de la vitesse correspond au champ de Hubble : vitesse proportionnelle à l'éloignement. La seconde composante représente un mouvement de rotation en corps solide.

L'équation suivante nous dit que :

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \langle \vec{w} \rangle \cdot \frac{\partial}{\partial \vec{r}} \right) \left(\frac{n}{T^{3/2}} \right) = 0$$

notre Univers est donc adiabatique.

Reste trois équations où figurent le potentiel et la densité n ,

(*) l'entropie s vaut $-k \int f \log f d_3 w$. L'équation de Vlasov conservant l'entropie on a $\frac{\partial s}{\partial t} = 0$.

plus l'équation de poisson. En les combinant nous obtenons :

$$\Delta \Psi = 4 \pi G m n_0 \exp \left(- \frac{m \Psi}{k T} + h(\vec{r}, t) \right)$$

Il apparaît que la solution $\frac{m \Psi}{k T} = h(\vec{r}, t)$, h étant une fonction connue, convient et est unique. Cette solution donne un champ de densité homogène.

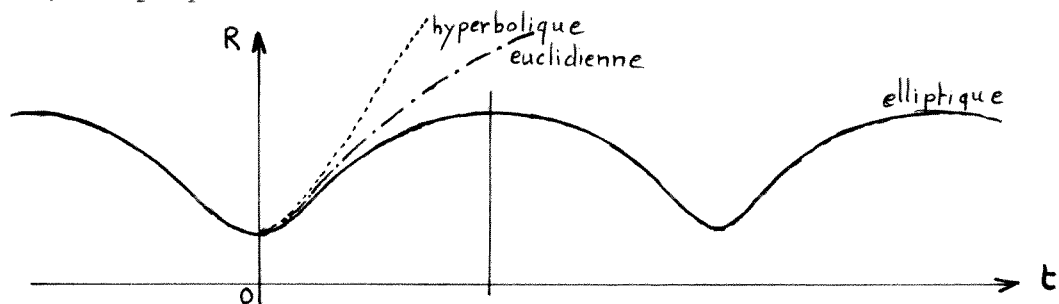
Le lien entre la vitesse angulaire ω et la température est très simple puisque : $\omega = \lambda \cdot T$, λ étant une constante.

Soit R une dimension caractéristique du système. Celle-ci va varier suivant :

$$R^2 \ddot{R} + \frac{1}{3} = \frac{2 \lambda^2}{3 R}$$

On retrouve l'équation cosmologique d'Heckmann et Sücking (1965), dite aussi pseudo-équation de Friedman. Cette solution correspondant à une valeur nulle de la constante cosmologique Λ .

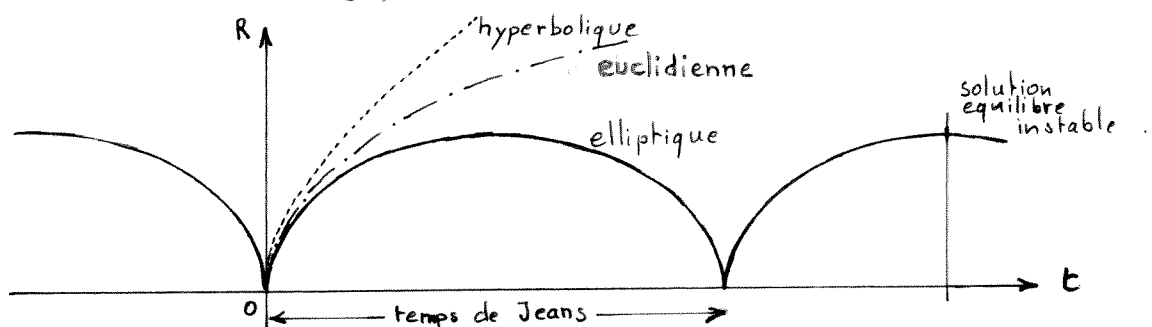
Nous obtenons, comme ces auteurs, trois types de solutions, dites hyperboliques, elliptiques et euclidiennes :



Il n'y a pas d'équilibre stable de cet Univers. L'équilibre instable correspond à :

$$R = \lambda \sqrt{2}$$

C'est le modèle d'Univers tournant de Goedel. Comme on le voit il n'y a pas, grâce à la rotation d'état hyperdense. Les solutions elliptiques sont périodiques. Les solutions euclidiennes et hyperboliques donnent une expansion indéfinie. λ est un paramètre libre qui chiffre l'importance de ce mécanisme de rotation. Si l'on prend une valeur nulle de ce paramètre, on retrouve l'équation de Friedman bien connue, avec valeur de la constante cosmologique nulle :



Il y a cette fois un état hyperdense. La solution périodique est cycloïdale. Notons que la période est égale, à très peu près, au fameux temps de Jeans !

Tout ceci constitue une cosmologie newtonienne. Il n'est donc pas nécessaire de recourir au formalisme compliqué de la relativité générale pour en extraire les aspects essentiels.

Dans le cas des Univers sans rotation, ceci avait été fait par Milne et Mc Crea en 1934, à partir d'équations de la mécanique des fluides plus classiques (les équations d'Euler), moyennant certaines hypothèses. L'homogénéité en densité étant introduite a priori et non déduite, comme ici.

"pourquoi faire simple, quand on peut faire compliqué ..."
Les Shaddocks.

DYNAMIQUE STELLAIRE

L'équation de Vlasov se prête très bien à l'étude des systèmes stellaires, puisque comme nous l'avons vu le "gaz d'étoiles" forme un ensemble non-collisionnel.

La solution maxwellienne stationnaire ou instationnaire, ne peut convenir à décrire une galaxie puisqu'elle conduit à une densité constante dans l'espace. Cependant elle pourrait aider à représenter les noyaux des galaxies, où la vitesse angulaire est constante (rotation en corps solide) et où la densité varie peu. La solution instationnaire pourrait alors décrire le comportement des galaxies explosives (galaxies de Seyfert). On sait que dans certaines galaxies les noyaux, constitués par des centaines de millions d'étoiles, implosent brusquement, conduisant à un phénomène cataclysmique défiant l'imagination. Le temps caractéristique de l'implosion serait alors, suivant cette représentation, le temps de Jeans, correspondant en gros à une rotation galactique.



Galaxie en explosion (de Seyfert).

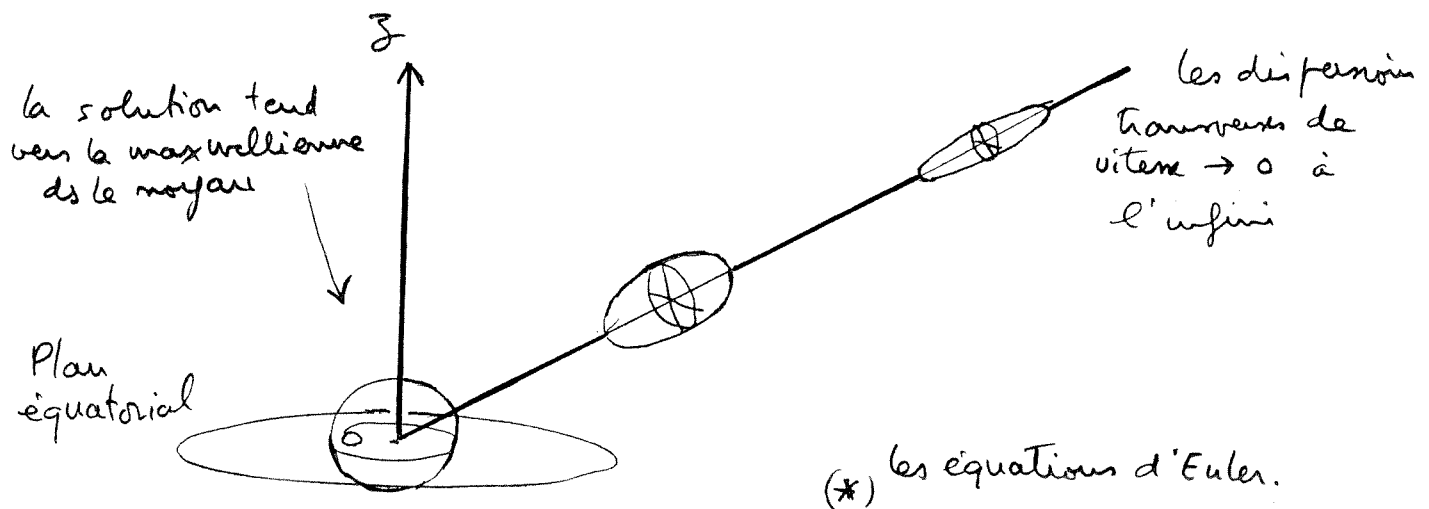
Pour une galaxie en rotation différentielle, on a songé (Schwarzschild, Oort, Jeans) à utiliser une représentation elliptique, c'est-à-dire telle que $\log(f)$ soit un polynôme elliptique en u, v, w composantes de la vitesse.

Comme pour la solution maxwellienne, on est conduit à un système de 20

équations aux dérivées partielles, plus l'équation de Poisson.

Nous allons définir ce que l'on appellera l'ellipsoïde des vitesses. En un point quelconque (x,y,z) de l'espace portons le vecteur vitesse résiduelle (d'agitation) moyen, dans une direction donnée. Celui-ci va décrire une certaine surface. On montre que dans le cas présent cette surface est un ellipsoïde.

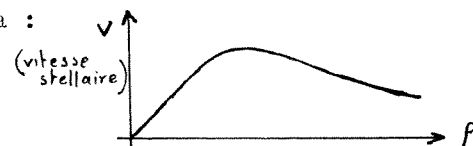
Précisons tout de suite que nous avons montré l'inexistence de la solution elliptique instationnaire. Nous ne nous occuperons donc que de la solution stationnaire. Comme dans l'étude maxwellienne, il y a un certain découplage dans les équations, qui permettent de construire les champs de température et de vitesse macroscopique. Plus précisément on obtient des résultats quand à la géométrie de l'ellipsoïde des vitesses. Les dispersions de vitesses transverses s'annulent à l'infini. La dis-



persion de vitesse radiale est une constante. Le milieu n'est donc plus homogène en température, puisque celle-ci décroît du centre à la périphérie galactique.

La loi de rotation correspond à :

$$\omega = \frac{\omega_0}{1 + a\rho^2 + bz^2}$$



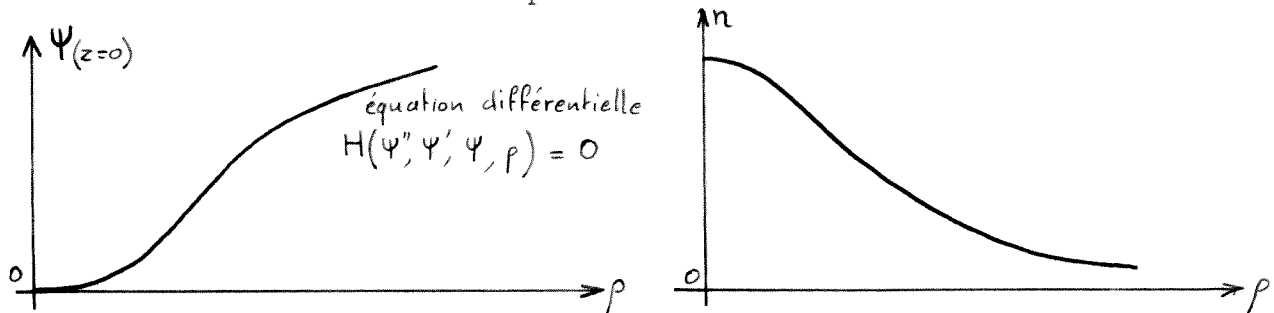
Dans le noyau, on retrouvera les propriétés de la maxwellienne : isotropie de la distribution des vitesses, densité constante, température constante, rotation en corps solide? Tous ces résultats sont en bon accord avec les observations. Tout ceci a été calculé essentiellement par Öort en 1928.

Restaient quatre équations, plus l'équation de Poisson. Une des équations s'élimine du fait de la stationnarité. Une autre disparaît dans un milieu exempt de fluctuations azimuthales (nous avons aussi démontré l'inexistence d'une solution avec de telles fluctuations). Soient donc deux équations plus Poisson.

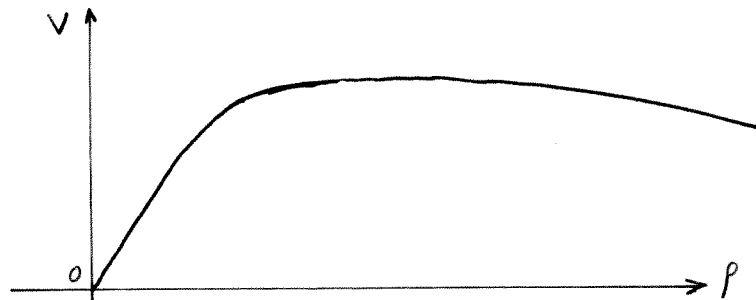
Nous trouvons ici un problème d'existence assez original. On constate

en effet que cette solution elliptique n'existe que dans le plan équatorial de la galaxie. En dehors de ce plan $z = 0$ le système des 21 équations n'est plus satisfait.

Dans ce plan équatorial nous avons construit la solution qui n'est plus alors entièrement déterminée, mais dépend d'un paramètre libre. Les courbes de potentiel et de densité ont l'allure si-après :



A partir de là, il est possible de calculer la vitesse d'une particule orbitant dans ce champ de potentiel :



Ceci correspond à la vitesse circulaire ou quasi-circulaire d'un paquet d'hydrogène orbitant dans le champ des étoiles (c'est précisément ce qu'on mesure !) Il y a un très bon accord qualitatif avec les résultats d'observations.

Enfin on vérifie que la solution existe bien en montrant que f est fonction d'intégrales premières de l'équation de Vlasov, que sont l'énergie et le moment cinétique par rapport à Oz :

$$f = f(E, J, J^2)$$

cette condition n'étant bien sûr satisfaite que dans le plan $z = 0$, puisqu'il y a inexistence hors du plan.

CONCLUSION

La philosophie de l'équation de Vlasov reste à découvrir. Pourquoi la solution correspondant au maximum d'entropie redonne-t-elle les grands traits de la théorie de la relativité générale ?

Pourquoi la solution elliptique stationnaire existe-t-elle dans le plan diamétrale et pas ailleurs ? Quelle peut être la forme de la solution hors de ce plan ?

L'existence de la solution dans le plan entraîne-t-elle l'existence hors de ce plan d'une solution et si oui, cette solution est-elle unique ?

Quelle méthode permettrait-elle de construire une telle solution ?

Autant de questions auxquelles je suis présentement incapable de répondre, n'étant pas mathématicien.

Jean-Pierre PETIT
Chargé de Recherche au C.N.R.S.
Observatoire de Marseille
1, place Le Verrier
MARSEILLE 13

Pour l'envoi de l'OUVERT ainsi d'ailleurs que pour l'envoi de toute information mathématique, nous disposons d'un fichier qui se constitue petit à petit mais qui est loin d'être à jour. Tous les membres de l'APMEP à jour de leur cotisation doivent recevoir l'OUVERT. Vous qui nous lisez, il se peut que vous soyez dans l'une des deux situations suivantes :

- 1) Vous êtes membre de l'A.P.M.E.P. et ce numéro vous a été prêté par un collègue car vous n'avez pas reçu le vôtre. Envoyez alors à l'adresse ci-dessous votre nom, adresse et si possible votre numéro de membre APMEP.
- 2) Vous connaissez un collègue qui ne reçoit pas l'OUVERT bien que membre de l'A.P.M.E.P. Envoyez alors à l'adresse ci-dessous son nom, adresse et si possible son numéro APMEP.

Monsieur H. Silvestre, 17 rue Grimling, 67200 Strasbourg.

Le numéro 5 de l'OUVERT a été rapidement épuisé. De nombreuses personnes nous le réclamant encore pour pouvoir disposer du texte de la conférence de M. Zeeman sur la "théorie des catastrophes", nous avons décidé de faire un tiré-à-part de ce texte. Il est disponible au Secrétariat de l'IREM rue du général Zimmer à Strasbourg.