



COLLÈGE
DE FRANCE
—1530—

Chaire Galaxies et Cosmologie

Théorie des ondes de densité



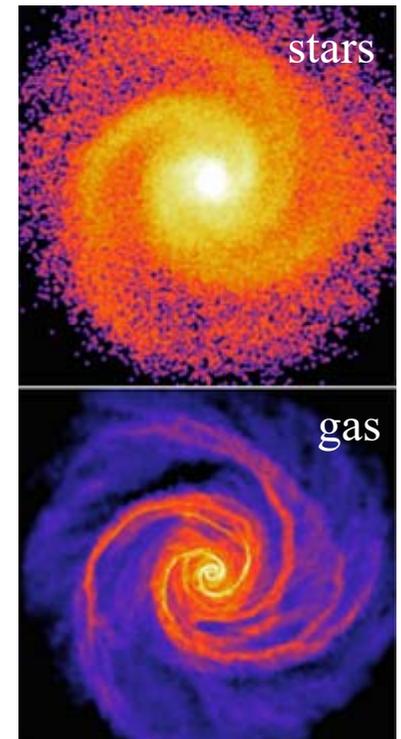
Françoise Combes



Laboratoire d'Étude du Rayonnement et de la Matière en Astrophysique

Plan de l'exposé

- La « circulation » de B. Lindblad
- Les ondes de densité Lin & Shu (1964)
- Paquets d'ondes, Amortissement
- L'amplification du « swing »
- Mécanismes de maintenance
- Le rôle du gaz dans le potentiel des étoiles
- Simulations numériques actuelles
- Les ondes de densité remises en question ?



Deux sortes de spirales

« Grand design », cohérente



Spirale stochastique, flocculente



Spirale
par rotation
différentielle
comme du
lait dans
le café



Théorie de la circulation

Lindblad 1964

Pour durer 10^{10} yr (enroulement 10^8 yr)



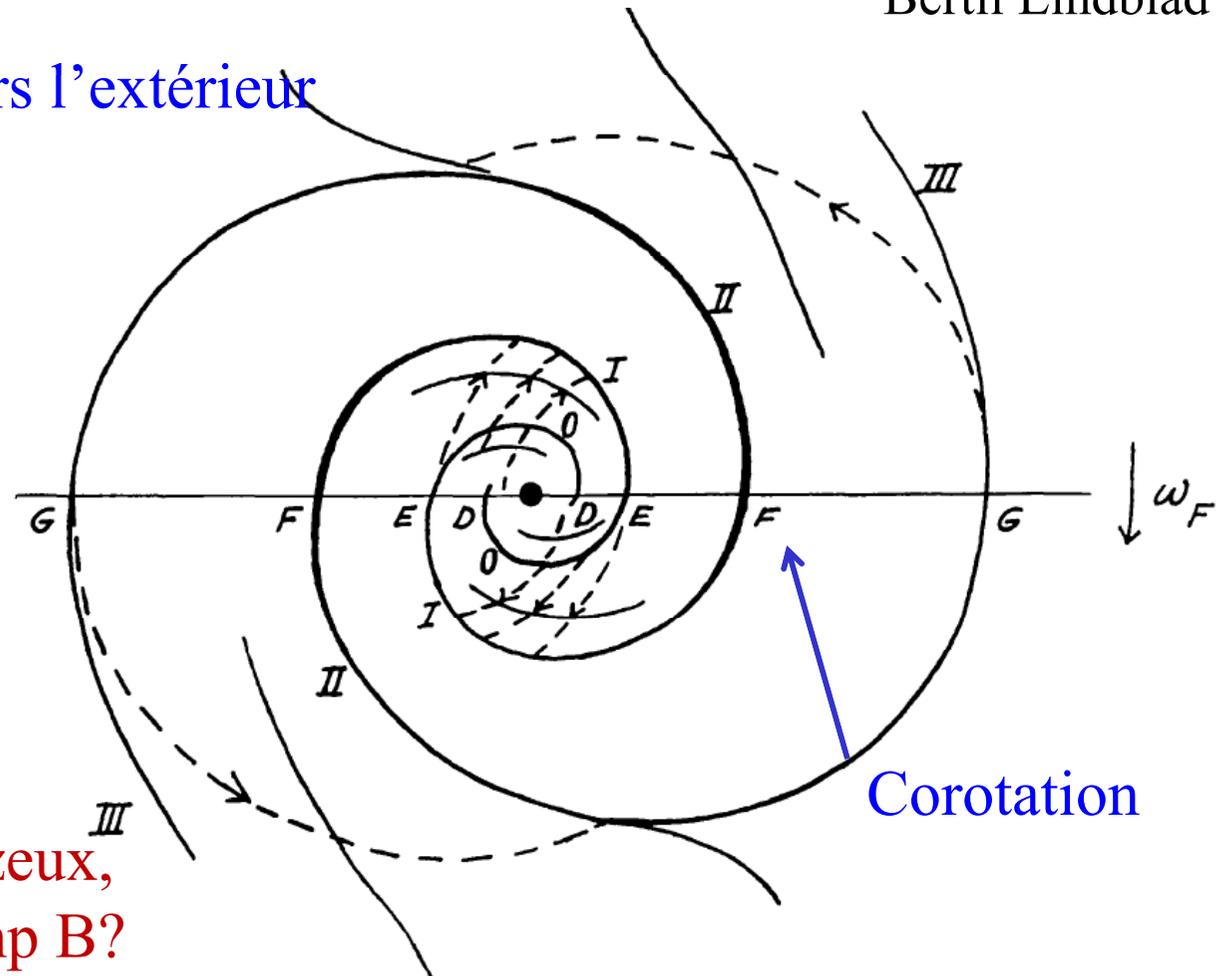
Bertil Lindblad

La spirale est assez massive pour attirer les étoiles vers elle

Au centre circulation vers l'extérieur

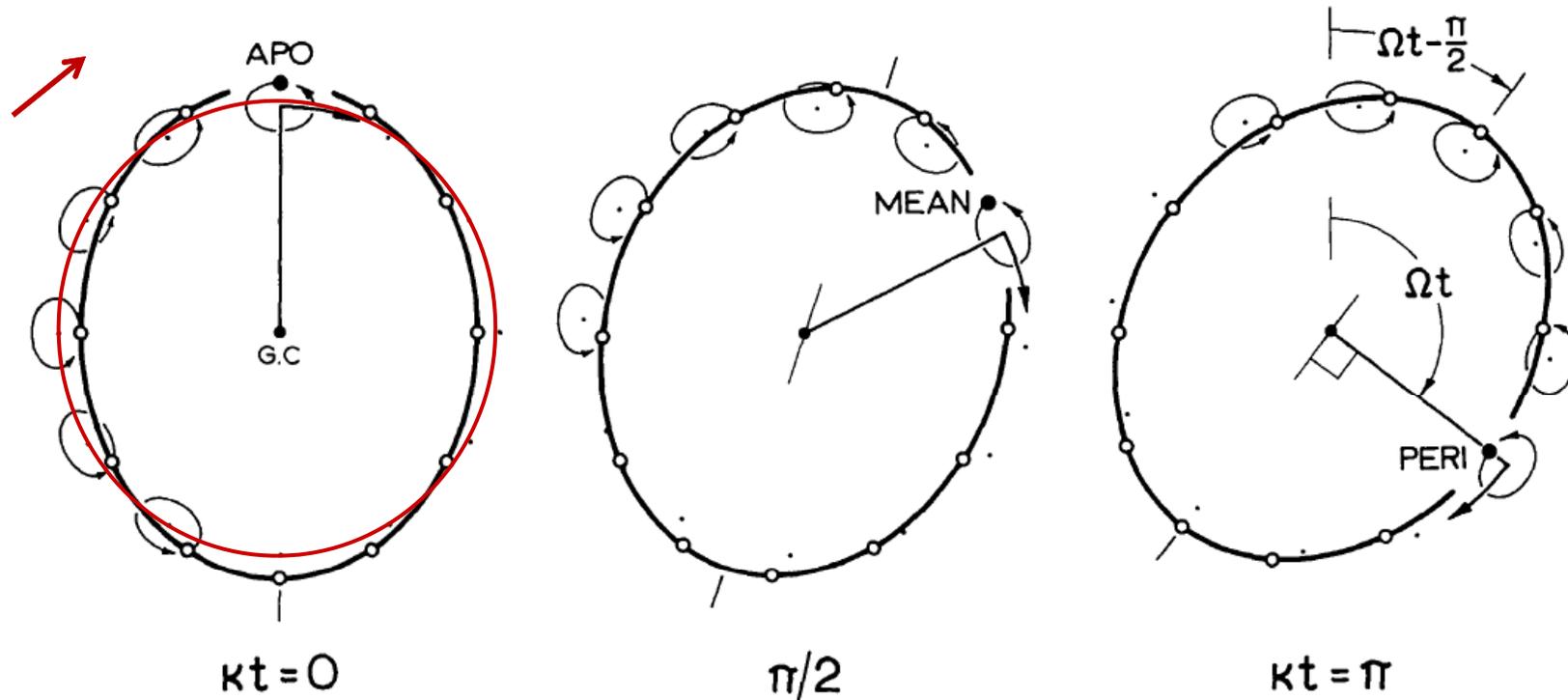
Au bord, vers l'intérieur

Dans cette circulation on peut voir des « branches » entre II et III qui permettent d'atteindre un état Stationnaire



Ou alors phénomène gazeux, sous le contrôle du champ B?

Orbites de dispersion et ondes cinématiques



Etude semblable au premier travail de Maxwell (1859)
sur la stabilité des anneaux de Saturne (Prix Adams à l'époque)
N corps participant à une onde $\sin(m\theta)$, $\cos(m\theta)$

Lindblad montre que la **précession des orbites est $\Omega - \kappa/2$, quasi cste**

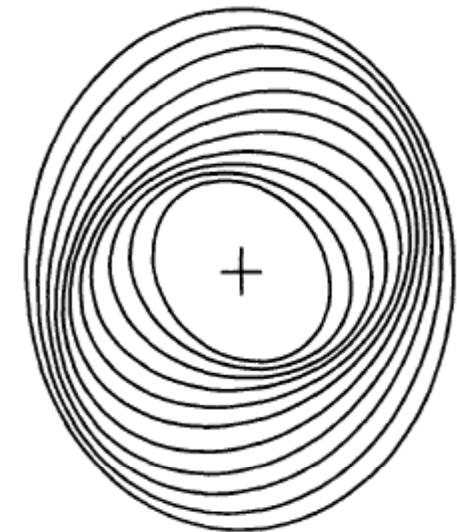
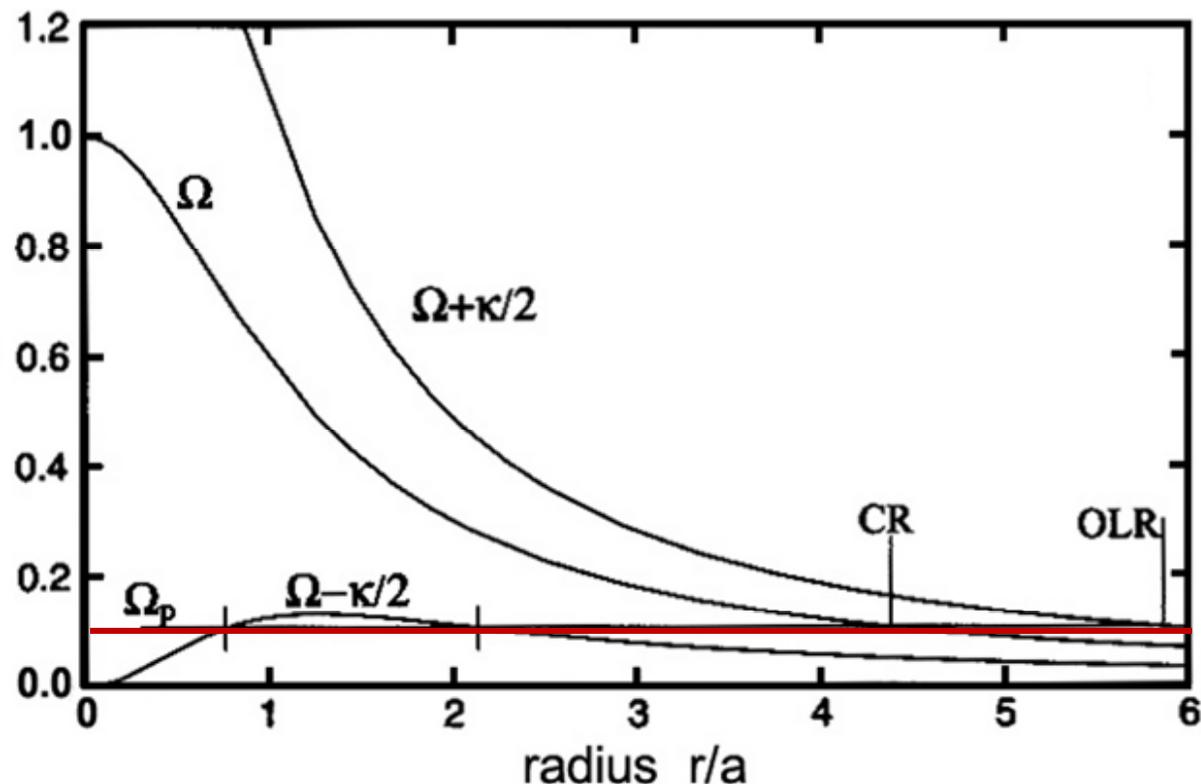
Fréquences dans un disque de galaxie

Près du centre, $V = \Omega r$, avec $\Omega \sim \text{cste}$, $\kappa \sim 2 \Omega$, et $\Omega - \kappa/2$, quasi cste

Plus loin du centre $V \sim \text{cst}$, $\kappa \sim 1.41 \Omega$, et $\Omega - \kappa/2 = 0.29 \Omega$

→ Bcp moins de précession différentielle que de rotation différentielle

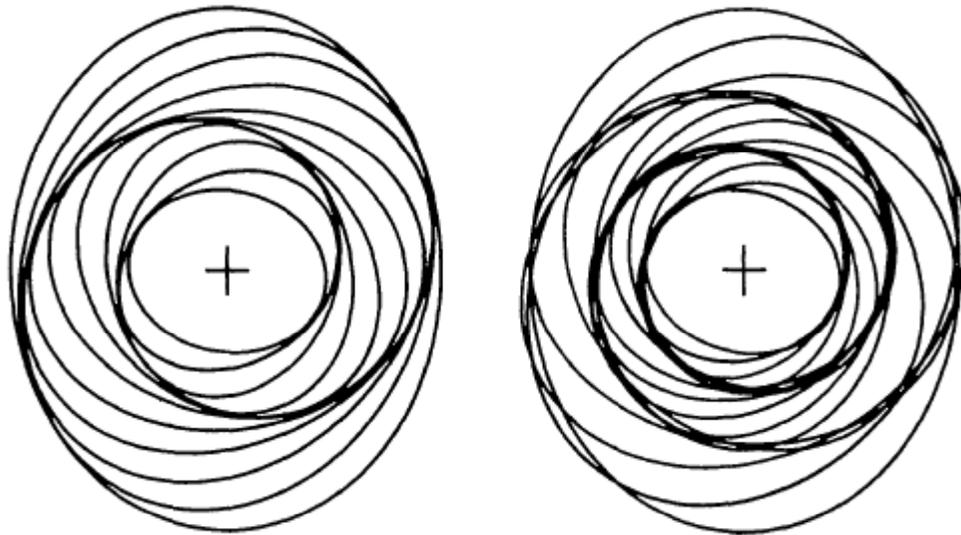
Le taux de précession sera la fréquence de rotation de l'onde



Ondes cinématiques de Kalnajs (1973)

Théorie des ondes de densité

Il faudrait donc démontrer que l'auto-gravité peut forcer les taux de précession à se maintenir autour d'une valeur commune



Pour cela Lin & Shu (1964)
ont l'idée de développer les
équations dans l'approximation
WKB
« Wentzel, Brillouin, Kramers »
d'ondes très enroulées
 $\lambda \ll R$

L'avantage est de pouvoir faire l'approximation locale
(l'effet des ondes lointaines s'annule)
Sinon les équations sont impossibles

Relation de dispersion des ondes

On suppose une perturbation $\Sigma = \Sigma_0 + \Sigma_1(\mathbf{r}) \exp[-im(\theta - \theta_0) + i\omega t]$

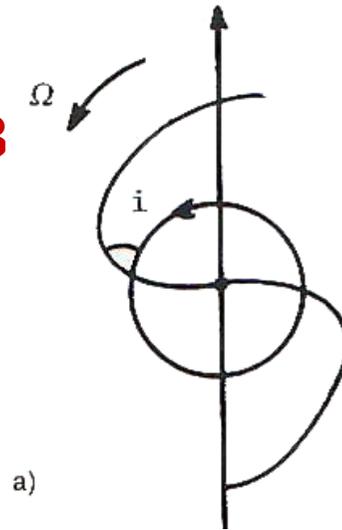
on linéarise les équations, de Poisson, de Boltzman sans collision

« pitch angle » $\tan(i) = 1/r \, dr/d\theta_0 = 1/(kr) \quad \mathbf{k} = 2\pi/\lambda$

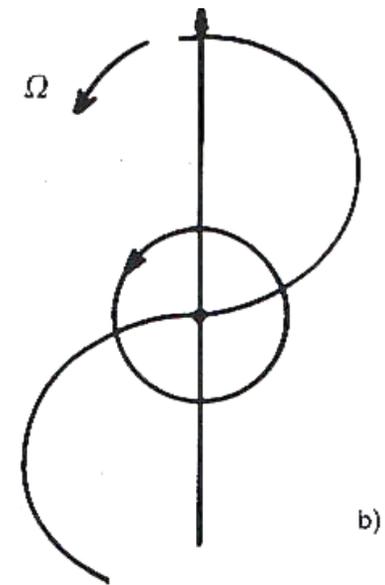
On suppose donc que les spirales
sont très enroulées

angle de pitch $\sim 0 \quad kr \gg 1$
ou bien $\lambda \ll r \rightarrow$ WKB

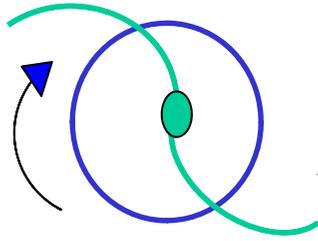
2 cas possibles ondes
« leading », « trailing »



Trailing



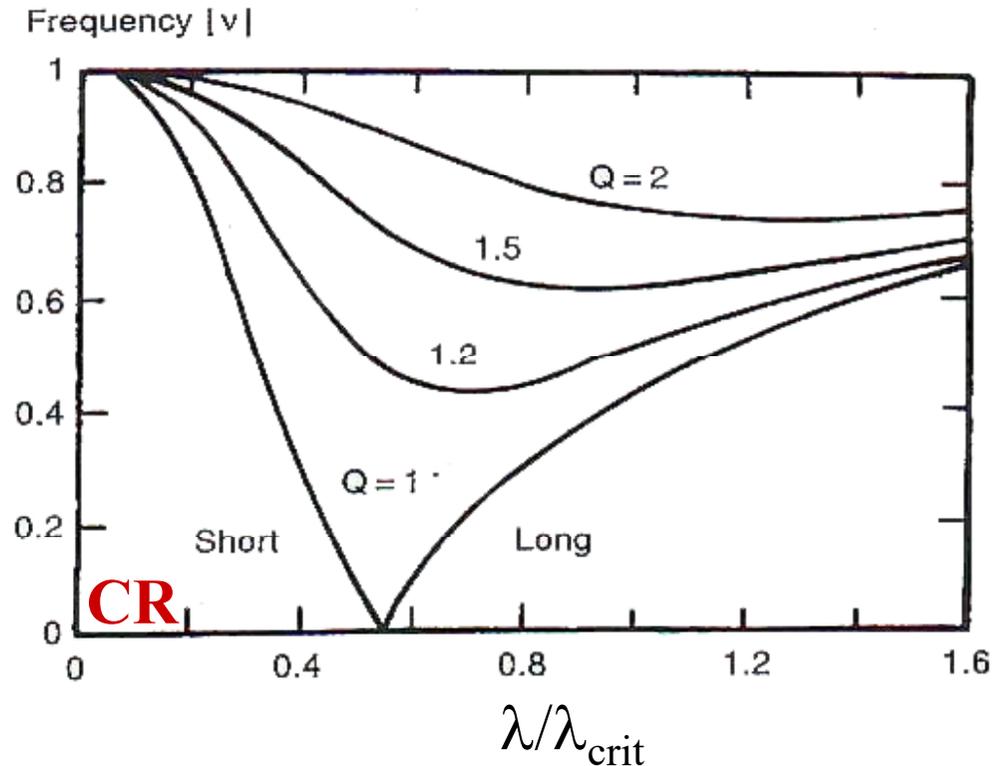
Leading



Fréquence
 $\nu = m (\Omega_p - \Omega) / \kappa$

$m=2$ nbre de bras

$\nu = 0$ Corotation **CR**



ILR $\nu = -1$, **OLR** $\nu = 1$ (Lin & Shu 1964)

relation de dispersion, identique pour ondes trailing et leading

La longueur d'onde critique est l'échelle où la self-gravité prend le

dessus $\lambda_{crit} = 4\pi^2 G\Sigma/\kappa$

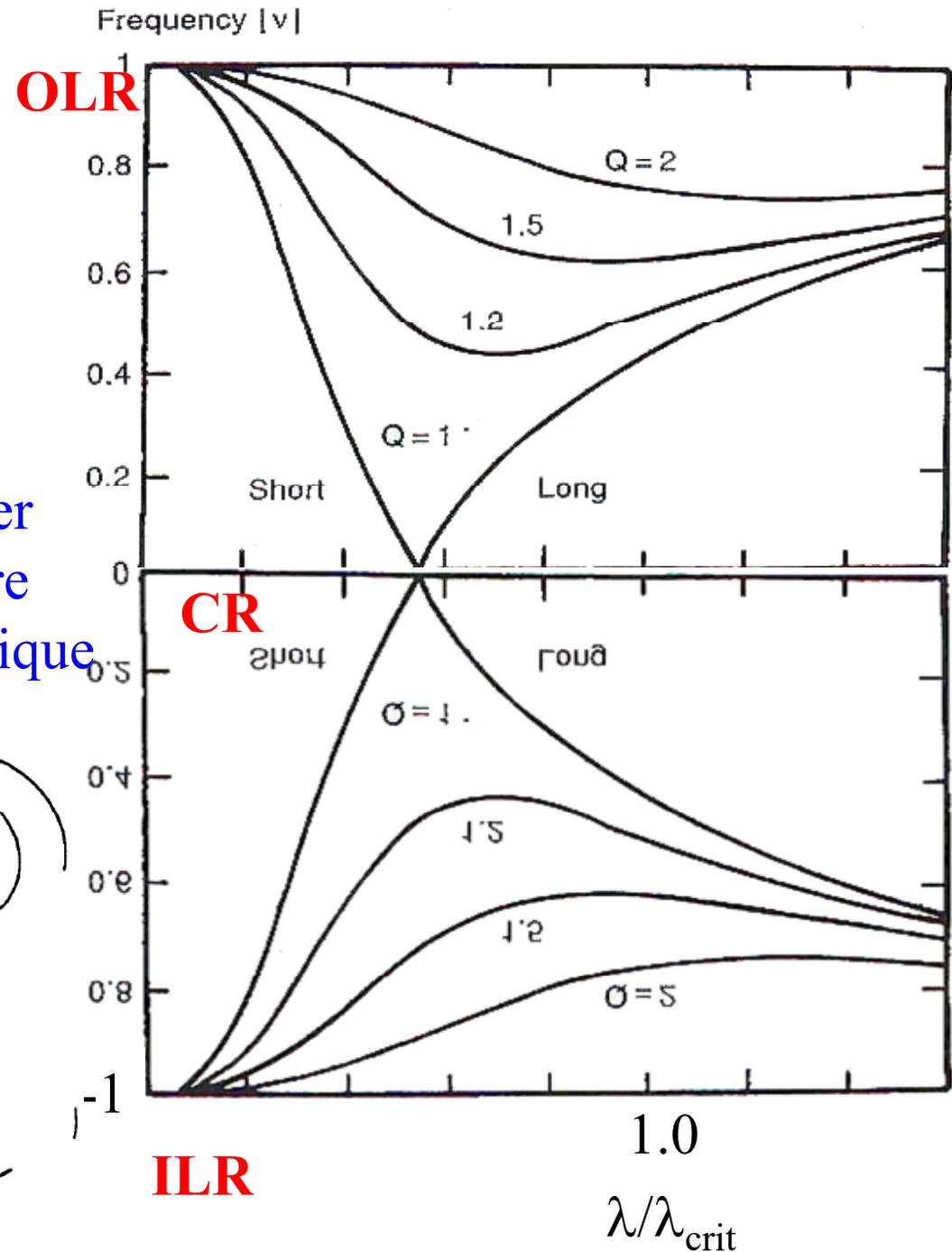
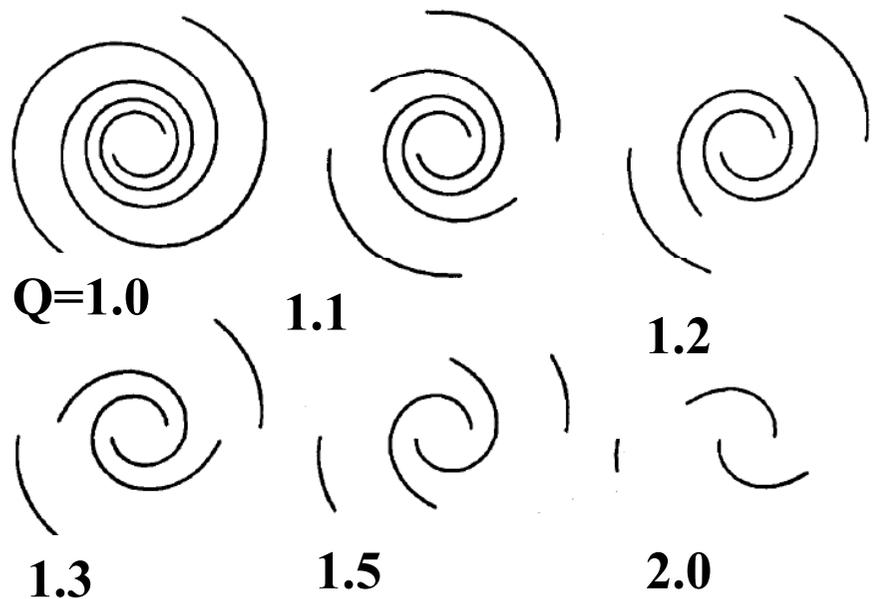
$Q = \sigma/\sigma_{crit}$

Il existe une **zone interdite**, si $Q > 1$ (disque trop chaud pour que les ondes se développent) autour de la corotation

Espace de propagation des ondes:

Zone interdite autour de la CR
Pour Q supérieur à 1.

Il est toutefois possible de passer par effet tunnel: interaction entre plusieurs ondes, analogie quantique (se voit dans les simulations..)

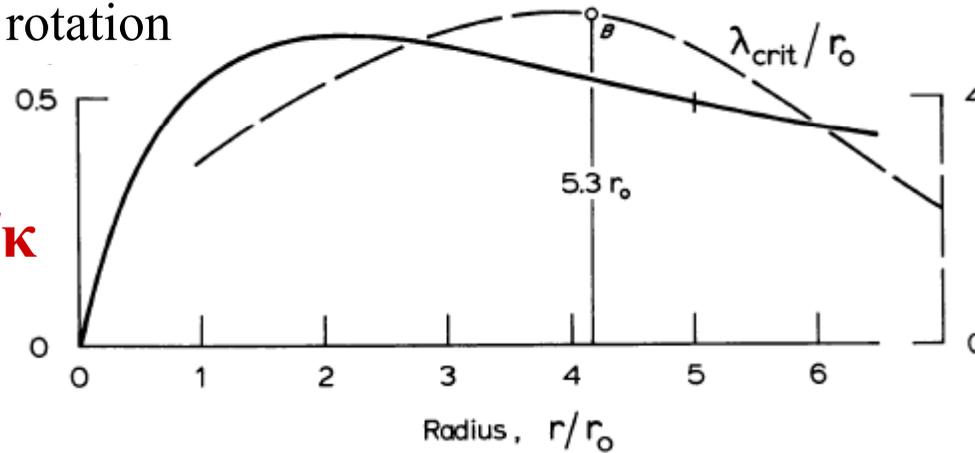


Longueur critique

Disque exponentiel $\exp(r/r_0)$

Vitesse de rotation

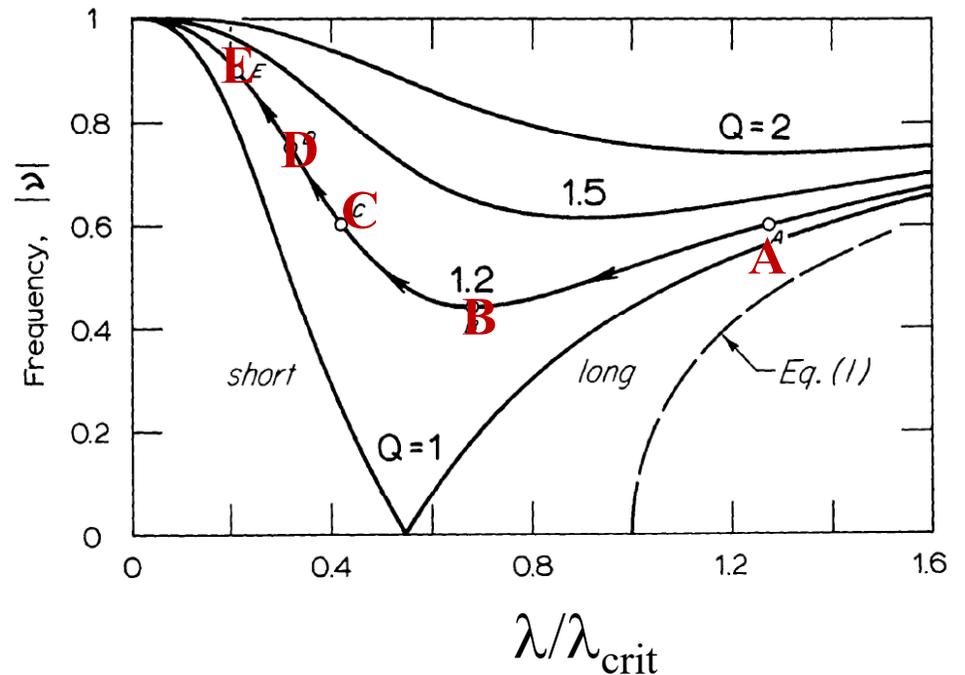
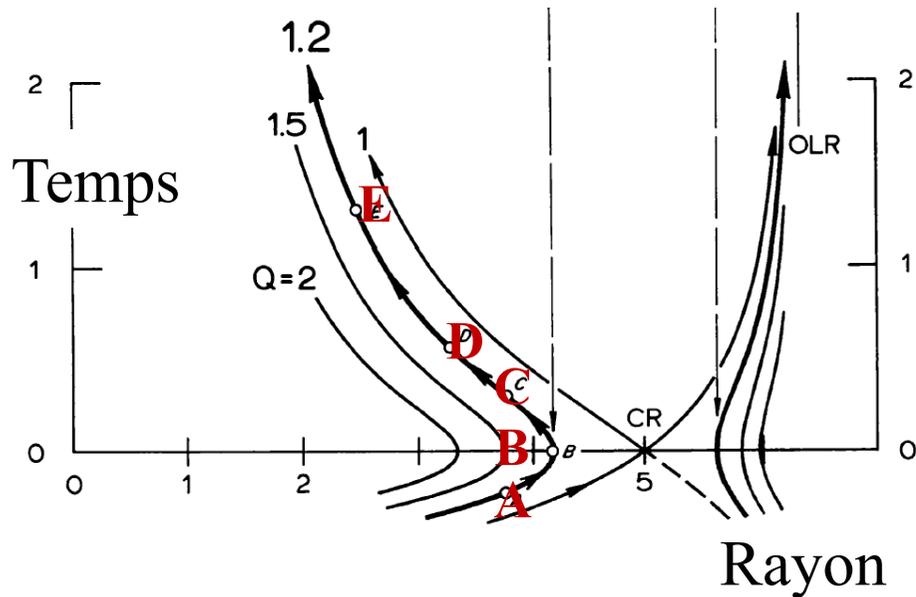
$$\lambda_{\text{crit}} = 4\pi^2 G\Sigma/\kappa$$



Eq(1)
 $\omega^2 = \kappa^2(1 - \lambda_{\text{crit}}/\lambda)$

Parcours possible des ondes

Toomre 1977

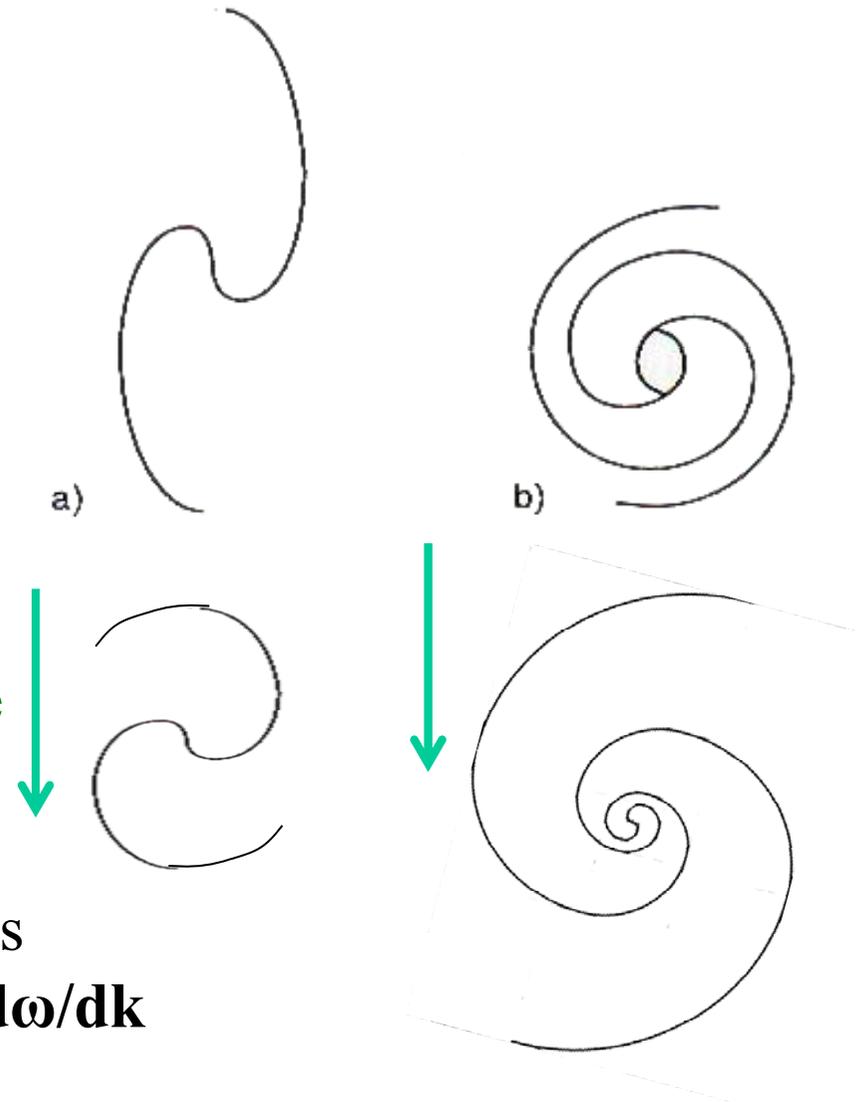


Forme géométrique des ondes selon la relation de dispersion

la longueur d'onde est $\propto Q$ (courte)
ou $\propto 1/Q$, pour les ondes longues

- a) branche longue, s'enroule
- b) courte, se déroule

Chauffage



En fait les ondes se déplacent en paquets d'onde, avec la vitesse de groupe $v_g = d\omega/dk$

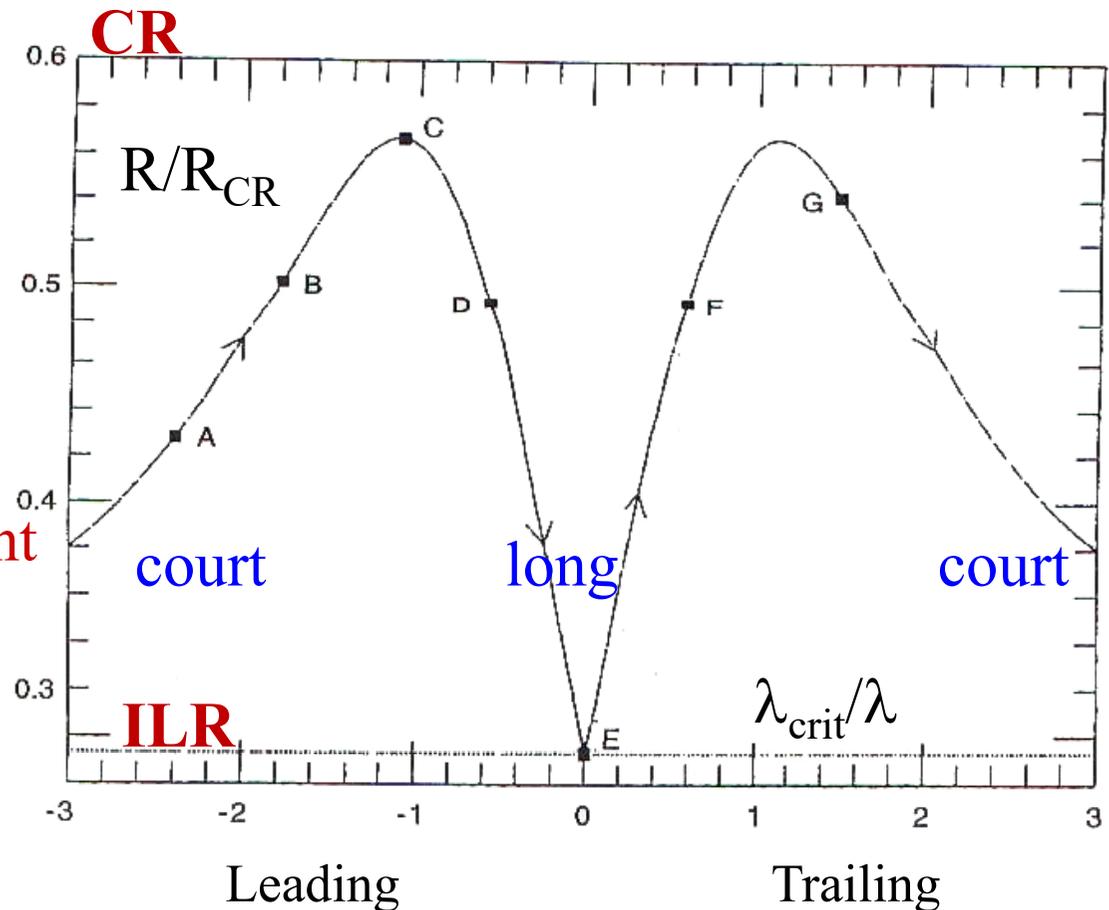
Il peut y avoir amplification des ondes, car il y a réflexion au centre et aux bords, aux résonances, ou bien à la barrière de Q

Surtout il y a **amplification à la Corotation**, lors de la transmission et réflexion

Ondes d'énergie de signes différents de part et d'autre de la CR
Moment angulaire négatif ($R < CR$) et positif pour $R > CR$

La transmission d'une onde d'énergie négative amplifie l'onde d'énergie positive qui est réfléchi

→ V_{groupe} des paquets
 A-B courte leading, s'ouvrant
 C-D longue leading
 ILR (E) → long trailing
 réfléchi à CR en short trailing



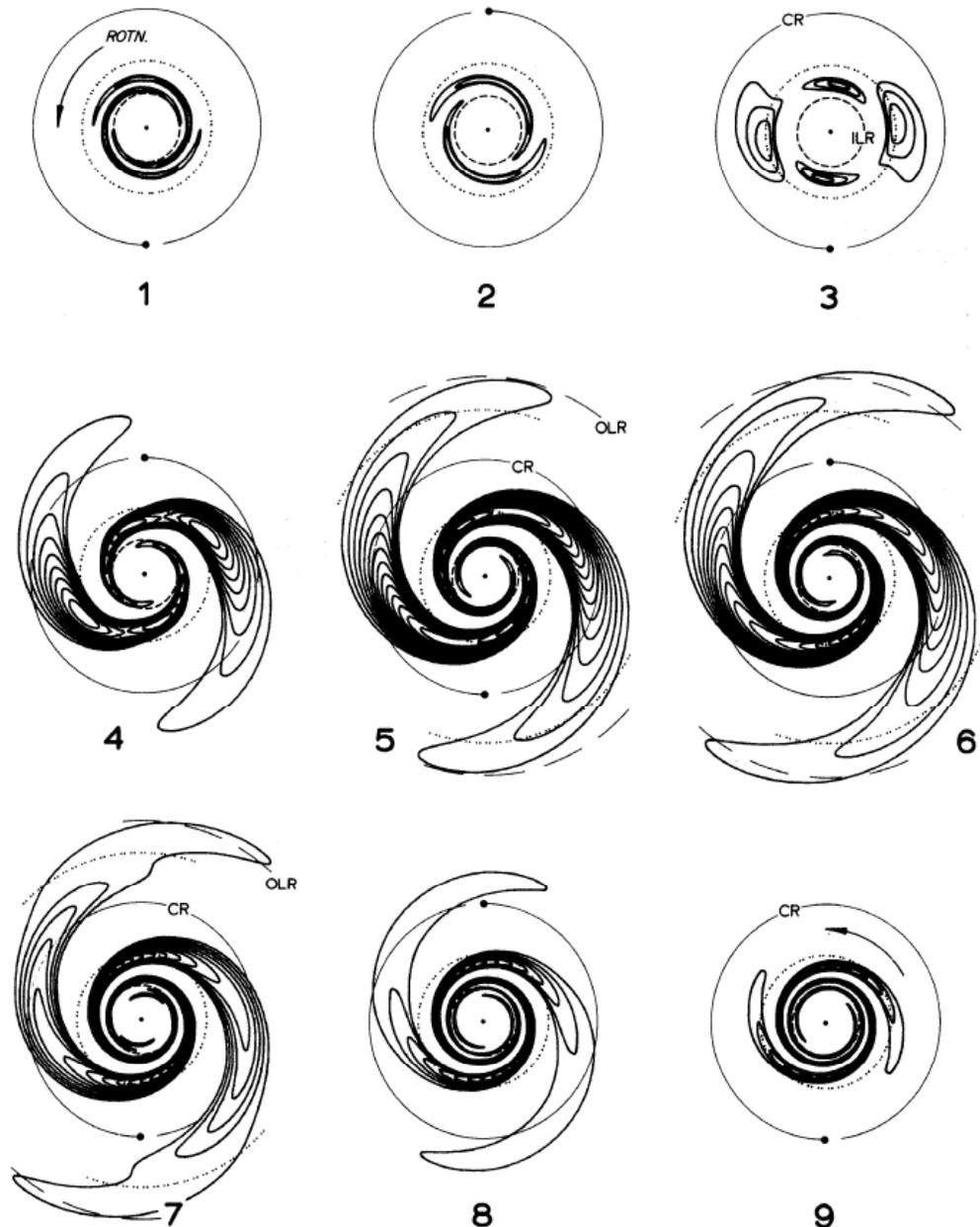
Amplification du Swing

Processus d'amplification, lorsque le paquet leading se transforme en trailing

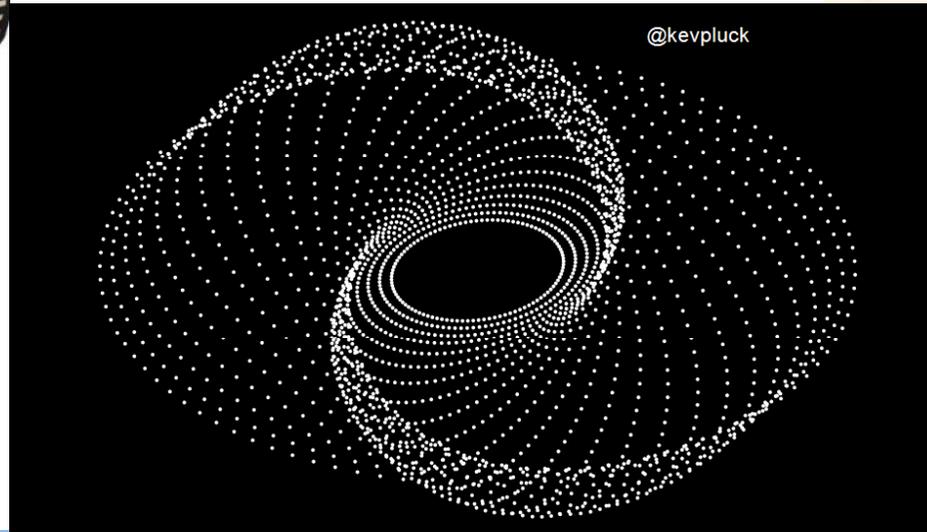
- Rotation différentielle
- self-gravité
- mouvement épicyclique se conjuguent pour cette Amplification

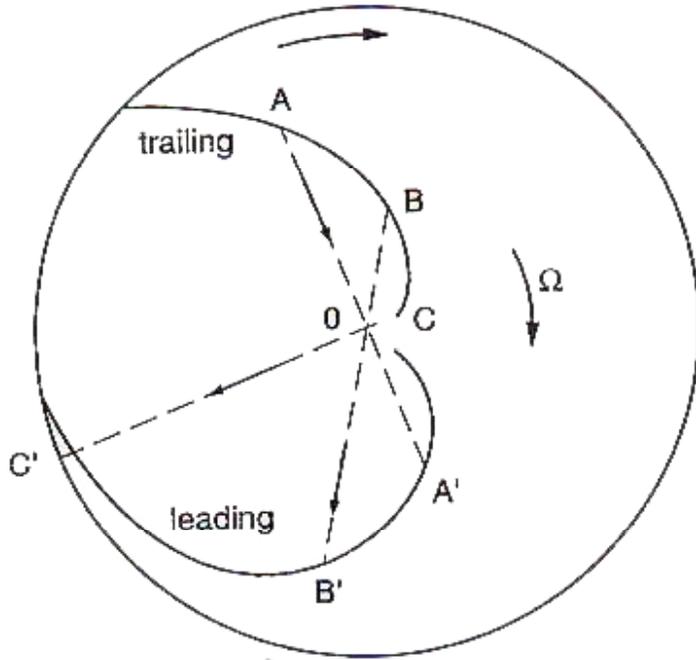
Les ondes **longues** sont réfléchies aux résonances, les **courtes** sont absorbées par amortissement de Landau

Toomre 1981



Autres exemples de swing





Changement d'enroulement au passage des ondes au centre

A, B, C trailing

→ A', B', C' leading

vitesse de groupe $AA'=BB'=CC'=cste$

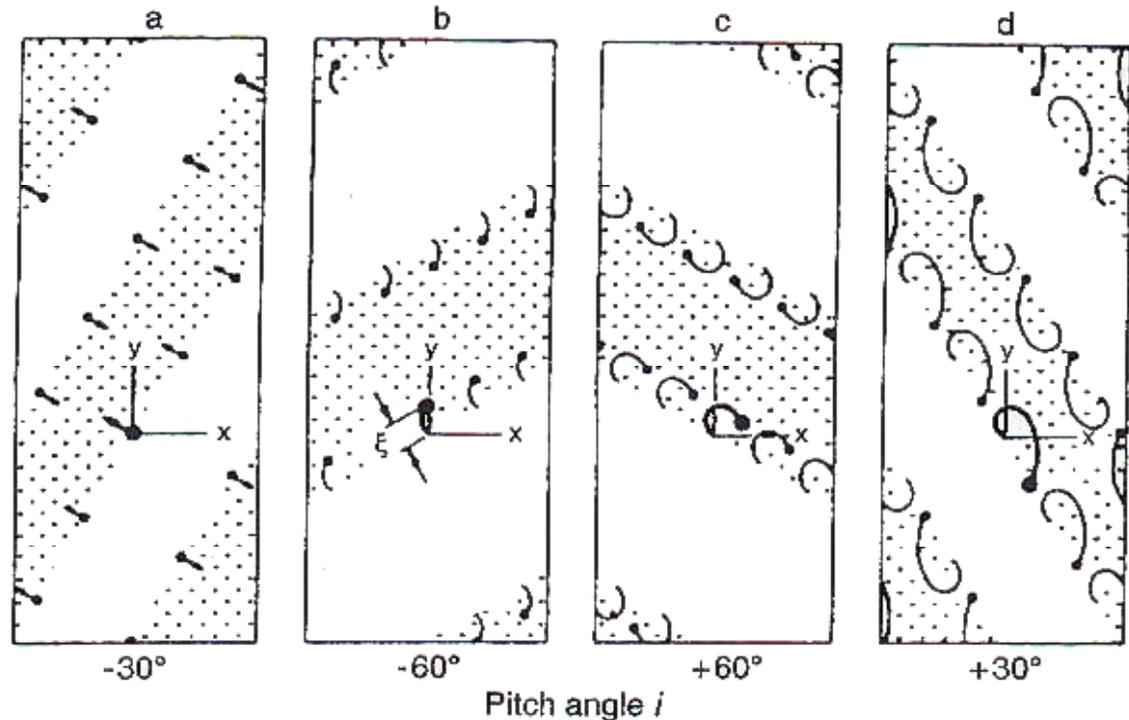
Principe de l'amplification du "swing"

a) leading, s'ouvre en b)
c et d) trailing

grisé = bras

x= radial, y=tangentiel

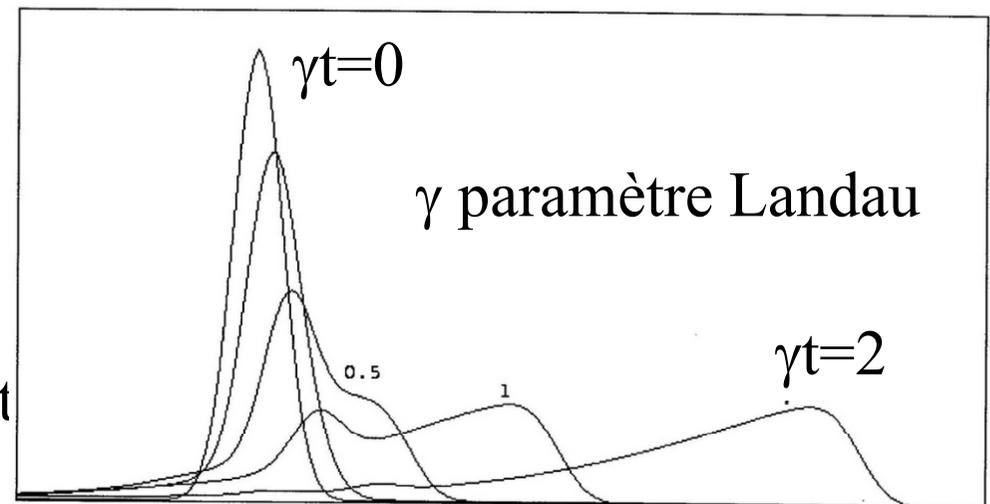
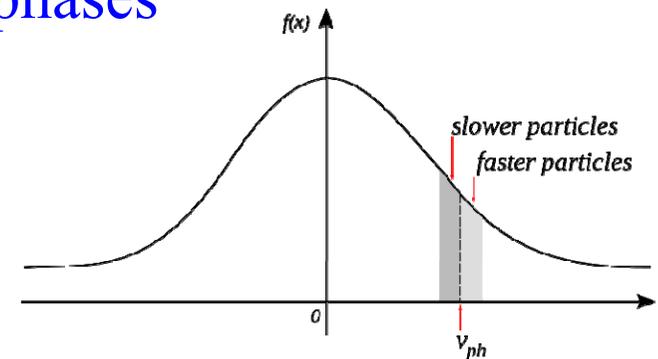
Toomre 1981



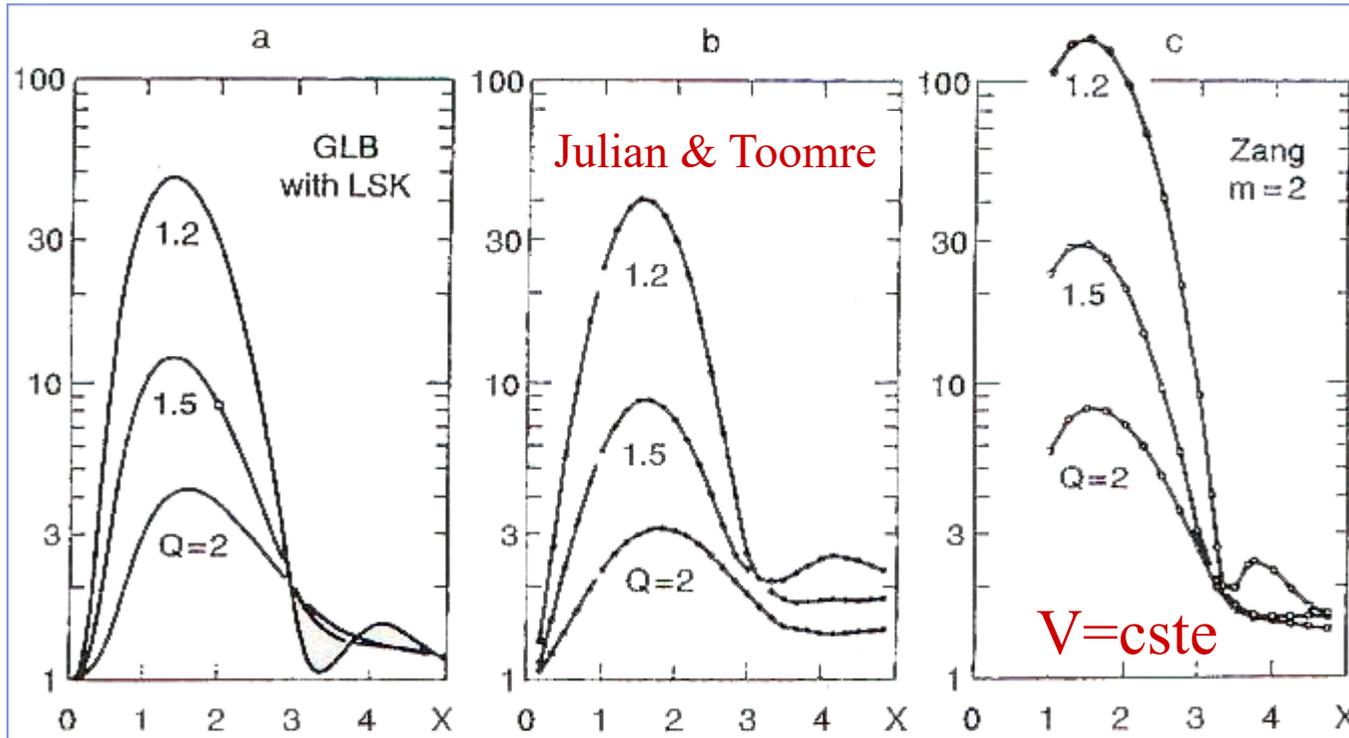
Amortissement de Landau

L'interaction entre ondes et particules produit un échange d'énergie
Dans un potentiel donné, les particules d'énergie différente auront des périodes d'oscillation différentes
→ Elles vont se mélanger à l'équilibre, et leurs phases seront randomisées

Pour une distribution Maxwellienne d'énergie, on peut montrer que les particules prennent de l'énergie à l'onde en moyenne
Les particules qui ont une vitesse comparable à v_{onde} échangent de l'énergie, celles où $v > v_{\text{onde}}$ perdent et celles $v < v_{\text{onde}}$ gagnent
Il y a un excès de celles qui gagnent avec la distribution maxwellienne



Energie de l'onde



Taux d'amplification
des ondes

3 modèles
différents

Deux paramètres fondamentaux pour le swing:

$Q = \sigma / \sigma_{\text{crit}}$, mais aussi $X = \lambda / \sin i / \lambda_{\text{crit}}$

Amplification moins forte pour un système chaud (Q élevé)

X optimum = 2, à partir de 3 cela ne marche plus

Morceaux de spirales

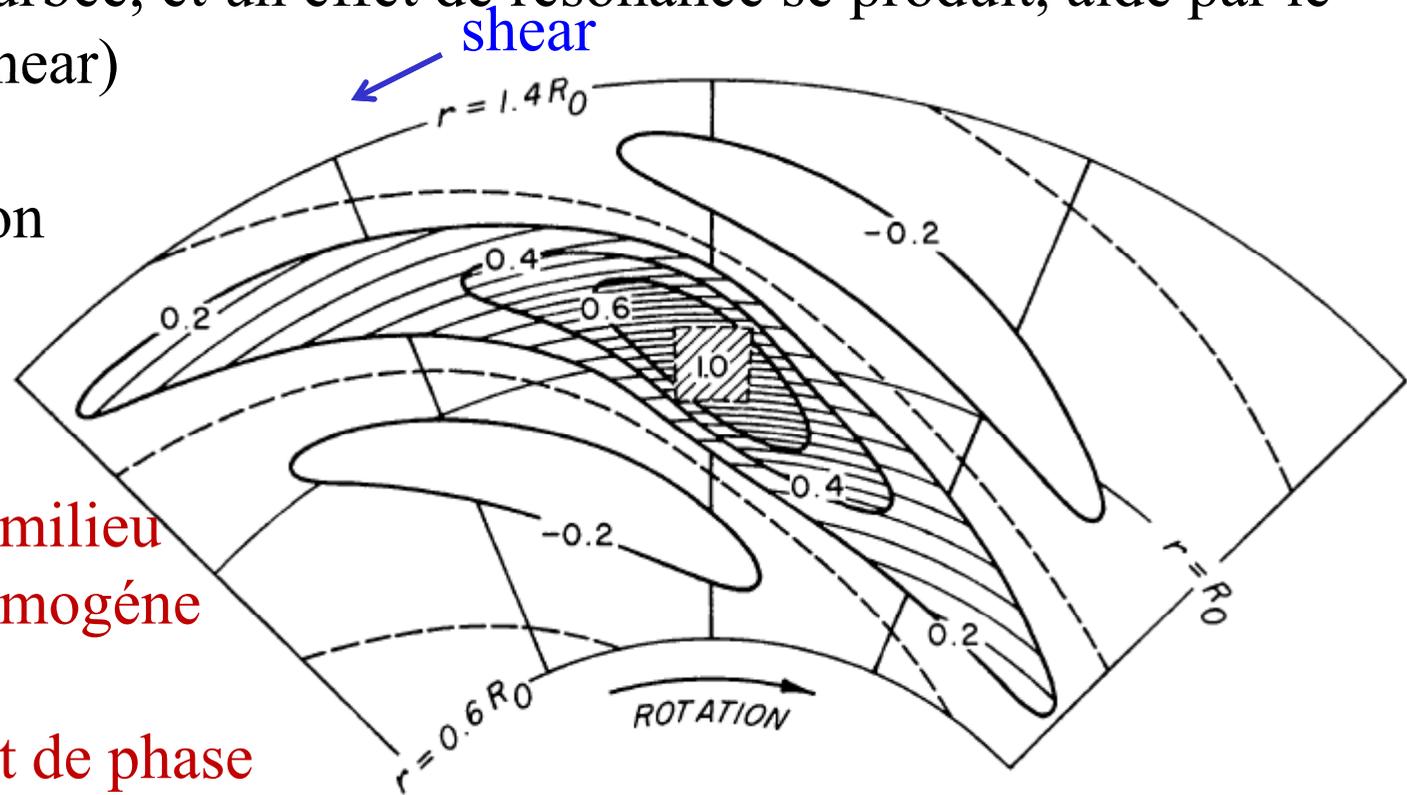
Lors de l'excitation par une masse ponctuelle, chaque étoile voit son orbite perturbée, et un effet de résonance se produit, aidé par le cisaillement (shear)

→ Amplification

Plus tard, les orbites vont se déphaser, et le milieu redeviendra homogène

→ Enroulement de phase

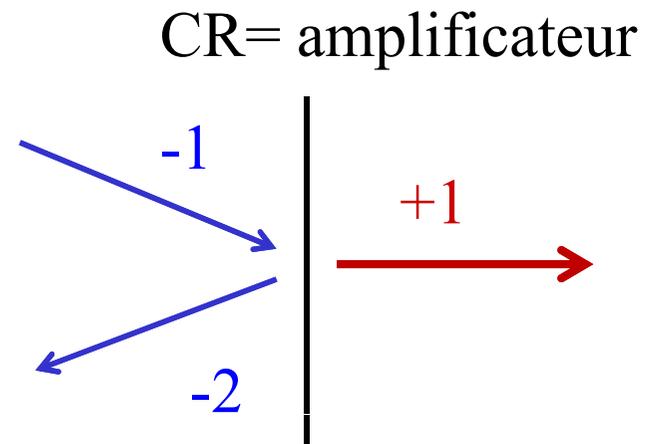
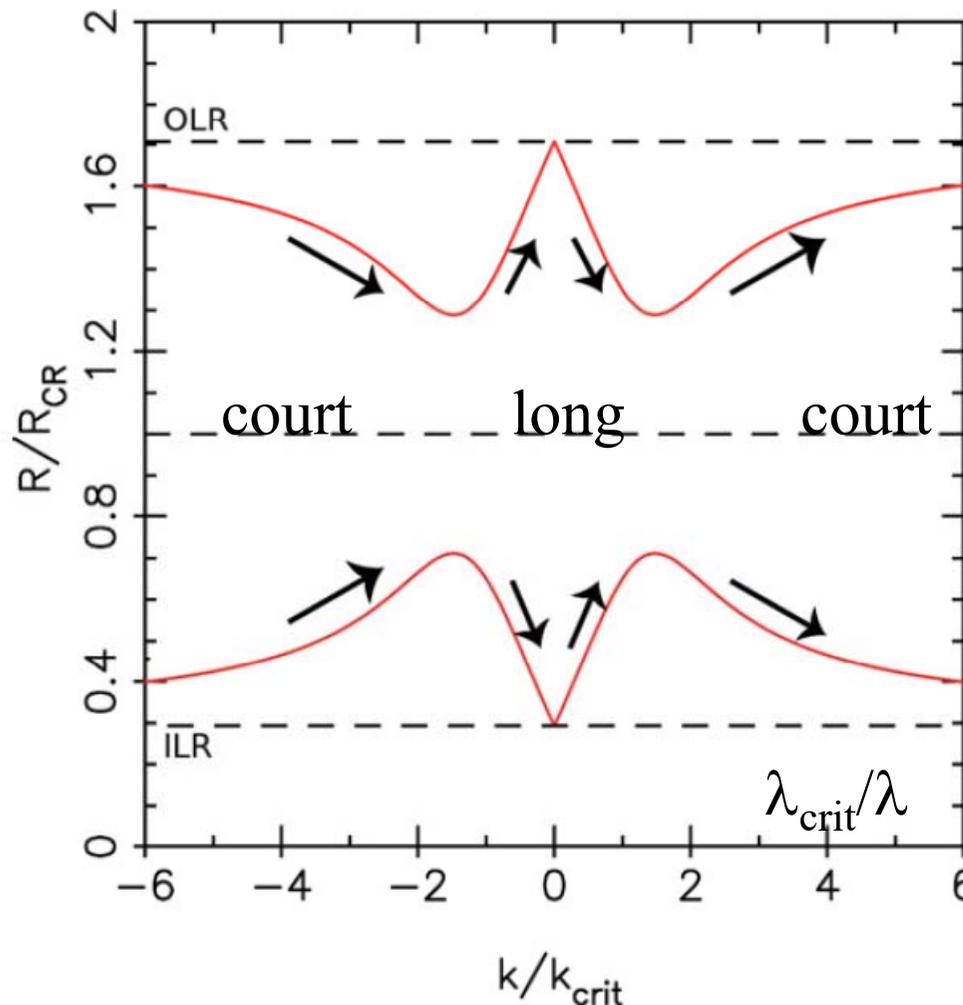
L'excitation de la spirale aura produit un chauffage du milieu stellaire
→ Q augmente



Paquets d'onde

Plusieurs sortes d'ondes peuvent se propager, et aussi se réfléchir aux résonances: onde courtes, longues, leading, trailing

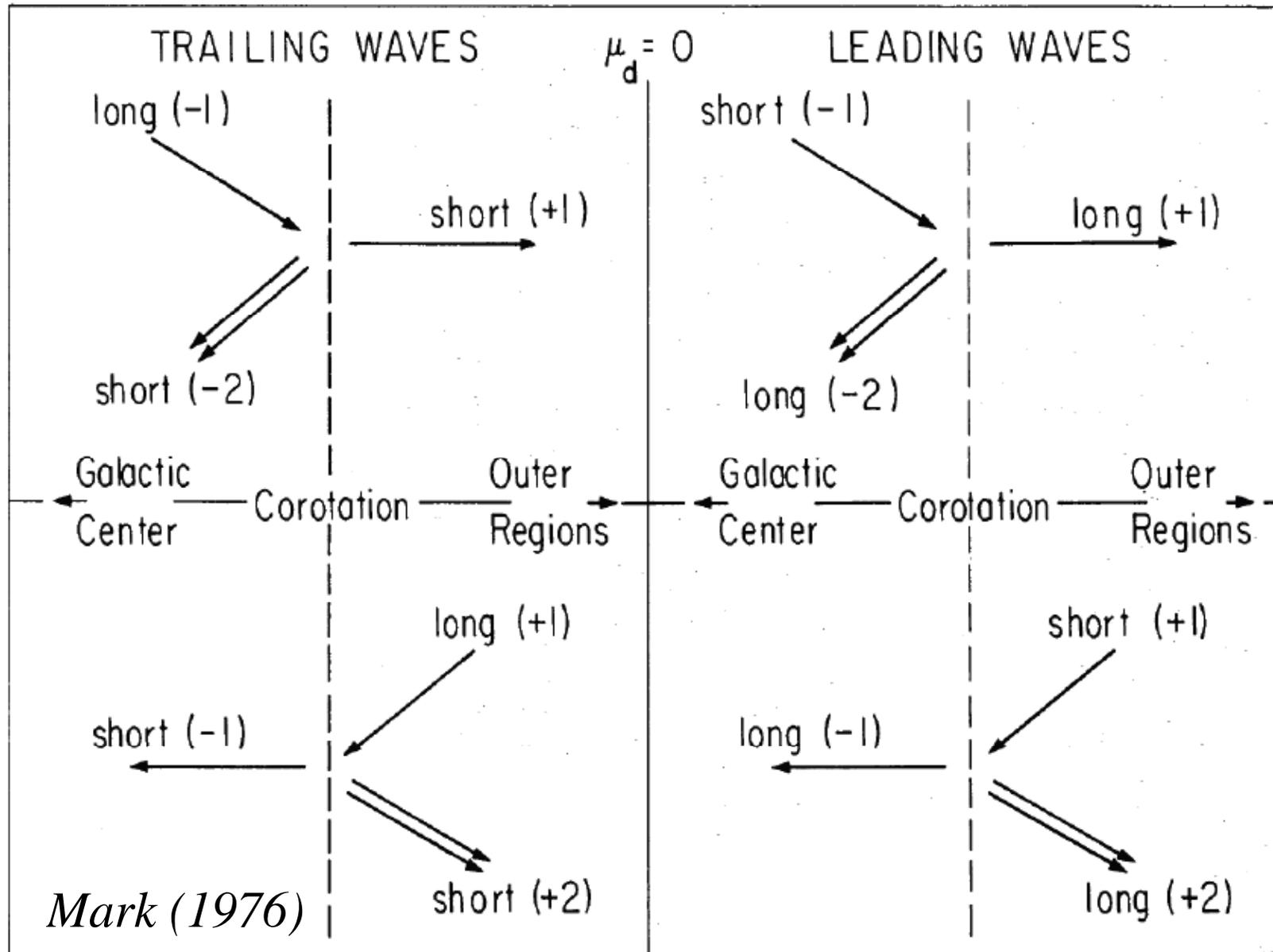
La Galaxie veut transférer son Moment Angulaire (MA) vers l'extérieur



Le fait de transférer MA vers l'extérieur, amplifie les ondes réfléchies

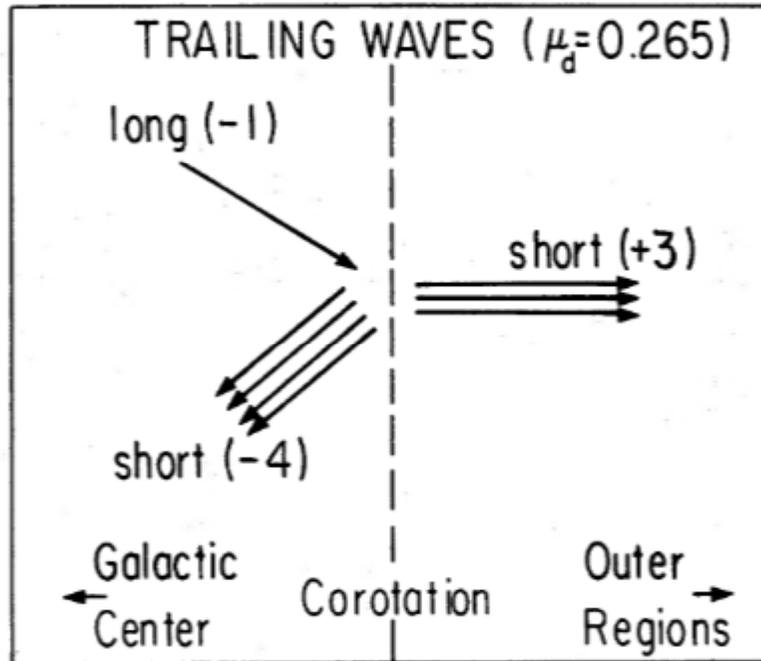
→ l'énergie et le MA des ondes vient de la rotation des galaxies

Le principe du « WASER »



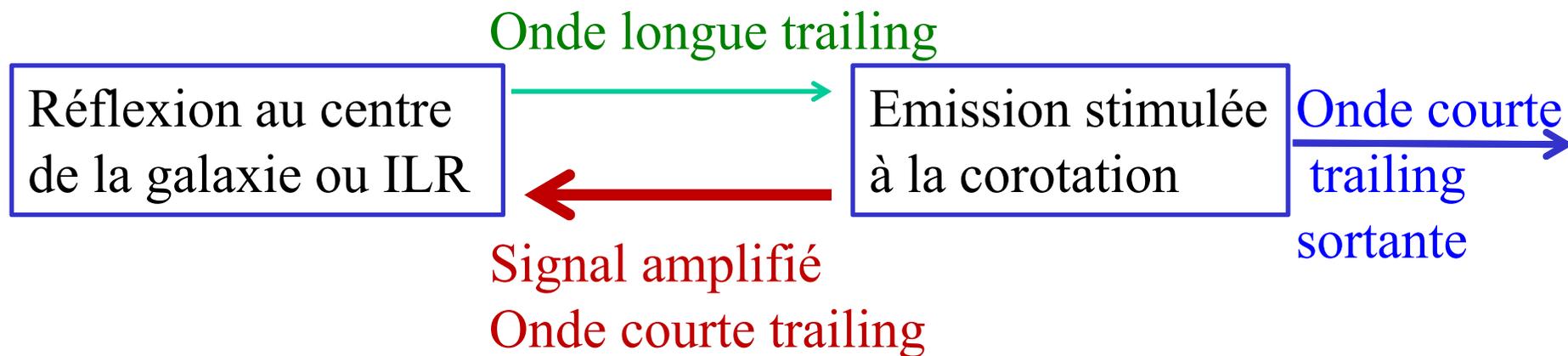
WASER= wave amplification by the stimulated emission of radiation

Cas d'amplification maximum



Taux d'amplification μ_d

Forte amplification par les ondes trailing, qui transportent le MA vers l'extérieur



Mark (1976)

Conditions pour des modes, dans une cavité

Encore faut-il que les ondes ne se détruisent pas, par interférence négative, donc une condition sur la phase est requise

Elles doivent se retrouver avec un multiple de 2π ,

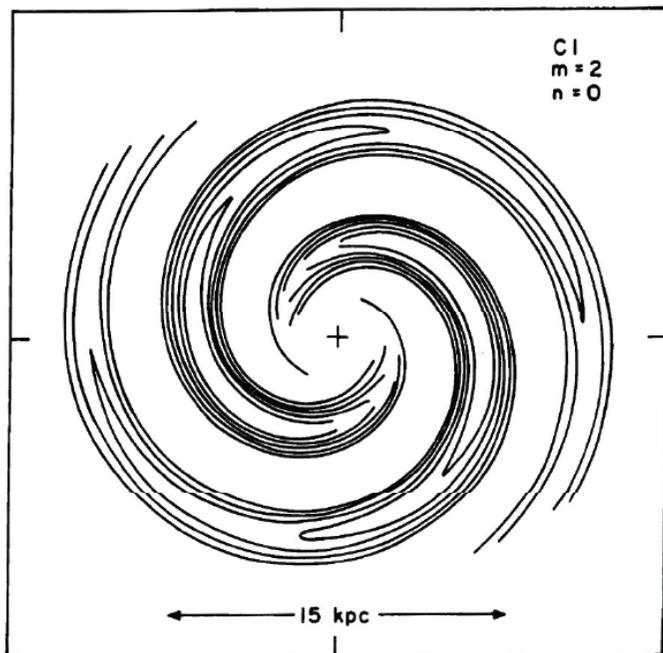
Sachant que la réflexion à une barrière donne un déphasage de $\pi/2$,

La condition est

Sur $k(m, \omega)$

$$\oint |k| d\varpi = \left(2n + \frac{1}{2}\right) \pi.$$

Il y a donc des valeurs propres, pour un nombre de nœuds n



Aspect du mode fondamental $n=0$
pour $m=2$

Mode= ondes stationnaires

Bertin 1977

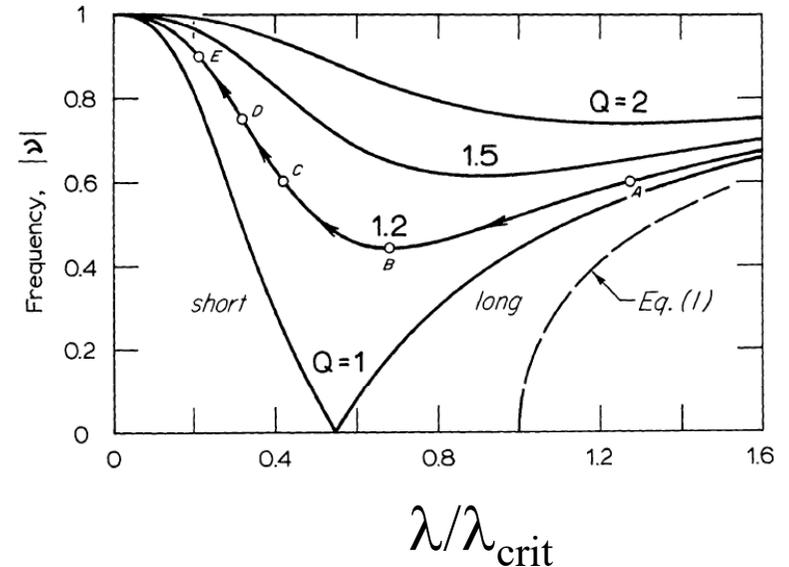
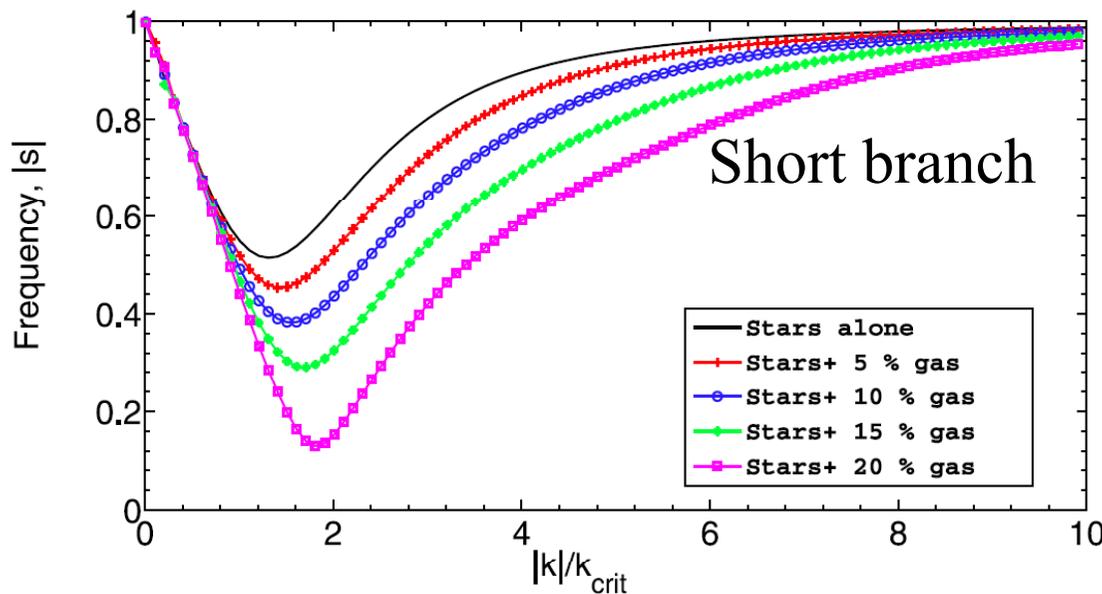
Influence du gaz dans la persistance des ondes

Couplage entre deux composants, de dispersions de vitesse différentes

Vitesse de groupe $c_g(R) = \frac{\partial \omega(k, R)}{\partial k}$

Peut être évaluée graphiquement

$$c_g(R) = \text{sgn}(ks)(\kappa/k_{\text{crit}}) \frac{ds}{dx}$$



Avec 20% de gaz, la vitesse est divisée par 2, donc les ondes persistent 2 fois plus de temps

Influence du gaz sur la vitesse Ω_p des ondes

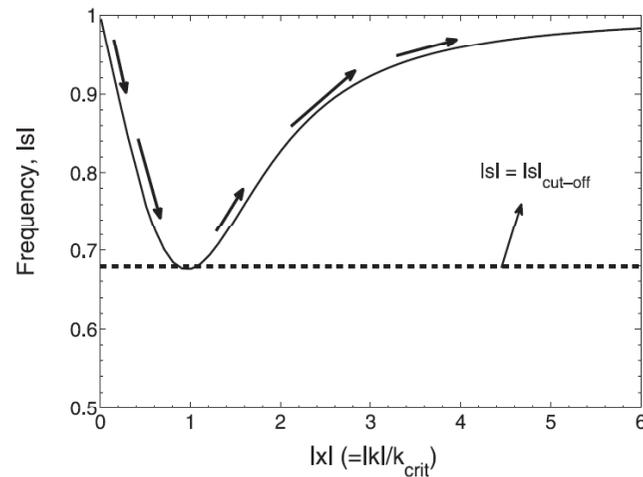
La région interdite autour de la Corotation, est moindre en présence de gaz

Le domaine de variation de la vitesse Ω_p est aussi plus grand avec gaz

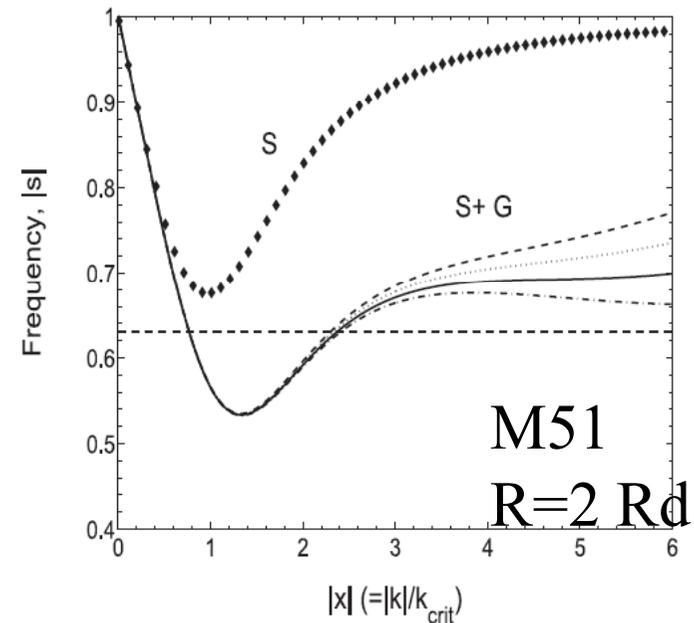
$$s = (\omega - m\Omega) / \kappa = m(\Omega_p - \Omega) / \kappa$$

$s=0$ Corotation

$s=\pm 1$ Résonances de Lindblad



En général, Ω_p mesuré tombe dans la zone permise, grâce au gaz



Amortissement, absorption

Les ondes courtes trailing qui sortent de CR:
Lorsqu'elles arrivent à OLR, elles sont absorbées
(Landau Damping)

Sauf si elles sont gazeuses: elles deviennent de plus en plus courtes, et se dissipent (chocs)



Pour les ondes qui se propagent vers le centre de la galaxie:

Les ondes stellaires sont absorbées à l'ILR

Ou alors, il existe une barrière de dispersion de vitesses élevée:
les ondes sont réfléchies en longues trailing

Si réflexion au centre → WASER

Location des points de retournement

$$\Omega_p = \Omega + \kappa/m (1 - 1/Q^2)^{1/2}$$

Amortissement des ondes

Le gas répond fortement à l'excitation, vu sa faible dispersion de vitesse

→ réponse très non-linéaire, et dissipative

Analogie des pendules

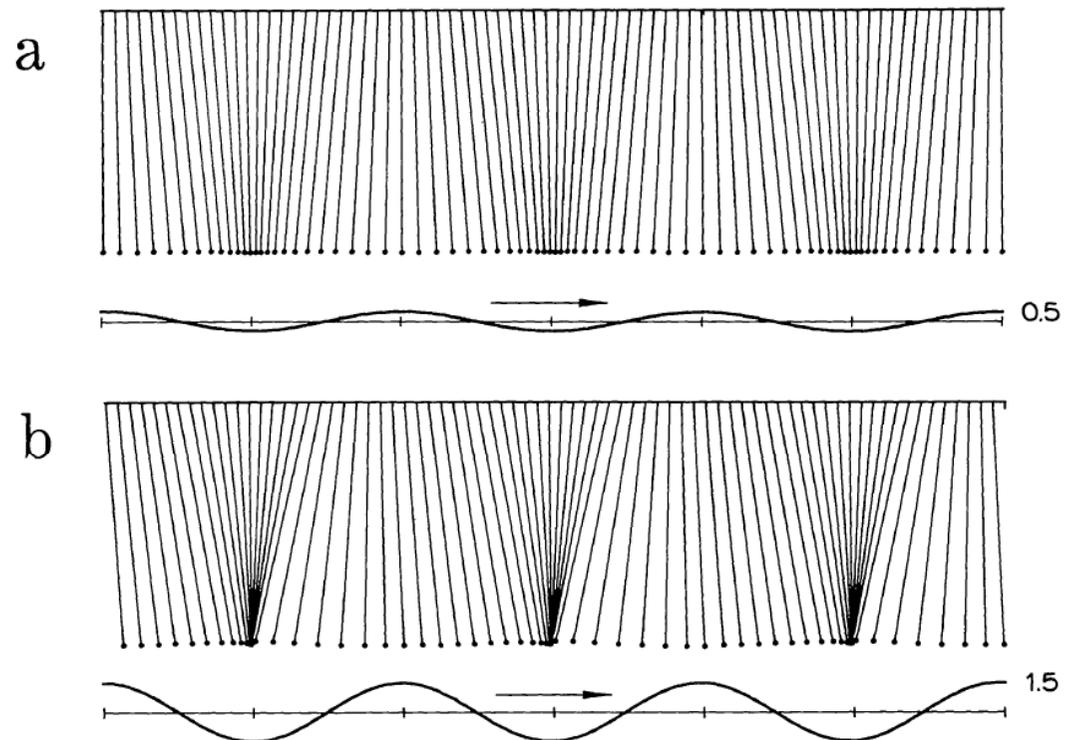
a) Cas linéaire

b) Non-linéaire

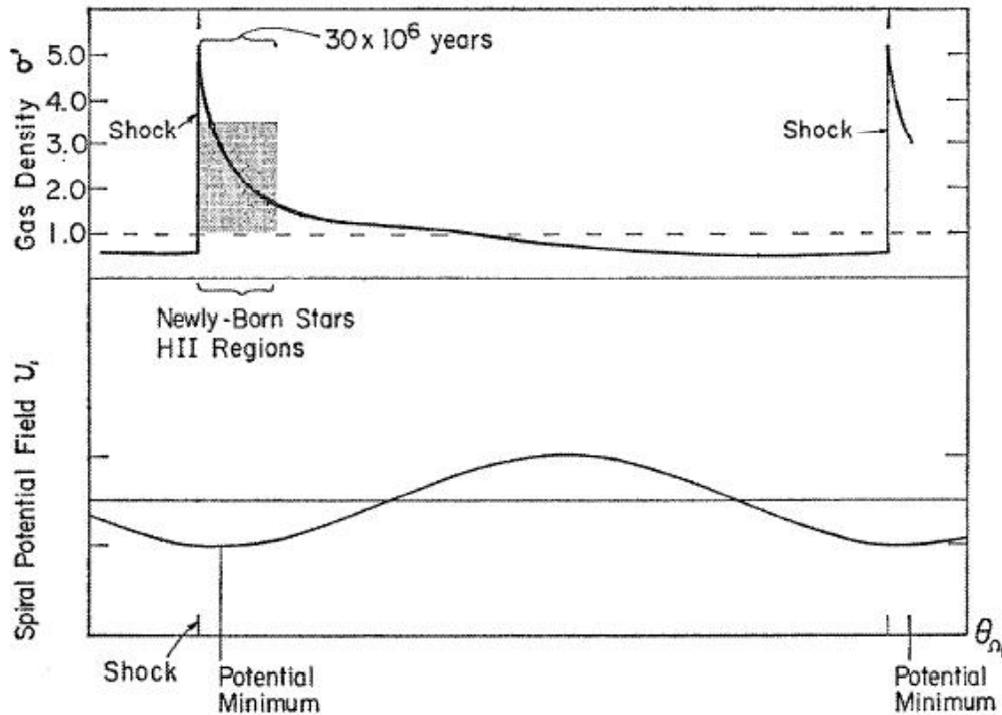
→ Ondes de choc

Très dissipatives

L'onde perd so énergie



Toomre 1977

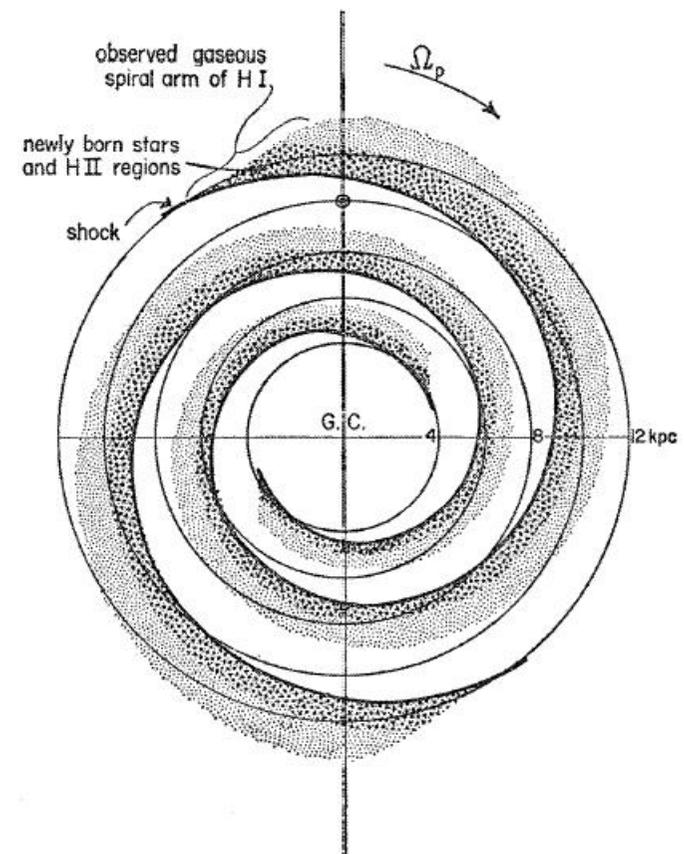


Ondes de choc a l'entrée
des bras spiraux
Contraste de 5-10
Compression qui forme des
étoiles

Grandes variations de vitesse au
passage des bras spiraux

"Streaming" motions caractéristiques
→ diagnostics des ondes de densité

Roberts 1969



Rôle du gaz et de la formation d'étoiles

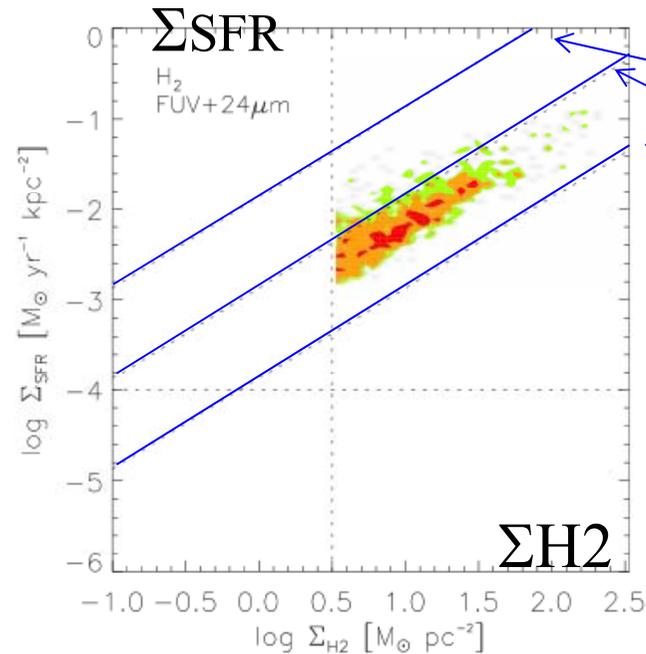
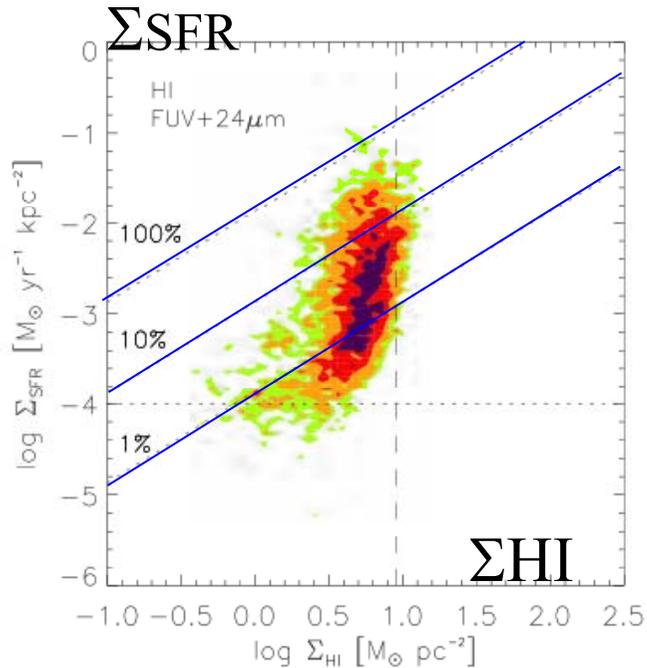
La poussière et le gaz moléculaire suivent une spirale très fine comme une onde de choc à l'intérieur du bras spiral

Les régions ionisées ($H\alpha$, roses) tracent les jeunes étoiles massives dont la durée de vie ne dépasse pas le temps de traversée du bras Spiral

Il y a toutefois des exceptions et des branchements, extensions..



Gaz moléculaire



En 100 Myr
consommation
de 1, 10, 100%
du gaz

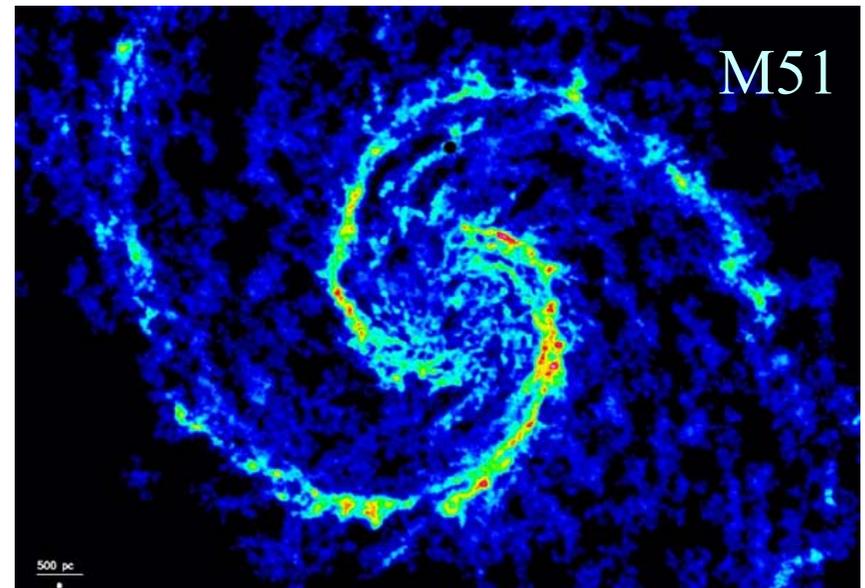
Bigiel et al 2008

Relation moyennée sur 7 galaxies

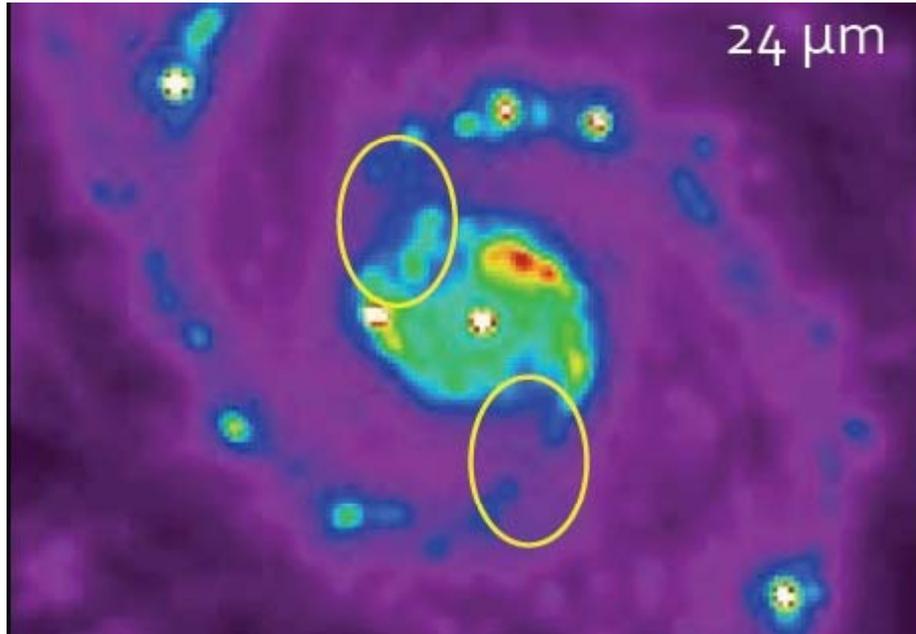
M51, CO IRAM-PdB, gas moléculaire

Schinnerer et al 2013,

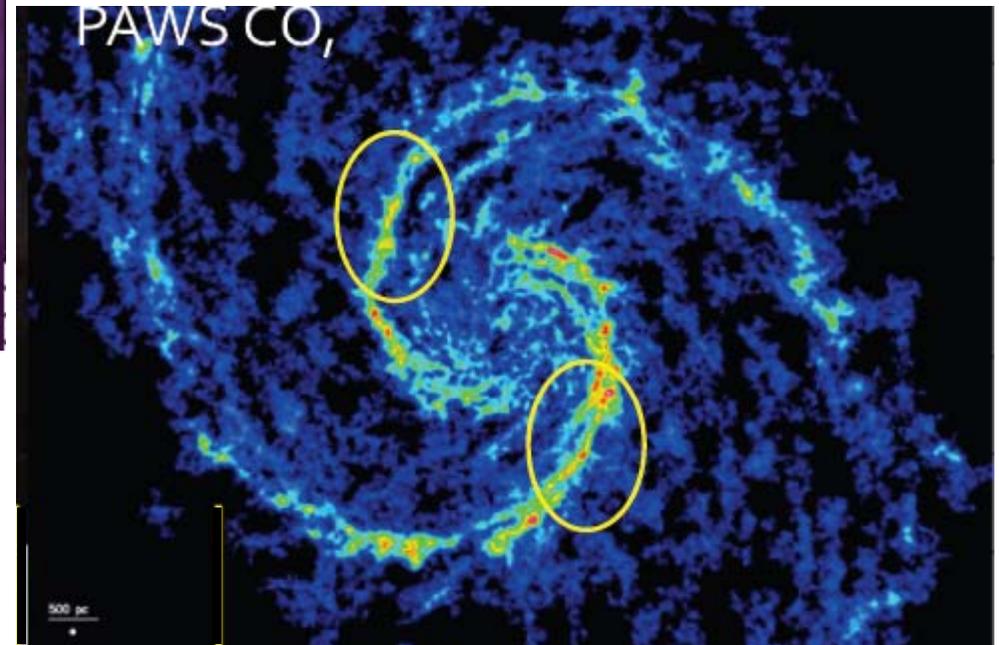
Colombo et al 2014



Influence des ondes de densité



Meidt et al (2012)

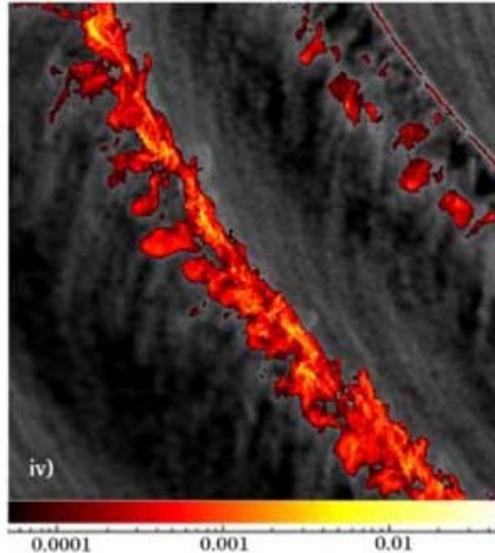
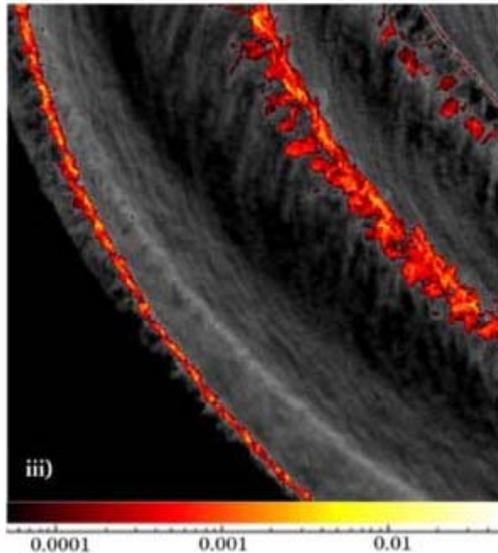
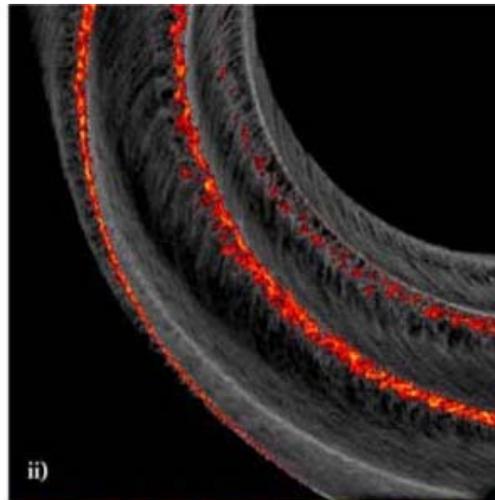
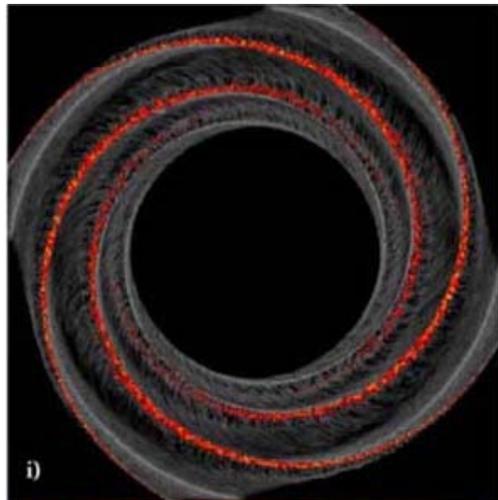


L'efficacité de la formation
d'étoiles n'est pas constante
le long des bras spiraux
**Une façon de tracer la
Corotation?**

Aussi dans les galaxies barrées (*Reynaud & Downes 1999*)

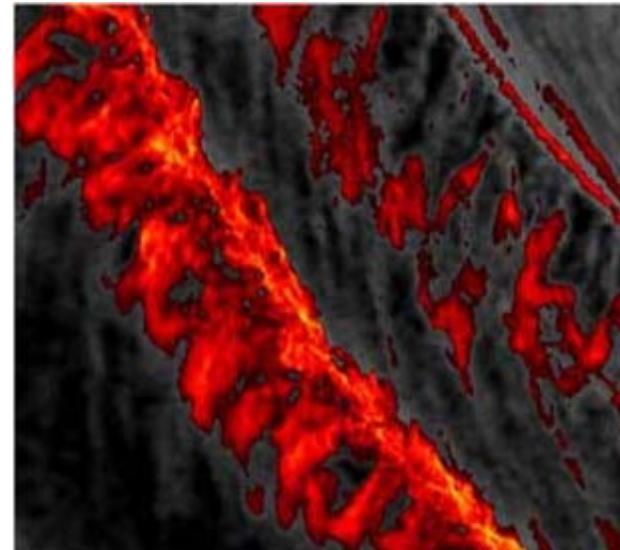
Influence des chocs sur H₂

Modèle simple: potentiel fixe, et position des chocs connue



Le gaz est comprimé dans les bras
→ Forme du gaz dense et des
Étoiles

Et parfois des branchements?



Dobbs et al 2006

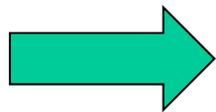
Génération des ondes

Le problème de la persistance des bras spiraux n'est pas complètement résolu par les ondes de Densité car celles-ci **s'amortissent**

Il faut un mécanisme de génération et de maintenance
En fait, les ondes spirales ne sont pas éternelles dans les galaxies

Mais s'il y a du gaz, elles se reforment sans cesse

Les ondes transfèrent le **moment angulaire** du centre au bord, et sont le moteur essentiel pour l'accrétion de matière
Le sens dépend de la nature trailing/leading



Prédominance des ondes trailing



Couples exercés par les spirales

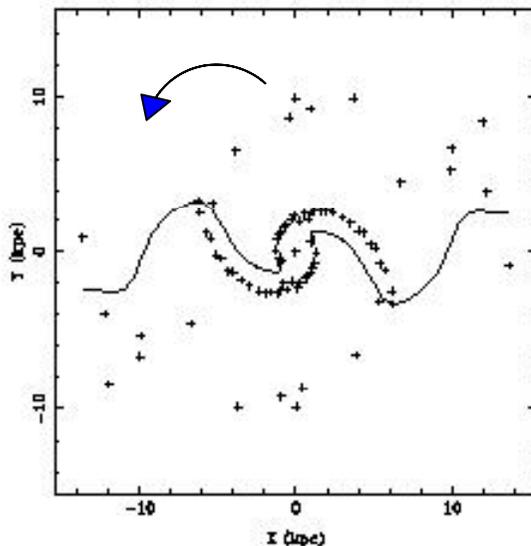
Les ondes spirales ne sont pas complètement enroulées
(hypothèse WKB nonvérifiée)

→ Le potentiel n'est pas local

La densité des étoiles n'est pas en phase avec le potentiel

→ Il existe un couple: la matière donne AM à l'onde $R < CR$,
et l'onde donne AM à la matière $R > CR$ → onde amortie

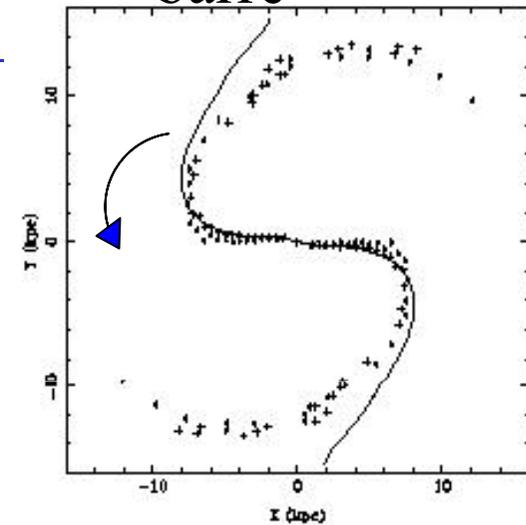
Étoiles seulement



Potentiel _____
Densité +++++
Gas ***

Densité en avance
à l'intérieur de CR
en retard à l'extérieur

Étoiles + gaz
+ barre



Ondes spirales et marées

Les forces de marée sont
Bisymétriques, en $\cos 2\theta$

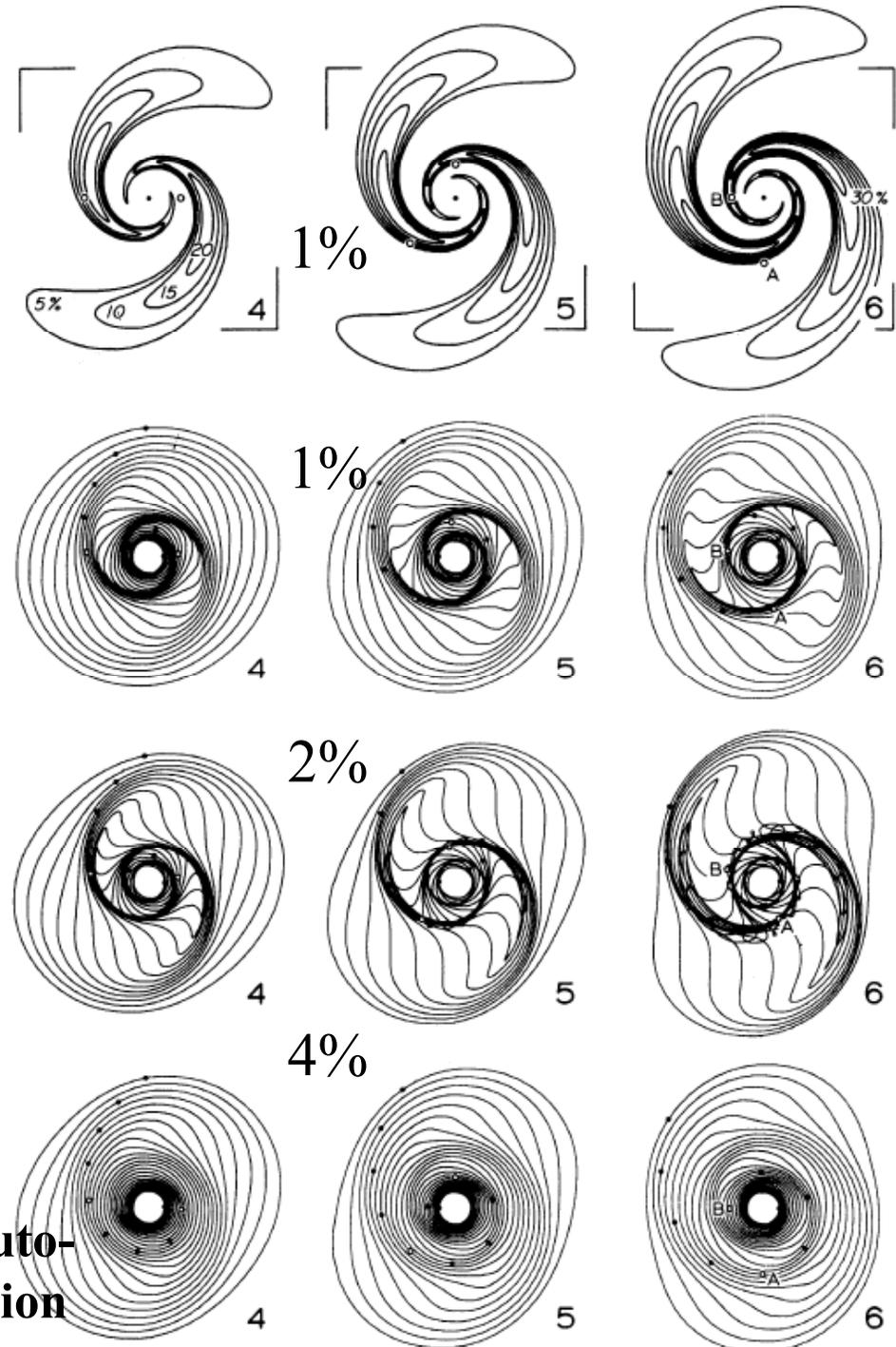
Déjà des bras spiraux $m=2$ peuvent
se former dans une simulations
3-corps restreint

(Toomre & Toomre 1972)

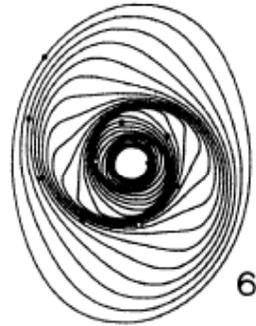
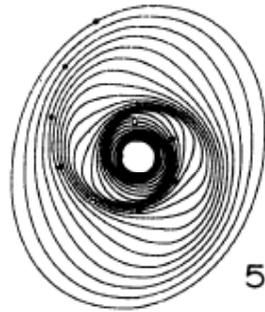
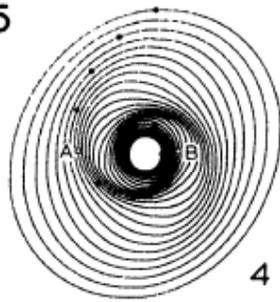
Mais cela n'explique pas M51 et
toutes les galaxies en interaction

Les forces de marée varient en r
dans le plan de la cible

**Pas d'auto-
gravitation**



0.5



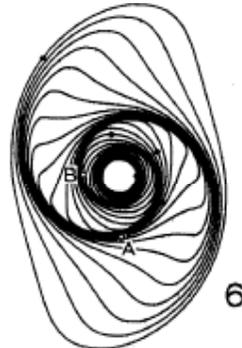
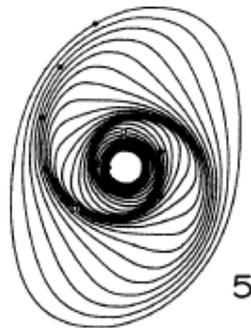
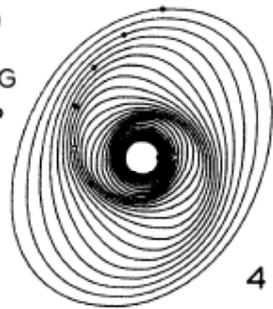
Marée ponctuelle

Durée 0.5, 1, 2 x précédente

2%

1.0

self-G
2%

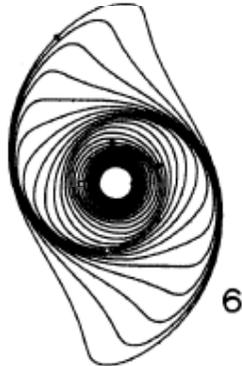
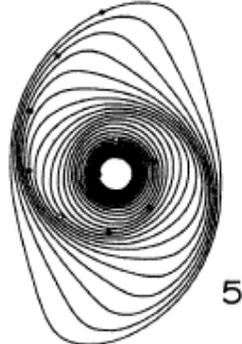
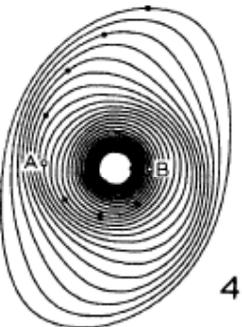


2%

Les forces de marée agissent surtout aux bords

Or, la spirale est plus forte dès le début au centre

2.0

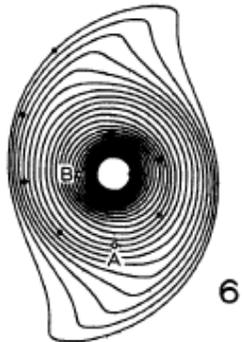
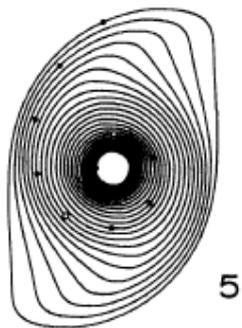
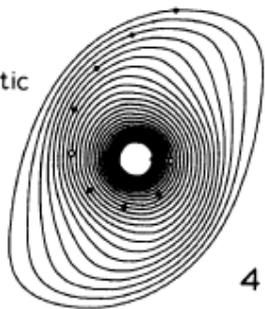


2%

→ l'amplification est plus forte au centre, et se propage très vite

1.0

kinematic
4%



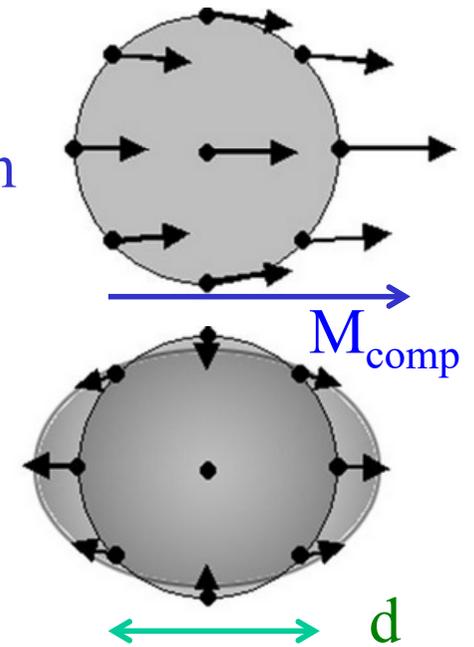
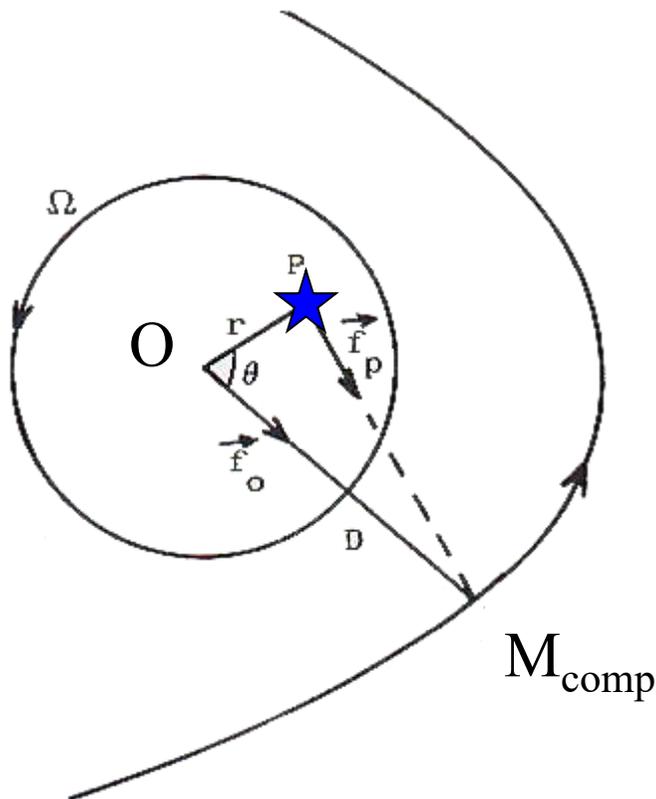
4% pas d'auto-gravité

Toomre 1981

Les forces de marée sont la différentielle sur le plan de la galaxie cible des forces de gravité du compagnon

$$F_{\text{tid}} \sim GMd/D^3 \quad D = OM$$

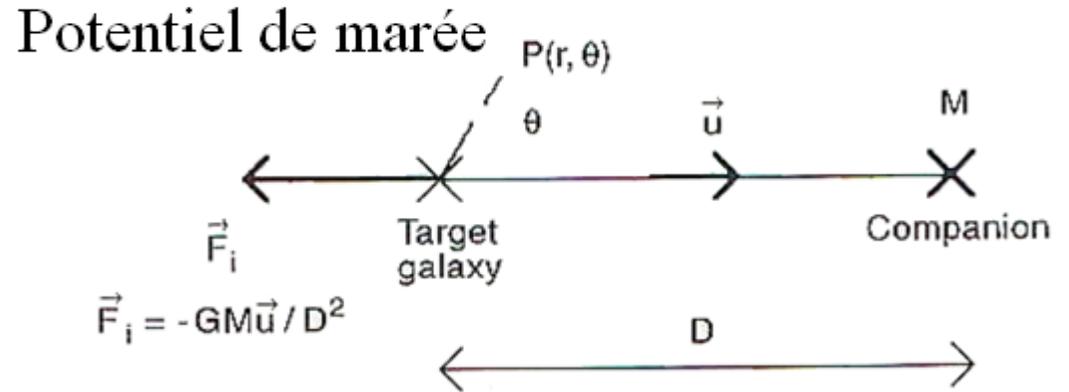
$$V = -GM (r^2 + D^2 - 2rD \cos\theta)^{-1/2}$$



Principe des forces de marée
On se place dans le référentiel immobile avec O

Les forces sur le point P sont l'attraction de M (compagnon)
- force **d'inertie** (attraction de M sur O)

Force d'inertie $-Gmu/D^2$
 \mathbf{u} vecteur unité selon OM
 Dérive du potentiel $GM \mathbf{x}/D^2$



$$V_{\text{tot}} = -GM (r^2 + D^2 - 2rD \cos\theta)^{-1/2}$$

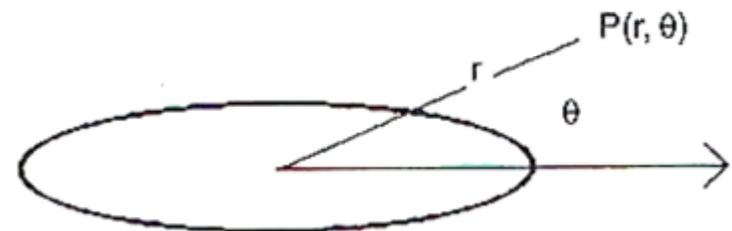
$$+ GM/D^2 r \cos\theta + \text{cste}$$

Après développement

$$V = -GM r^2/D^3 (1/4 + 3/4 \cos 2\theta) + \dots$$

Semblable au potentiel d'une barre

Barre



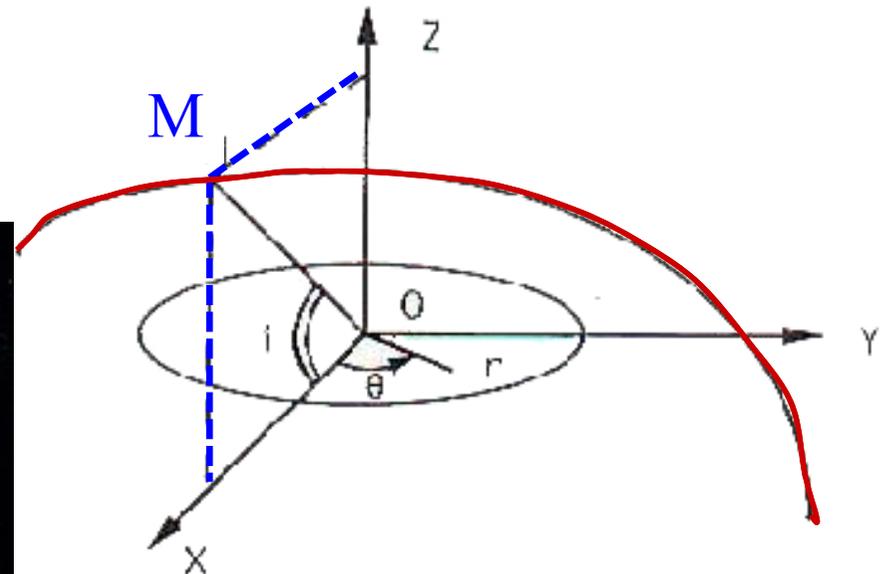
$$V(r,\theta) = V_0(r) + V_2(r) \cos 2\theta$$

Forces de marée perpendiculaires

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

Cette fois le terme en $\cos\theta$ ne s'annule pas
perturbation $m=1$ (plus forte que $m=2$)

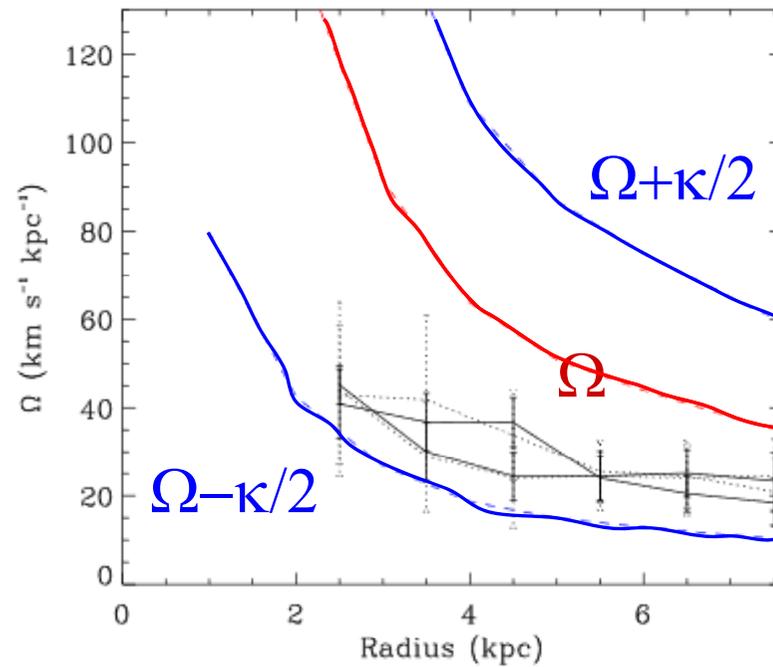
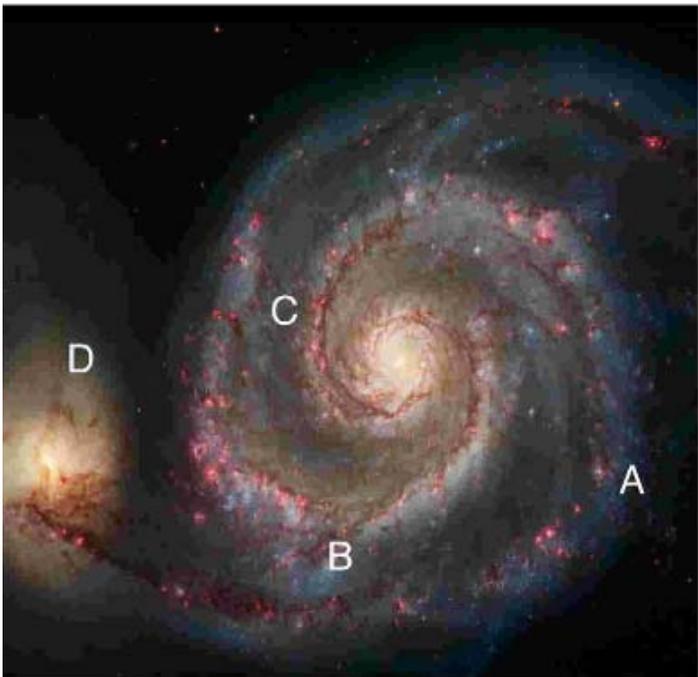
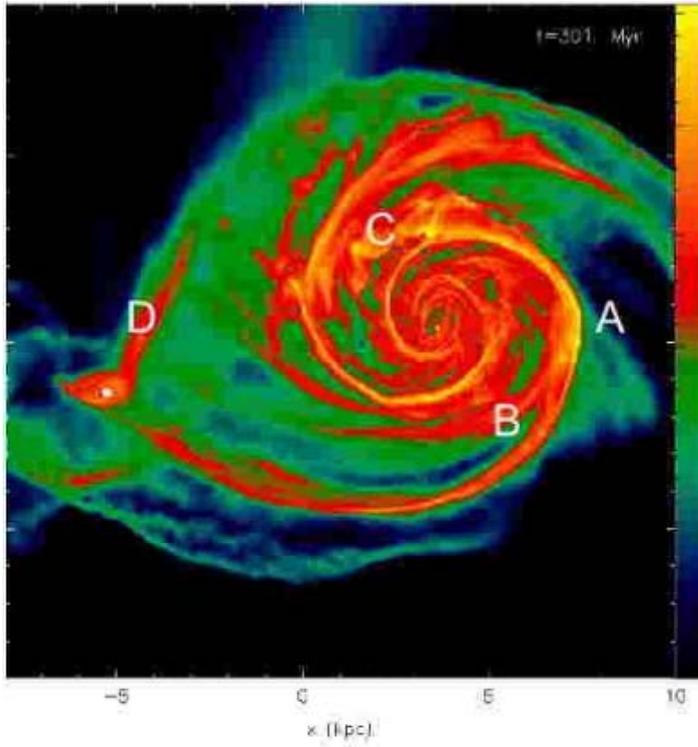
→ warp du plan



Pas d'onde de densité?

$\Delta\Omega = 20\text{km/s/kpc}$,
Les bras s'enroulent en 300 Myr

Ω_b est au-dessus de $\Omega - \kappa/2$



— gaz
... étoiles

Dobbs et al 2010

Tests expérimentaux

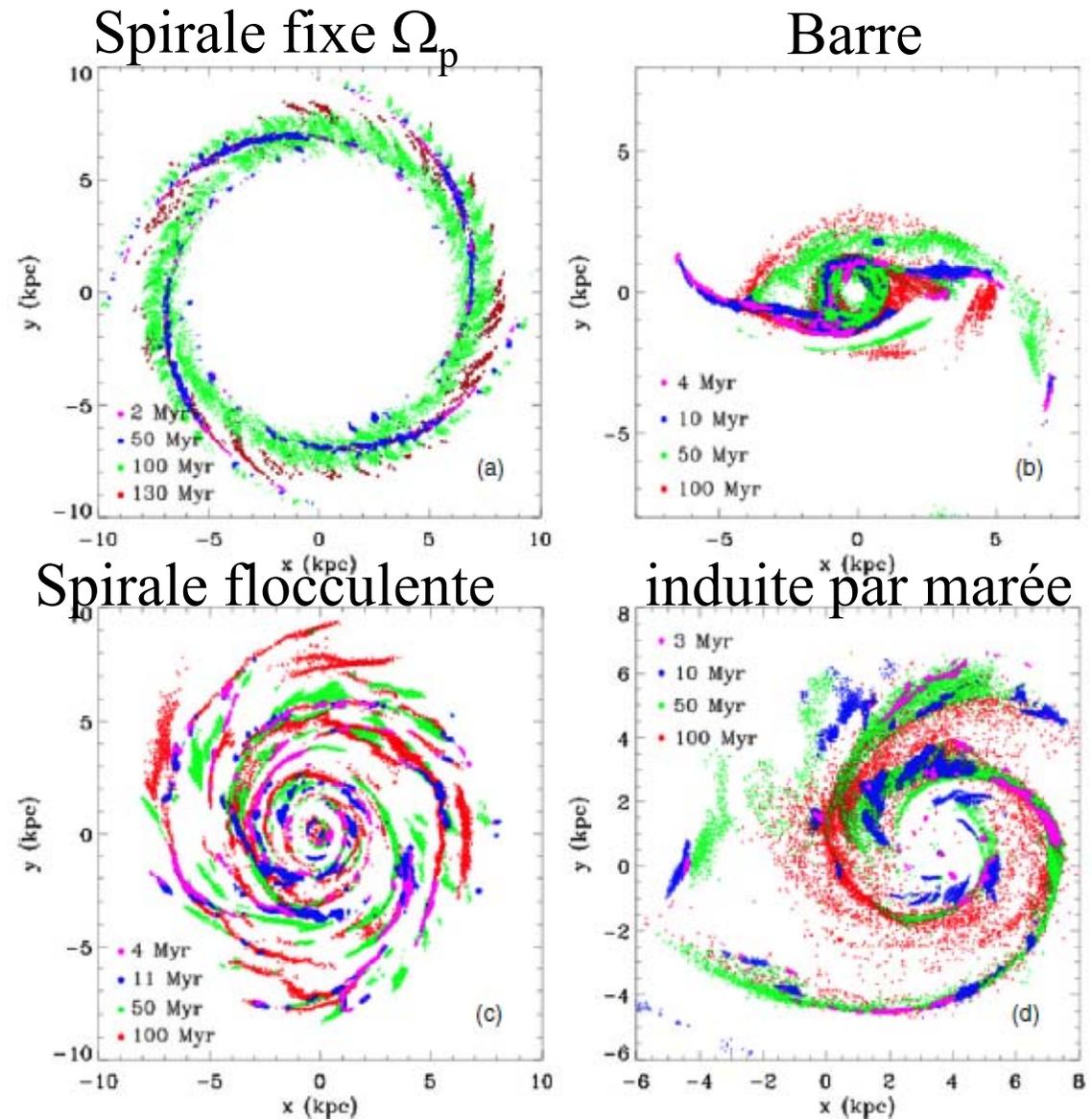
Différentes couleurs: amas stellaires d'âge différent

Peut-on trouver un ordre des différents traceurs le long des bras spiraux?

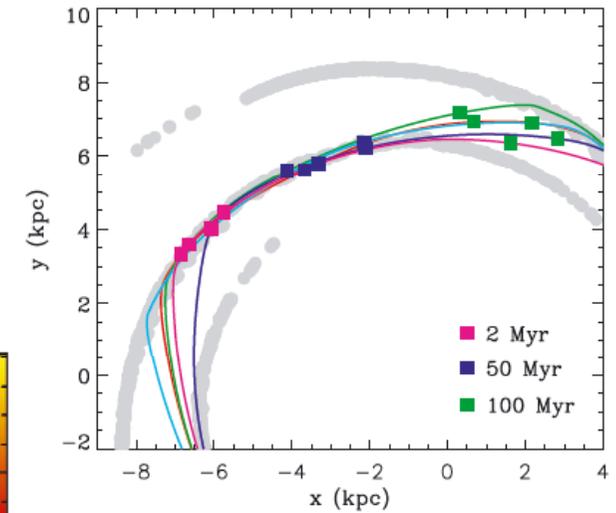
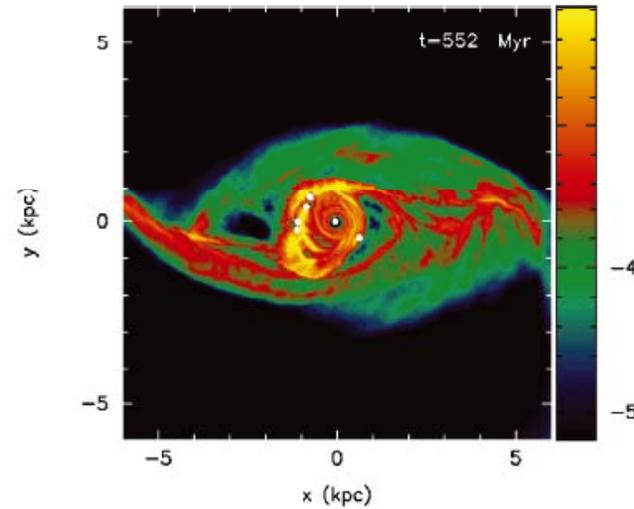
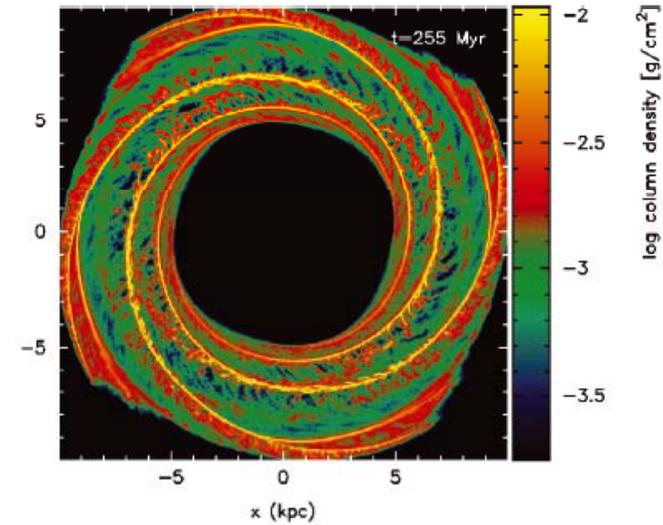
Corrélation croisée en coordonnées polaires

→ Pas de réponse claire
Foyle et al 2011

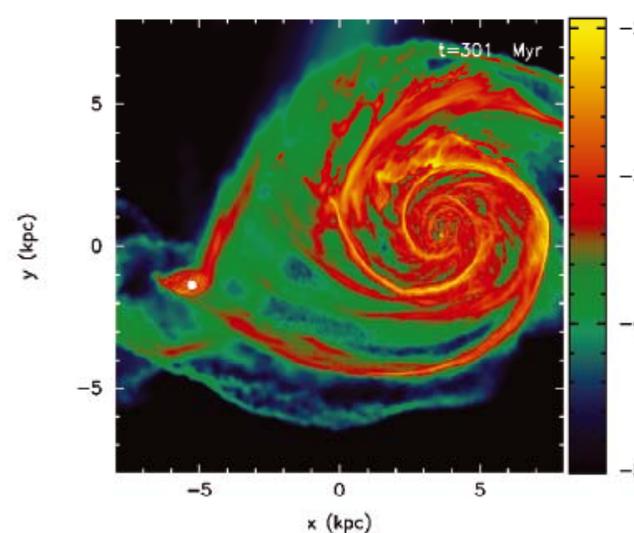
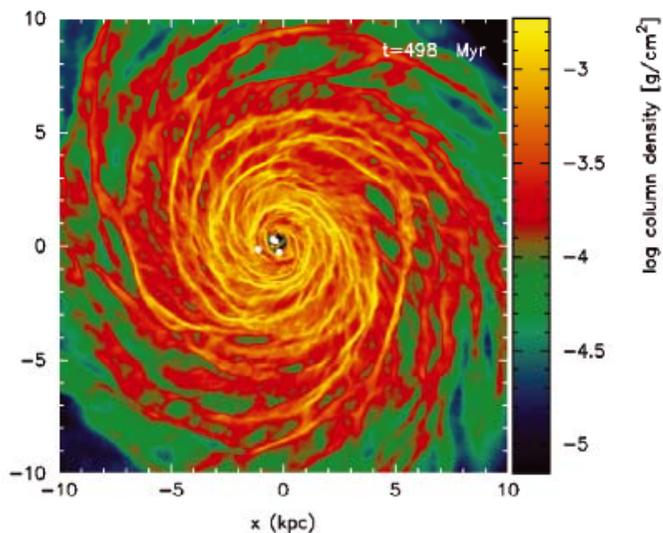
Simulations par
Dobbs & Pringle 2010



Densité de gaz simulée



Cas d'une spirale
à fixe Ω_p
*Parcours des
différents
composants*



Dobbs & Pringle 2010

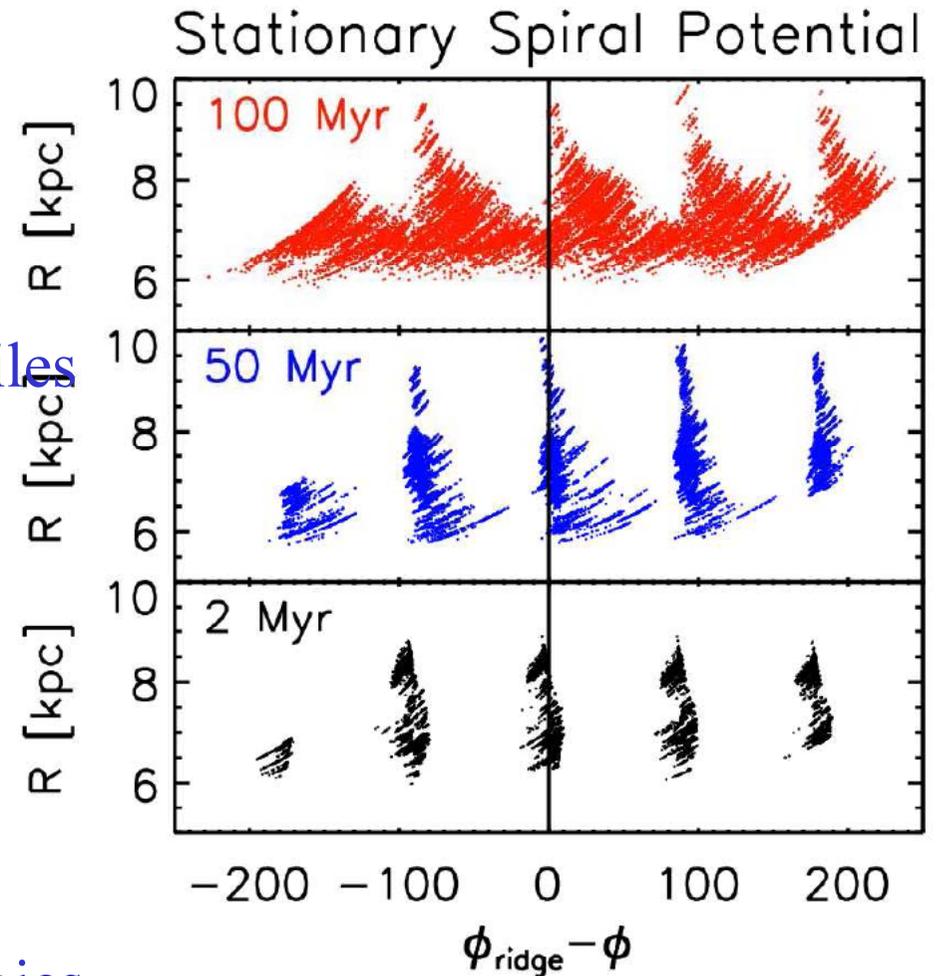
Formation d'étoiles engendrée par les bras spiraux

Amas d'étoiles d'âges
différents
Foyle et al 2011

Les processus de formation d'étoiles
ne sont pas aussi simples

Il existe plusieurs ondes spirales
de vitesses différentes
+ Harmoniques

+ Les instabilités locales dans
chaque bras créent des morphologies
flocculentes, etc..

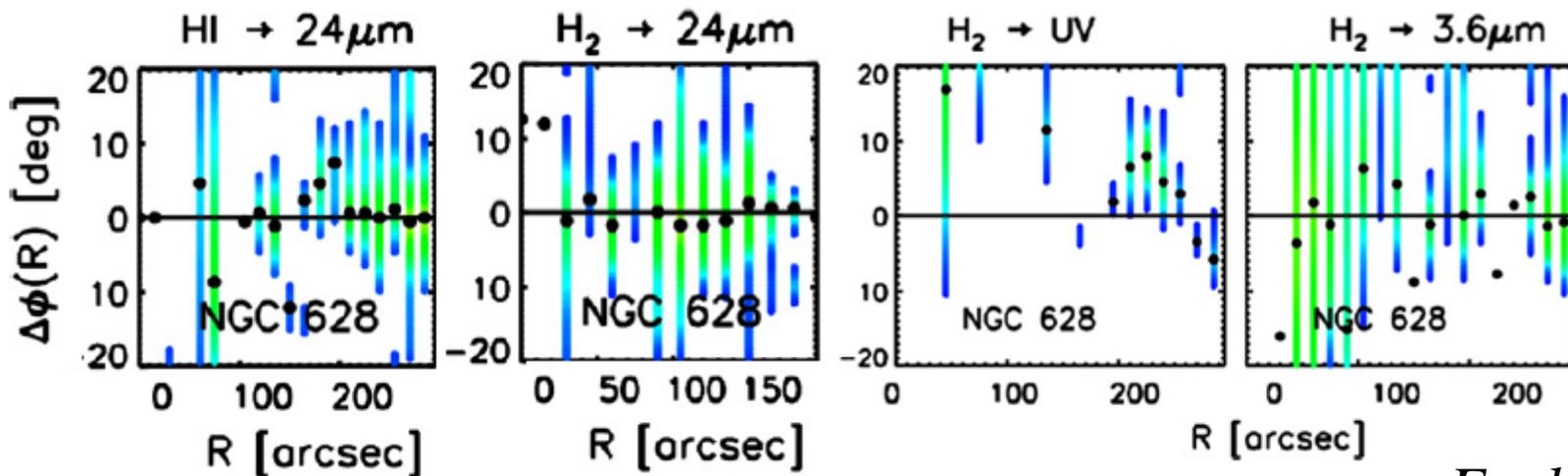
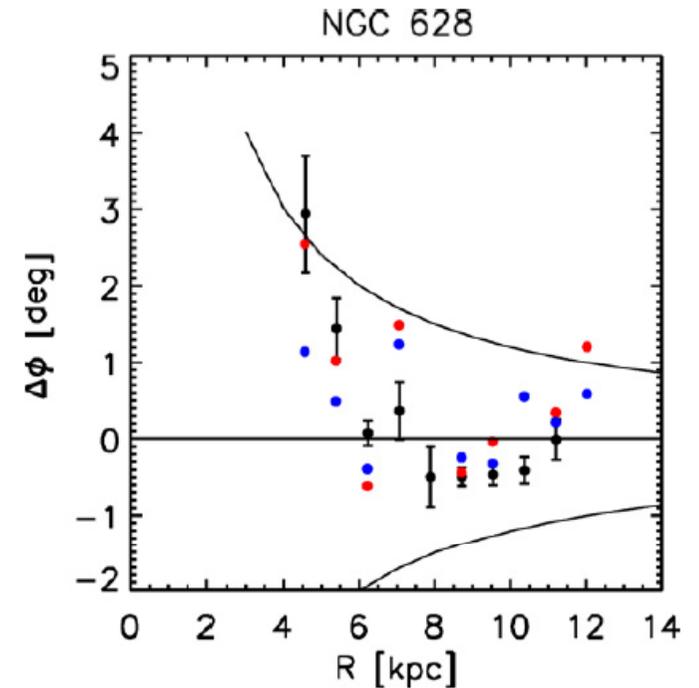


Différence de phase entre traceurs

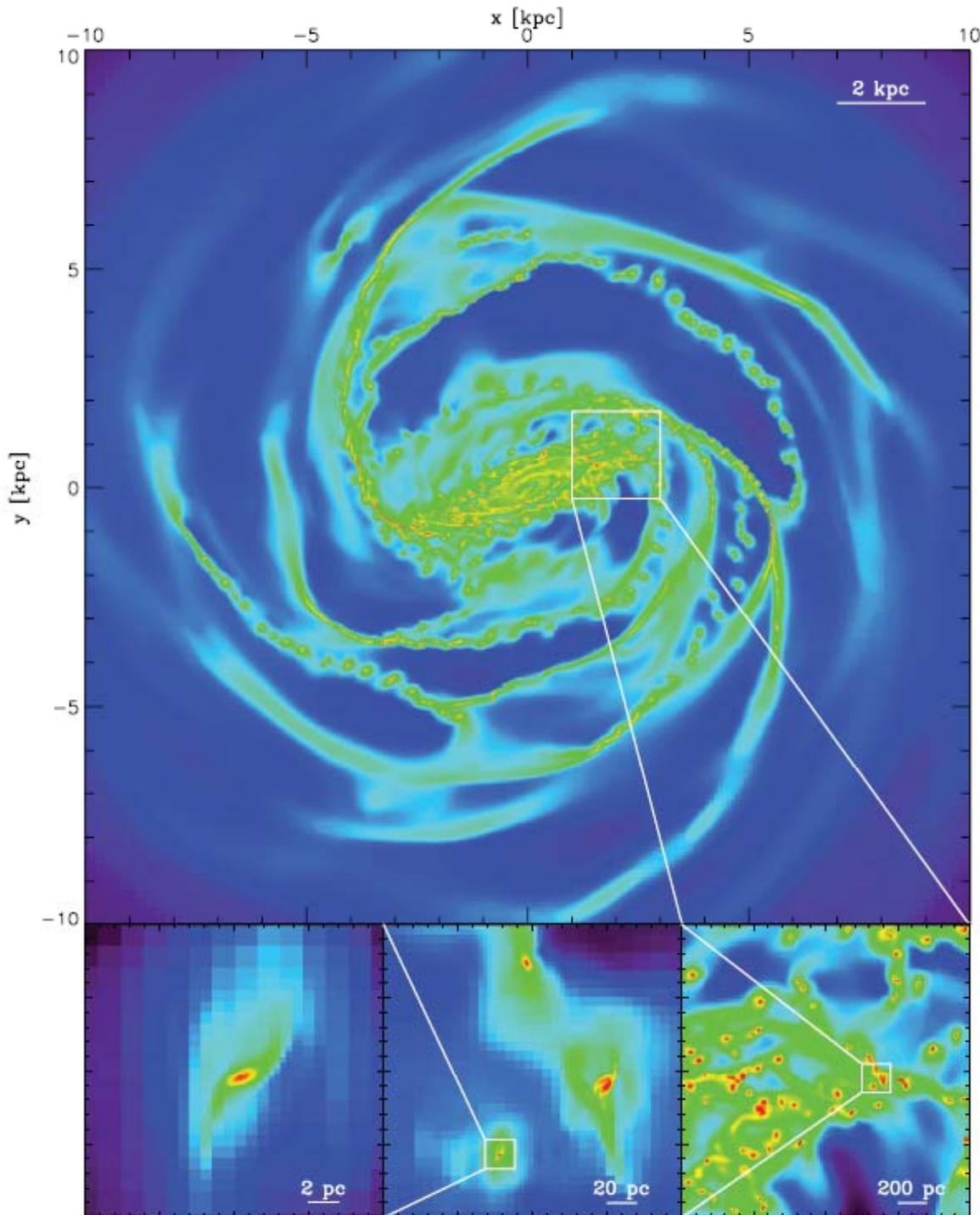


Pas vraiment de décalage

Mais y-a-t-il assez de résolution?



Foyle et al 2011



Simulations Haute
Résolution (AMR)

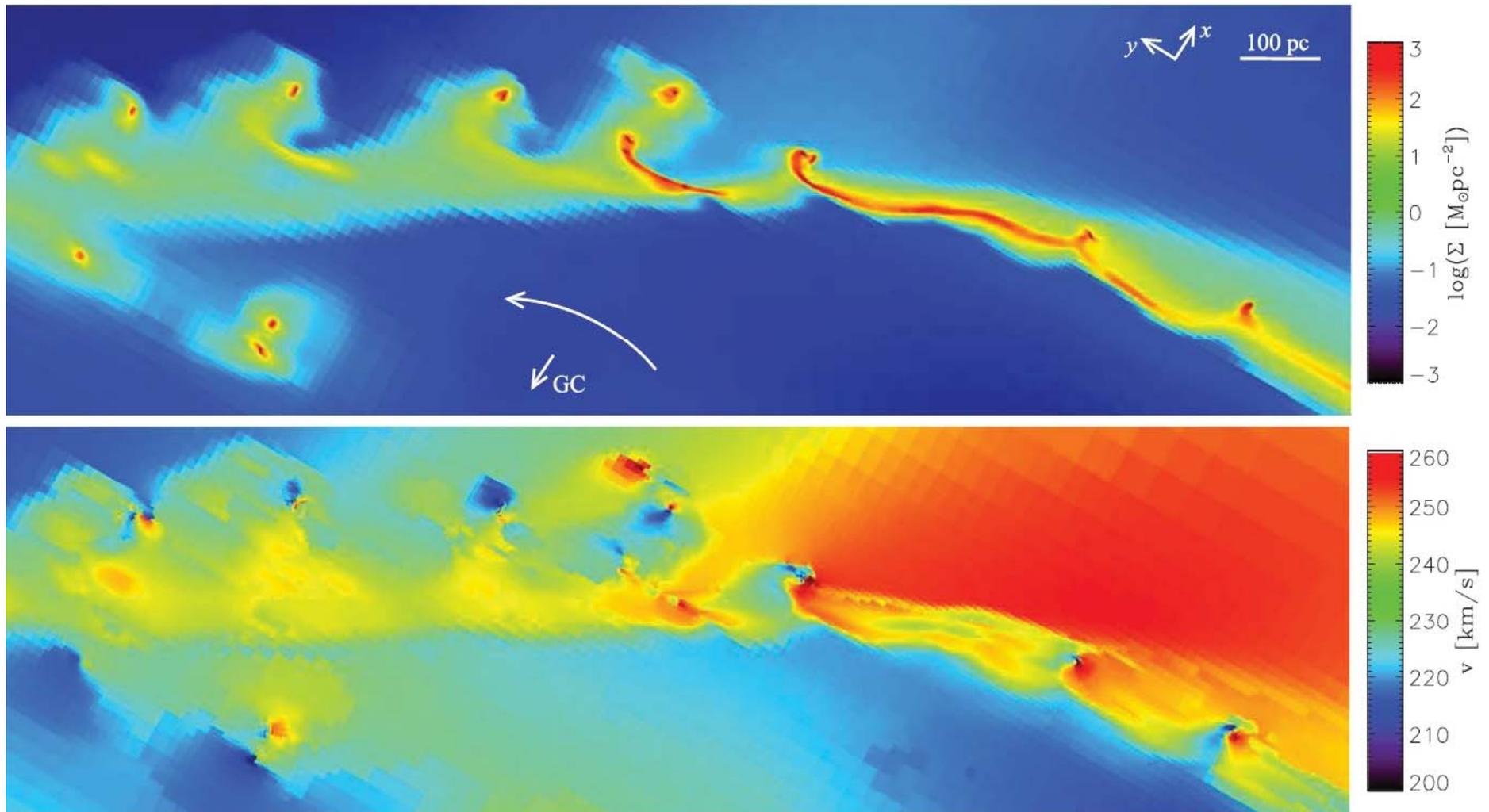
+ tous les processus
Hydro + formation
d'étoiles, +
Feedback des SNe

Les instabilités du gaz
brouillent le schéma

Renaud et al 2013

Formation de branchements

Instabilités de Kelvin-Helmholtz, engendrées par le fort gradient de V



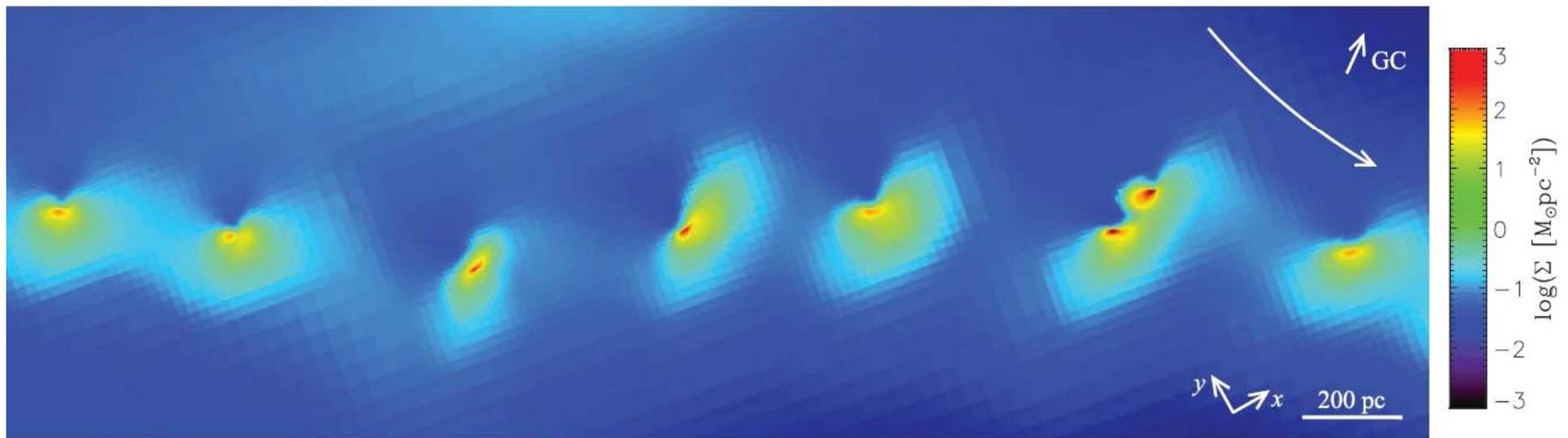
Vitesse horizontale

Renaud et al 2013

Rôle du feedback des supernovae

Le gaz est soufflé par les explosions de supernovae qui forment des cônes en aval du bras spiral

Centre
de la
galaxie

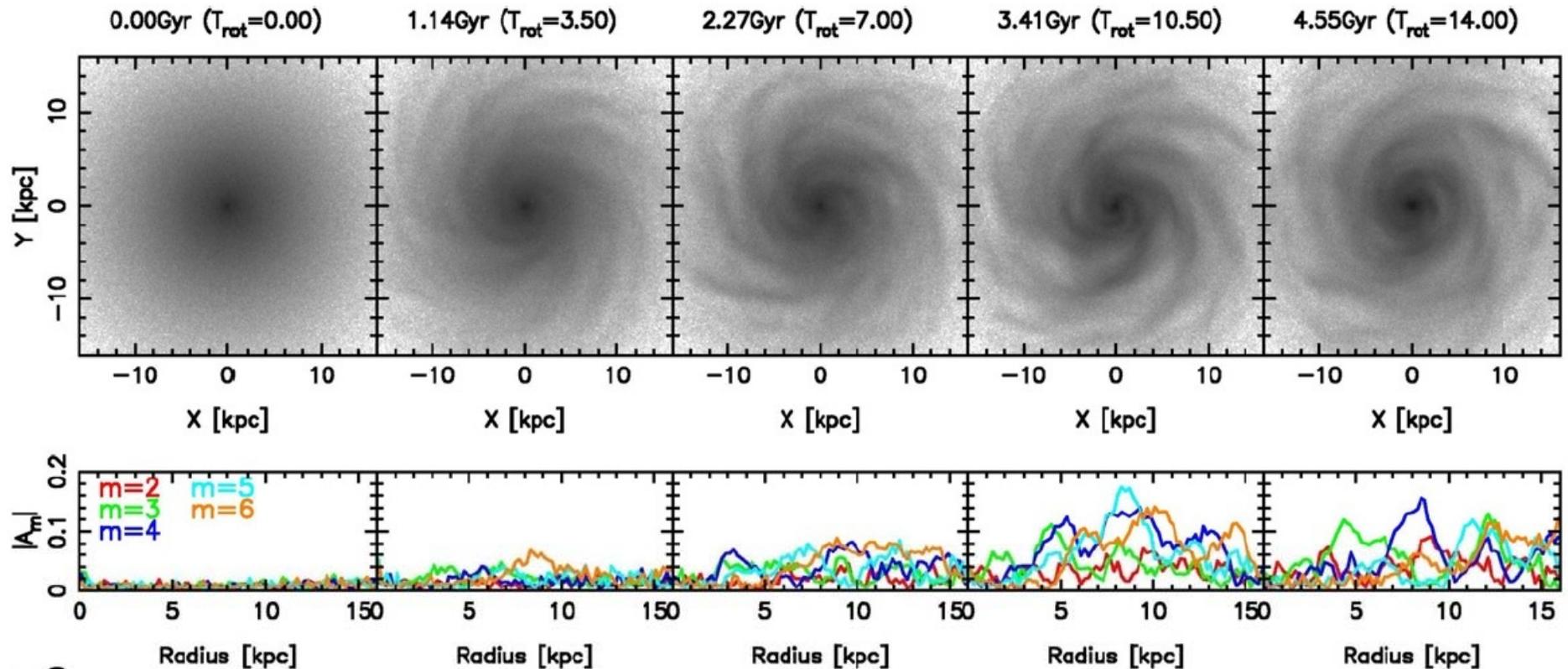


Les instabilités montrent comme des perles sur un collier,
avec un contraste en densité de 10^4

Renaud et al 2013

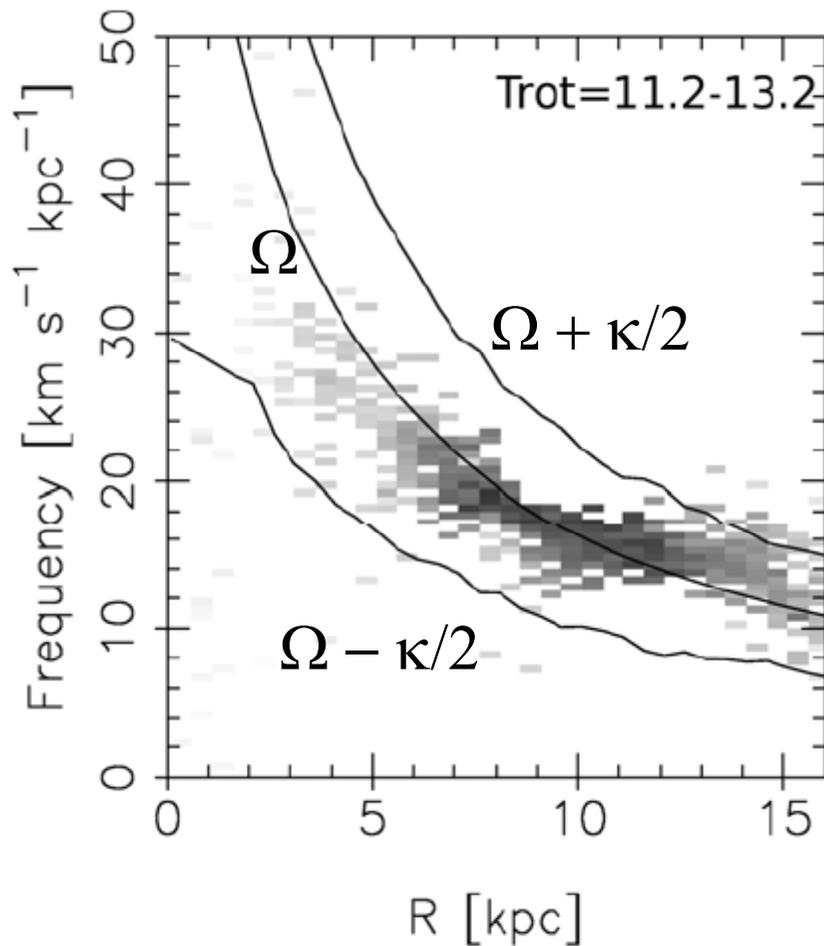
Simulation de spirales flocculentes

Lorsque le disque est très stable, pas d'ondes cohérentes



Absence d'onde de densité ?

La vitesse des ondes n'est pas constante dans les simulations



Amplification de swing:
Destruction continue et
reformation de la spirale

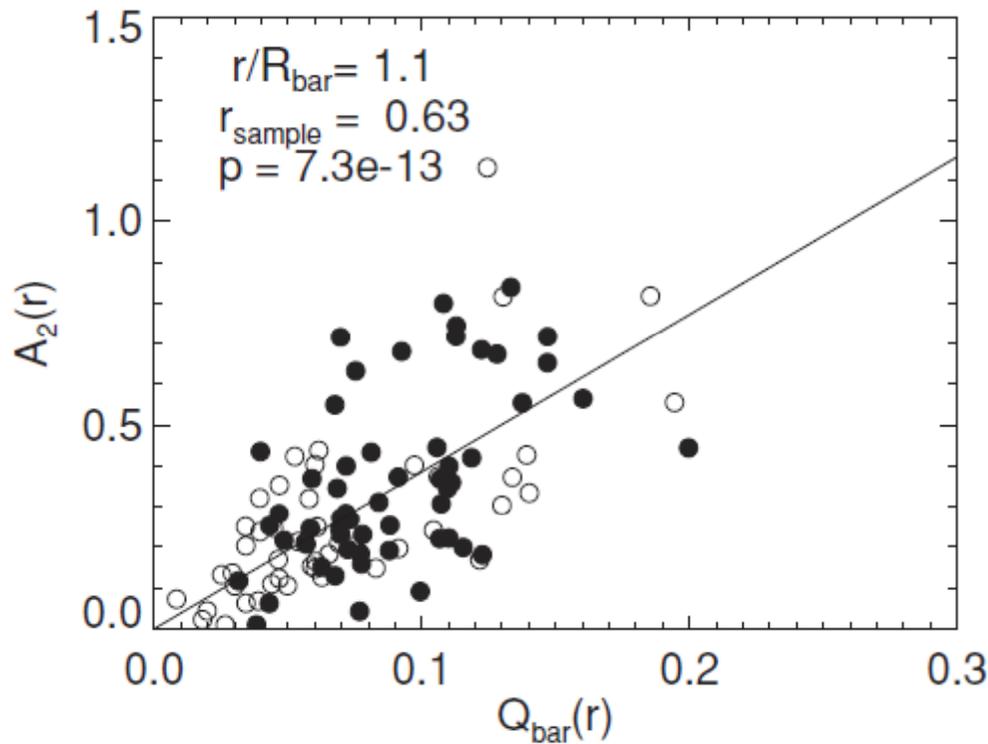
L'onde ne tourne pas de façon rigide
mais de façon différentielle
Chaque portion est en CR
Migration, et non-chauffage

Les barres engendrent des ondes spirales

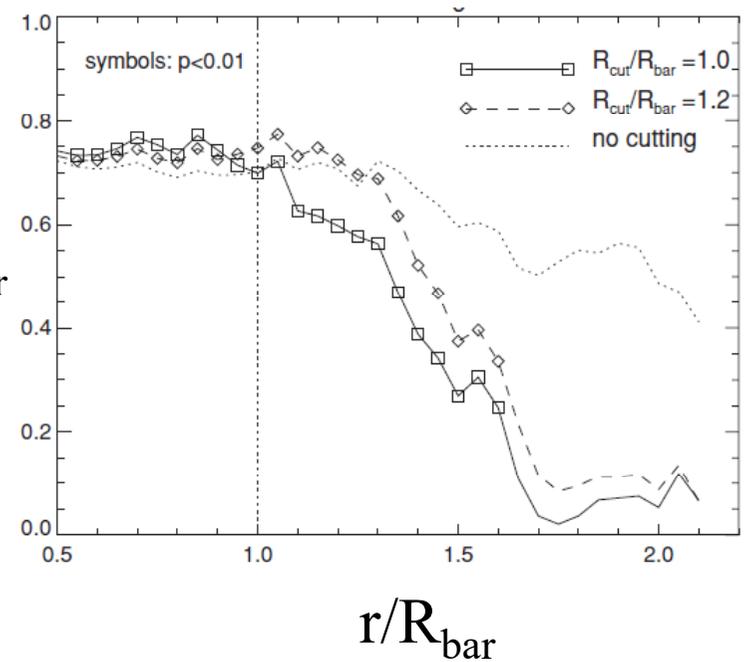
Images infrarouges utilisées pour obtenir le potentiel

$Q_{\text{bar}} = \max(F_{\text{tan}}/F_{\text{radial}})$

Block et al 2004, Buta et al 2009, Salo et al 2010



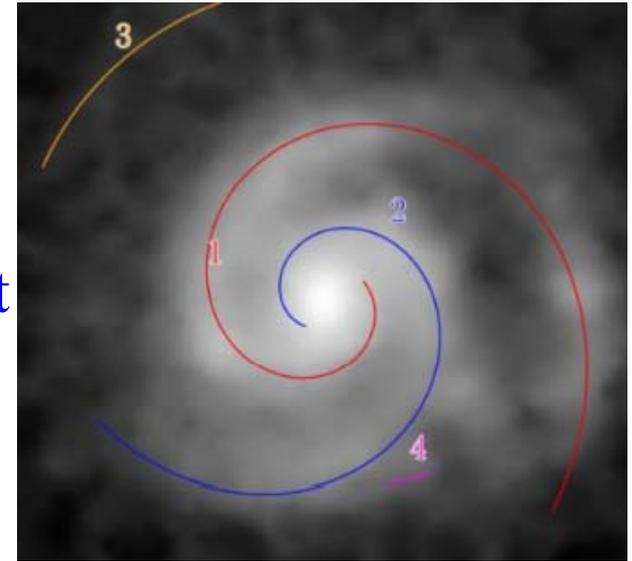
A_2
vs
 Q_{bar}



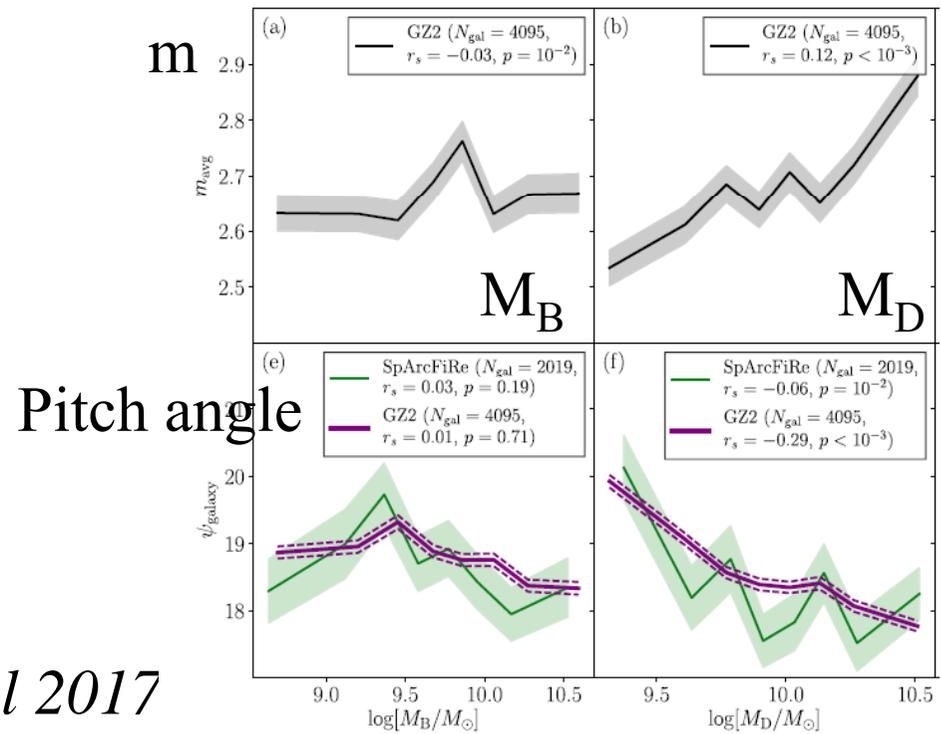
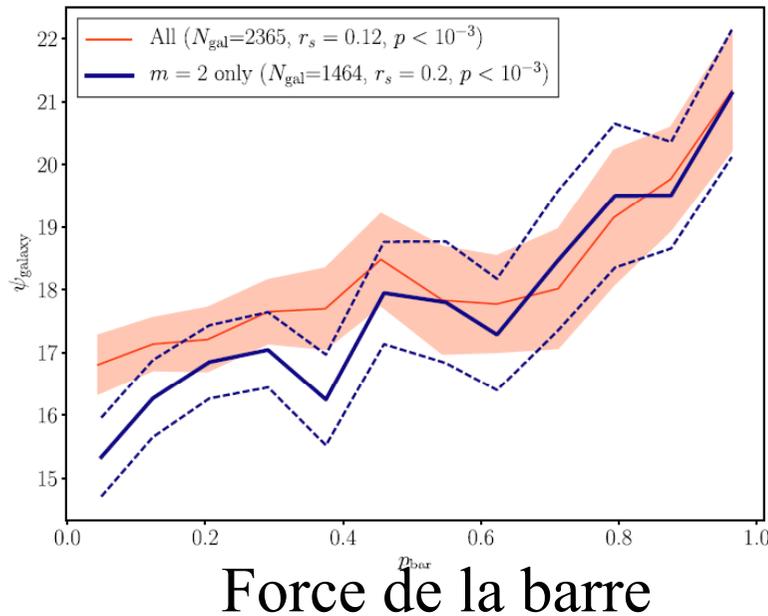
Salo et al 2010

Statistiques du Galaxy Zoo

Le nombre de bras m et le pitch angle dépendent surtout de la masse du disque (plus que masse de la barre)



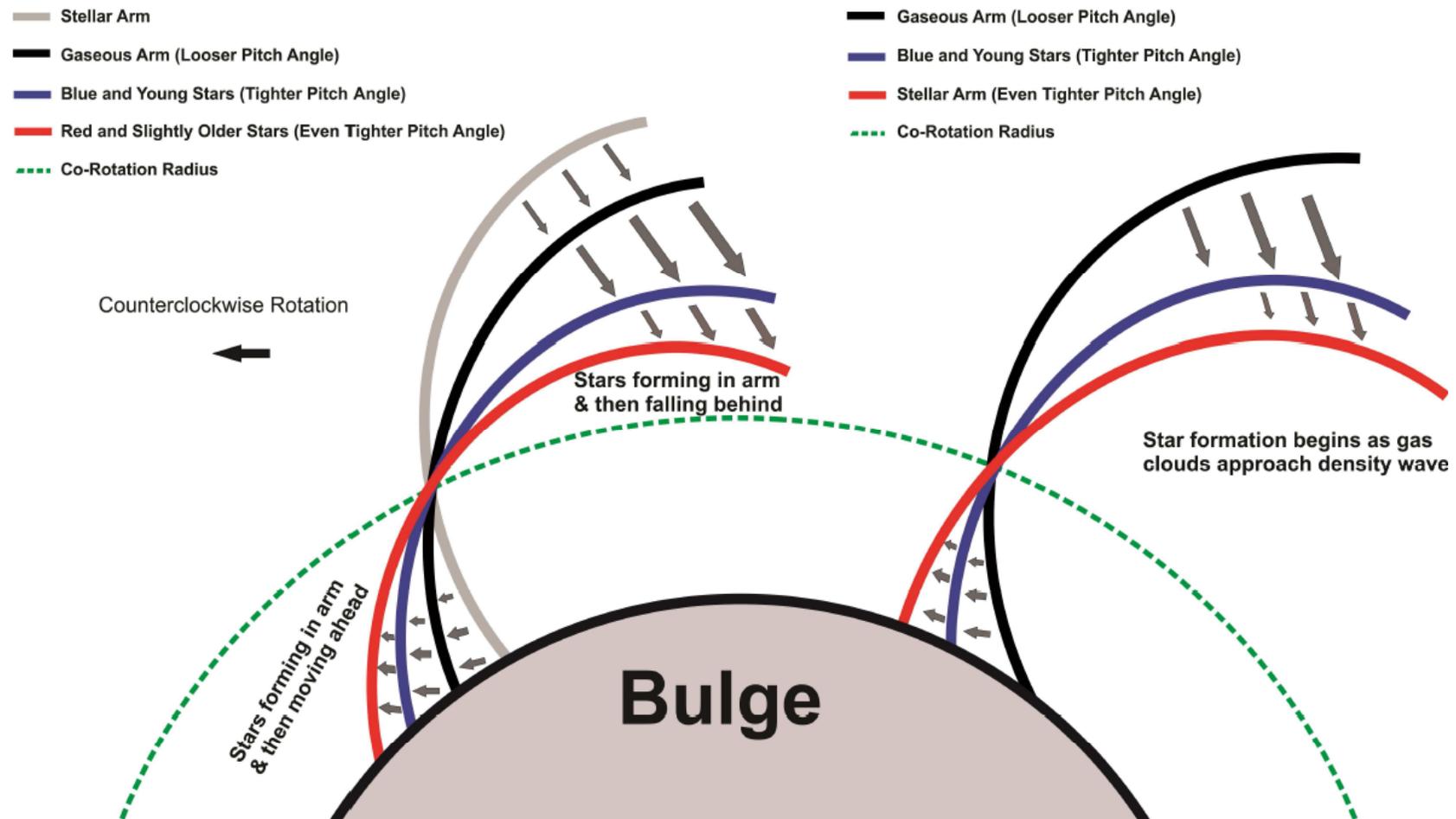
Pitch angle



Hart et al 2017

Pitch angle fonction de la couleur

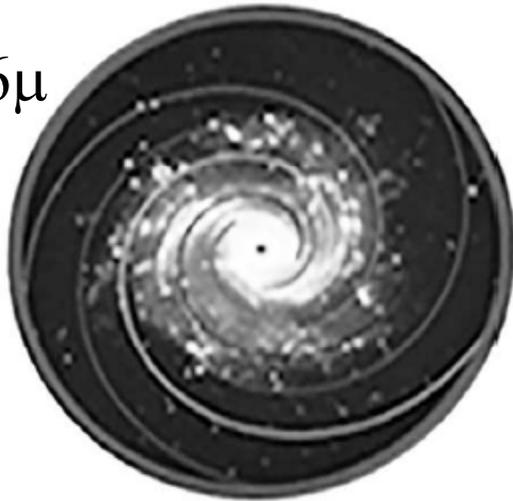
Le gaz est choqué au minimum du puits de potentiel, puis les étoiles jeunes se forment



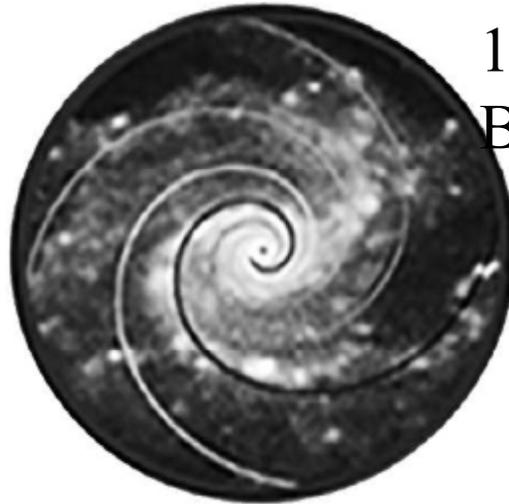
Pour-Imani et al 2016

Plus ouvert pour les étoiles jeunes?

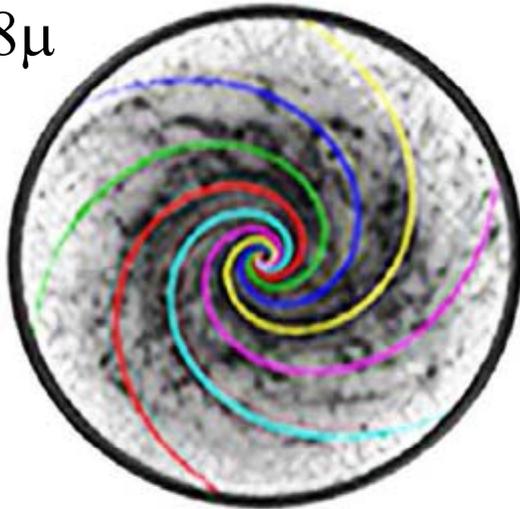
12°
3.6μ



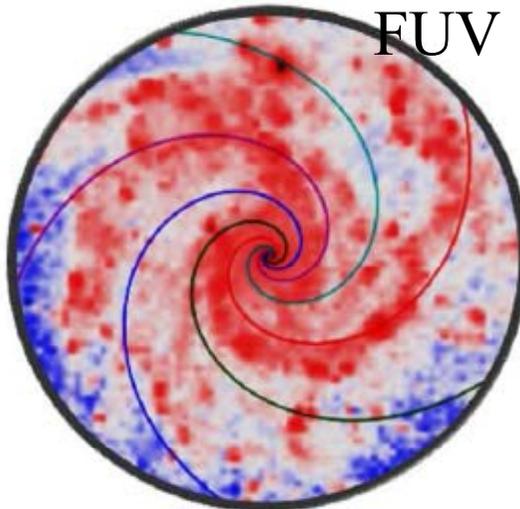
18°
B-band



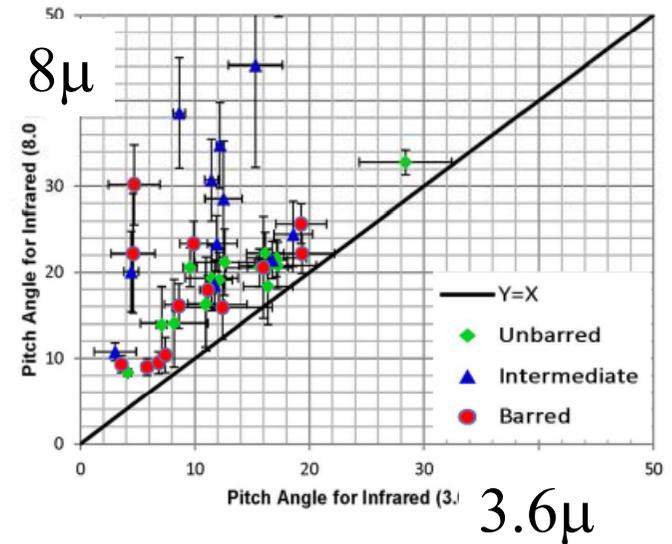
23°
8μ



27°
FUV



Mais résultats différents de
Martinez-Garcia et al 14
Grosbol & Patsis 1998



→ Ondes de densité

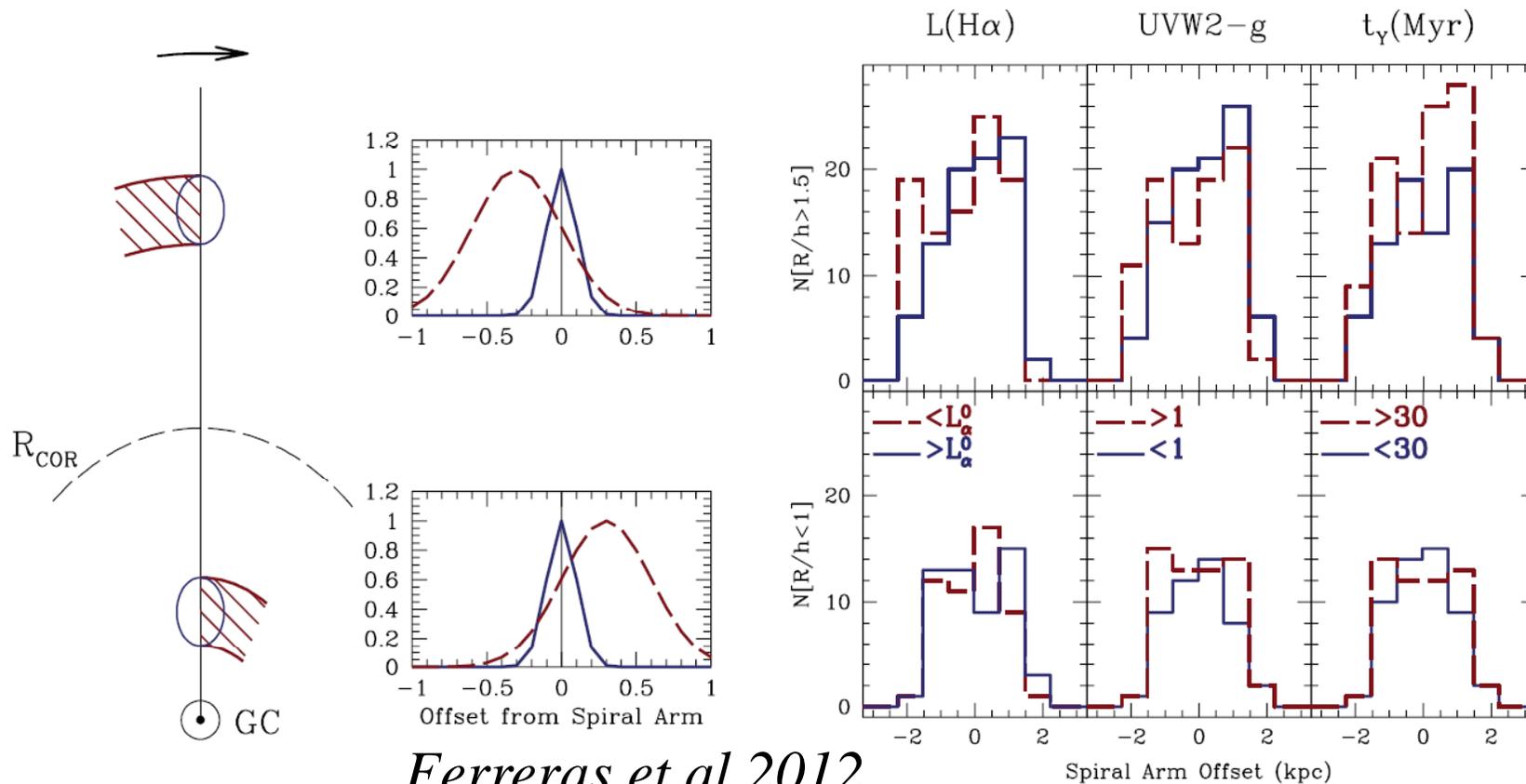
Avec ou sans ondes de densité ?

Pas de décalage entre les diverses longueurs d'onde

Les étoiles jeunes, le gaz, la poussière..

Ne correspond pas aux prédictions des ondes de densité

Plutôt à une vitesse d'ondes Ω_p variant comme Ω la vitesse angulaire des particules



Ferreras et al 2012

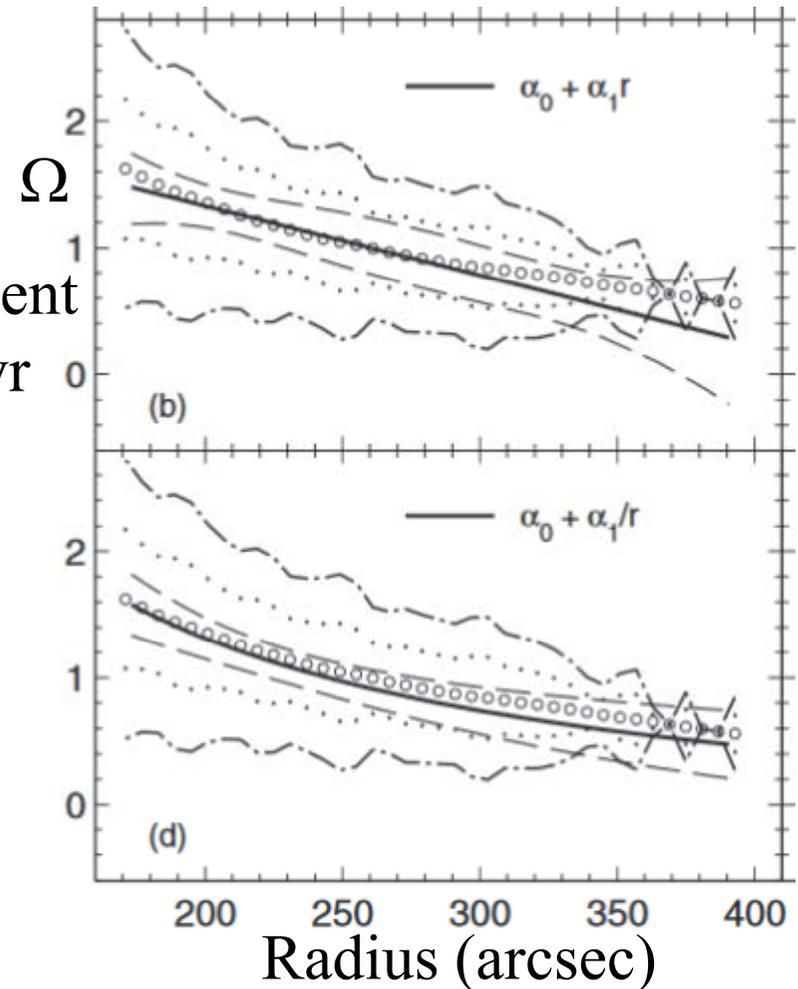
Avec ou sans ondes de densité ?

Méthode de Tremaine & Weinberg (1984) pour obtenir la vitesse de l'onde, à partir du HI, supposant la continuité

Ω_p décroît en $1/R$, de façon semblable à la vitesse Ω



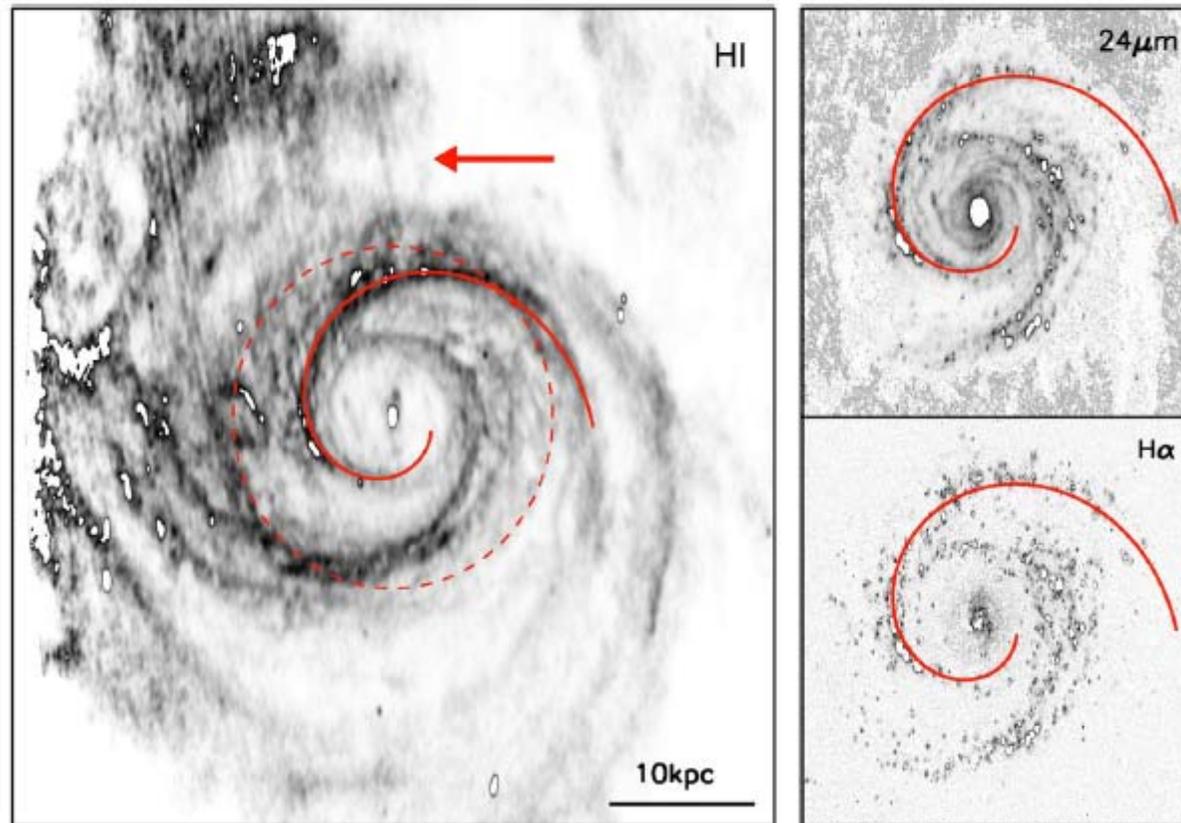
Enroulement
en 500Myr



Speights et al 2011

Le cas de M81

Aucun décalage entre les divers traceurs de gaz, formation d'étoiles, vieilles étoiles, cmme attendu si $\Omega_p = \text{cste}$



Choi et al 2015

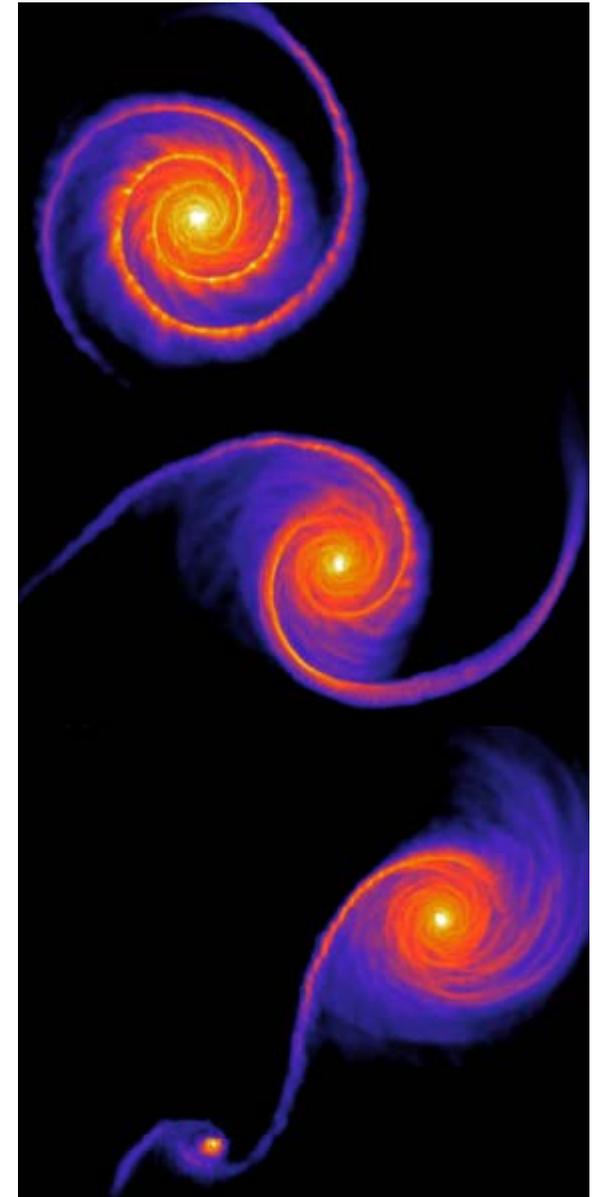
Il se pourrait qu'il existe deux spirales avec 2 Ω_p différents

Il pourrait s'agir d'une spirale matérielle due à l'interaction avec M82, ou une onde dynamique

Il y a des courants de vitesse (*Baba 2016*)

Résumé

- La théorie des ondes de densité explique la formation de spirales cohérentes sans enroulement
- Mais le paquet d'ondes se déplace rapidement avec V_g , et les ondes s'amortissent
- Il faut des mécanismes d'amplification, de maintenance: barres et compagnons
- Les ondes de densité cohérentes sur tout le disque sont rares: plutôt des morceaux qui se régénèrent avec le swing



Pettitt et al 2016