

LES GALAXIES BARREES

Les deux tiers des galaxies spirales sont barrées. Mais cette déformation qui affecte le centre des galaxies est restée très longtemps mystérieuse et son importance est restée sous-estimée jusqu'en 1970 environ, lorsque le problème à N-corps gravitationnel a pu être résolu numériquement pour tester la stabilité de "galaxies" constituées de 10^5 particules environ. A la place des ondes spirales tant attendues, ces calculs ont mis en évidence la formation d'une onde de forme barrée, quelles que soient les conditions initiales. De plus, cette barre, en général, est extrêmement stable et persiste jusqu'à la fin des calculs (un temps supérieur à l'âge de l'Univers).

I.- LE PROBLEME A N-CORPS

Une galaxie contient typiquement 10^{11} étoiles. Comment peut-on envisager de simuler le comportement d'ensemble de toutes ces particules avec un nombre N plus petit ? On sait justement que le grand nombre d'étoiles dans une galaxie permet d'ignorer l'effet des collisions ou "rencontres gravitationnelles" : le temps de relaxation à deux corps est bien supérieur à l'âge de l'Univers. Ce n'est pas le cas pour un nombre N plus petit et il faut alors modifier la loi d'interaction Newtonienne à courte distance : on "adoucit" la loi en $1/r$ pour le potentiel par une loi en $1/\sqrt{r^2 + a^2}$, a étant d'autant plus grand que N est petit. Les "accidents" du potentiel sont ainsi évités et le temps de relaxation peut être conforme à la réalité. Mais évidemment on ne peut alors prétendre simuler que les

phénomènes à grande échelle ($\gg a$). Si l'on veut pouvoir étudier des instabilités à échelle relativement courte, comme la structure spirale (l'épaisseur d'un bras spiral est d'environ 1 Kpc), il existe un nombre N minimal de particules à considérer ($N \sim 10^4 - 10^5$).

Plusieurs méthodes existent pour calculer l'interaction gravitationnelle entre N particules. La méthode directe (calcul de la force en $1/r^2$) est très longue, le temps de calcul est proportionnel à N^2 , et même sur les grands ordinateurs on ne peut envisager aujourd'hui que $N \sim 10^3$.

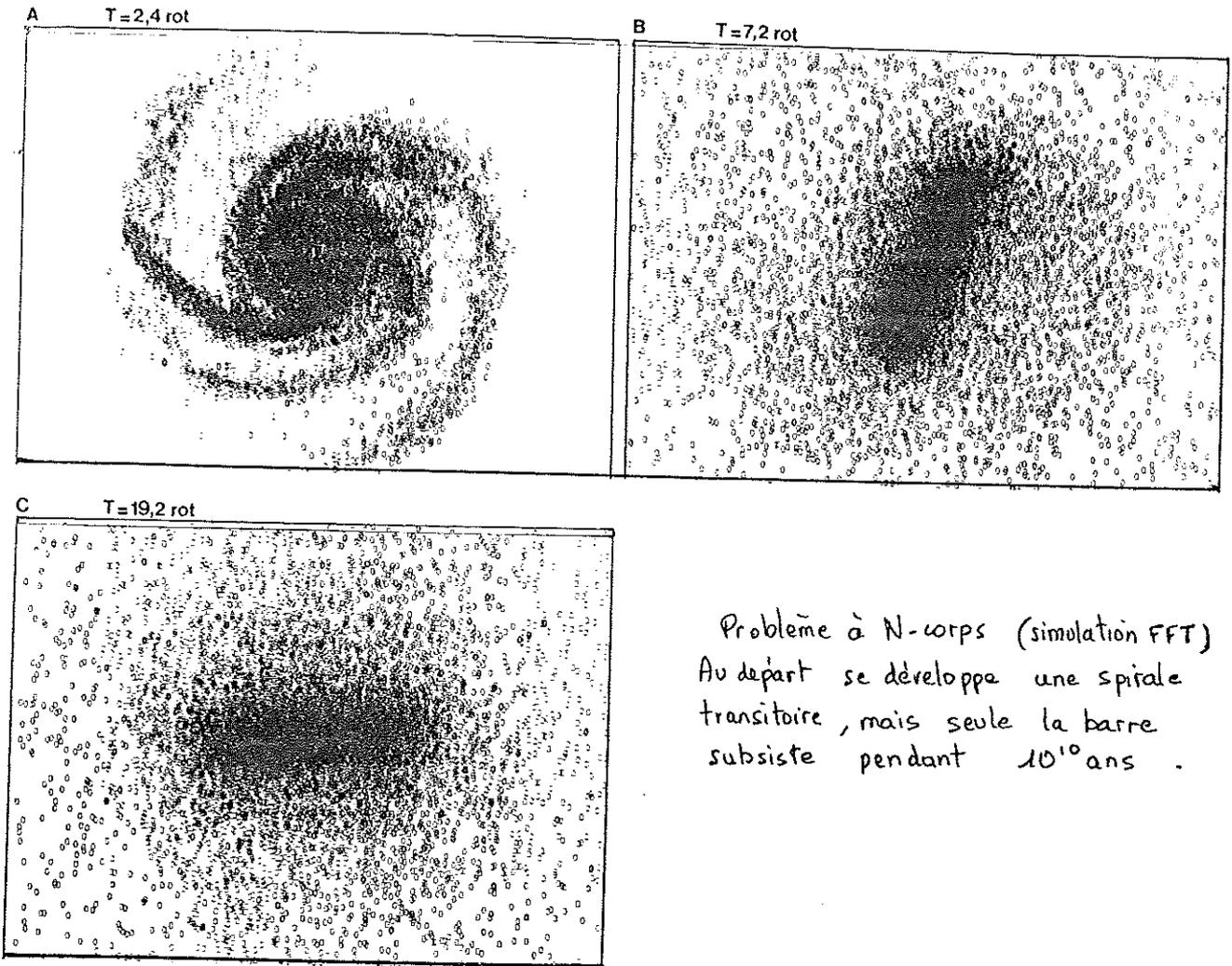
La méthode la plus employée ces dernières années utilise les transformées de Fourier rapides (FFT). On calcule la densité $\rho(\vec{r})$ en chaque point d'une grille superposée sur la galaxie. Le potentiel en un point j de la grille est égal à :

$$\phi(\vec{r}_j) = \int \frac{G\rho(\vec{r}_i)d\vec{r}_i}{|\vec{r}_j - \vec{r}_i|}$$

C'est le produit de convolution de $\rho(\vec{r})$ et de G/r . Par transformation de Fourier, cette convolution devient un produit simple. On peut montrer qu'alors le nombre de calculs ne croît que comme $N \log N$. La galaxie est représentée par une grille de dimensions typiques 128×128 .

La taille d'une cellule est l'équivalent de la résolution spatiale de la simulation, "a" décrit ci-dessus (~ 0.5 Kpc). Cette résolution minimale "a" a aussi l'avantage de supprimer toutes les instabilités gravitationnelles à petite échelle.

De toutes façons, quelles que soient les dispersions de vitesses au départ ($Q = 0$ ou $Q = 1$), le disque s'échauffe encore et développe une instabilité d'ordre $m = 2$, une barre (cf. fig. ci-après) :



Problème à N-corps (simulation FFT)
Au départ se développe une spirale
transitoire, mais seule la barre
subsiste pendant 10^{10} ans.

Bien sûr on peut empêcher l'apparition de cette barre en augmentant encore le Q initial, mais il faut atteindre des valeurs très grandes, bien supérieures à ce que l'on observe au voisinage du Soleil et dans les disques des galaxies extérieures (spécialement celles qui sont vues par la tranche). Il faut en fait des dispersions de vitesses comparables aux vitesses de rotation (aucune structure ordonnée ne peut en effet subsister avec un tel désordre). Une autre façon d'empêcher l'apparition de la barre (il existe tout de même des galaxies non barrées !) est de supposer que le disque d'étoiles n'est pas en complète autogravitation, mais baigne en fait dans un composant massif et sphéroïdal, le "halo". Celui-ci est maintenu en équilibre non pas par la rotation, mais par les dispersions de vitesses de ces particules, animées de mouvements d'agitation en tous sens (composant chaud). Il crée alors un potentiel fixe dans le temps, qui ne participe pas aux instabilités du disque d'étoiles et qui peut donc le

stabiliser, s'il possède assez de masse. Ce composant est appelé "halo" car il fait penser à la masse invisible qui est révélée par les courbes de rotation plates des galaxies : masse présente à l'extérieur de la masse visible. En fait, pour stabiliser les barres qui se trouvent à l'intérieur des galaxies, il faut une masse "invisible" à l'intérieur de la barre, un composant massif de la taille du bulbe des spirales par exemple. Le problème est que la masse de ce bulbe doit être au moins égale à celle du disque, ce qui n'est en général pas le cas.

Il est très difficile de retrouver analytiquement les résultats précédents, notamment l'ampleur et la persistance de l'instabilité $m = 2$. Il ne s'agit plus d'une "petite" perturbation, il faudrait effectuer des calculs non linéaires. Les calculs approchés effectués après 1970 confirment toutefois que le mode le plus difficile à stabiliser est la déformation en structure barrée.

2.- LE CRITERE D'OSTRIKER-PEEBLES

Le critère de Toomre de stabilité vis à vis des perturbations axisymétriques est loin d'être suffisant quand il s'agit de modes non-symétriques. Le critère d'Ostriker et Peebles, d'origine plus ou moins empirique, essaye de combler cette lacune. Pour qu'un disque soit stable (envers la formation de barre), il faut que le rapport de l'énergie cinétique de rotation E_{rot} à l'énergie gravitationnelle W soit inférieur à 0.14 :

$$t = \frac{E_{rot}}{|W|} < 0.14$$

Or, d'après le théorème du viriel, si E_c est l'énergie cinétique totale, on a : $2E_c + W = 0$.

L'énergie cinétique se décompose en énergie de rotation et en mouvements désordonnés aléatoires (énergie E_{al}) : $E_c = E_{rot} + E_{al}$.

Le critère d'Ostriker-Peebles peut alors s'écrire :

$$E_{al} \geq 2.6 E_{rot}$$

La valeur numérique 0.14 est obtenue grâce aux calculs numériques, en considérant toutes les conditions initiales possibles pour les simulations. Il faut donc diminuer l'importance de la rotation des particules du disque ; ceci peut être fait de plusieurs façons, soit en augmentant considérablement leur dispersion de vitesses, soit en reportant toute l'énergie des mouvements aléatoires dans le "halo" qui lui ne tourne pas. Le halo intervient dans le rapport t par l'énergie gravitationnelle W , et permet de descendre en-dessous du critère 0.14 en conservant le caractère ordonné des mouvements dans le disque.

Une autre façon de stabiliser le disque est d'introduire des étoiles qui tournent dans le sens rétrograde par rapport à la rotation générale. Mais ce moyen est très limité car ce genre d'orbites n'est pas observé en grand nombre au voisinage du Soleil ou dans les galaxies extérieures.

Même si la valeur empirique 0.14 du critère d'Ostriker-Peebles est susceptible de varier, le principe de la stabilisation d'un disque par diminution de sa rotation est fondamental.

3.- CARACTERISTIQUES DES BARRES

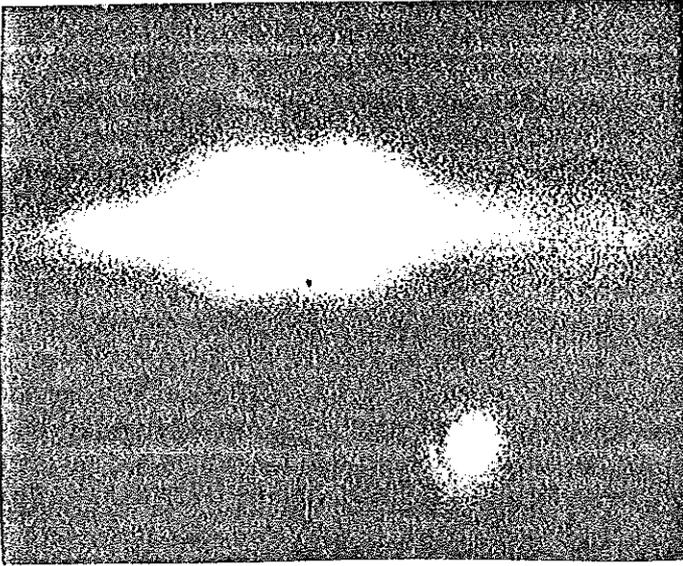
Les barres stellaires formées dans les simulations à N-corps sont des ondes de densité. Ce sont les plus simples possibles, formées d'orbites elliptiques alignées qui précessent à un taux commun, voisin de $\Omega - K/2 \sim \Omega_b$ (vitesse de rotation de la barre).

Même dans les modèles de galaxies où la vitesse est uniforme, $\Omega = \text{cste}$ et $K = 2\Omega$, la barre n'est pas immobile et tourne dans le même sens que les étoiles, quoique plus lentement. En effet, le potentiel barré ne peut plus être considéré comme axisymétrique, comme dans la théorie épicyclique au premier ordre (la déformation n'est pas "petite" !) et le calcul axisymétrisé de $\Omega - K/2$ n'est plus valable. Les effets de l'auto-gravitation qui renforcent la cohésion de la barre, égalisent le taux de précession effectif des orbites à une valeur légèrement différente. Cette valeur varie au cours de l'évolution (croissance ou dissolution de la barre).

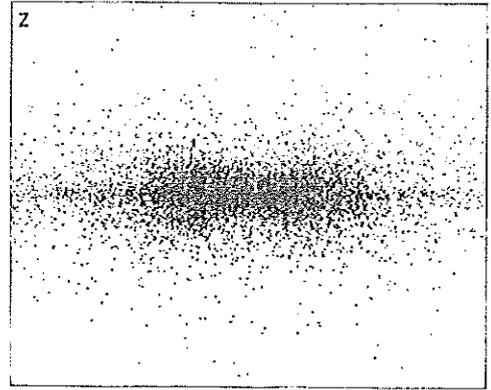
La barre est une perturbation qui entre en résonance avec les étoiles du disque à la corotation et à la REL. Il y a alors échange d'énergie entre l'onde et les particules, dont la dispersion de vitesses augmente. Il a pu ainsi être mis en évidence des distributions anisotropiques des dispersions de vitesse. Il existe, de façon analogue, des résonances entre la rotation de la barre et les mouvements oscillants des particules perpendiculairement au plan (cas où $\Omega_b = \Omega \pm \omega z/m$, ωz fréquence de l'oscillation en z , m nombre entier) .

Dans ces régions, des étoiles peuvent être amenées à s'élever assez haut dans leurs oscillations et créer des profils de galaxies (vues par la tranche) en forme de "boîte" ou de "cacahuette" (cf. fig. ci-après). Certaines galaxies observées par la tranche présentent ces structures caractéristiques et ont été classifiées comme "particulières" jusqu'à présent.

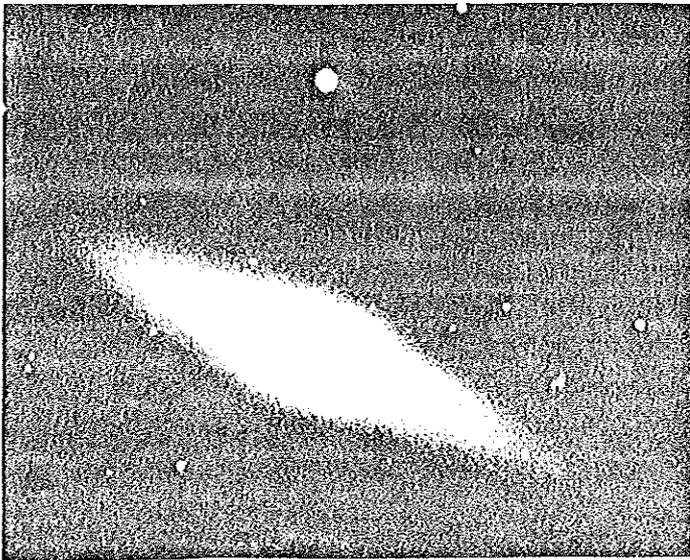
NGC 128



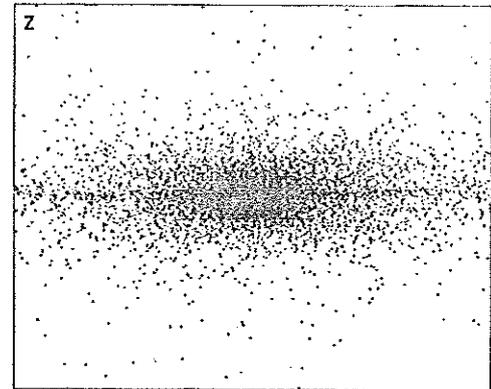
Simulations



vue perpendiculaire à la barre



NGC 7332



vue parallèle à la barre

Il se pourrait que ces formes soient l'indice de la présence d'une barre stellaire dans ces galaxies. Les barres sont en grande majorité des composants à forme triaxiale.

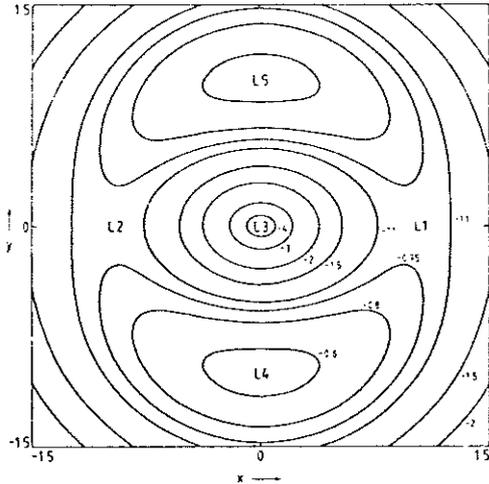
4.- ORBITES DES ETOILES DANS UNE GALAXIE BARREE

Pour un potentiel barré fixé (on se place dans le repère tournant avec la barre) on peut calculer les différentes orbites des étoiles, considérées comme des particules-"test", pour une énergie donnée. L'énergie dans le référentiel tournant, le jacobien, est alors une constante du mouvement :

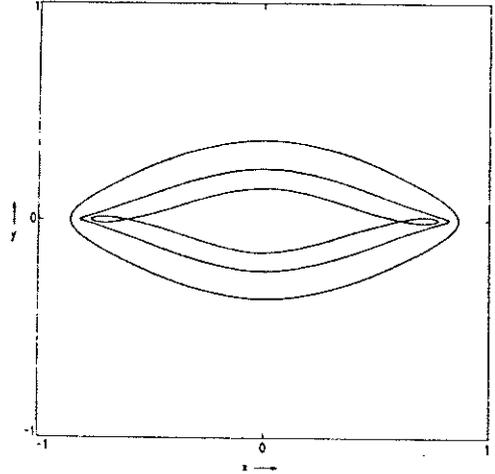
$$J = \frac{1}{2} v^2 + \phi(x,y) - \frac{1}{2} \Omega^2 r^2$$

\vec{V} est la vitesse de l'étoile dans le référentiel tournant à la vitesse $\vec{\Omega}$ (où la barre est immobile).

$\phi_{\text{eff}} = \phi(x,y) - \frac{1}{2} \Omega^2 r^2$ est le potentiel effectif dans le repère tournant et prend l'aspect ci-dessous où $\vec{\nabla} \phi_{\text{eff}}$ s'annule aux points de Lagrange L_1 à L_5 :



Contours de ϕ_{eff} .



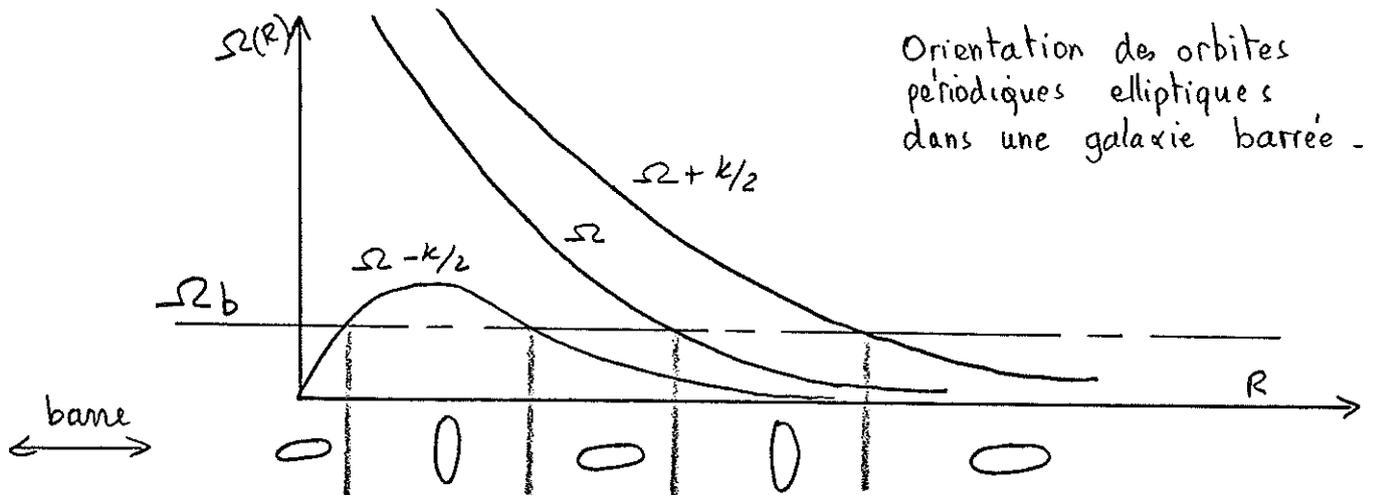
Orbites périodiques parallèles à la barre.

L_3 est le minimum du centre de la galaxie et L_1, L_2, L_4 et L_5 sont des maxima dans la région de la corotation.

L'étude des orbites est une tâche de longue haleine. Il existe certaines orbites possédant une deuxième intégrale du mouvement, en plus de J . Ces orbites sont alors fermées ou périodiques. On remarque que les orbites se regroupent en familles chacune autour d'une orbite périodique. Pour connaître analytiquement la réponse des étoiles dans un potentiel, il faut essayer de connaître toutes les orbites périodiques du potentiel et leur famille associée, et aussi d'estimer l'importance des populations dans chaque famille. La figure ci-dessus donne l'exemple d'orbites fermées dans le puits de potentiel ϕ_{eff} de la barre. Dans un potentiel moyennement barré on obtient les résultats généraux suivants :

- il existe des orbites périodiques de forme elliptique dont l'orientation du grand axe varie suivant la position dans la galaxie ;
- cette orientation change de 90° à chaque résonance de Lindblad (RIL, CR et REL) ;

- ces ellipses sont perpendiculaires à la barre entre les deux RIL (s'il en existe deux) et entre CR et REL. Puisque les étoiles sur ces orbites ont plutôt tendance à détruire la barre, on peut en déduire que si une barre se forme spontanément dans un ensemble d'étoiles, elle se terminera à la co-rotation et d'autre part "évitera" les vitesses de rotation qui tombent au-dessous de $\Omega - K/2$ (ou l'équivalent) de manière à ce qu'il n'existe qu'une RIL au plus.



Dans les simulations numériques, la vitesse de la barre s'ajuste, en effet, de façon à remplir ces conditions.

5.- REPONSE DU GAZ A UN POTENTIEL STELLAIRE BARRE

Le gaz, comme les particules-"test" précédentes, ont tendance à décrire les orbites elliptiques alternativement parallèles et perpendiculaires à la barre, selon les résonances. Mais, contrairement aux étoiles,

les nuages subissent des collisions inélastiques et de la dissipation, autrement dit le composant gazeux possède une certaine "viscosité". Les lignes de courant du gaz ne peuvent se croiser comme des orbites de particules sans interaction.

Au lieu de changer brutalement d'orientation au niveau des résonances, les trajectoires des nuages de gaz tournent progressivement et de façon continue, de 0° à 90° , selon la figure ci-contre, qui rappelle le

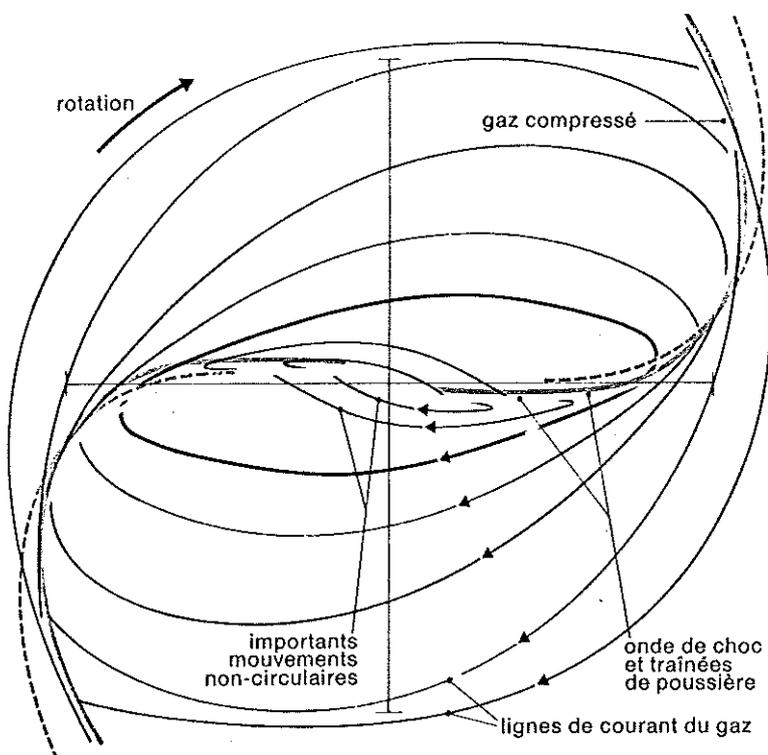


schéma des ondes cinématiques (cf. chapitre précédent) où le resserrement d'ellipses, à orientation décalée de façon progressive produisait une onde de densité spirale.

Le potentiel barré est donc un moyen d'orienter toutes ces ellipses les unes par rapport aux autres.

On en déduit d'autre part que le bras spiral tourne de 90° à chaque résonance et que l'aspect global de la structure dépend donc de façon

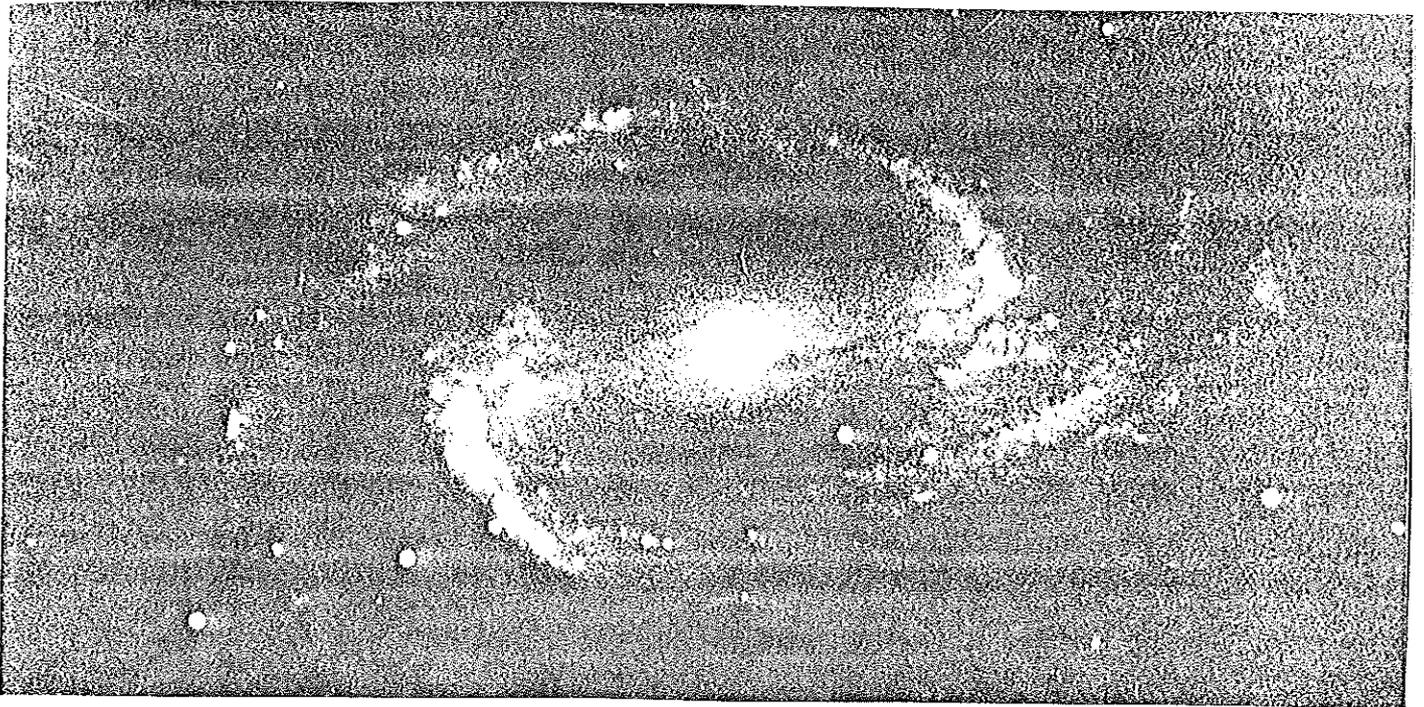
cruciale de la forme du potentiel et surtout de la vitesse angulaire de la barre. Si celle-ci est élevée, il n'existe aucune RIL et la spirale n'est enroulée que sur 180° . Au maximum l'enroulement peut atteindre 360° .

Les simulations du comportement du gaz dans un potentiel barré peuvent toujours ^{laisser} supposer qu'il existe deux RIL. Dans ce cas, le gaz forme une barre perpendiculaire à la barre imposée jusqu'à la 2e RIL, où commencent à s'enrouler les bras spiraux ; mais dans les cas réalistes, la barre est formée par les étoiles elles-mêmes, qui ne peuvent que détruire la barre entre les 2 RIL. Dans une situation astrophysique, il existe donc une

barre gazeuse jusqu'à la corotation, et c'est celle-ci qui représente le début de la structure spirale.

Dans le cas de potentiel barré important (la barre peut représenter jusqu'à 60% des forces gravitationnelles !), le gaz va traverser d'importantes ondes de choc au niveau du resserrement des orbites, c'est-à-dire dans les bras spiraux, et surtout au début, au niveau de la barre gazeuse. Les observations semblent confirmer cette prédiction (voir les fines traînées de poussière sur la photo ci-dessous).

NGC 1300



Noter le décalage de ces lignes de poussière vers l'aval de l'écoulement (comme prédit par le modèle) et la formation d'étoiles (régions HII notables dans les bras spiraux. La carte des vitesses radiales observées dans ces galaxies barrées confirment les trajectoires très elliptiques du gaz et des étoiles au centre. Les bras spiraux ne s'enroulent que sur 180°, la corotation doit se trouver à l'extrémité de la barre.

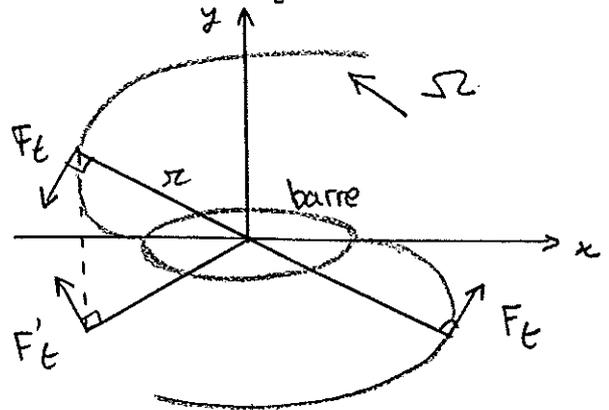
6. EVOLUTION A LONG TERME DE LA SPIRALE GAZEUSE

Nous avons vu que la dissipation était nécessaire pour générer une structure spirale. Celle-ci se forme donc d'abord dans le gaz, mais non dans le composant stellaire seul. D'autre part, si le composant gazeux perd beaucoup d'énergie dans les collisions, il en récupère grâce à la formation d'étoiles (dispersion des nuages par les supernovae, les vents stellaires, les régions HII...) et un équilibre énergétique peut s'établir. Toutefois, il existe une évolution lente à laquelle il est difficile d'échapper, due au transfert de moment angulaire de l'onde barrée vers le gaz.

Considérons en effet le couple de torsion exercée par la barre sur les bras spiraux. Comme le potentiel n'est pas axisymétrique, il existe, pour toute particule une force tangentielle F_t dirigée comme sur le schéma : cette force a pour moment rF_t , dirigée dans le sens positif de Oz .

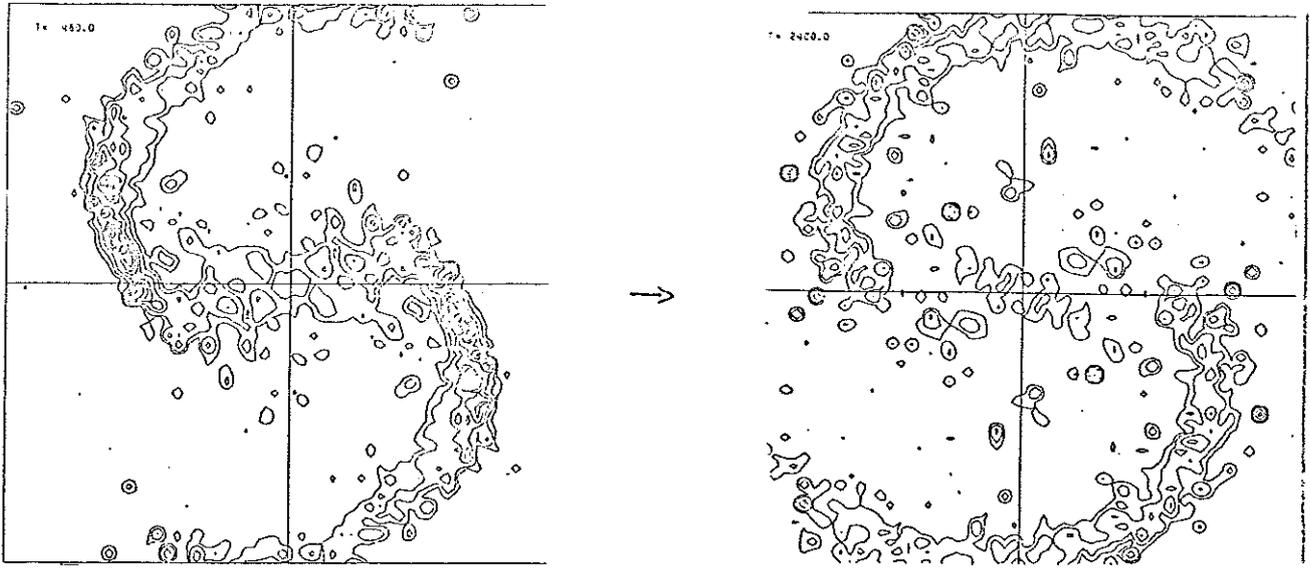
Lorsque la distribution des particules est axisymétrique (cercle par exemple) il existe une force symétrique F'_t , donc

l'action annule celle de F_t lorsqu'une moyenne est faite sur l'ensemble des particules, ou sur la trajectoire d'une particule individuelle. Par contre, dès que la distribution des particules est spirale, comme représentée sur le schéma, l'action de F'_t devient négligeable en moyenne, et la barre exerce sur l'ensemble du gaz un couple positif, qui tend à augmenter son moment angulaire.



L'ensemble du gaz va donc être entraîné vers l'extérieur de la galaxie, vers la REL, et former une structure circulaire où le couple de

torsion sera nul en moyenne. C'est ce que révèlent les simulations numériques de l'ensemble des nuages d'une galaxie barrée (les collisions et la réinjection d'énergie par formation d'étoiles sont prises en compte) :



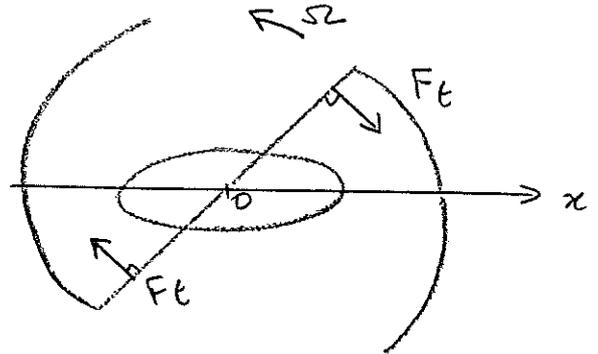
- Avec le temps, la structure spirale se dissout en anneau -

Un phénomène analogue se produit s'il existe une RIL.

Nous avons vu que la réponse du gaz est alors en avance sur le potentiel stellaire barré, selon le schéma :

le couple de torsion qui s'exerce sur le gaz est alors négatif en moyenne, et il se forme un

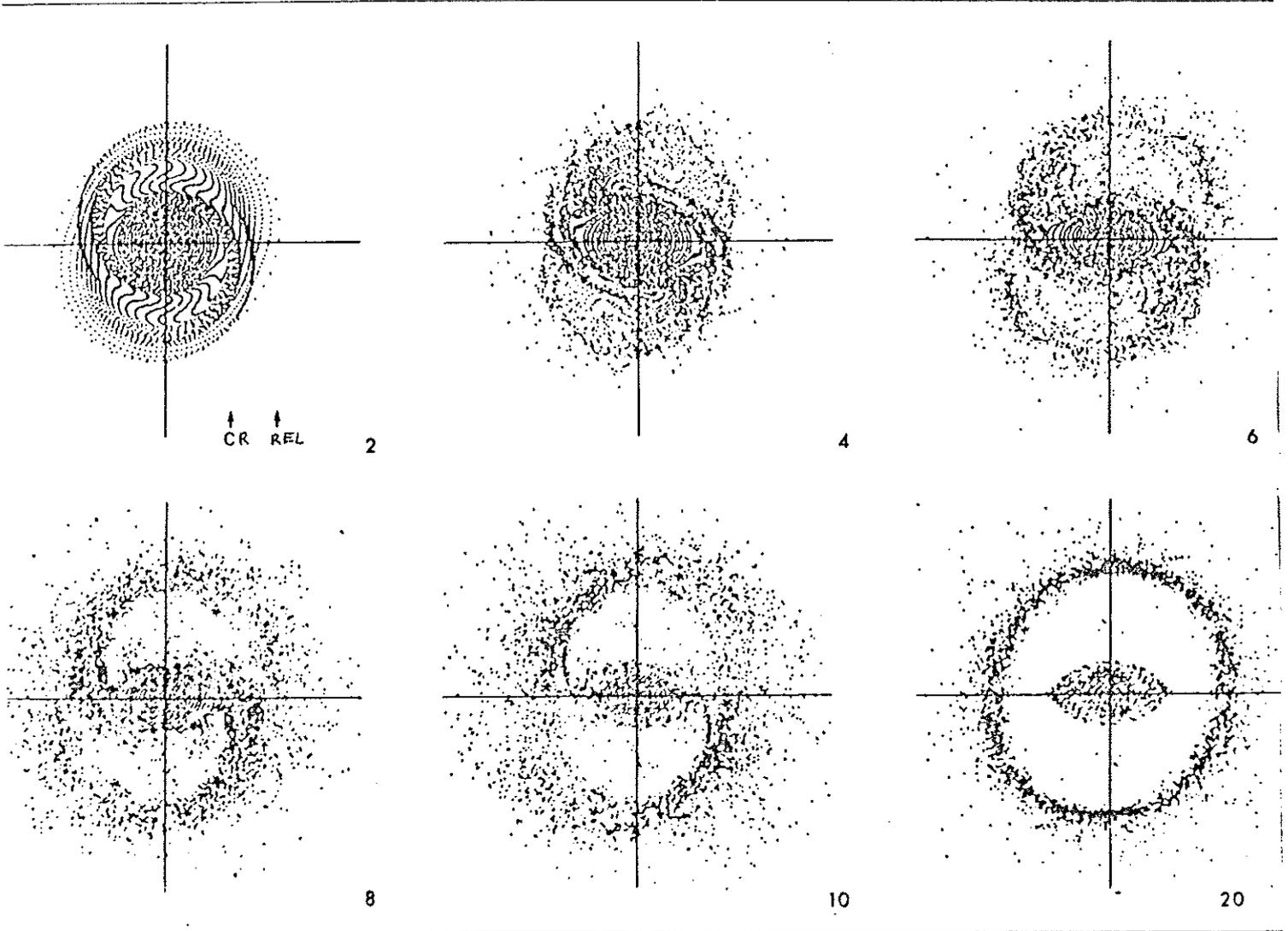
anneau à la RIL, après accumulation du gaz dans cette région.



Il faut noter que ces calculs sont effectués avec un potentiel maintenu fixe pour simplifier. Si l'on tenait compte de l'interaction des deux composants stellaire et gazeux, étant donné que la barre est une onde de densité à moment angulaire négatif, elle serait amplifiée par un transfert de moment angulaire vers le gaz, donc par la formation d'un anneau à

la REL, par contre, elle serait partiellement dissoute par la formation d'un anneau interne.

Il est donc intéressant de trouver ici un mécanisme de formation de l'anneau externe, qui semble en effet se confondre avec d'éventuels bras spiraux dans les observations (cf. classification).



- Formation d'un anneau externe après 20 rotations -
due au couple exercé par la barre sur la spirale.

INTERACTIONS ENTRE GALAXIES

La densité de galaxies dans l'Univers est relativement faible et les rencontres gravitationnelles entre galaxies pourraient être négligées si celles-ci étaient réparties uniformément. En fait, les galaxies tendent à se rassembler en amas ou petits groupes et, d'autre part, le halo invisible autour des galaxies augmente considérablement leur section efficace. Au moment présent, on observe plusieurs centaines de galaxies en interaction manifeste, ce qui est considérable lorsque l'on sait que la durée de vie des structures interactives n'est que de quelques 10^8 ans. Les galaxies vraiment isolées dans le ciel ne représentent qu'une faible minorité.

Les simulations sur ordinateur (depuis 1972) ont permis de montrer que l'interaction entre galaxies était purement gravitationnelle. Auparavant on pensait que seule l'interaction magnétique était capable de former les fins filaments lumineux observés (tubes de force du champ \vec{B}). On se basait, en fait, sur l'exemple des marées se produisant entre étoiles et planètes, qui sont bien moins spectaculaires que celles qui s'exercent entre galaxies, car les matériaux sont alors très liés, solides ou gazeux.

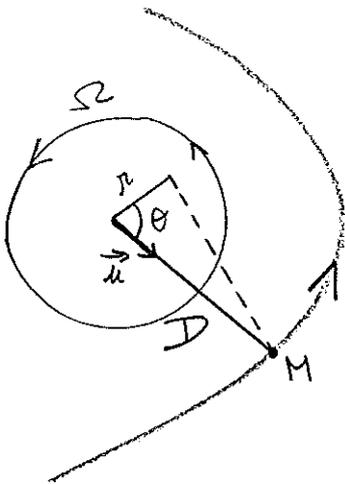
1.- PRINCIPES DE L'ACTION DE MAREE

Les forces de marées ne sont que les forces gravitationnelles différentielles qui s'exercent sur un corps étendu en orbite autour d'un autre corps de masse comparable.

Détaillons, en effet, l'action gravitationnelle d'une galaxie "compagnon" de masse M , située à une distance D de la galaxie que nous appellerons "cible". En première approximation si les galaxies ne s'interpénètrent pas dans la collision, on peut supposer la distribution des masses pratiquement sphérique (comme des bulbes concentriques aux galaxies) et utiliser le théorème de Gauss pour obtenir les potentiels. Prenons pour commencer le cas où l'orbite du compagnon se trouve dans le plan de la galaxie "cible". Le potentiel subi par une particule du disque de la galaxie à la distance r du centre est :

$$V = \frac{-GM}{\sqrt{r^2 + D^2 - 2rD\cos\theta}}$$

où θ est l'angle azimutal dans le disque galactique cible.



D'autre part la galaxie n'étant pas immobile, mais en mouvement par rapport au centre de gravité du couple de galaxies (compagnon-cible), chaque particule subit la force d'inertie du repère de la cible $-\frac{GM\vec{u}}{D^2}$ (où \vec{u} est un vecteur unitaire reliant les deux centres galactiques), le potentiel

correspondant s'établit à $\frac{GM}{D^2} r\cos\theta$. On suppose la particule au rayon r en équilibre rotationnel dans la galaxie (la force centrifuge équilibrant l'attraction du centre de la "cible").

Un développement limité au 2e ordre du potentiel pour les faibles rapports de distances r/D donne :

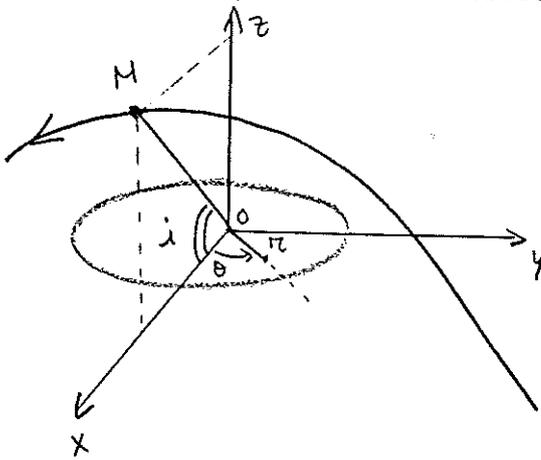
$$V_{\text{total}} = -\frac{GM}{D} \left(1 + \frac{r}{D} \cos\theta + \frac{3r^2}{4D^2} \cos 2\theta + \frac{r^2}{4D^2} + \dots \right) + \frac{GM}{D^2} r\cos\theta$$

Le terme en $\cos\theta$ disparaît dans le potentiel et celui-ci devient principalement bisymétrique (composante de Fourier $m = 2$). Il existe donc

deux pôles de perturbation, ce qui explique la formation de deux bras spi-
raux dans la galaxie "cible", étirés par la rotation différentielle.

Dans le cas où le compagnon orbite dans un plan incliné d'un
angle i par rapport au plan de la galaxie cible, les particules de cette
cible à la distance r du centre subissent une force dans la direction per-
pendiculaire au plan de :

$$F_z = D \sin i \left[\frac{GM}{(D^2 + r^2 - 2rD \cos \theta \cos i)^{3/2}} - \frac{GM}{D^3} \right] = \frac{3}{2} \frac{GM}{D^2} \frac{r}{D} \sin 2i \cos \theta$$



(force calculée au moment où le
compagnon est le plus haut par rapport
au plan de la cible, cf. schéma).

La force de marée est donc de l'ordre
de GMr/D^3 (différentielle de GM/D^2 ,
comme dans le plan), mais sa dépen-
dance azimutale (θ dans le plan de la

cible) n'est plus bisymétrique et contient le mode de Fourier $m = 1$. Un
passage d'inclinaison non nulle pourra donc exciter les modes d'oscillation
du plan d'ordre 1 que l'on observe dans les "warps" ou gauchissements en S

(très fréquents dans les galaxies
en interaction mais persistant encore
dans les galaxies en apparence isolées

Oscillation verticale
en $\cos \theta$ du plan des
galaxies.



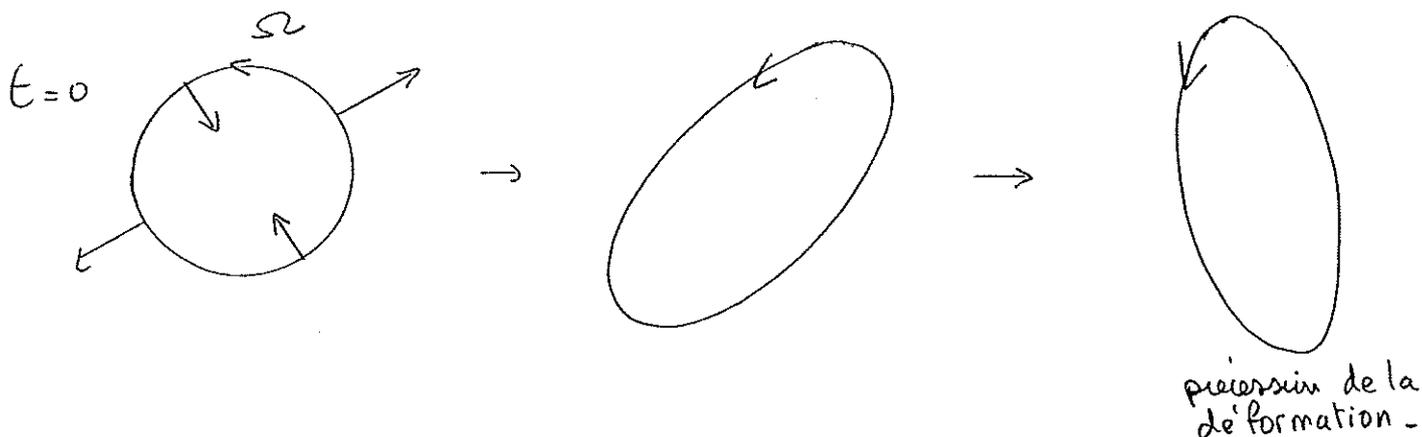
L'interaction de marée variant en $1/D^3$ sera surtout importante au
moment de la distance minimale d'approche entre les galaxies : les particules
de la cible reçoivent alors une impulsion, et les résultats se développent
après coup (rotation différentielle, oscillation verticale, ...). Les prin-
cipaux effets sont purement cinématiques, c'est pourquoi des simulations très

simples (problème à 3 corps restreint), ne tenant pas compte de l'autogravitation entre particules, représentent bien la réalité : on calcule le mouvement de ces particules-test une par une, en négligeant leur masse, et en ne tenant compte que des deux potentiels sphériques du couple de galaxies.

Ces particules, qui sont initialement en orbites circulaires autour des galaxies et disposées dans un disque si l'on veut représenter des galaxies spirales, correspondent aux étoiles ou aux nuages de gaz interstellaires. Toutefois, les approximations du modèle se justifient beaucoup mieux pour le gaz, qui représente 5 à 10% de la masse totale d'une galaxie spirale et dont l'autogravitation est plus négligeable. De plus, le gaz s'étend beaucoup plus loin du centre galactique que les étoiles (le rayon HI est parfois le double du rayon visible) et l'action de marée se fait beaucoup plus sentir dans les régions externes du disque galactique. D'autre part, pour former des structures interactives cohérentes et ordonnées (bras spiraux, oscillation,...) il faut un composant froid, sans trop de dispersion de vitesses ($\Delta V_{\text{gaz}} \sim 6 \text{ Km/s}$, $\Delta V_{\text{étoiles}} \sim 40 \text{ Km/s}$).

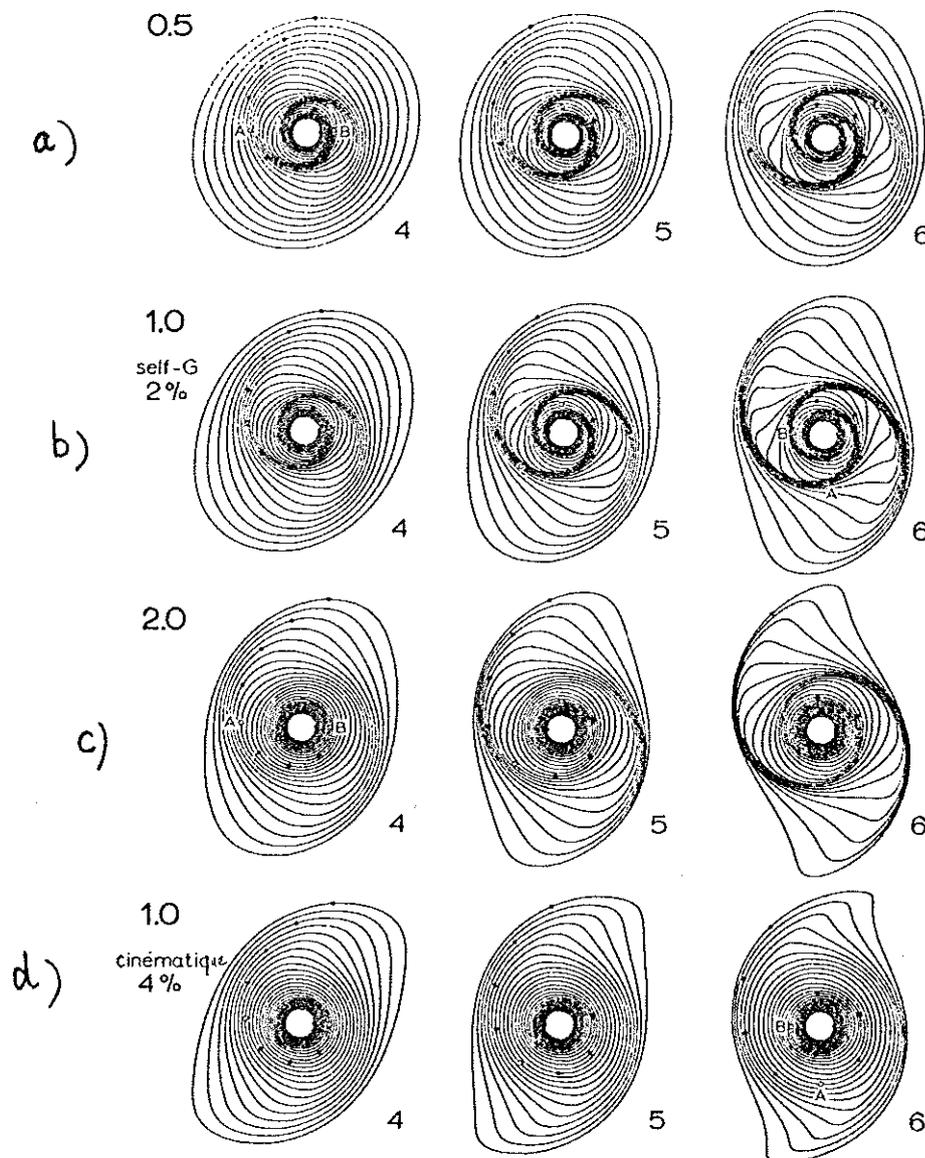
2.- FORMATION DES STRUCTURES SPIRALES

Supposons donc, pour simplifier et isoler le phénomène principal, qu'un disque de particules subisse à un instant $t = 0$ une impulsion bisymétrique en $\cos 2\theta$. Tout cercle de particules-test se déforme peu à peu en



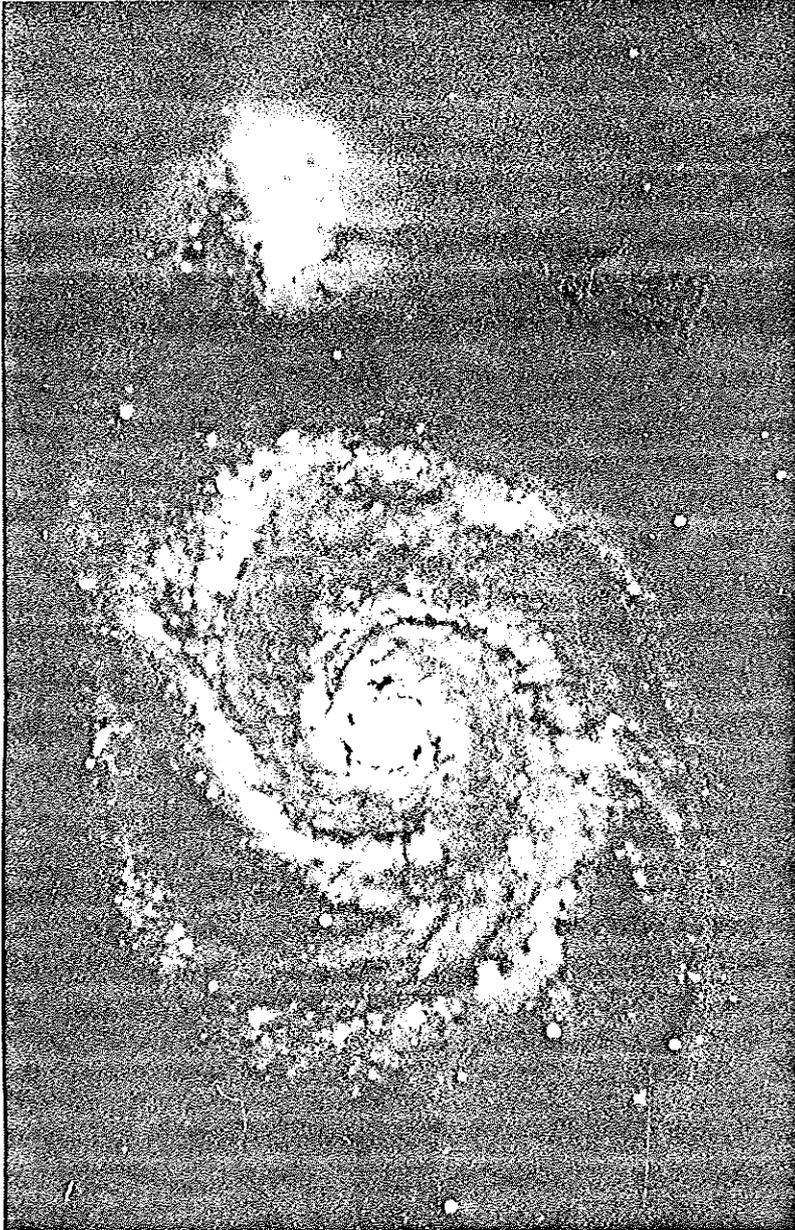
ellipses. Toutes ces ellipses commencent d'abord à tourner par précession différentielle. Mais l'autogravitation prend rapidement le relai pour égaliser ces taux de précession et maintenir la spirale (du moins le paquet d'ondes). L'effet de l'autogravitation est nettement visible sur la figure ci-dessous (simulation d'une brève impulsion en $\cos 2\theta$).

L'excitation et l'amplification de ces ondes spirales peuvent être qualifiées de "pendulaires".

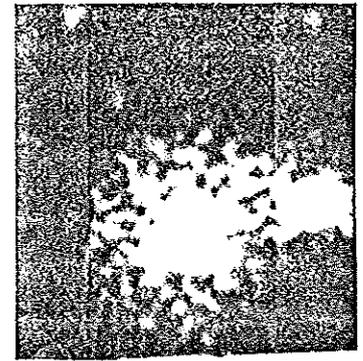


Réponse d'un disque uniforme de particules à une impulsion en $\cos 2\theta$ - a), b), c) la self-gravitation est prise en compte et les forces de marée sont choisies proportionnelles à 0.5, 1.0, 2.0 respectivement. En d) la self-gravitation est négligée (ondes cinématiques).

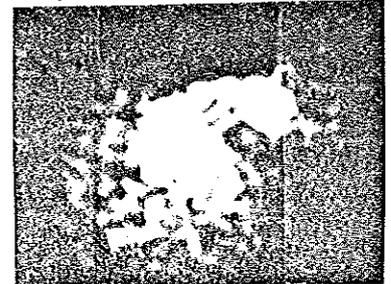
Les plus belles galaxies spirales qui nous environnent, Messier 51 et Messier 81, doivent leur structure à ce mécanisme (compagnons NGC 5195 et M82 respectivement). La figure ci-dessous montre que déjà un modèle simple à trois corps permet de simuler les principaux phénomènes.



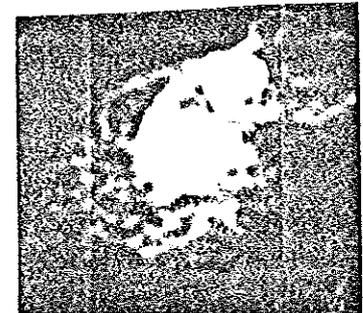
Messier 51 dans la constellation des Chiens de Chasse, avec son compagnon NGC 5195.



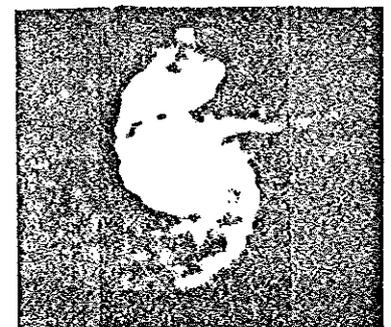
t=0



t=1.5



t=3

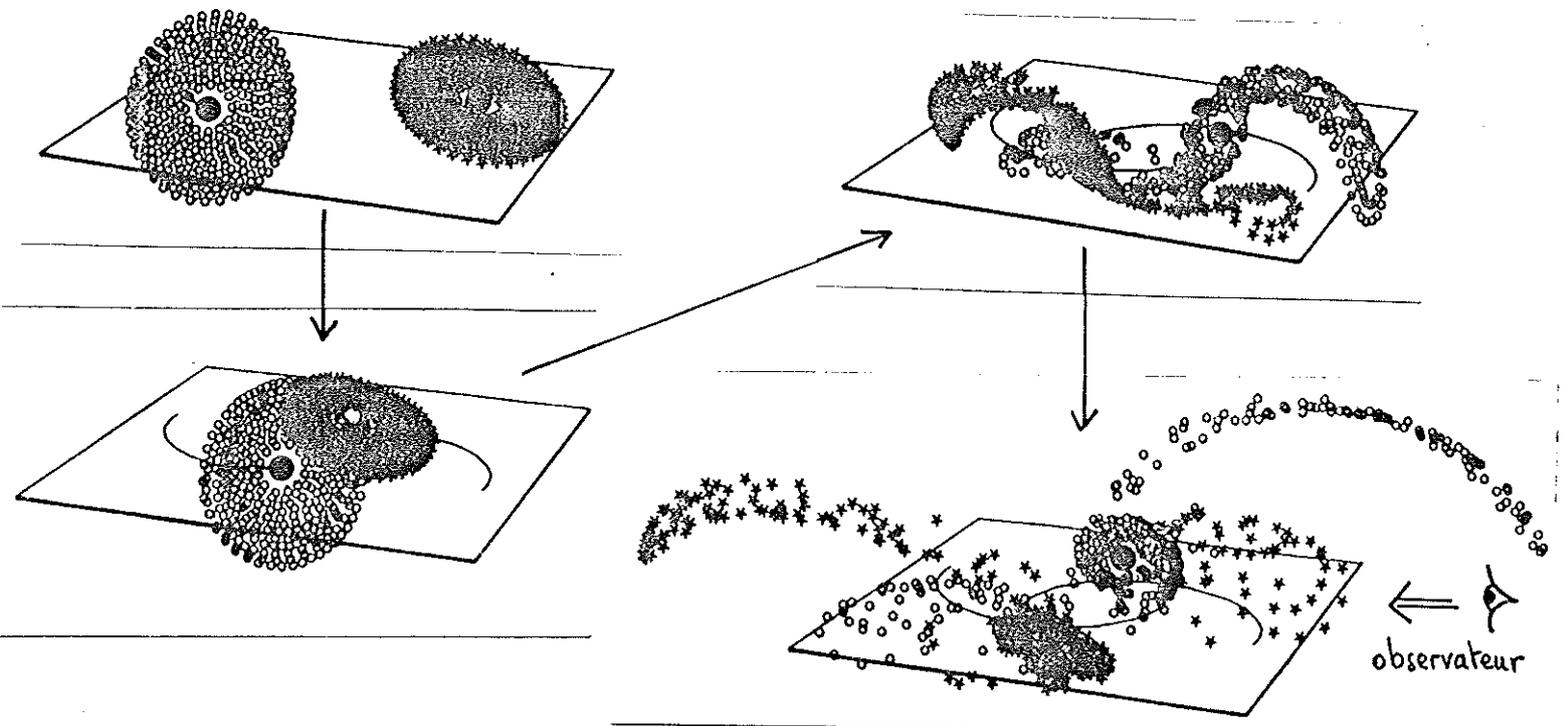
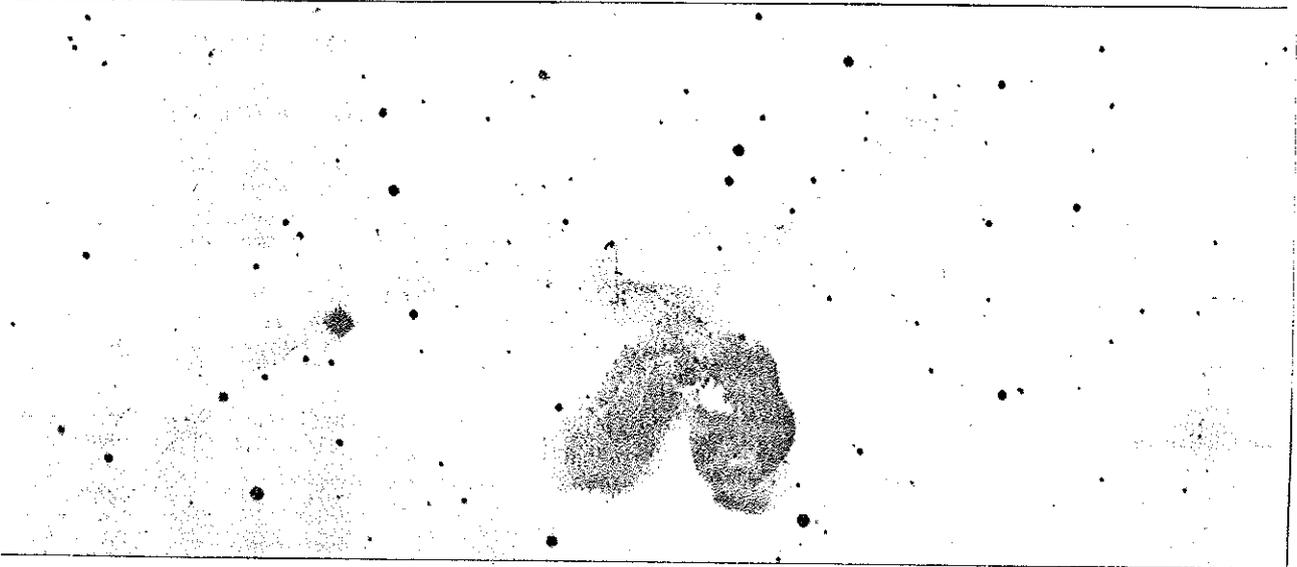


t=4.5

Simulation de la structure spirale de M51 (t en 10^8 ans) -

3.- FORMATIONS DE FILAMENTS, D'ANNEAUX

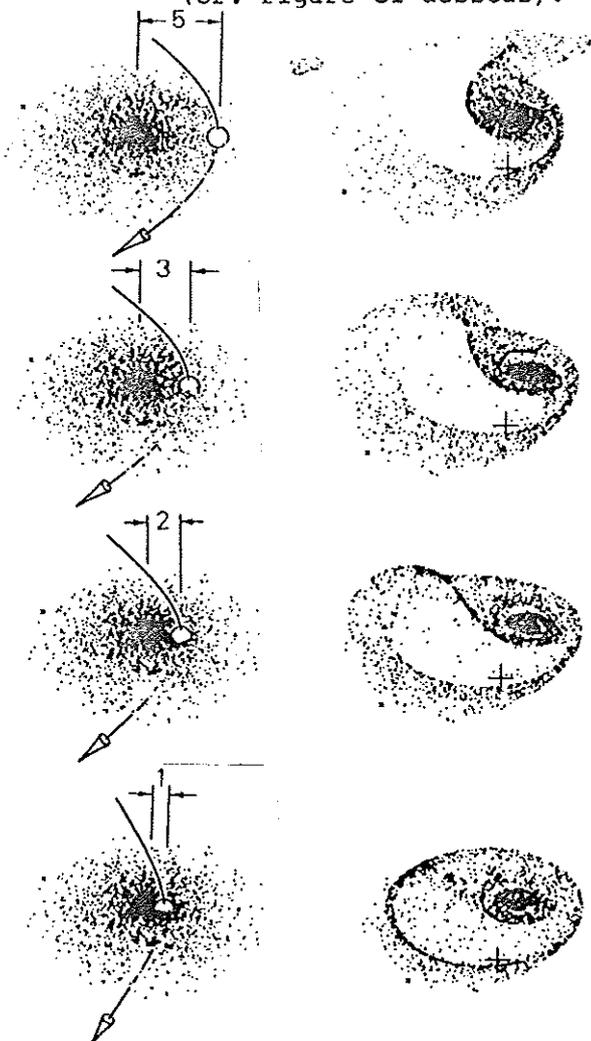
La symétrie de l'action de marée (les marées terrestres ont une périodicité de 12h et non de 24h par exemple) se retrouve, nous l'avons vu, dans la formation de deux bras spiraux. Lorsque les deux galaxies ont un disque, il se forme 4 bras spiraux (deux dans chaque galaxie). Deux de ces bras qui sont dirigés d'un vers l'autre ont tendance à se disperser ou à être agrégés par les deux galaxies, si les deux masses sont presque égales. Il ne reste plus que les deux bras extérieurs qui sont étirés en longs filaments. Un exemple de ce cas fréquent est le couple de galaxies appelées "les Antennes", cf. figure ci-dessous.



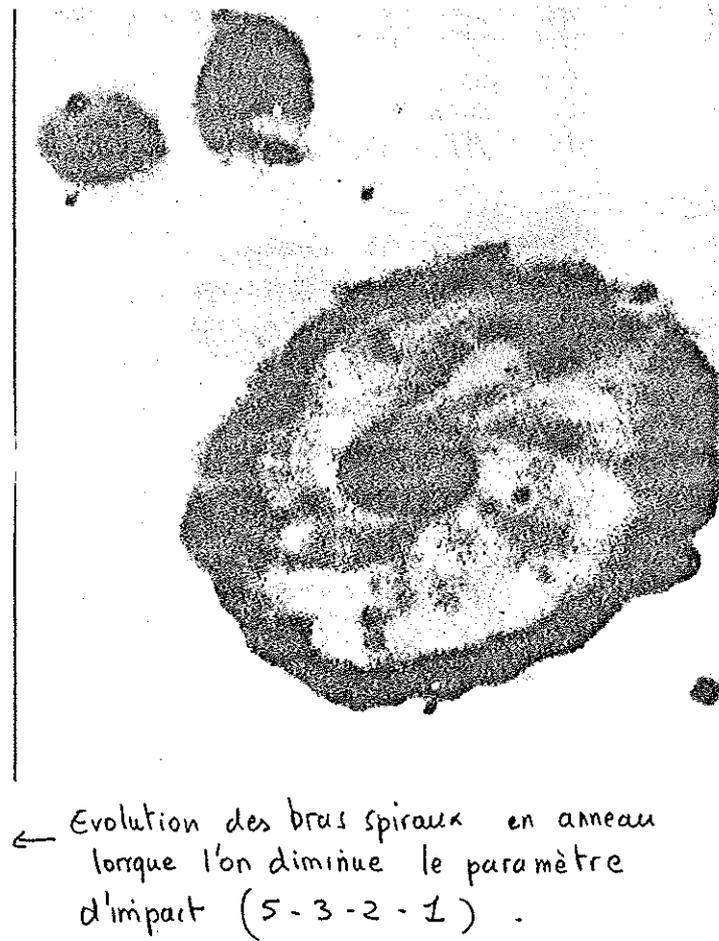
Plus généralement, toutes sortes de figures et déformations peuvent être obtenues par interaction de galaxies, selon le rapport de masse entre les deux galaxies, l'inclinaison de l'orbite par rapport aux plans des disques, la nature des trajectoires (paraboliques, elliptiques...), la vitesse de rencontre, le paramètre d'impact. Remarquons tout de suite que les effets sont considérablement limités dans le cas de passages rétrogrades : lorsque le compagnon tourne dans le sens inverse de la rotation des particules dans le disque "cible", il n'y a pas de résonance, donc aucune action prolongée sur les particules.

Dans des cas plus rares, la collision peut avoir lieu de plein fouet. Le calcul montre alors qu'une onde de densité en forme d'anneau remplace les deux bras spiraux qui se forment quand le paramètre d'impact n'est pas nul. Certaines galaxies très particulières possèdent cette morphologie d'anneau ; on distingue alors un compagnon près de leur petit axe

(cf. figure ci-dessous).



La "roue de charrette"



← Evolution des bras spiraux en anneau lorsque l'on diminue le paramètre d'impact (5-3-2-1).

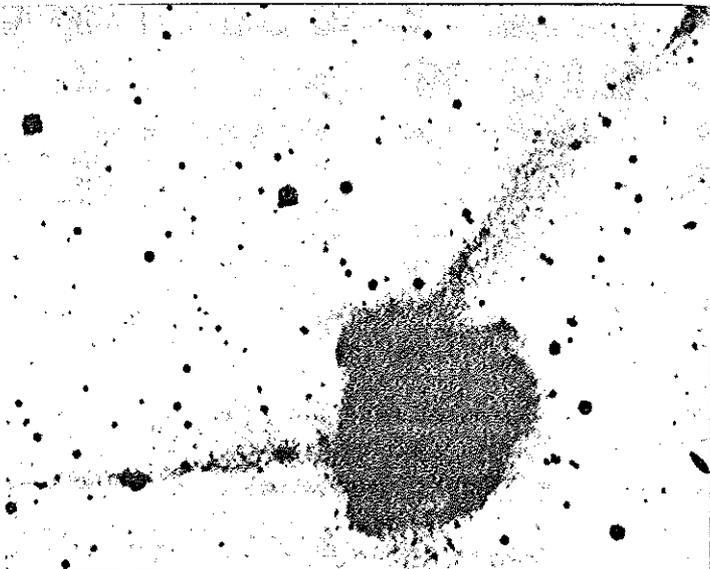
4.- FRICION DYNAMIQUE ET COALESCENCE

L'interaction entre galaxies freine le mouvement des galaxies sur leur orbite relative. D'abord les ondes de choc produites dans le gaz dissipent l'énergie, provoquent d'ailleurs une formation d'étoiles accrue (les galaxies en interaction ont statistiquement une couleur plus bleue). L'énergie des déformations des disques galactiques est prise aux dépens de l'énergie orbitale. Les galaxies se rapprochent peut à peu en spiralant. D'autre part, tout corps massif qui se déplace au milieu d'un champ d'étoiles, est freiné par ce qu'on appelle la friction dynamique (cf. Chandrasekhar, 1960) : l'attraction gravitationnelle du corps massif tend à rassembler les étoiles du champ en un sillage derrière lui, ce qui le freine. Le calcul du temps de freinage t_f est analogue à celui du temps de relaxation T (cf. chap. "Morphologie et Dynamique", p. 250), et l'on peut montrer que :

$$t_f \sim \frac{2m}{M} T$$

où m est la masse d'une des étoiles du champ et M celle du corps massif. Si M est de l'ordre de la masse d'une galaxie, le temps de freinage peut être relativement court. Ce phénomène commence à se faire sentir dès que les disques des galaxies se touchent, peut-être plus tôt si les halos massifs sont bien plus étendus.

Plusieurs de ces fusions de galaxies sont observées à l'heure actuelle (cf. photo ci-dessous de N 7252). Etant donné le temps relativement



court ($5 \cdot 10^8$ ans) pendant lequel on peut identifier une coalescence grâce aux extensions de matière et différentes perturbations dans les étoiles, on estime à 20% le nombre de galaxies formées par fusion depuis le début de l'Univers (ce

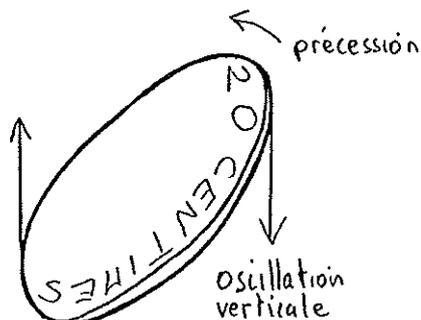
chiffre est très dépendant du modèle et de la densité que l'on suppose au début de l'Univers). La fusion de deux galaxies spirales pourrait former une elliptique, comme l'indique l'objet N7252 (baptisé "atoms for peace") dont le profil de luminosité obéit à la loi caractéristique en $r^{1/4}$.

Le débat est encore ouvert pour savoir si toutes les galaxies elliptiques pourraient provenir de coalescences, et nous en reparlerons dans le chapitre sur la formation des galaxies. On peut toutefois remarquer que les galaxies elliptiques et SO sont plus fréquentes dans les amas, d'autant plus que l'on se rapproche du centre et que l'amas est riche. Il est certain que les interactions entre galaxies sont plus fréquentes dans les amas, mais elles sont aussi moins efficaces, car l'énergie cinétique relative des galaxies est grande (dispersion de vitesses de l'ordre de 1000 Km/s).

Au centre des amas riches, l'interaction gravitationnelle joue aussi un grand rôle dans le phénomène de cannibalisme. Toutes les galaxies proches du centre tendent à être avalées par les galaxies CD.

5.- OSCILLATIONS VERTICALES ET ONDOIEMENT

Un des vestiges de l'interaction de marée, qui persiste peut-être le plus longtemps, est le gauchissement du disque en forme de crêpe, déformation dynamique qui correspond à un ondoiement du plan, de dépendance azimutale $\cos \theta$ (cf. § 1). Ce phénomène ressemble un peu à l'oscillation finale d'une pièce de monnaie que l'on vient de lancer en l'air. Le mouvement d'os-



cillation précesse autour du centre et la pièce semble vibrer et tourner. Si, dans le cas de la pièce, il s'agit d'une précession solide, pour le disque galactique, la précession est différentielle et l'on peut

montrer qu'après quelques périodes d'oscillations verticales, l'ondoiement s'amortit par formation d'un disque en "tôle ondulée". En fait, le calcul fait par Hunter et Toomre en 1969 supposait que toute la masse de la galaxie était concentrée dans un disque infiniment mince : la force de rappel gravitationnelle est donc très importante, la matière oscille rapidement et au bout de 10^9 ans, l'ondoiement est amorti.

Par contre, si l'on suppose que dans les parties externes des galaxies (c'est d'ailleurs surtout le gaz dans les parties externes qui ondule) l'essentiel de la masse est réparti presque sphériquement dans un halo massif invisible (ce qui semble être le cas), la force de rappel est très faible : dans le cas d'un potentiel complètement sphérique, la force de rappel est même inexistante, il n'existe aucun plan privilégié. L'ondoiement peut alors persister très longtemps, au moins durant l'âge de l'Univers. C'est ainsi que, dans la majeure partie des galaxies spirales, le gaz dans les régions extérieures ondule (notre galaxie en particulier), même dans les galaxies en apparence isolées aujourd'hui (cf. figure ci-dessous).

