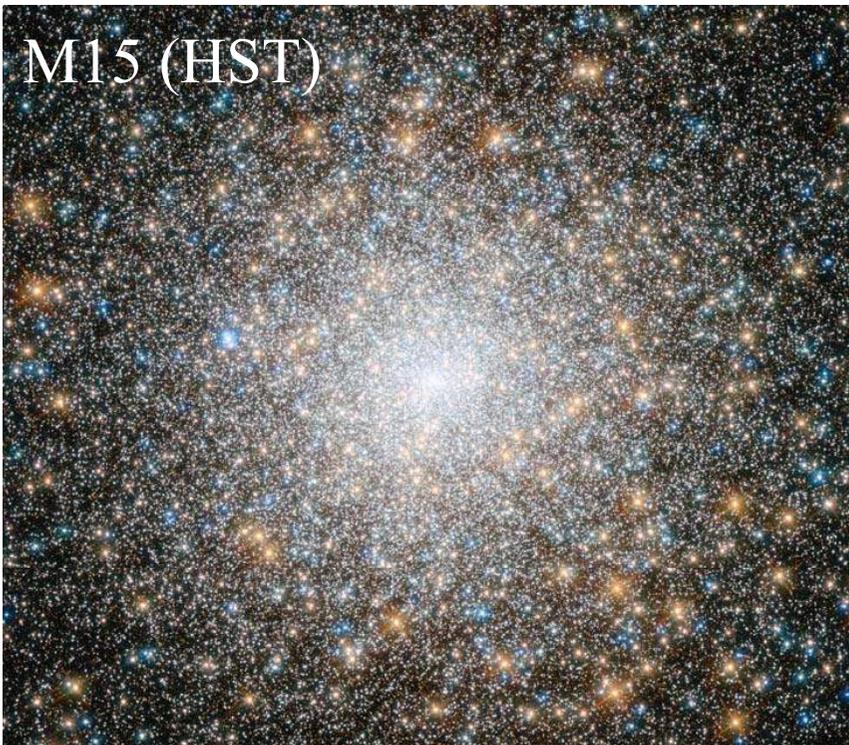




COLLÈGE
DE FRANCE
— 1530 —

Chaire Galaxies et Cosmologie

Dynamique stellaire: orbites et résonances



Françoise Combes



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

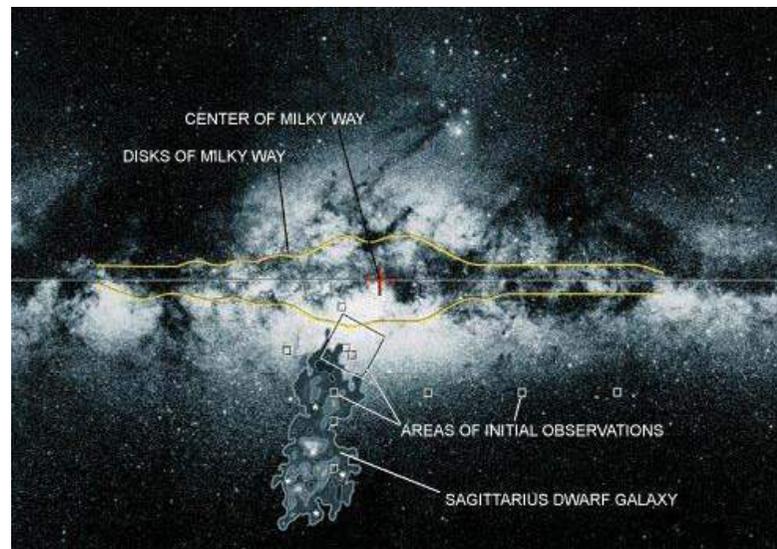
Systemes stellaires

Quand appelle-t-on un systeme d'etoiles une galaxie?

Des galaxies naines aux amas globulaires: très peu de distance
 ω Centauri est un **amas globulaire** (GC) NGC 5139, à 4.8 kpc
(taille angulaire \sim Lune)

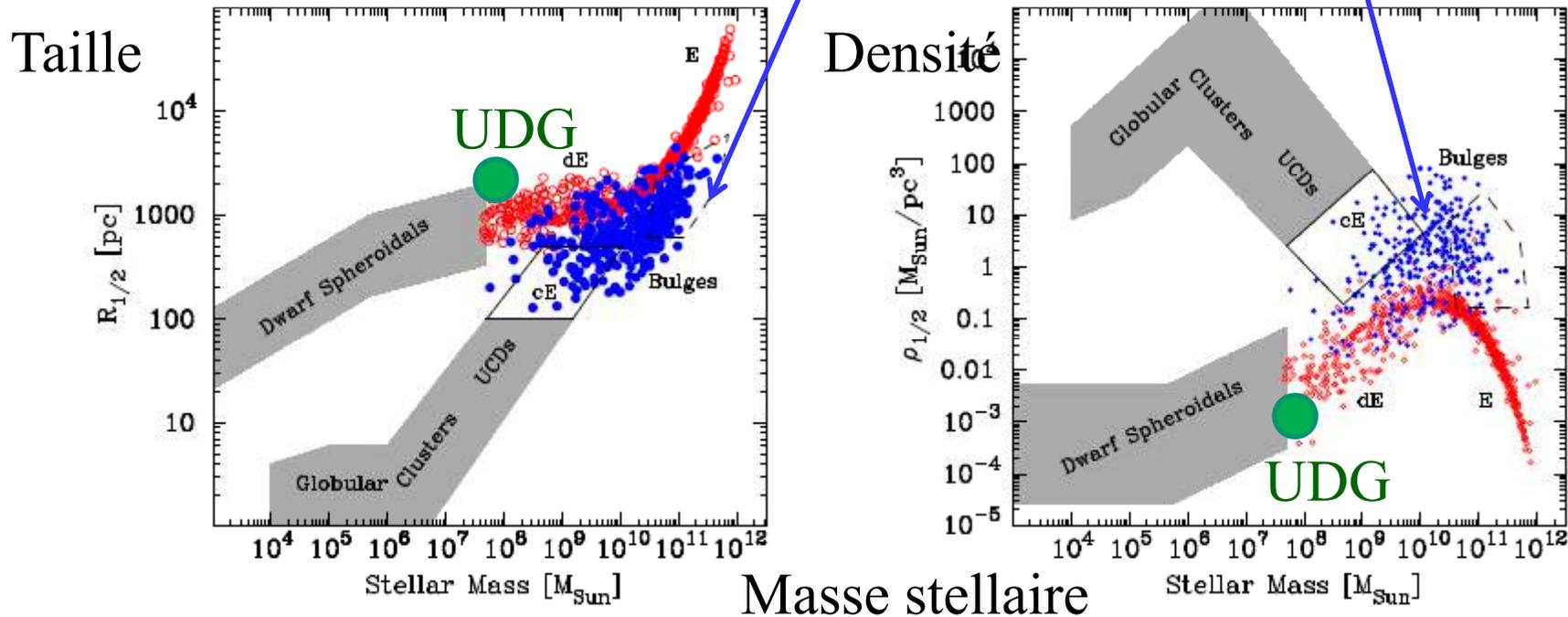
Plusieurs générations d'étoiles, gradient de métallicité, ressemble
au cœur d'une **galaxie naine**, qui aurait été épluchée par l'interaction
de marée avec la Voie lactée (aplatissement, trou noir de $10^4 M_{\odot}$?)

Masse = $5 \cdot 10^6 M_{\odot}$



Relations taille-masse-densité

galaxies compactes à $z=1.5$, *Damjanov et al 2009*



Il existe aussi des galaxies **ultra-diffuses mais grandes (UDG)**

(*Abraham, van Dokkum, Koda, 2015, 16*)

UDG apparaissent dans la continuité avec d'autres galaxies naines

Graham 2011

Un peu d'histoire

Au début du XXe siècle, un grand débat en 1920
Pour connaître la taille de notre Univers
Nébuleuses, Amas d'étoiles ou Galaxies?

Harlow Shapley (1885-1972)

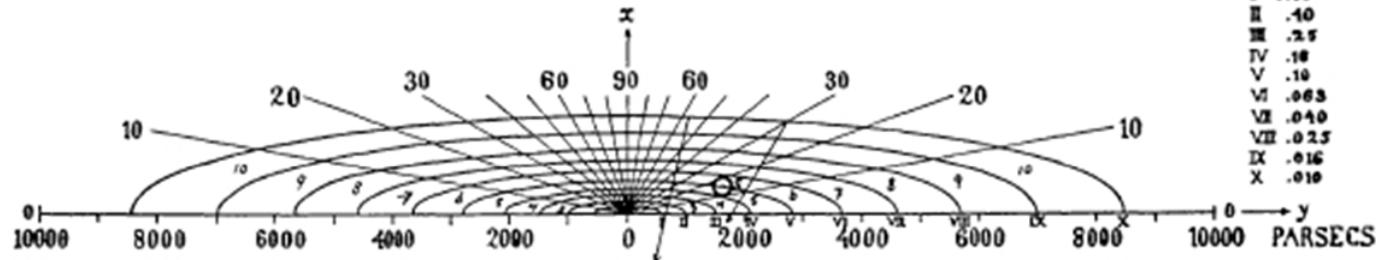
Heber Curtis (1872-1942)



Les connaissances

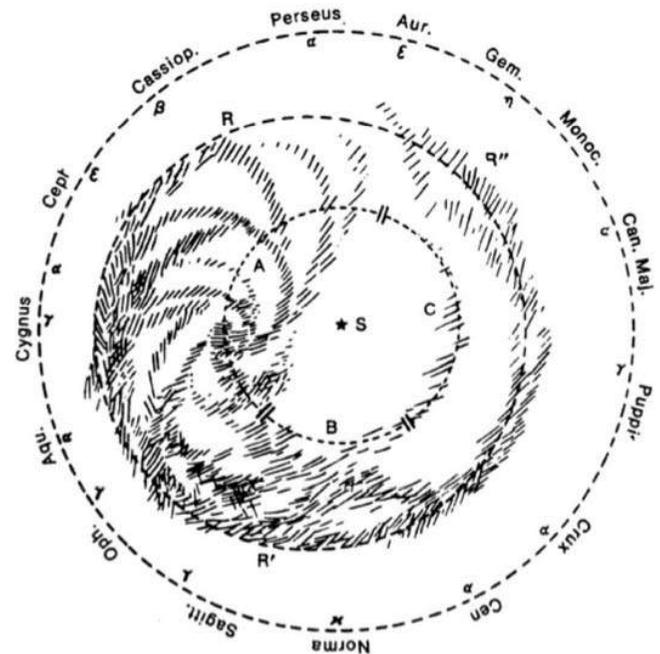
V.M.Slipher (USA) a mesuré les vitesses de récession des « nébuleuses »

J.C. Kapteyn (Groningue): la Voie lactée est petite, centrée sur le Soleil!



A. Van Maanen prétend mesurer la rotation des « nébuleuses » par mouvement propre, observation erronée, qui obscurcit le débat

Cornelius Easton (NL): image de la Galaxie avec des spirales, en 1900
Centrée sur le Soleil



Les arguments

En 1920, on connaissait la relation P-L des Céphéides pour connaître la distance (Leavitt, 1909)



Harlow Shapley

--Les nébuleuses font partie de Notre Galaxie + amas globulaires

--Taille de la Voie lactée 100kpc

-- Etoiles dans amas globulaires F,G,K ce sont des géantes

-- croît à la relation P-L des Céphéides

-- V positive des nébuleuses: dûe à la pression de radiation

Heber Curtis

--Les nébuleuses, comme Andromède sont des galaxies externes à la Voie lactée

-- Taille : diamètre de 10kpc

-- étoiles F,G,K, ce sont des naines

-- pense que les statistiques sont insuffisantes pour les Céphéides

-- n'explique pas V recession

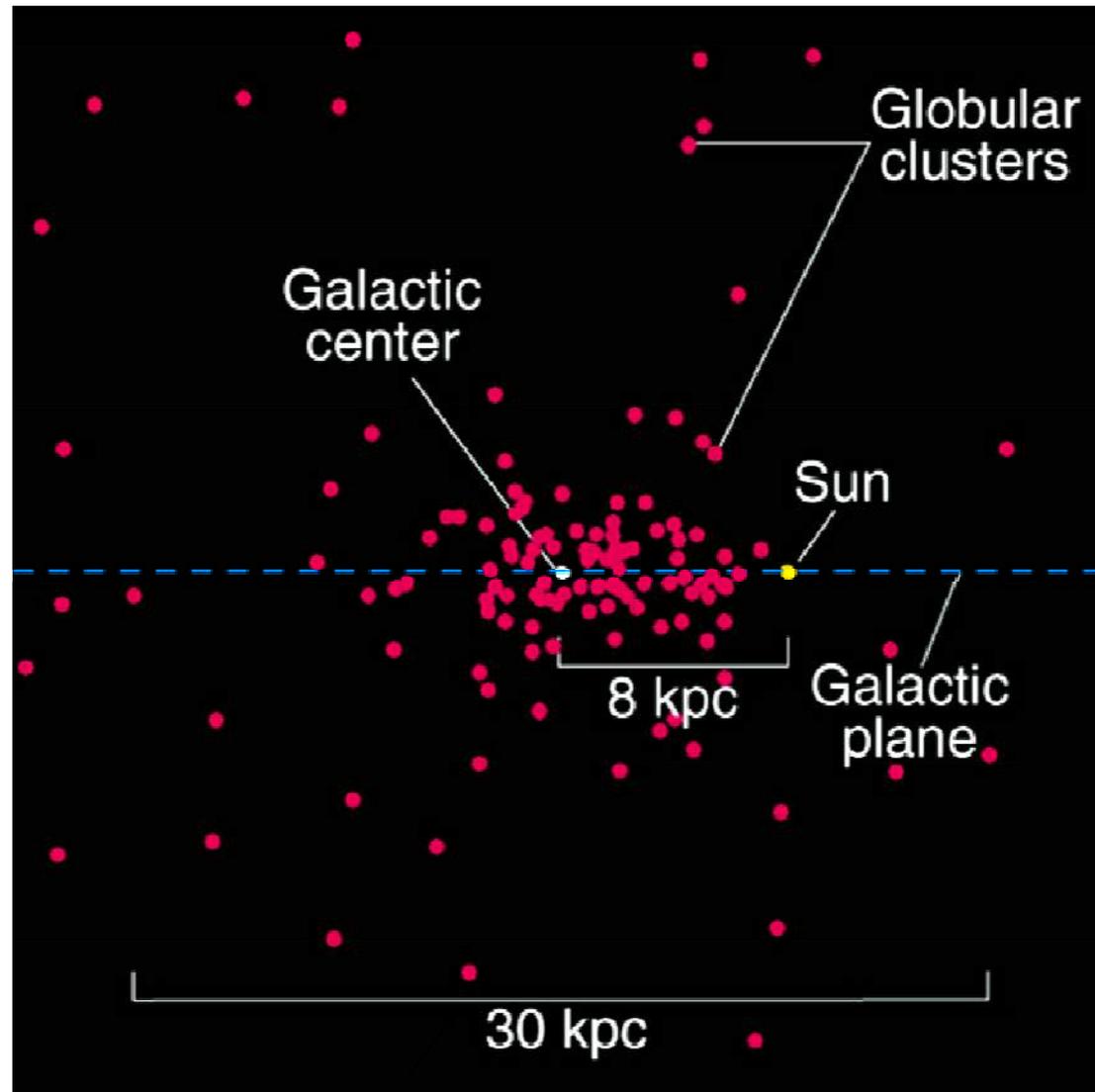
Amas globulaires dans notre Galaxie

Shapley fut le premier à remarquer que les amas globulaires pouvaient donner la taille de la Galaxie

→ Le Soleil n'est pas au centre

→ **il existe un halo stellaire**

Le centre de la Galaxie est à 8kpc du Soleil, mais ces tailles ne furent déterminées qu'après 1950



Tailles réelles connues aujourd'hui

Epilogue



Les deux astronomes avaient en partie raison ou tort
Shapley ne mettait pas le Soleil au centre
Et se basait sur les Céphéides pour donner les distances

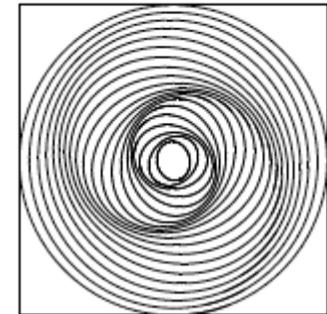
Curtis avait la bonne taille pour la Voie lactée, et donc
les galaxies étaient des mondes à part

Hubble (1925, 1926) identifie des Céphéides dans M31, M33
Ce sont des galaxies à part, distantes de $\sim 1000\text{kpc}$
Et interprète les vitesses positives comme une expansion de
l'Univers, en 1929

1930: Amas globulaires dans la Voie lactée, non centrée sur le
Soleil

Les grandes lignes

- Le contenu des galaxies, selon leur morphologie
- Les étoiles sont un milieu sans collision
- Stabilité – Critère de Toomre
- Théorie épicyclique, Résonances
- Ondes cinématiques – Spirales flocculentes
- Amas d'étoiles, amas globulaires

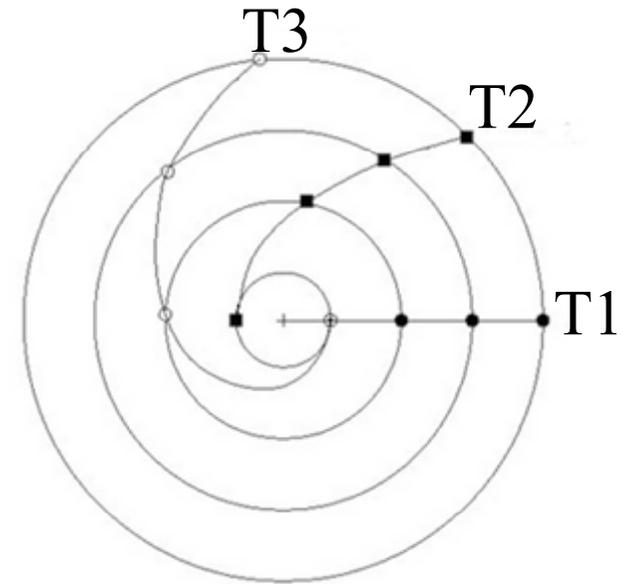


Les galaxies spirales

Les galaxies spirales: **2/3** de toutes les galaxies

Origine de la structure spirale?

Problème d'enroulement, rotation différentielle
 10^9 yr au bord, 10^7 yr au centre



→ Théorie des ondes de densité, excitation et maintenance

Dynamique stellaire -- Stabilité

L'essentiel de la masse aujourd'hui dans les disques est stellaire
(~10% de gaz)

Forces dominantes: la gravité à grande échelle



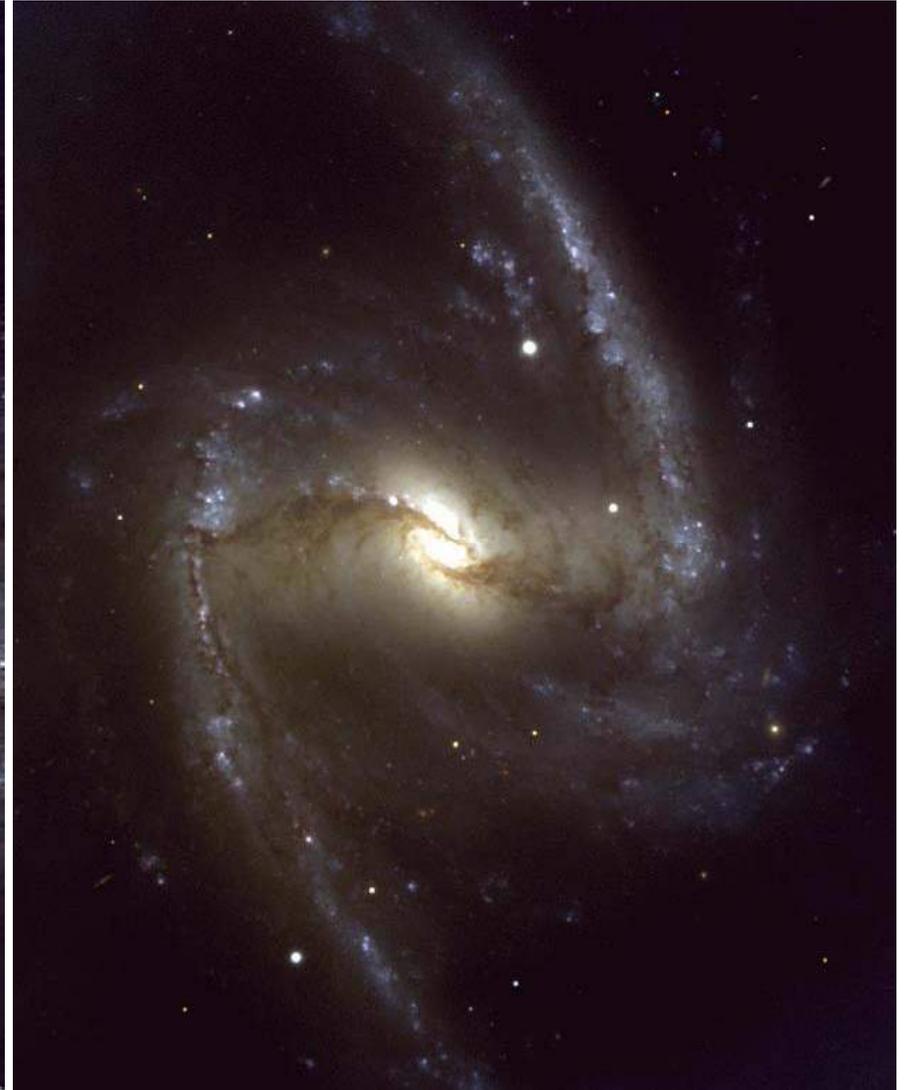
NGC 1232 (image VLT)
SAB(rs)c



NGC 2997 (VLT)
SA(s)c

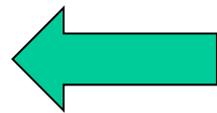
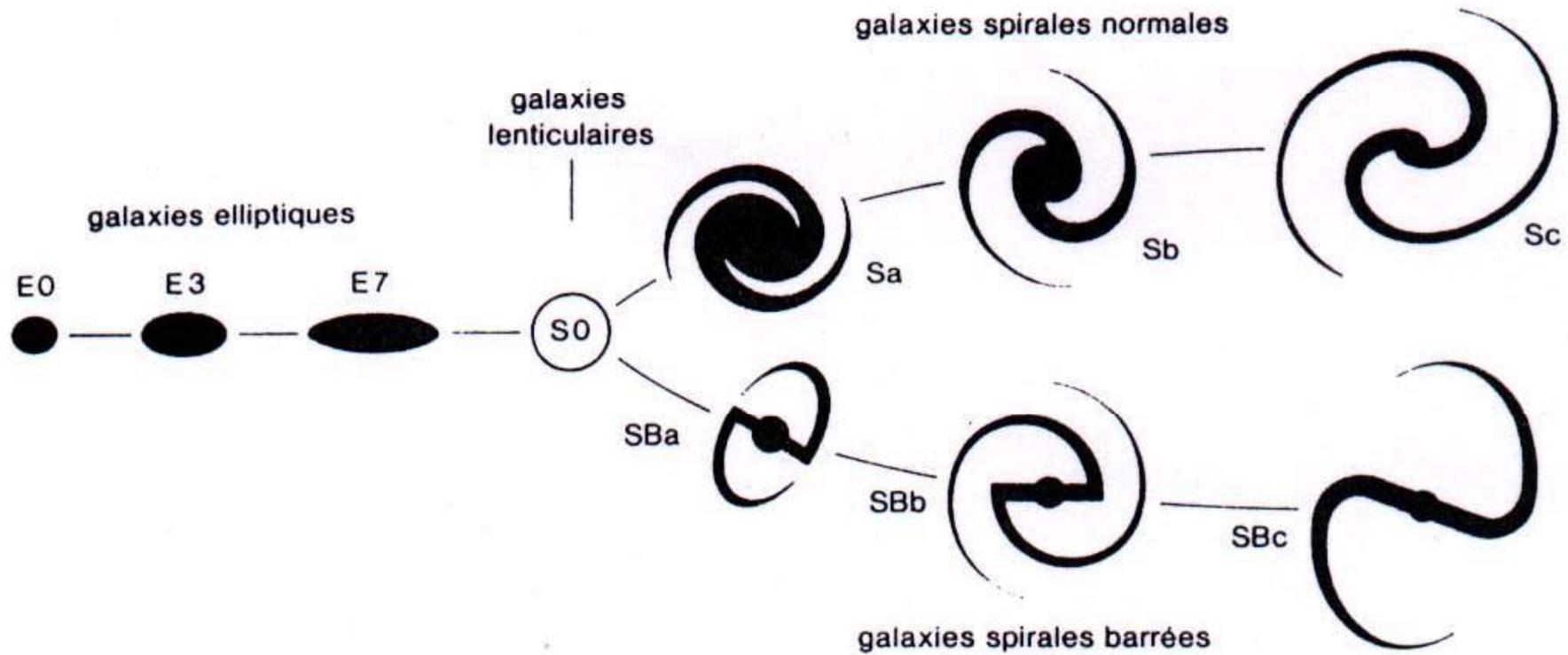


Messier 83 (VLT)
NGC 5236
SAB(s)c



NGC 1365 (VLT)
(R')SB(s)b

Séquence de Hubble (diapason)



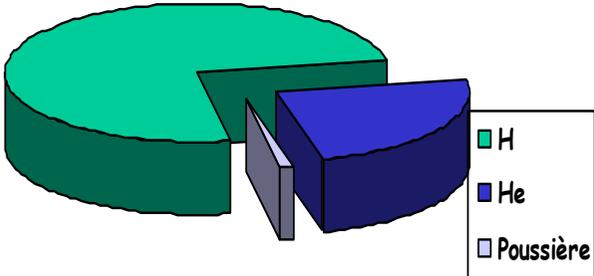
Séquence de masse, de concentration

Fraction de gas



Le milieu interstellaire

- 90% H, 10% He



- Formes neutre, moléculaire, ionisé



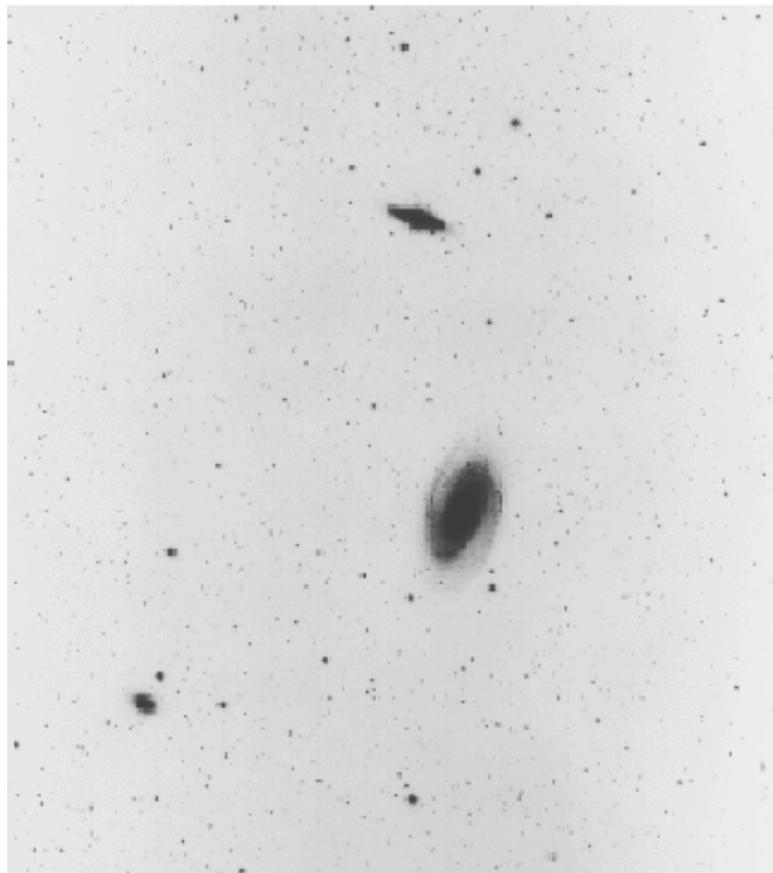
HI
HII
H₂
Poussière

	Masse	Nuage	Densité	T
HI	$3 \cdot 10^9$		0.1 – 10	100 - 1000
HII		100 - 1000	$10^3 - 10^4$	10 000
H ₂	$1 - 5 \cdot 10^9$	$10^5 - 10^6$	$10^3 - 10^5$	10
Poussière	$5 \cdot 10^7$			10-40
	Msol	Msol	cm⁻³	(K)

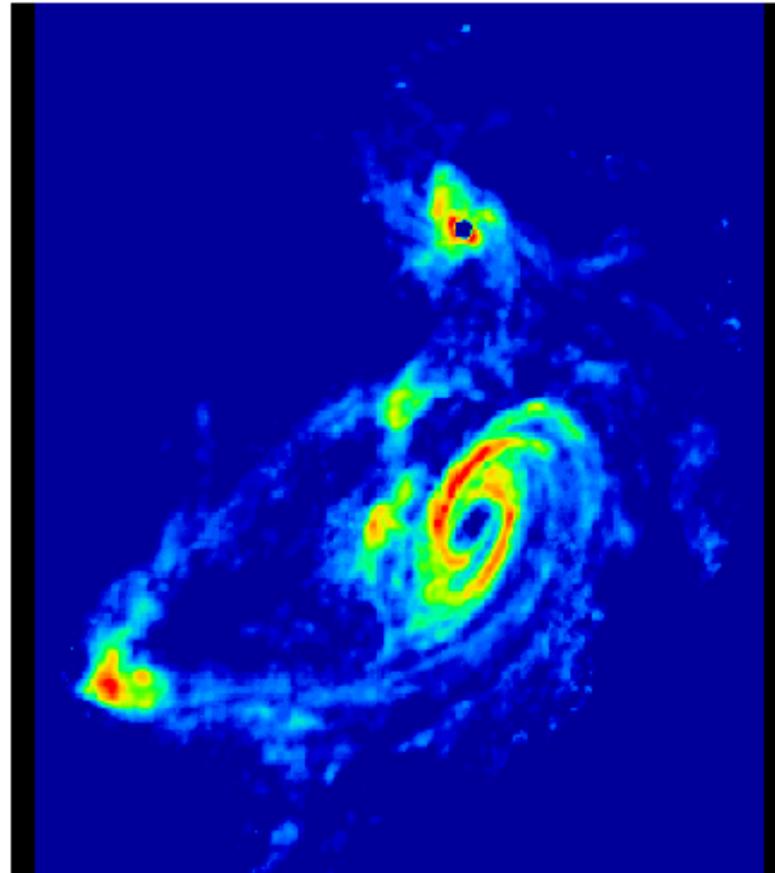
Le gaz HI - Extensions

TIDAL INTERACTIONS IN M81 GROUP

Stellar Light Distribution



21cm HI Distribution



Extension des galaxies en HI

Exploration des halos noirs

Rayon HI
2-4 fois les rayons optiques

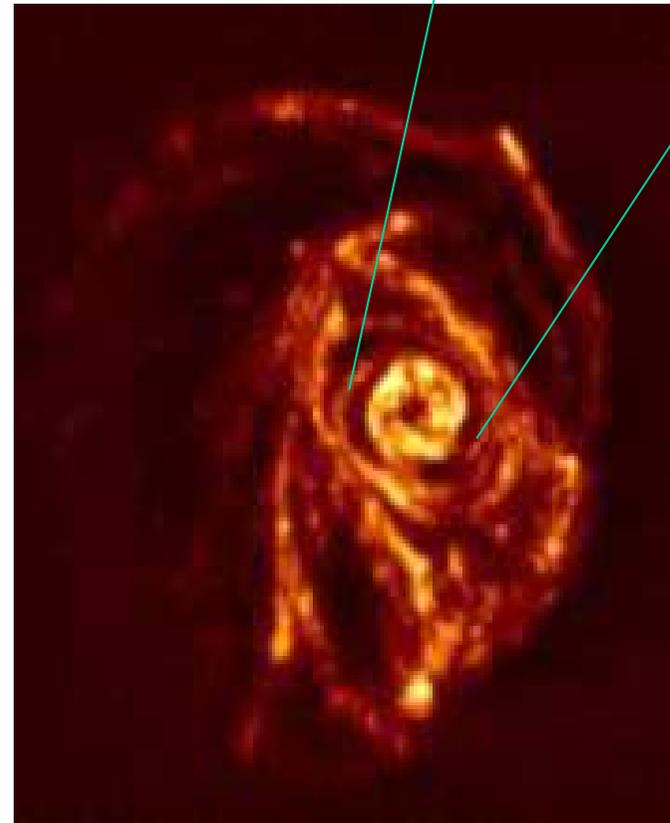
HI seul composant qui ne tombe pas exponentiellement avec R

(peut-être aussi UV diffus?)

M83: optique

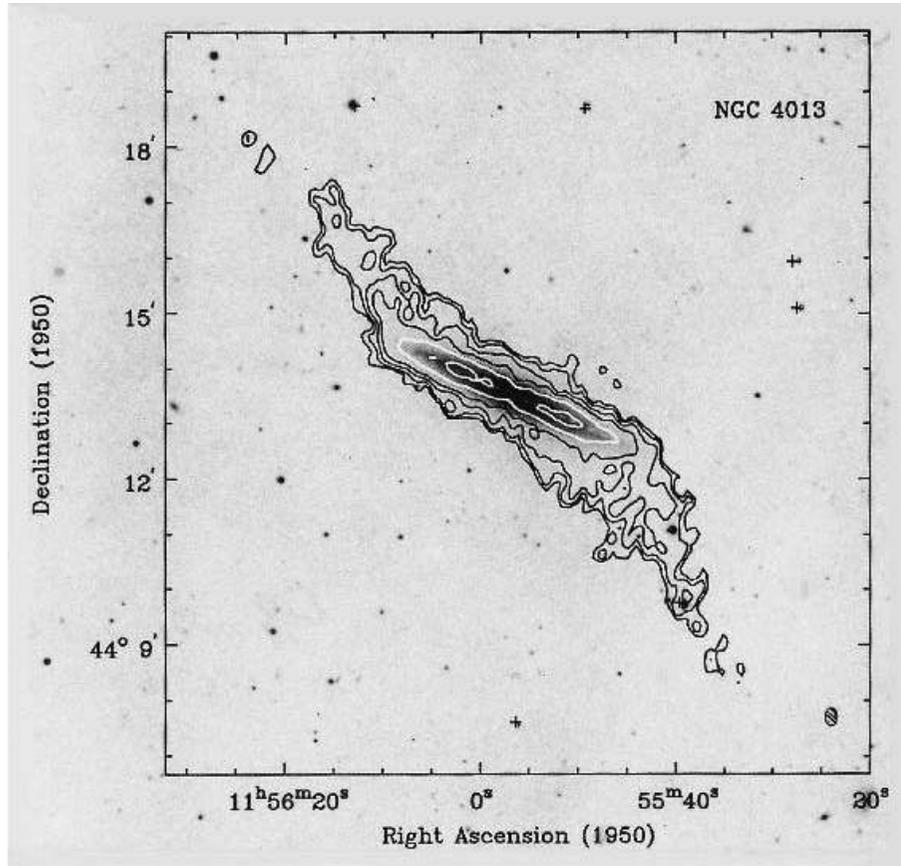


HI

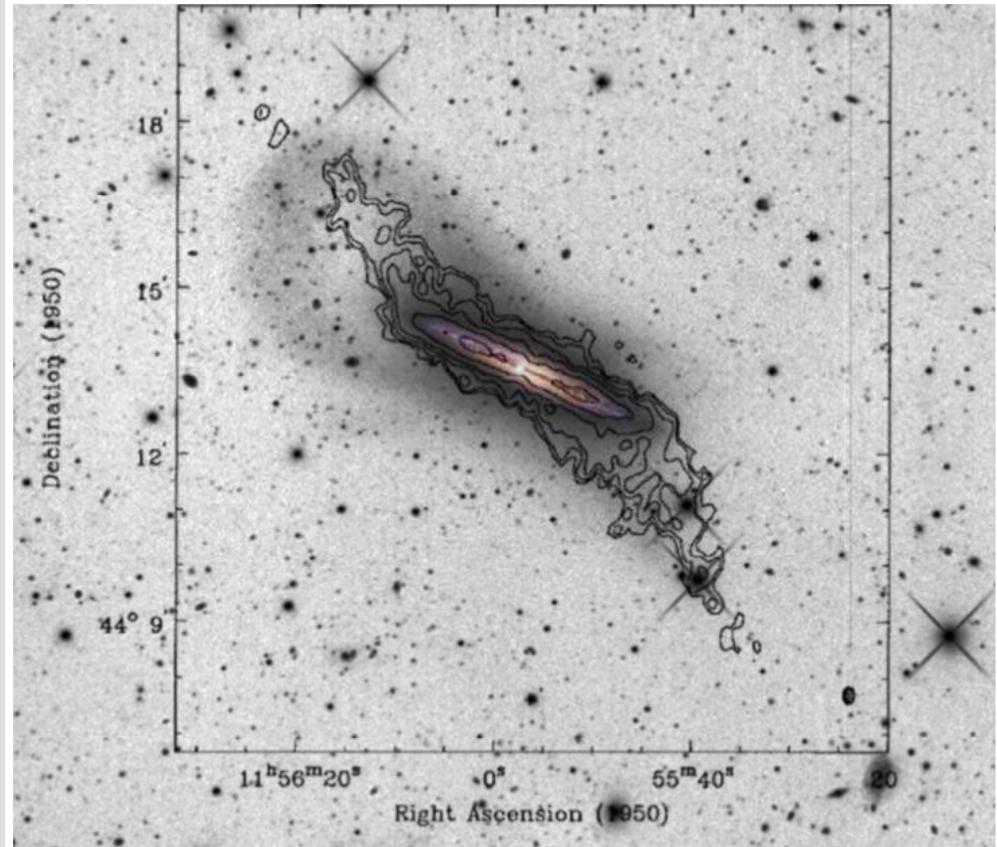


Spirale de type Voie Lactée ($10^9 M_{\odot}$ de HI): M83

Le gaz HI - Déformations (warps)



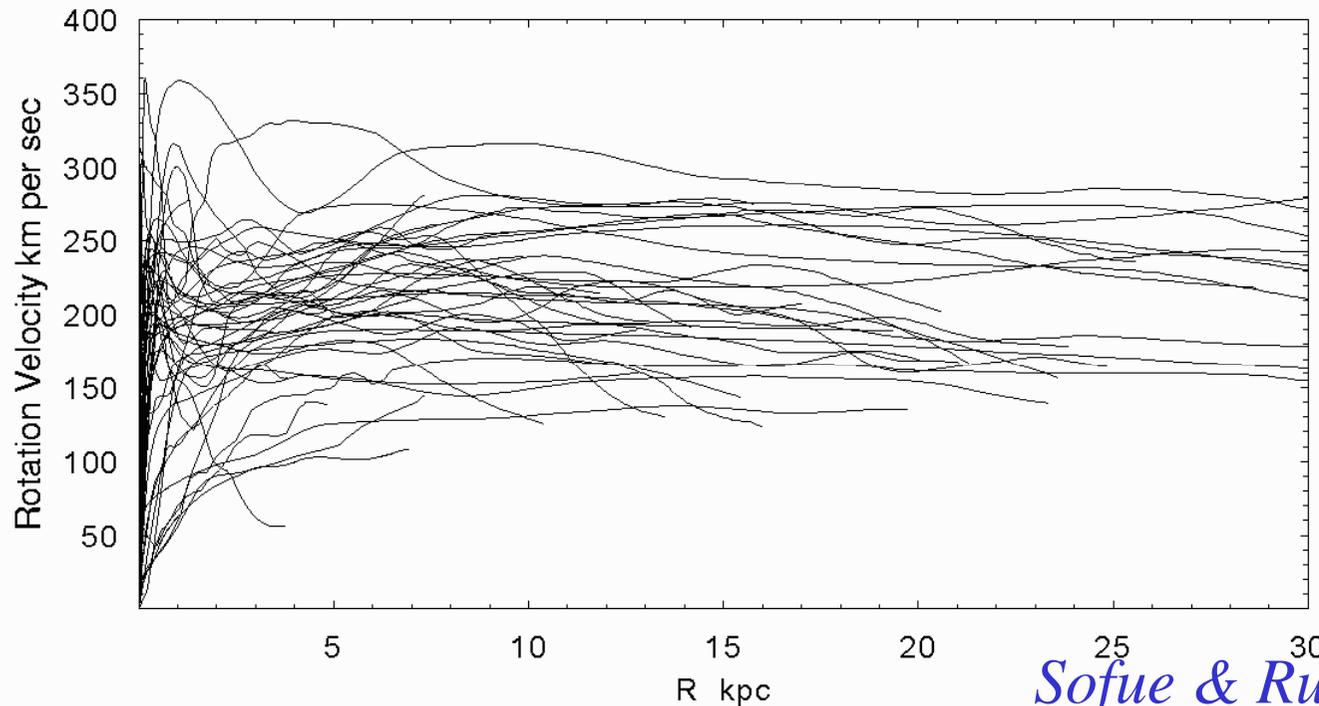
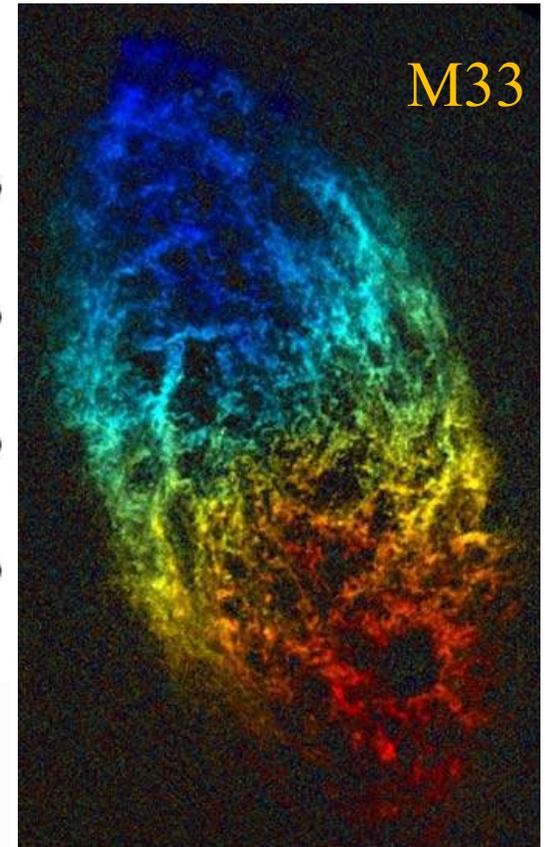
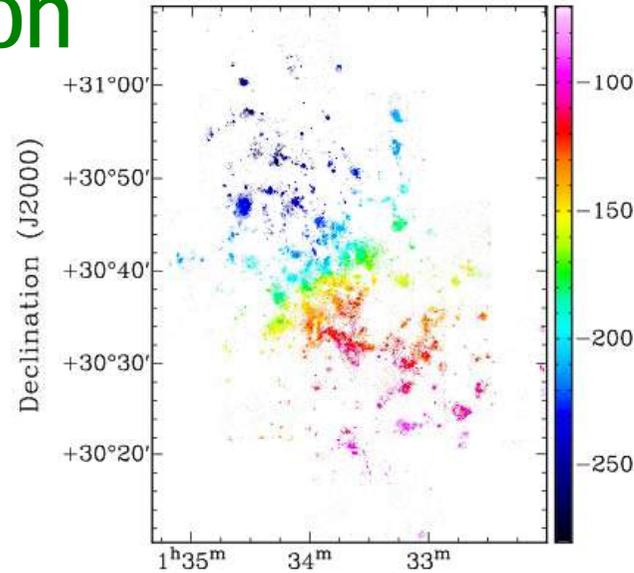
NGC 4013: Bottema 1996



Martinez-Delgado et al 2009

Courbes de rotation HI, Halpha

Les étoiles ont des raies
en absorption trop larges
($> 200\text{km/s}$)



*NRAO,
Thilker et al*

Sofue & Rubin 2001

Les étoiles sont un milieu sans collisions

D'autant plus que le nombre de particules est très grand $N \sim 10^{11}$ *
(paradoxe) dans le disque (R, h)



Rencontre à deux corps, où les étoiles échangent de l'énergie
le temps de relaxation à deux corps T_{rel} , par rapport au temps de traversée $t_c = R/v$ est:

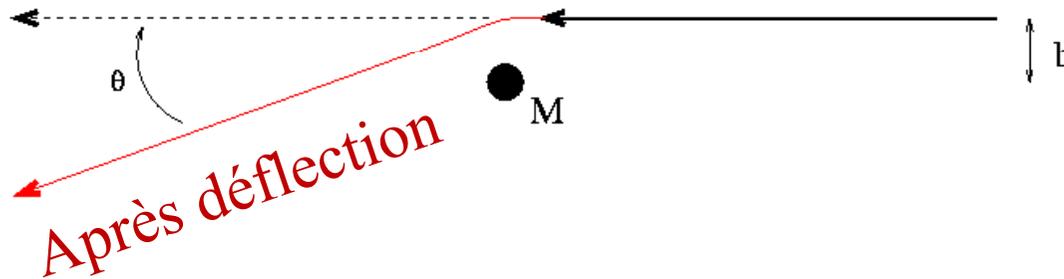
$$T_{rel}/t_c \sim h/R \ N/(8 \log N)$$

ordre de grandeur $t_c \sim 10^8$ y $T_{rel}/t_c \sim 10^8$

Le potentiel d'un nombre faible de corps est très "accidenté"
et diffuse, alors que $N \gg 1$, le potentiel est "lissé"

Collisions entre étoiles

Chemin original

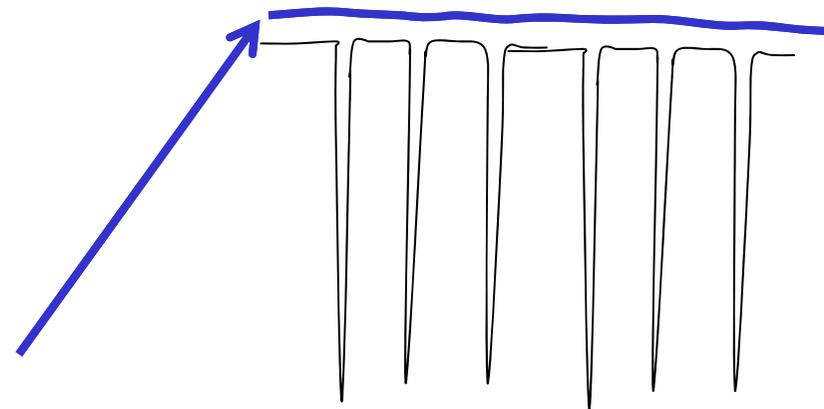


$$\delta E = -v_i^2/2 / (1 + b^2 v^4 / 4G^2 m^2)$$

Trel pour $\delta E \sim E$

Faible N, nombreuses collisions
Potentiel très diffusif

Grand N, potentiel lissé



→ Plus N est grand, moins il y a de collisions

Stabilité -- Critère de Toomre

Instabilité de Jeans

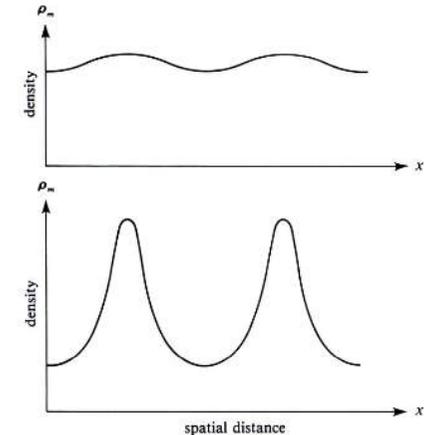
Suppose un milieu homogène ("Jeans Swindle")

$$\rho = \rho_0 + \rho_1 \quad \rho_1 = \alpha \exp [i (kx - \omega t)]$$

Poisson $\Delta\Phi = 4\pi G\rho$ + Boltzman

$$d\mathbf{v}/dt = -\nabla\Phi$$

$$\frac{df}{dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla f + \frac{d\mathbf{v}}{dt} \cdot \frac{df}{d\mathbf{v}} = 0$$



Linéariser les équations $\rightarrow \omega(k)$

Si $\omega^2 < 0$, une solution croît exponentiellement avec le temps



Le système est instable

$$\text{Fluide } P_0 = \rho_0 \sigma^2 \quad \omega^2 = \sigma^2 k^2 - 4 \pi G \rho_0 \quad (\sigma \text{ disp de vitesse})$$

$$\text{Longueur de Jeans } \lambda_J = 2\pi/k = \sigma / (G \rho_0)^{1/2} = \sigma t_{ff}$$

Les échelles $> \lambda_J$ sont instables

Stabilité due à la rotation

La rotation stabilise les grandes échelles

Les forces de marées détruisent toute structure plus grande qu'une certaine taille L_{crit}

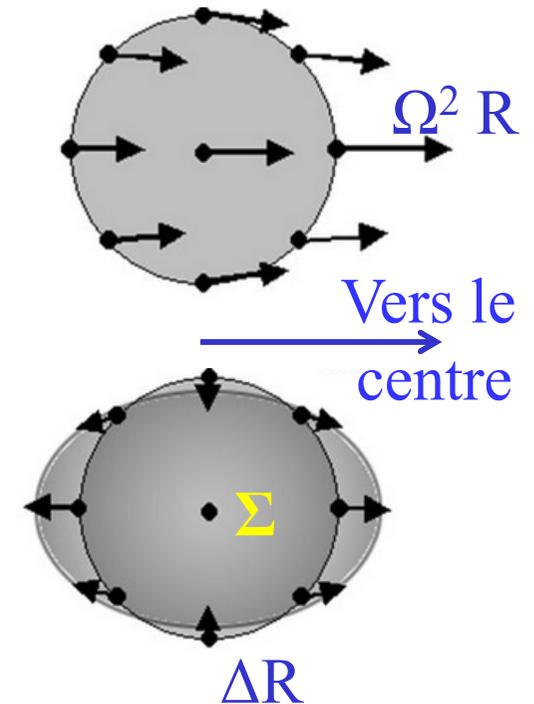
Forces de marée $F_{\text{tid}} = d(\Omega^2 R)/dR \Delta R \sim \kappa^2 \Delta R$

Ω fréquence de rotation angulaire, ou $\Omega \sim \kappa$
 κ fréquence **épicyclique** (cf plus loin)

Forces de gravité internes de la condensation ΔR
 $(G \Sigma \pi \Delta R^2) / \Delta R^2 = F_{\text{tid}} \rightarrow L_{\text{crit}} \sim G \Sigma / \kappa^2$

$L_{\text{crit}} = \lambda_J \rightarrow \sigma_{\text{crit}} \sim \pi G \Sigma / \kappa \quad Q = \sigma / \sigma_{\text{crit}} > 1$

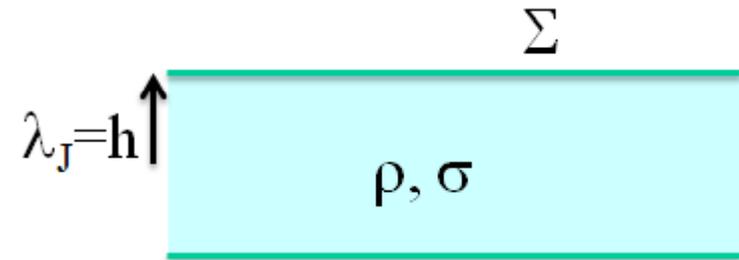
Q paramètre de Toomre



Dans cette expression, on a supposé **un disque galactique (2D)**

Critère de Jeans $\lambda_J = \sigma t_{ff} = \sigma / (2\pi G\rho)^{1/2}$

Densité de surface Σ et hauteur h



L'équilibre isotherme: disque auto-gravitant:

$$P = \rho \sigma^2 \quad \Delta\Phi = 4\pi G\rho$$

$$\text{grad } P = -\rho \text{ grad } \Phi$$

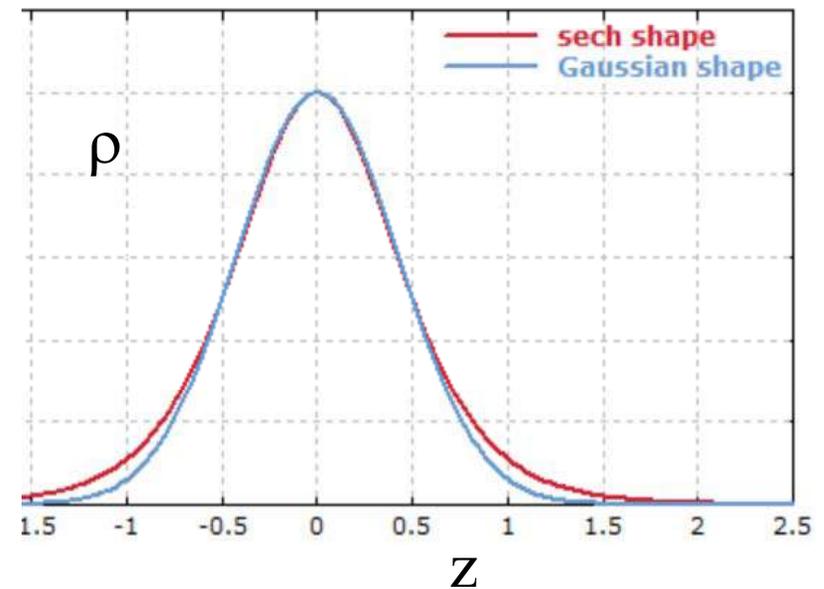
$$d/dz (1/\rho d\rho/dz) = -\rho 4\pi G/\sigma^2$$

$$\rho = \rho_0 \text{sech}^2(z/h) = \rho_0 / \text{ch}^2(z/h)$$

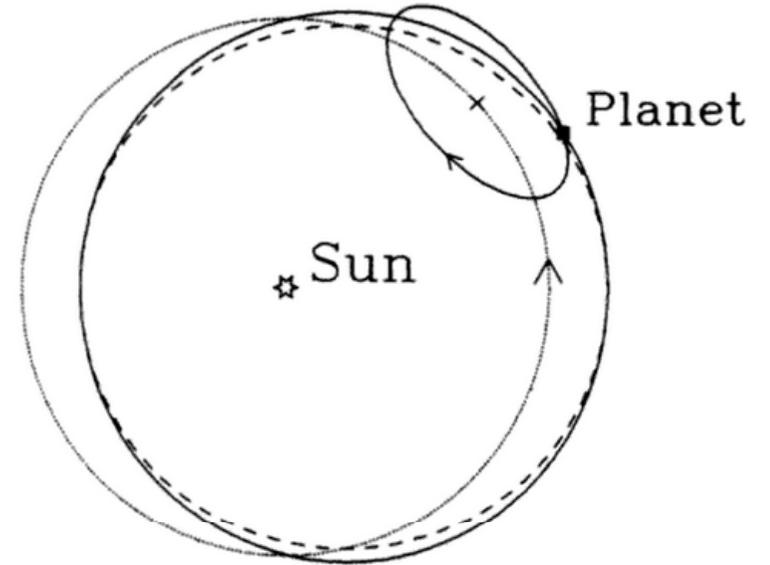
avec $h^2 = \sigma^2 / 2\pi G\rho$

$$\Sigma = h \rho \text{ and } h = \sigma^2 / (2\pi G \Sigma)$$

$$\rightarrow \lambda_J = \sigma^2 / (2\pi G \Sigma) = h$$



Epicycles



Perturbations de la trajectoire circulaire

$$r = R + x$$

$$\theta = \Omega t + y$$

$$\Omega^2 = 1/R \, dU/dr$$

Développement en coordonnées polaires , et **linéarisant**

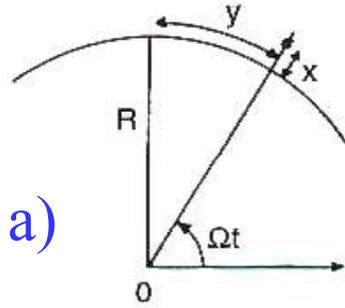
→ deux oscillateurs harmoniques

$$d^2x/dt^2 + \kappa^2 (x-x_0) = 0$$

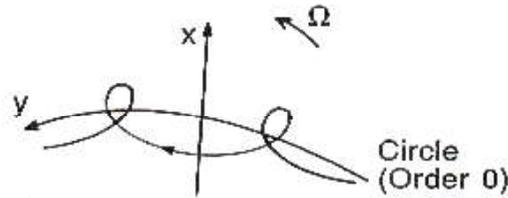
$$\kappa^2 = R \, d \Omega^2 / dR + 4 \Omega^2$$

$\kappa = 2 \Omega$ pour une courbe de rotation $\Omega = \text{cste}$

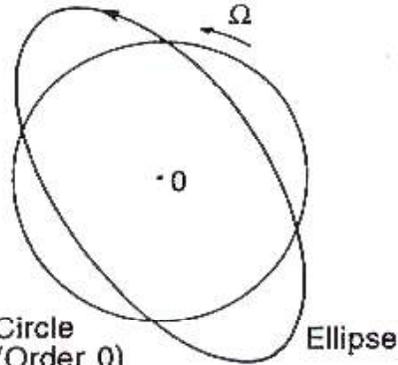
$\kappa = (2)^{1/2} \Omega$ pour une courbe de rotation plate



a)

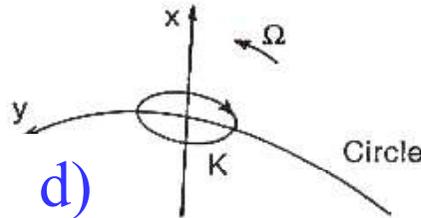


b)



c)

Circle (Order 0) Ellipse



d)

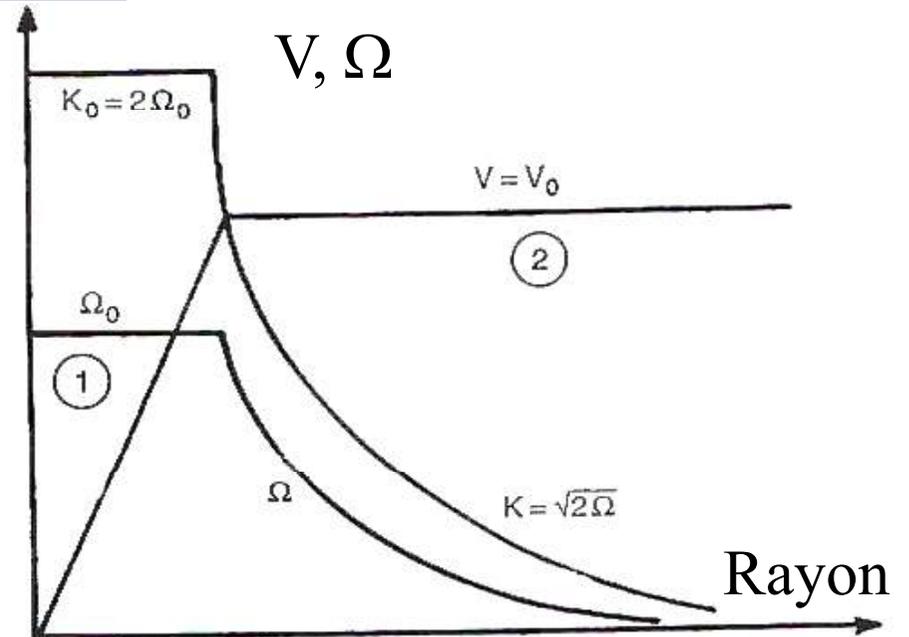
a) Approximation épicyclique

b) l'épicycle est parcouru dans le sens rétrograde

c) cas spécial $\kappa = 2 \Omega$

d) corotation

Exemples de valeurs de κ
 toujours compris entre Ω et 2Ω



Résonances de Lindblad



Bertil Lindblad
1895-1965

On peut toujours trouver un référentiel, tournant à Ω_b , où il existe un rapport rationnel entre la fréquence épicyclique κ et la fréquence de rotation $\Omega - \Omega_b$

A ce moment là, l'orbite **est fermée** dans ce référentiel

Le cas le plus fréquent, correspondant à la forme de la courbe de rotation, et donc à la distribution de masse des galaxies est **le rapport 2/1, ou -2/1**

Résonance de corotation: lorsque $\Omega = \Omega_b$

Représentation des orbites
résonnantes dans le référentiel
tournant

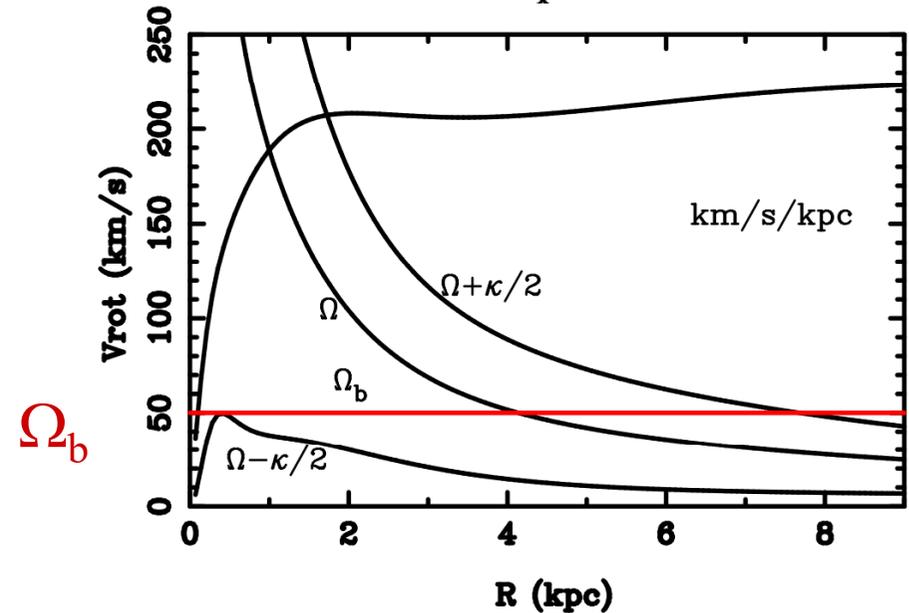
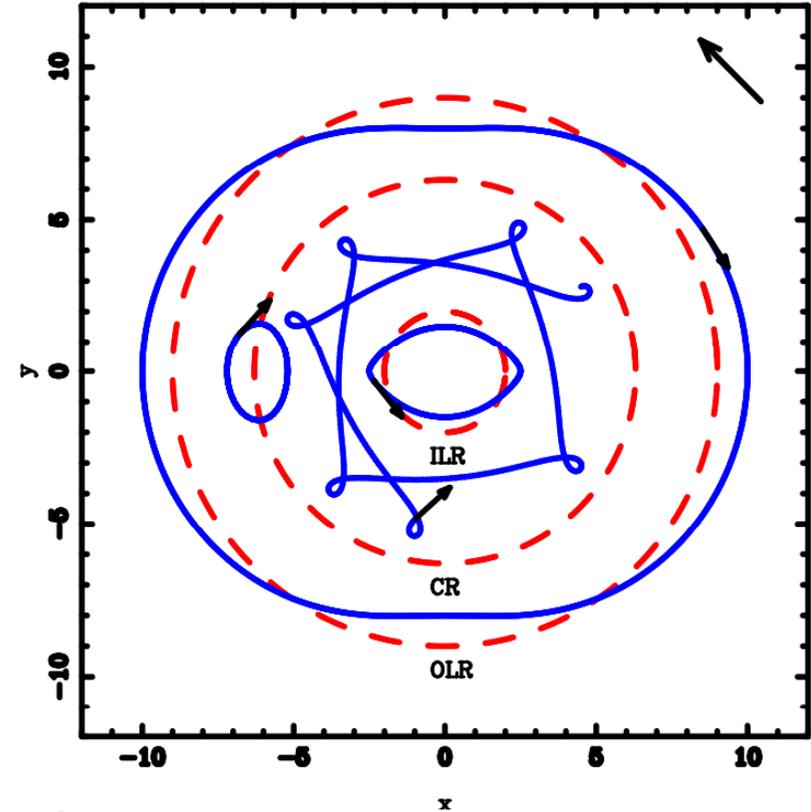
ILR: $\Omega_b = \Omega - \kappa/2$

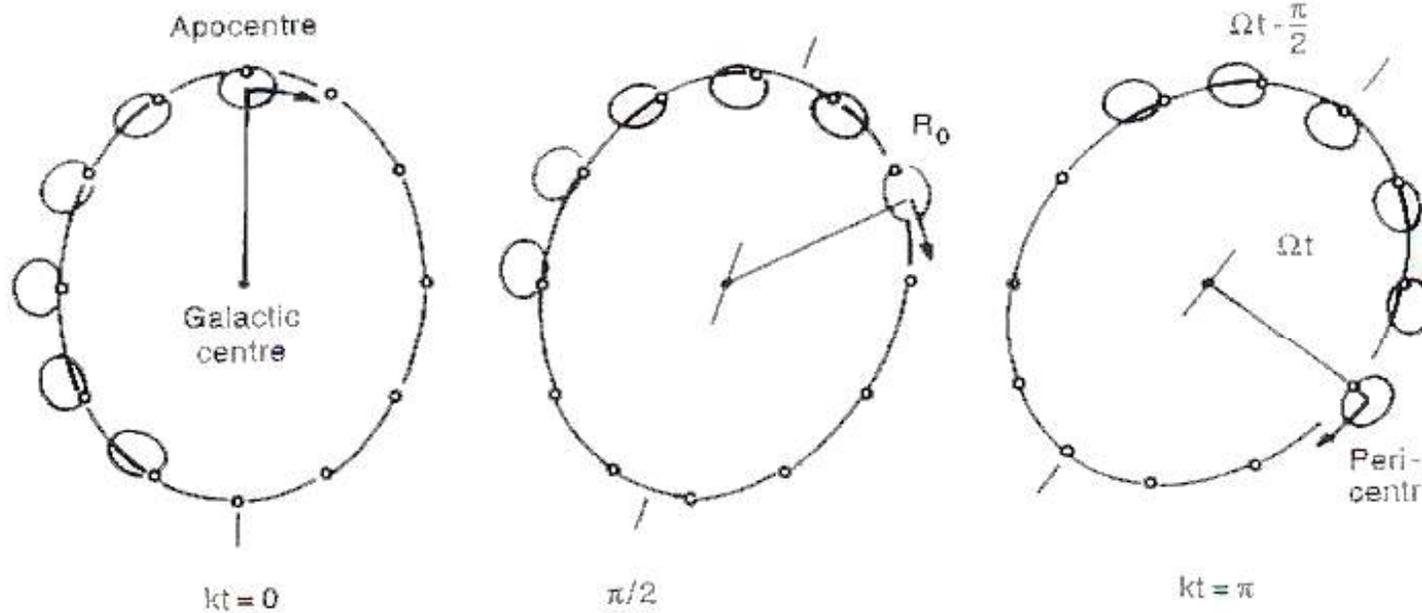
OLR: $\Omega_b = \Omega + \kappa/2$

Corotation: $\Omega_b = \Omega$

Il peut y avoir 0, 1 ou 2
ILRs,

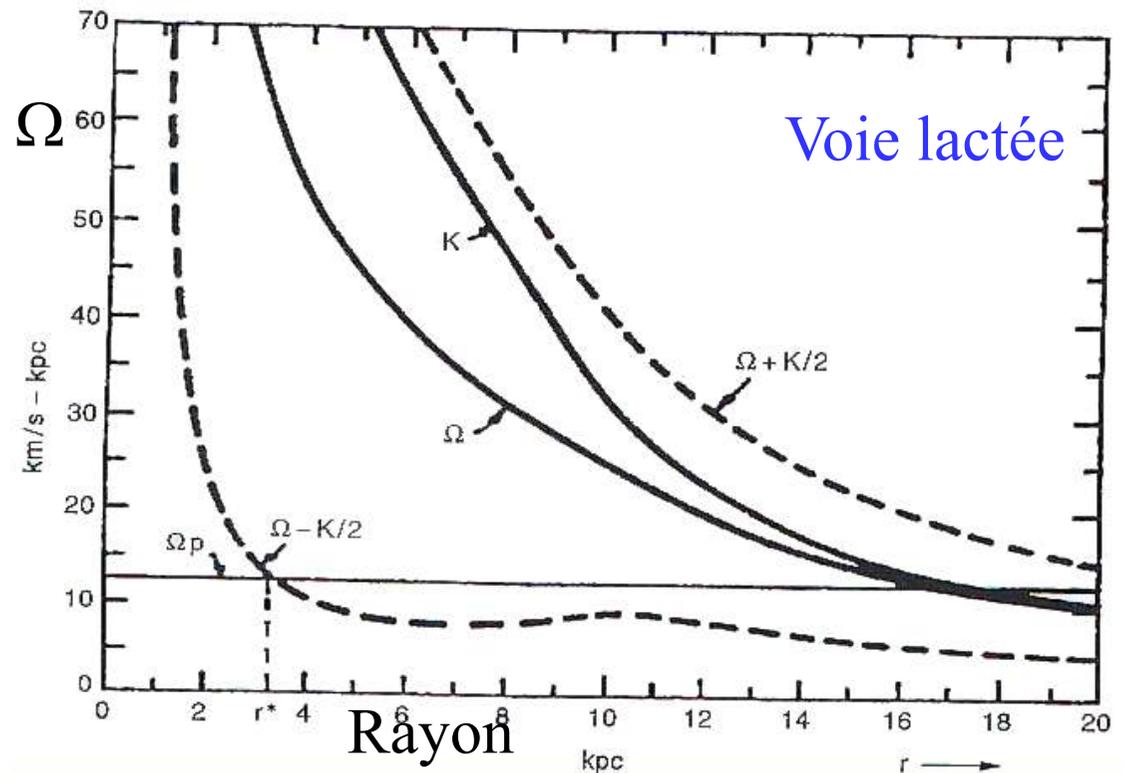
toujours une CR, OLR





Precession des orbites
elliptiques au taux de
 $\Omega - \kappa/2$

Cette quantité est presque
constante à l'intérieur de la
Galaxie



Ondes cinématiques

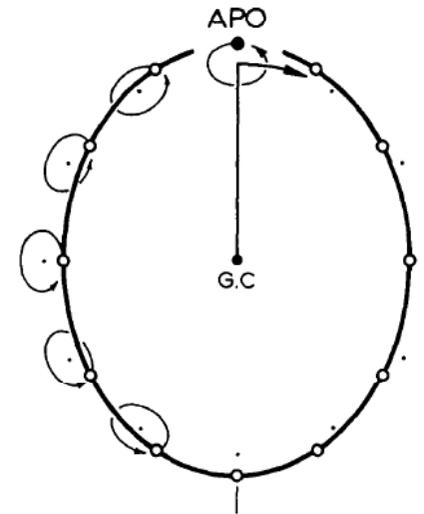
Le problème de l'enroulement nous montre que ce ne peut pas être toujours les mêmes étoiles dans les mêmes bras spiraux: la galaxie ne tourne pas comme un corps solide

Le concept des ondes de densité est bien représenté par le schéma des ondes cinématiques

La trajectoire d'une particule peut être considérée sous 2 points de vue:

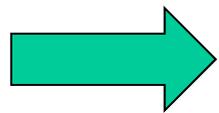
- soit un cercle + un épicycle
- soit une orbite résonante, plus une précession

Taux de précession: $\Omega - \kappa/2$

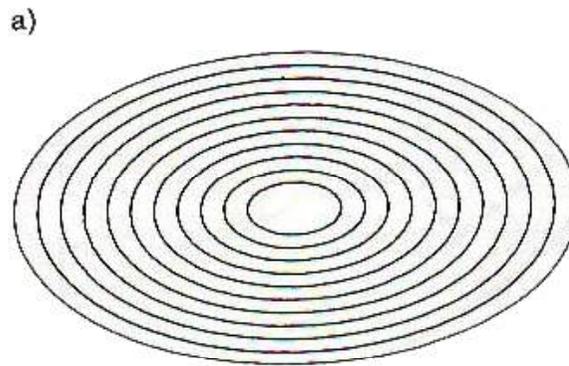


Si les orbites quasi
résonantes sont alignées
dans une configuration
donnée

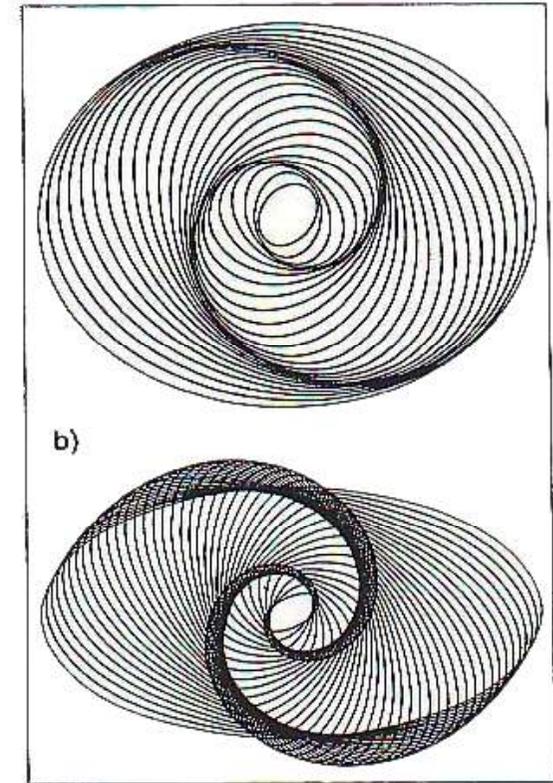
Comme le taux de
précession est presque
constant



Il y a peu de déformation



Orbites alignées dans
une configuration barrée



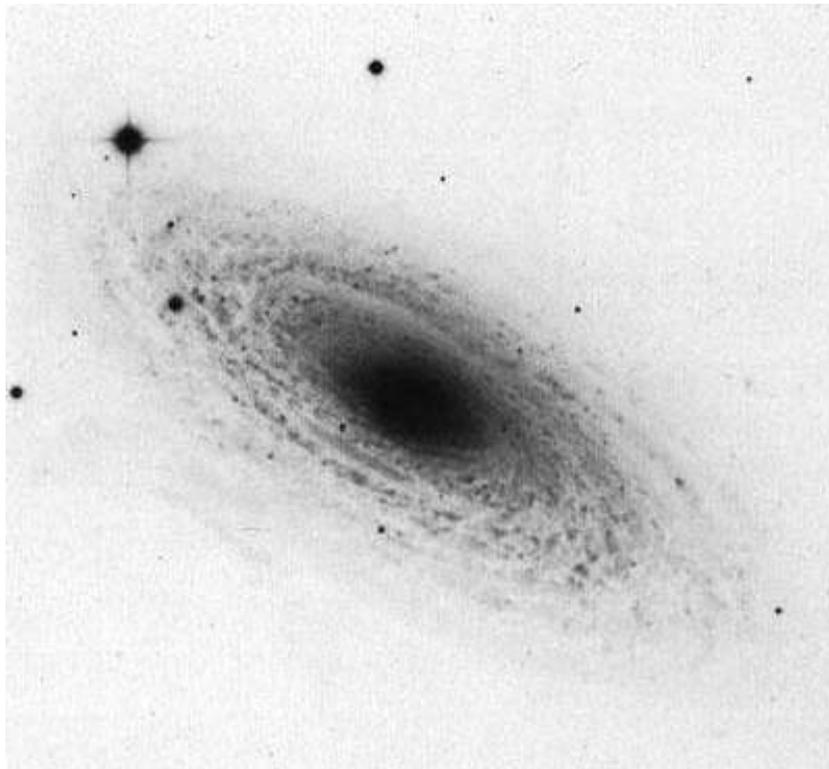
Config spirale

La **self-gravité** modifie les taux de précession, et les rend constants
Les **ondes de densité**, prenant en compte la self-gravité,
expliquent la formation de spirales

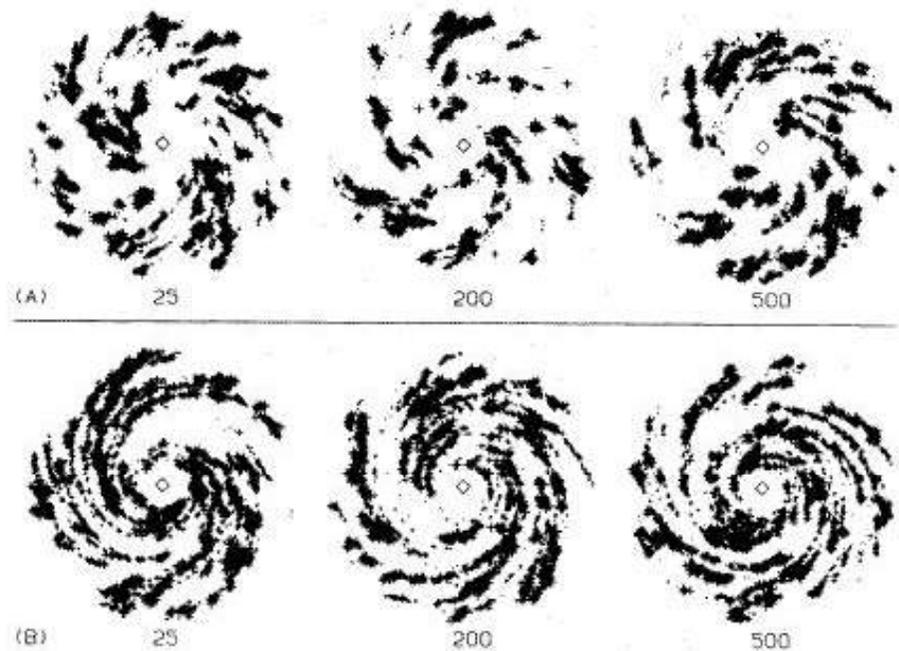
Spirales flocculentes

Il y a aussi une autre sorte de spirales, très irrégulières, formées de morceaux, qui ne **sont pas des ondes de densité** durables

Ne s'étendent pas d'un bout à l'autre de la galaxie (NGC 2841)



Gerola & Seiden 1978



Galaxies spirales: interprétation



Les galaxies sont parcourues d'onde de densité spirales qui **ne sont pas** permanentes

Entre deux épisodes, elles peuvent avoir des spirales **flocculentes**, engendrées par la propagation contagieuse de formation d'étoiles

Les ondes spirales **transforment profondément** les galaxies:

- chauffent les vieilles étoiles, transfèrent le moment angulaire
- permettent des flambées de formation stellaire
- et l'accrétion et la concentration de matière vers le centre

Dynamique des amas globulaires

Les amas globulaires sont des ensembles d'étoiles $\sim 10^5 M_{\odot}$

Dans notre Galaxie, ils sont tous très anciens $> 10\text{Gyr}$

Environ 150 GC dans la Voie lactée

300 dans Andromède

(+ jeune âge)

Plus de 1000 dans les
galaxies elliptiques
massives

10^4 à 10^6 étoiles



Amas de diverses masses, avec une sédimentation différente des étoiles les plus massives

Pourtant les amas ont le même âge

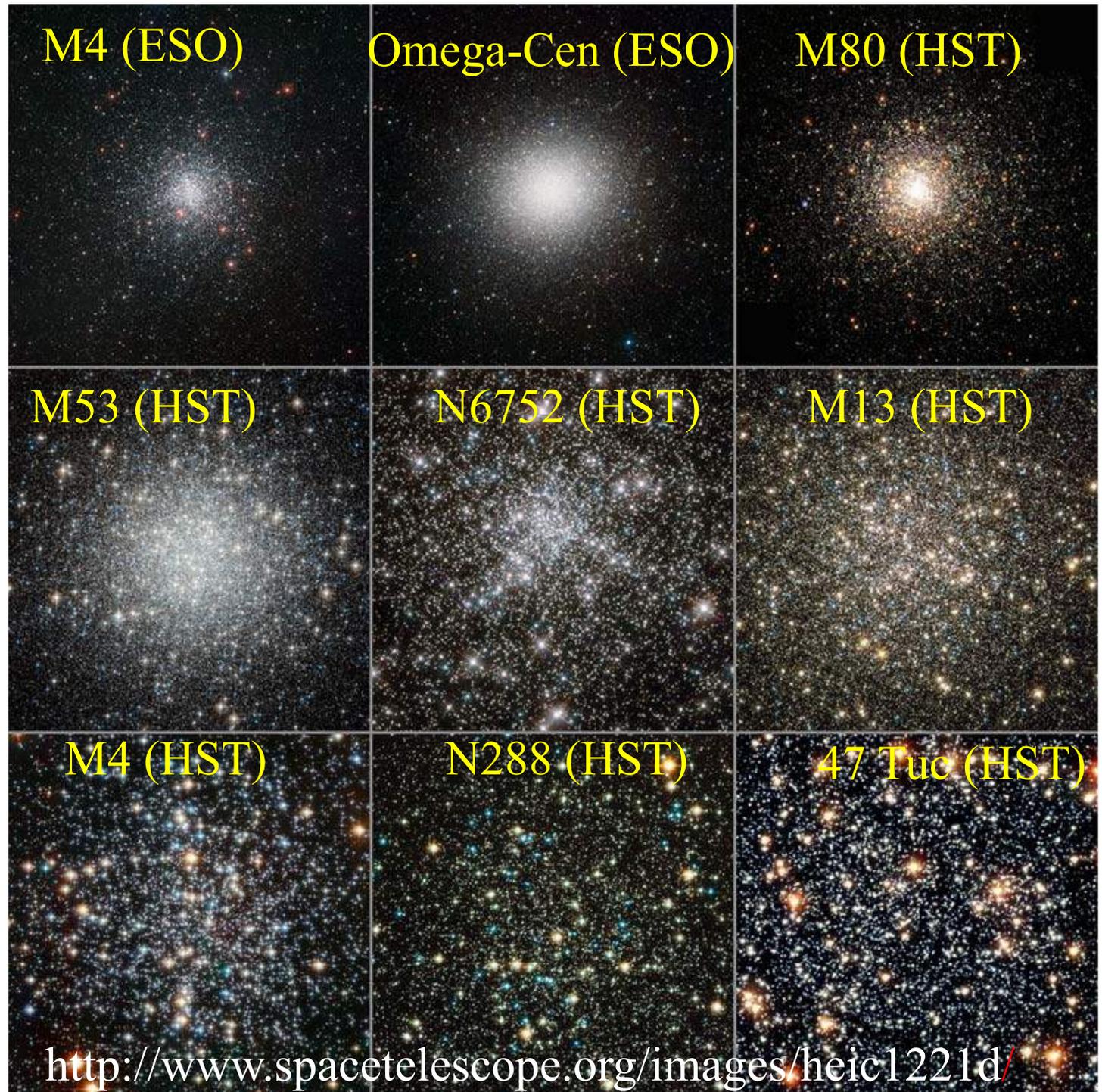
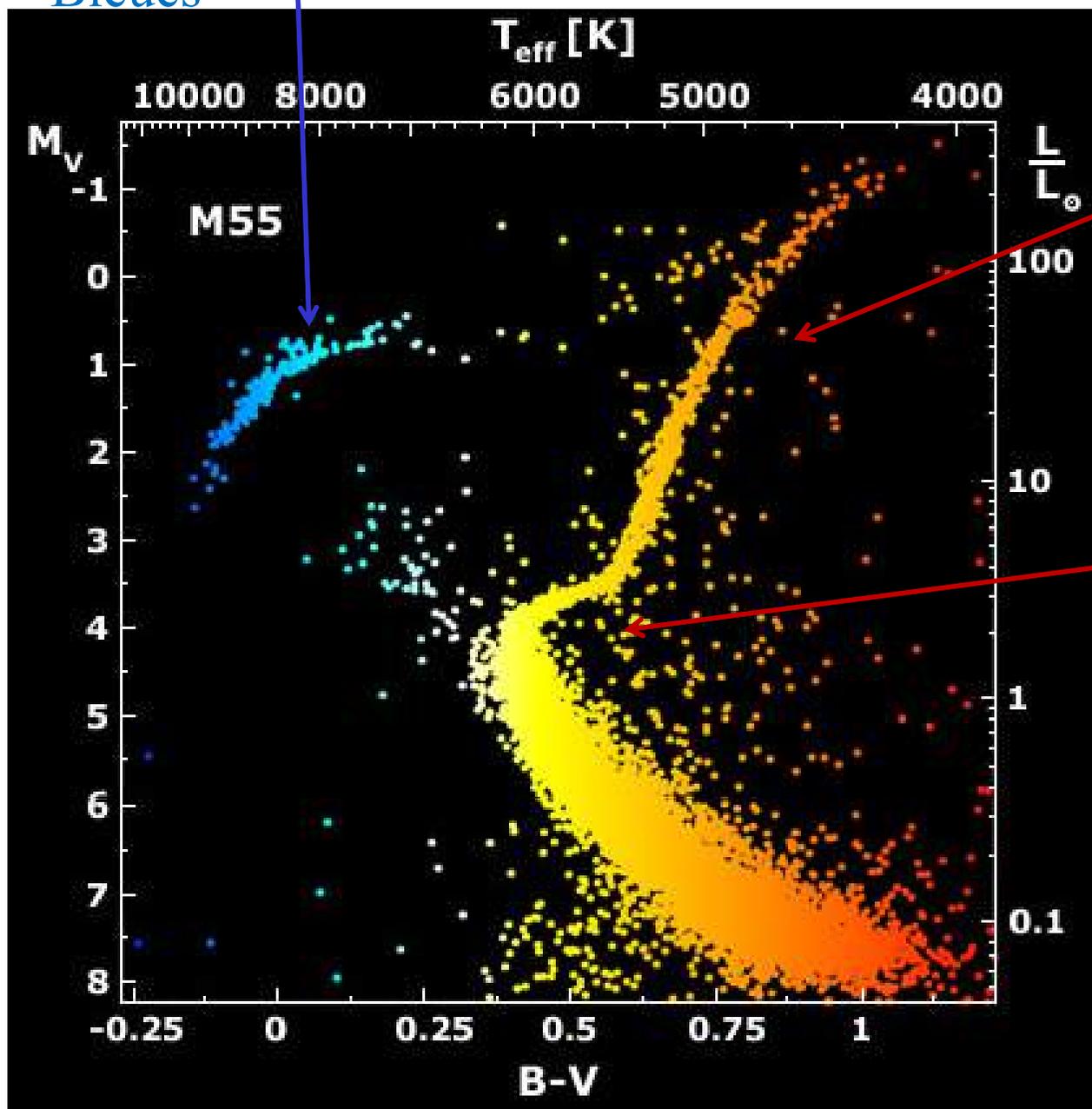


Diagramme Couleur-Magnitude: M55

Géantes
Bleues



RGB
Géantes
Rouges

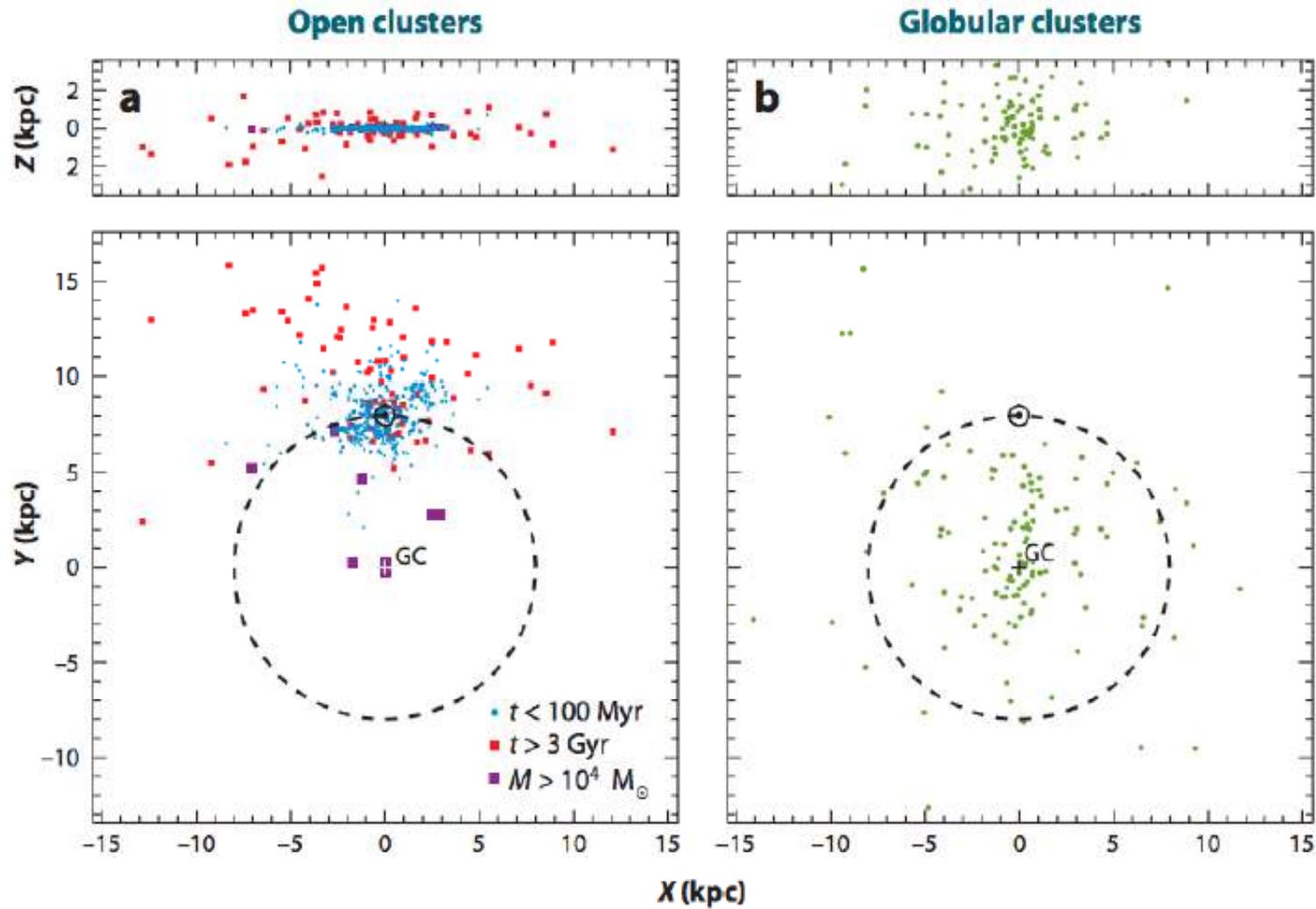
MSTO
« Main Sequence
Turn Over »
Âge de l'amas

Mochejska et al 2001

Distribution dans la Galaxie

Amas ouverts

Amas globulaires



Portegies Zwart et al 2010

Physique des amas globulaires



|-50pc→

Temps de relaxation $t_{\text{relax}} \simeq \frac{0.1 N}{\ln N} t_{\text{cross}}$

Temps de traversée $t_{\text{cross}} \simeq \sqrt{\frac{R^3}{GM}}$

$R_{\text{ext}} \sim 50 \text{ pc}$, $M = 6 \cdot 10^5 M_{\odot}$, $N = 10^6$ étoiles,

→ $t_{\text{cross}} = 7 \cdot 10^6 \text{ yr}$ et $t_{\text{relax}} = 5 \cdot 10^{10} \text{ yr}$, $> \text{age } 10^{10} \text{ yr}$

→ L'amas globalement est non-collisionnel,

pour des amas un peu moins massifs, $t_{\text{relax}} = 10^{10} \text{ yr} \sim \text{age}$

En regardant le centre de plus près $R_{\text{coeur}} \sim 1.5 \text{ pc}$, $M = 8 \cdot 10^3 M_{\odot}$,

$N = 10^4$ étoiles, et $t_{\text{relax}} = 3 \cdot 10^7 \text{ yr}$

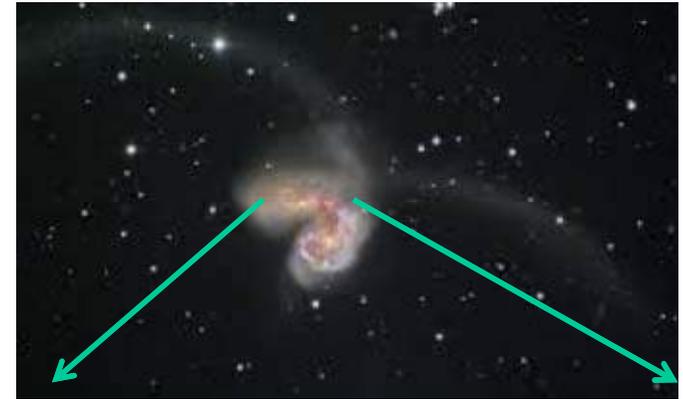
→ Le centre est collisionnel et va relaxer

Formation des amas globulaires

Des milliers d'amas denses d'étoiles se forment dans les interactions de galaxies

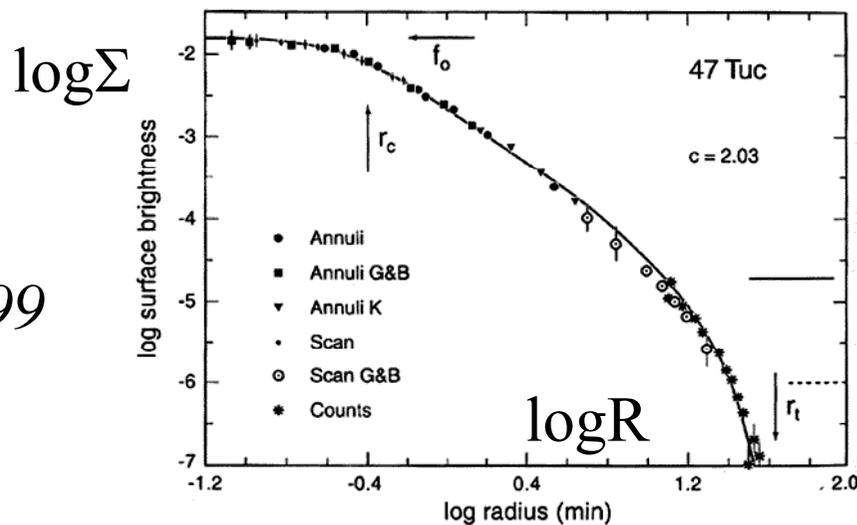


NGC1850 (4Gyr) dans le Grand Nuage de Magellan
Romaniello et al 06
Le gaz est soufflé



Equilibre, après relaxation violente

Elson 1999

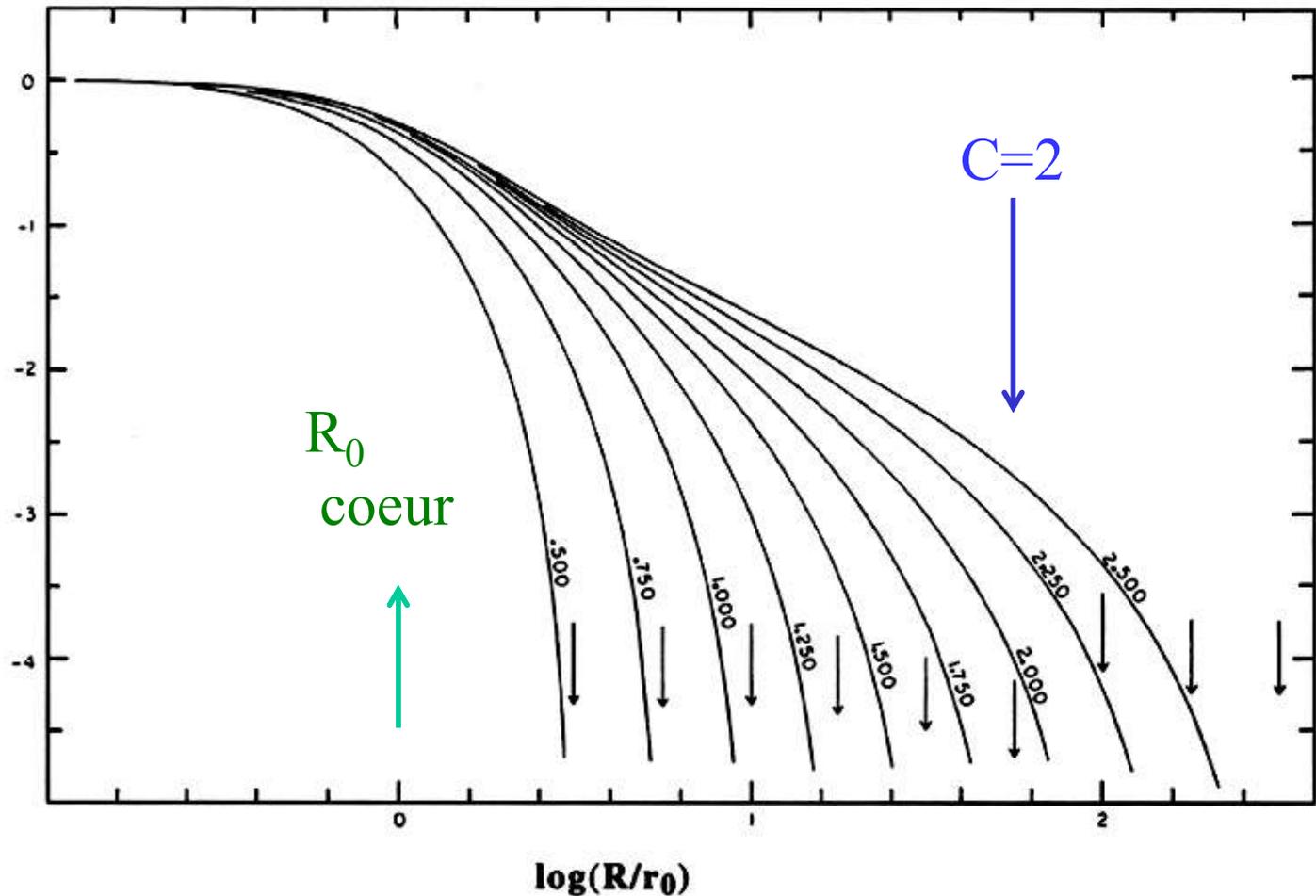


Profils de King

Relaxation → équilibre Maxwellien $f(E) = \exp(-\beta E)$, avec troncature par effet de marée, rayon de marée R_t , énergie E_t (évaporation $E > E_t$)
 $F(E) = A[\exp(-\beta E) - \exp(-\beta E_t)]$ $f = 0$ pour $E > E_t$)

Distribution de King (1967)

Concentration
 $C = \log R_t / R_0$
 $R_0 = \text{coeur}$



Amas ouverts collisionnels



Pour les amas ouverts d'étoiles,

$N = 100$, $t_{\text{cross}} = 10^6$ yr, âge $= 10^8$ yr, $t_{\text{relax}} = 2 \cdot 10^6$ yr,
Bien plus petit que leur âge.

Les rencontres entre étoiles doivent être prises en compte!

Dans ces rencontres, il y a échange d'énergie entre étoiles, jusqu'à ce qu'il y ait équipartition

Comme dans un gaz, la chaleur va passer des parties chaudes (forte dispersion de vitesse σ au centre) vers les parties froides (faible σ au bord)

Si le cœur refroidit, il se concentre, $R_{\text{cœur}}$ diminue

Mais les systèmes gravitationnels ont une capacité négative et sont sujets aux catastrophes gravothermales

Effondrement du coeur

A l'équilibre, la relation du Viriel est satisfaite: $2T+V=0$
Energie cinétique et énergie potentielle du même ordre

$Mv^2 = GM^2/R \rightarrow$ si R diminue, v augmente

Le cœur se contracte, il chauffe de plus en plus
Plus on le refroidit, plus il chauffe

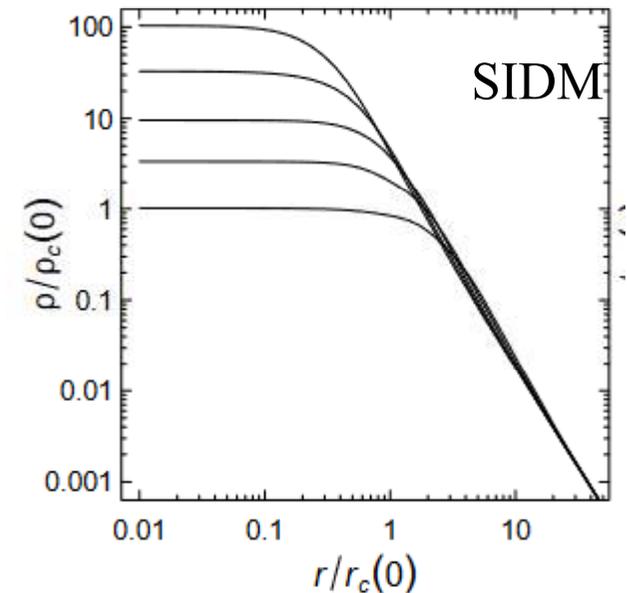
\rightarrow Pas d'équilibre possible

Le cœur va s'effondrer en trou noir

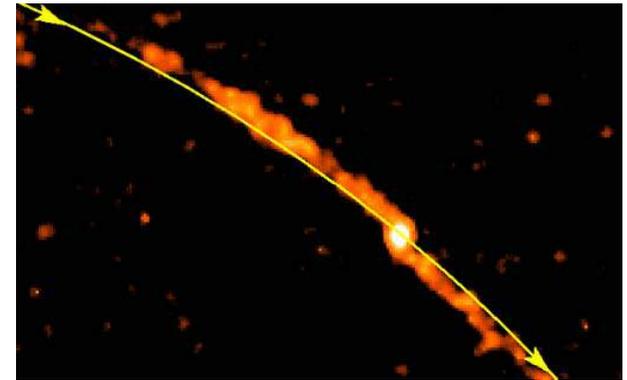
Pour une énergie E quasi-constante, $\sim GM^2/R$, donc $R \propto M^2$

La densité $\rho \propto M/R^3 \propto R^{-5/2} \quad R \rightarrow 0, \text{ et } \rho \rightarrow \infty$

Koda & Shapiro 2011



Les étoiles s'échappent



Odenkirchen

Un amas globulaire a une masse finie, donc
une vitesse d'échappement finie

Les collisions de temps en temps donnent assez d'énergie
pour faire échapper une étoile

Vitesse d'échappement au rayon r

$$v_e^2(\mathbf{r}) = -2\Phi(\mathbf{r})$$

Calcul de

$$\begin{aligned} \langle v_e^2 \rangle &= \frac{\int \rho(\mathbf{r}) v_e^2(\mathbf{r}) d^3\mathbf{r}}{\int \rho(\mathbf{r}) d^3\mathbf{r}} \\ &= -\frac{2 \int \rho(\mathbf{r}) \Phi(\mathbf{r}) d^3\mathbf{r}}{M} \end{aligned}$$

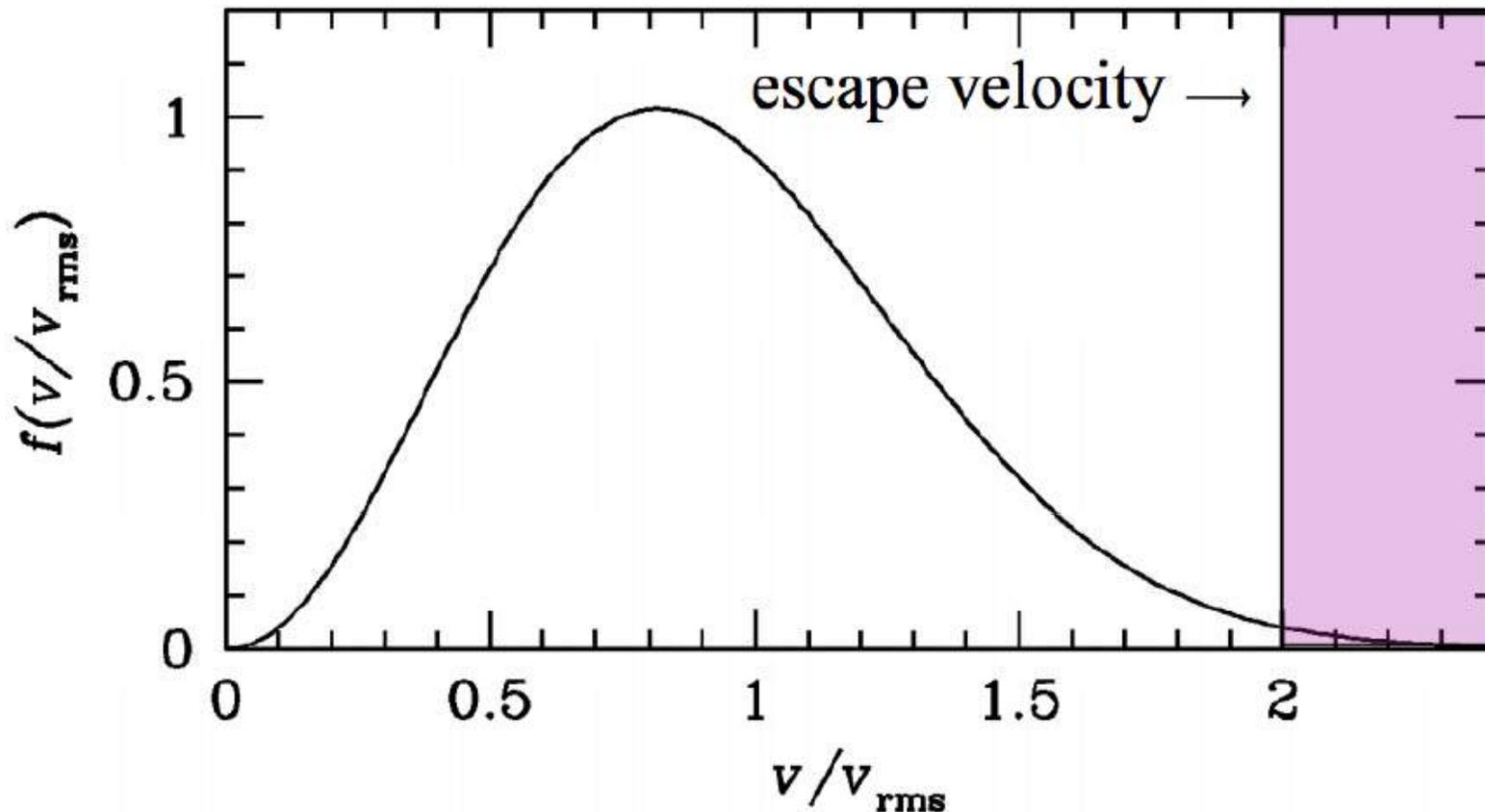
Ω est l'énergie potentielle
Propre = $-2T$ (Viriel)

$$= -4 \frac{\Omega}{M}$$

Fraction des étoiles qui s'échappent

$$T = \frac{1}{2} M \langle v^2 \rangle \rightarrow \langle v_e^2 \rangle = 4 \langle v^2 \rangle$$

Pour une Maxwellienne, la fraction des particules avec $V > 2 V_{\text{rms}}$ est $f=7.4 \cdot 10^{-3}$



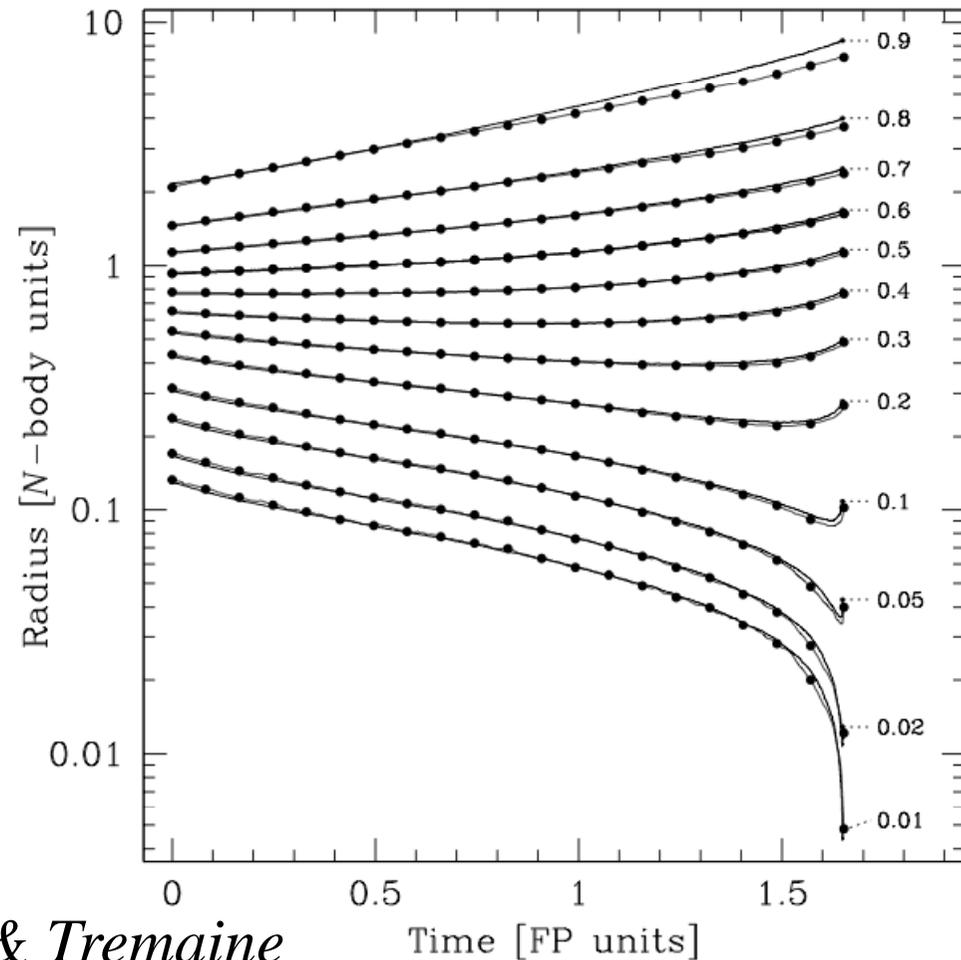
Temps d'évaporation

$$DN/dt = f N/t_{\text{relax}} = t/t_{\text{evap}} \quad t_{\text{evap}} = t_{\text{relax}}/f = 136 t_{\text{relax}}$$

Les amas ne sont pas éternels, et doivent disparaître
En un temps plus petit que celui
de la Galaxie (ne prend pas en
compte les échappements dus
aux SN, binaires, etc)

Si le cœur s'effondre en un
temps plus court, le résultat
final est un trou noir solitaire

$$t_{\text{collapse}} \sim 10-20 t_{\text{relax}}$$



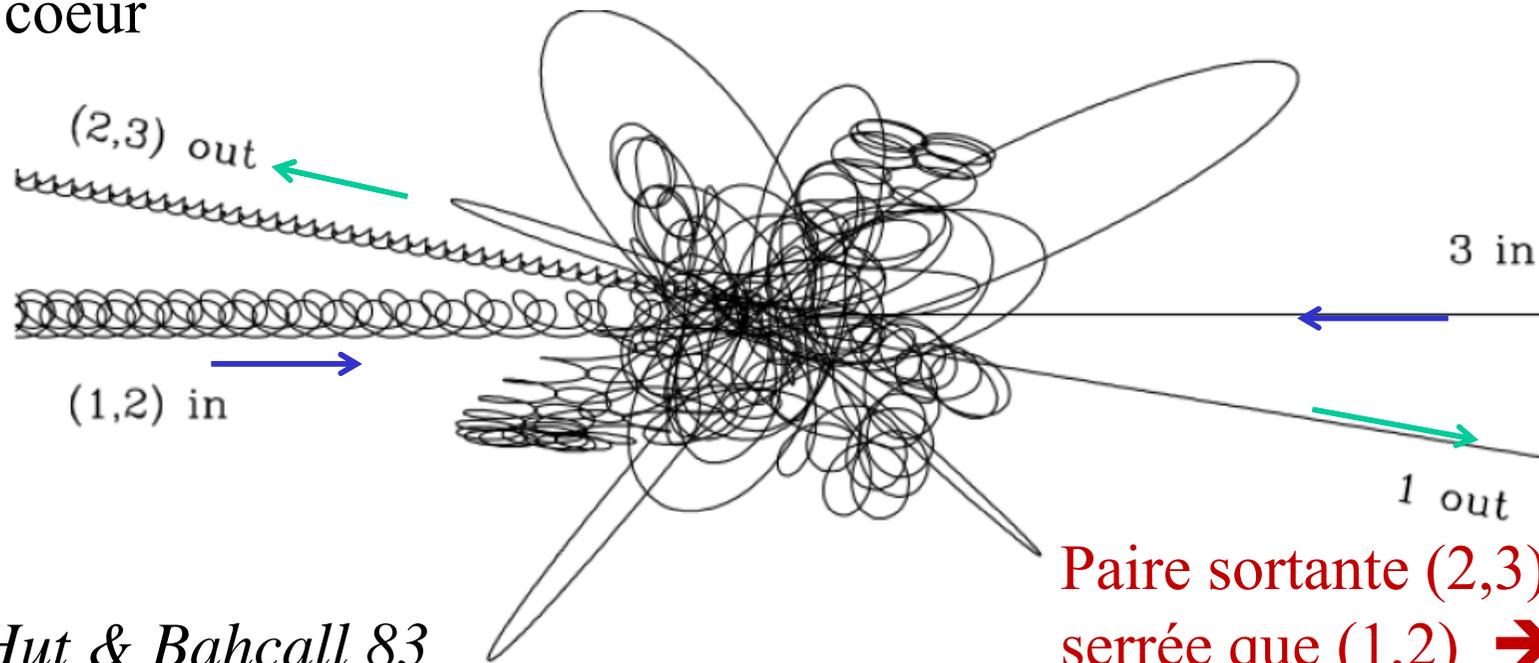
Binney & Tremaine

Avant l'effondrement

Il existe toutefois des phénomènes physiques pouvant stopper l'effondrement. Les interactions entre étoiles deviennent plus importantes

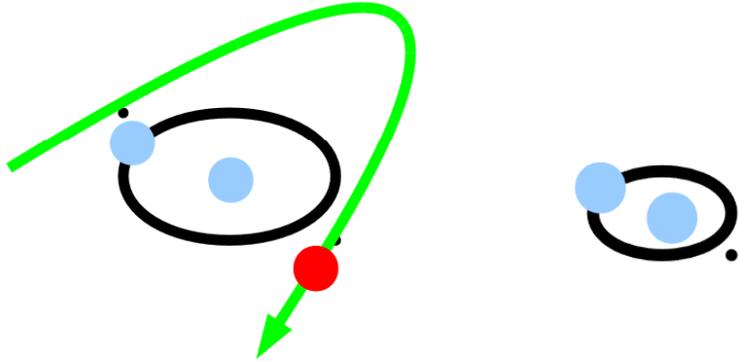
Les étoiles binaires, en se resserrant donnent de l'énergie au cœur

Les interactions à 3-corps, ou les captures de binaires par marée vont arrêter l'effondrement, et même peut-être l'inverser en chauffant le cœur



Paire sortante (2,3) plus serrée que (1,2) → énergie

Calcul de l'effondrement du coeur



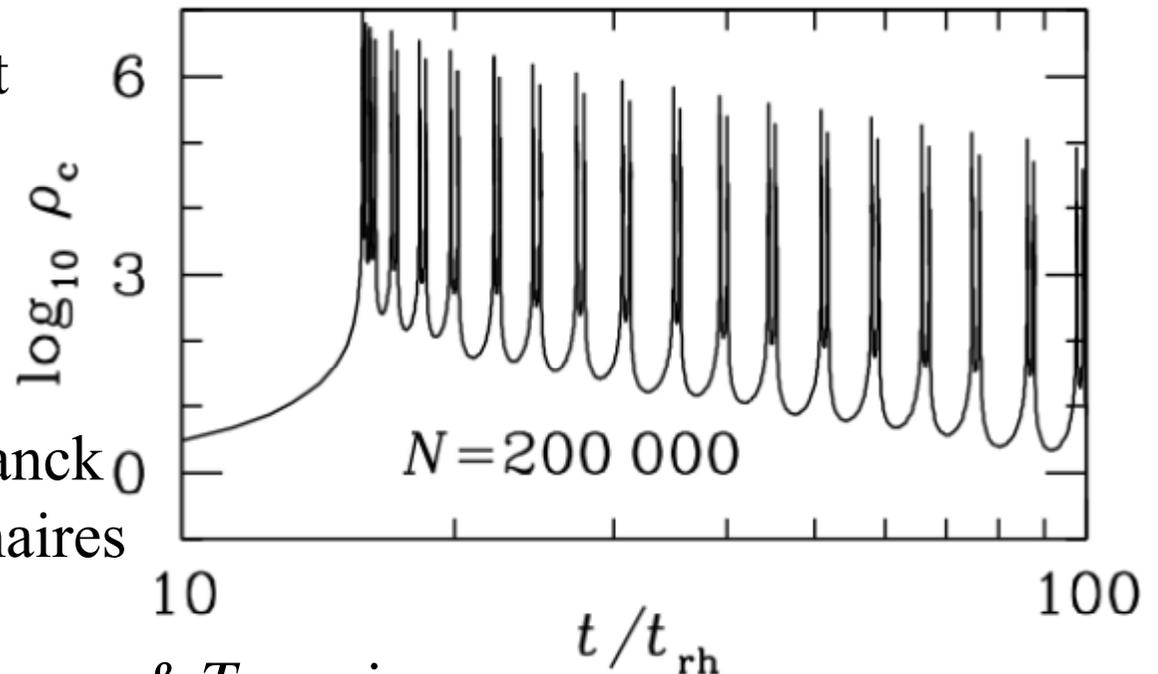
Mapelli

L'effondrement conduit à $r_c \sim 10^{-2} \text{pc}$
et $\rho \sim 10^{8-10} M_{\odot} \text{pc}^{-3}$

→ formation de binaires (3-corps)

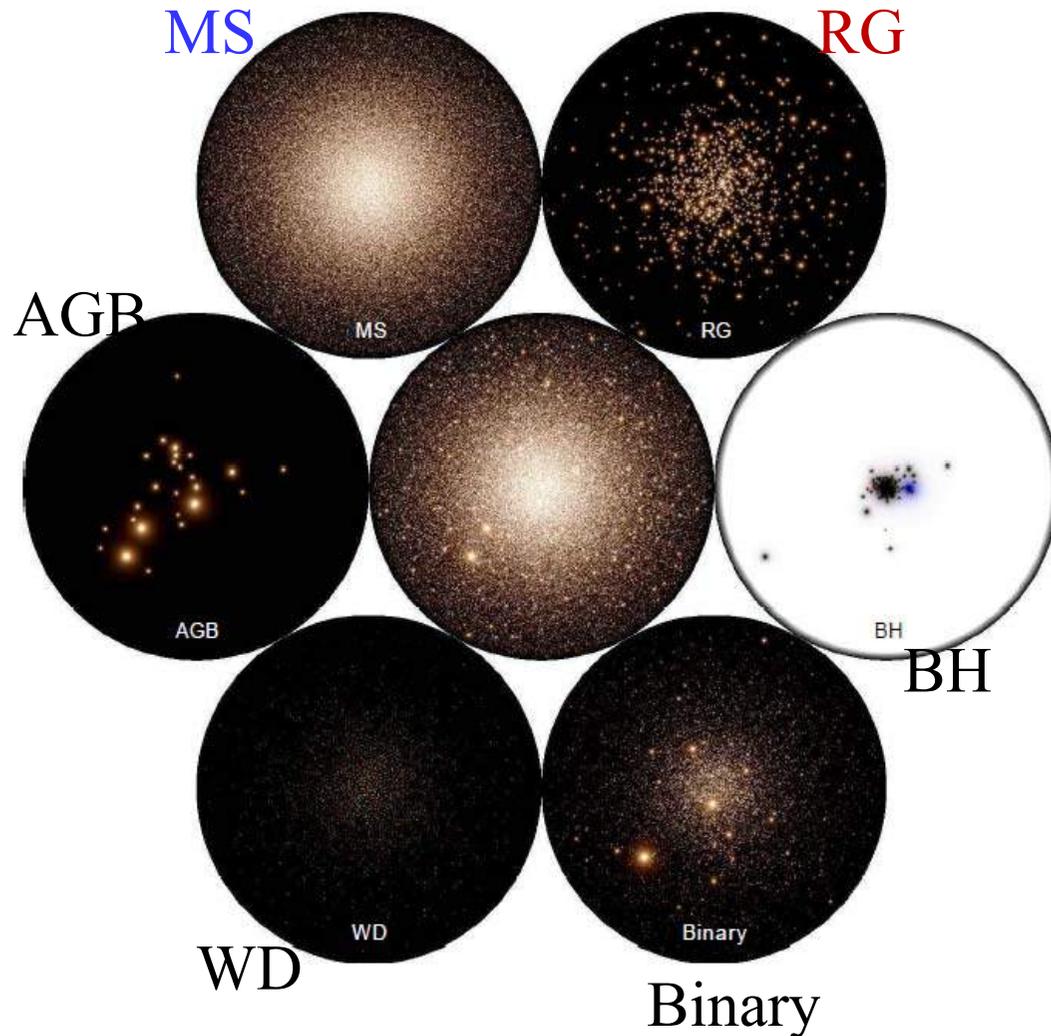
L'énergie des binaires peut
renverser le collapse
Le cœur peut s'effondrer
plusieurs fois

Approximation Fokker-Planck
+Monte-Carlo pour les binaires



Binney & Tremaine

Simulations à 10^6 particules



Avec des GPU, il devient possible de traiter plusieurs populations stellaires

MS sequence principale

RG Géantes rouges

AGB Asymp. Giant Branch

WD: naines blanches

BH: trous noirs

$$R_{\text{BH}} \sim 0.2 R_{\text{GC}}$$

2 sous-systèmes:

Uniquement le coeur de

BH s'effondre, dès 1 Gyr

Wang et al 2016

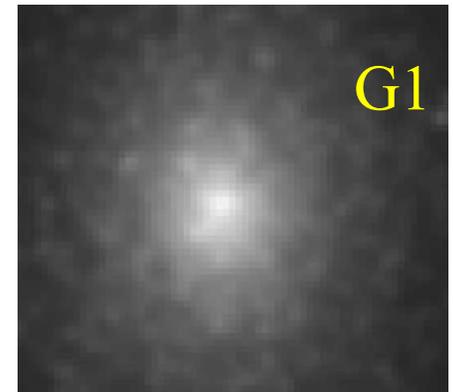
Trou noir dans les amas?

Difficile de mesurer la masse d'un trou noir assez faible, $\sigma \sim 10 \text{ km/s}$

Objet	D(kpc)	M(M_{\odot})	σ	Prédiction	MBH obs(M_{\odot})
47 Tuc	4.5	1.1×10^6	9.8	7.3×10^2	$< 1.5 \times 10^4$
Omega Cen	4.7	2.8×10^6	15.7	4.8×10^3	$< 1.2 \times 10^4$
M15	10.3	6.2×10^5	12.1	1.7×10^3	$< 4.4 \times 10^3$
NGC 2298	10.7	3.4×10^4	2.4	2.6×10^0	$< 3.4 \times 10^2$
G1 (M31)	770	5.7×10^6	25.1	3.2×10^4	$(1.8 \pm 0.5) \times 10^4$

En général, les limites supérieures sont encore éloignées des attentes d'après la relation $M_{\text{BH}} - M_{\text{sphéroïde}}$
Sauf G1 dans Andromède, meilleur exemple d'IMBH dans un GC *Gebhardt et al 2005*

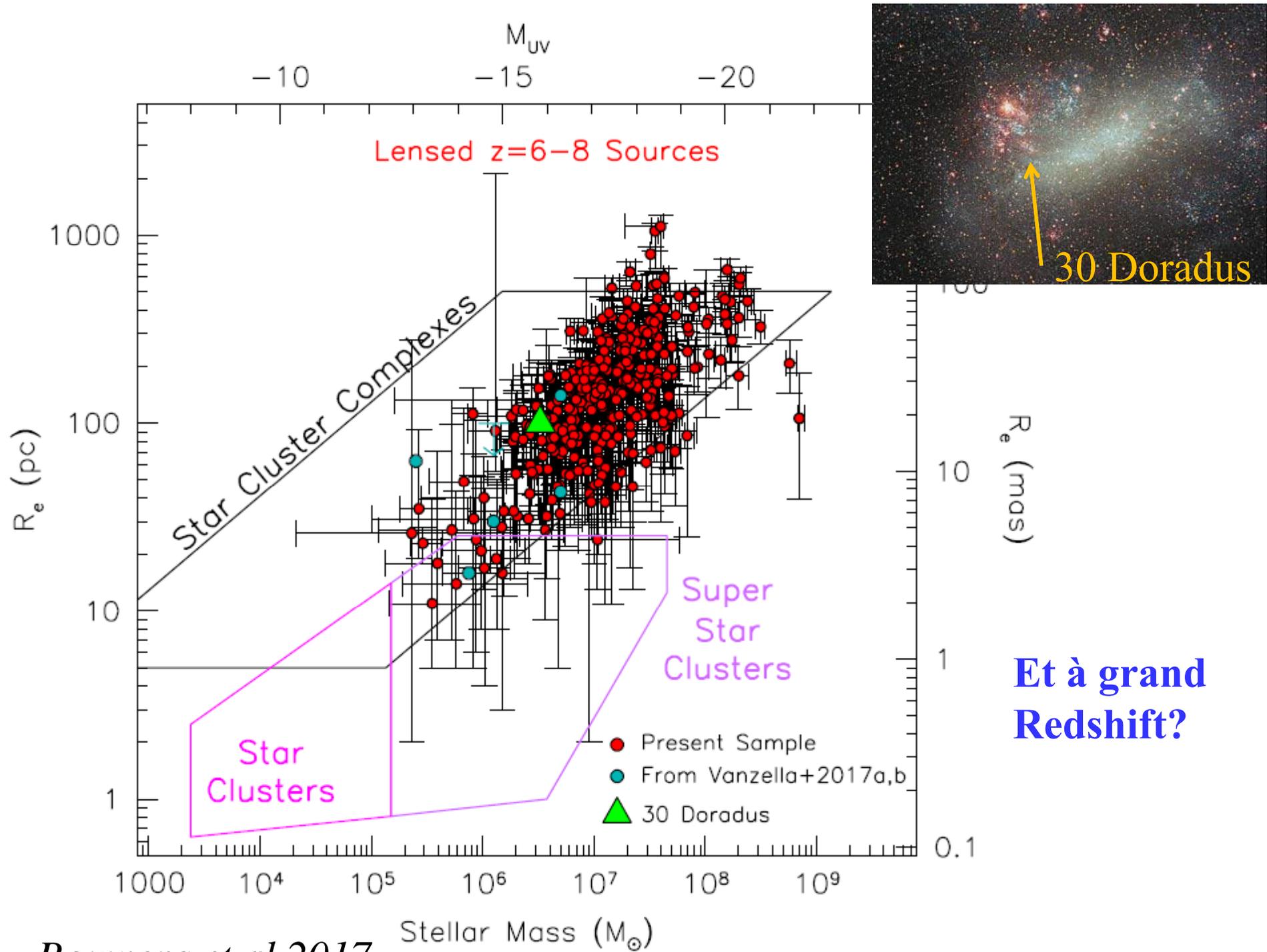
Van der Marel & Anderson 2010



Comparaison des systèmes stellaires

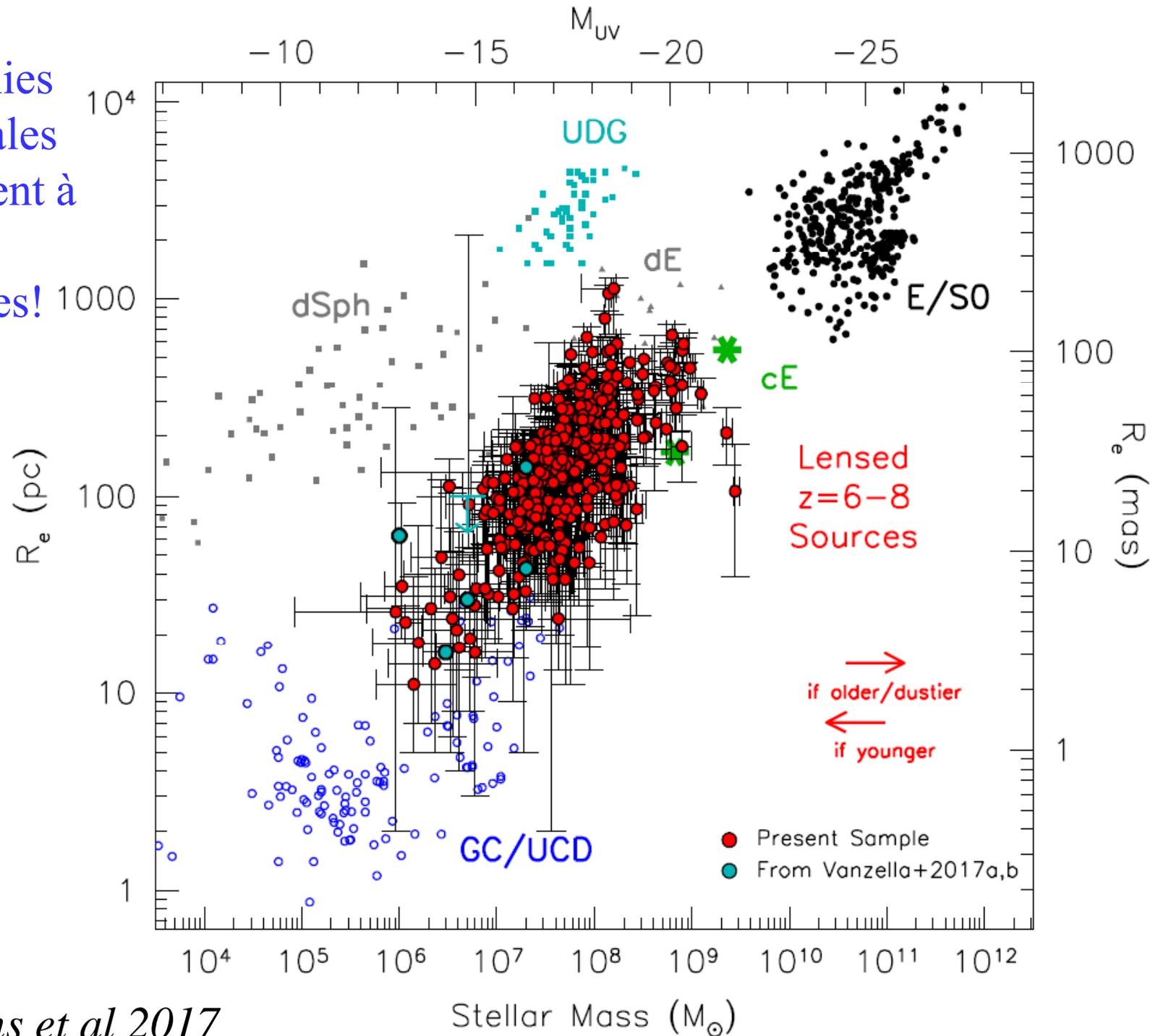
Amas ouverts, globulaires, galaxies elliptiques et leur core

	N	R (pc)	V_{total} (km/s)	$t_{cross}=R/v$ ($\times 10^6$ yr)	t_{relax} (yr)
Open cluster	100	2	0.5	4	8×10^6
Globular cluster	10^5	4	10	0.4	4×10^8
E Galaxy core	10^{10}	400	250	2	10^{14}
E galaxy	10^{12}	10kpc	600	20	1×10^{17}



Bouwens et al 2017

Les galaxies primordiales ressemblent à des amas globulaires!

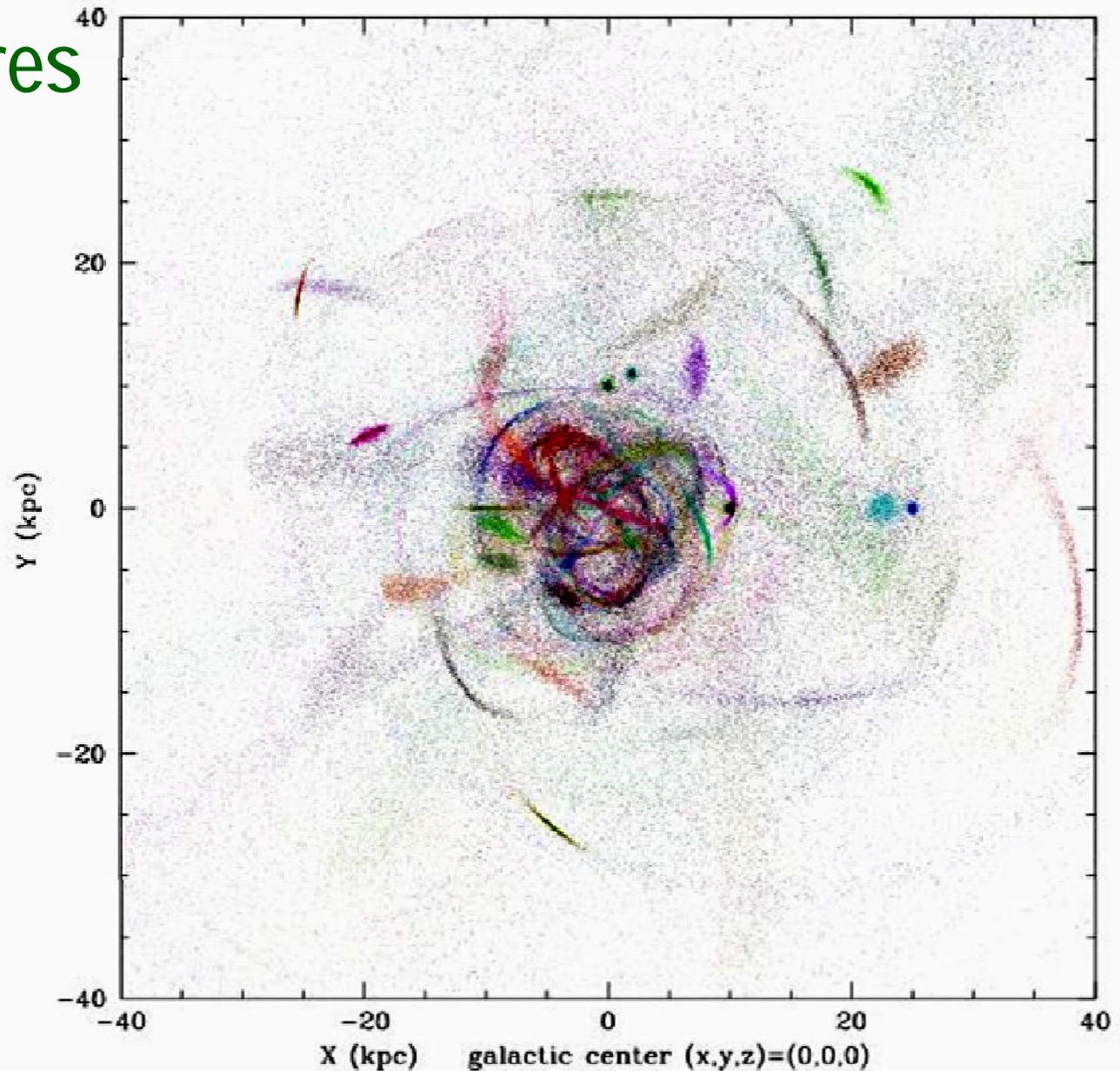


Bouwens et al 2017

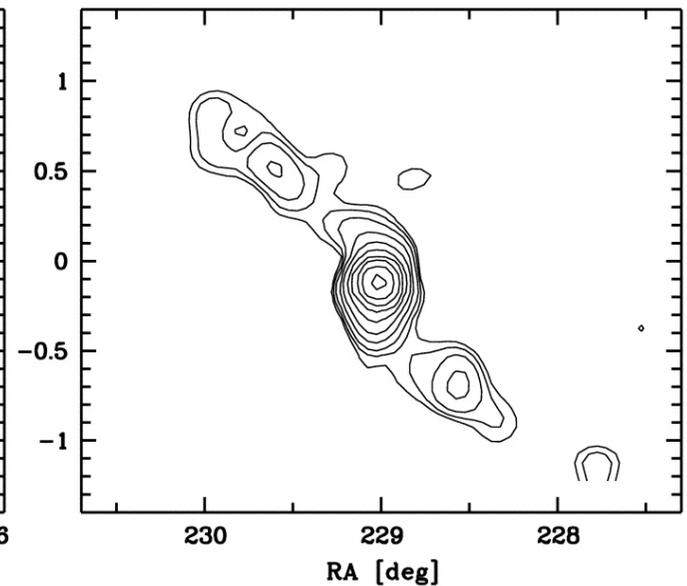
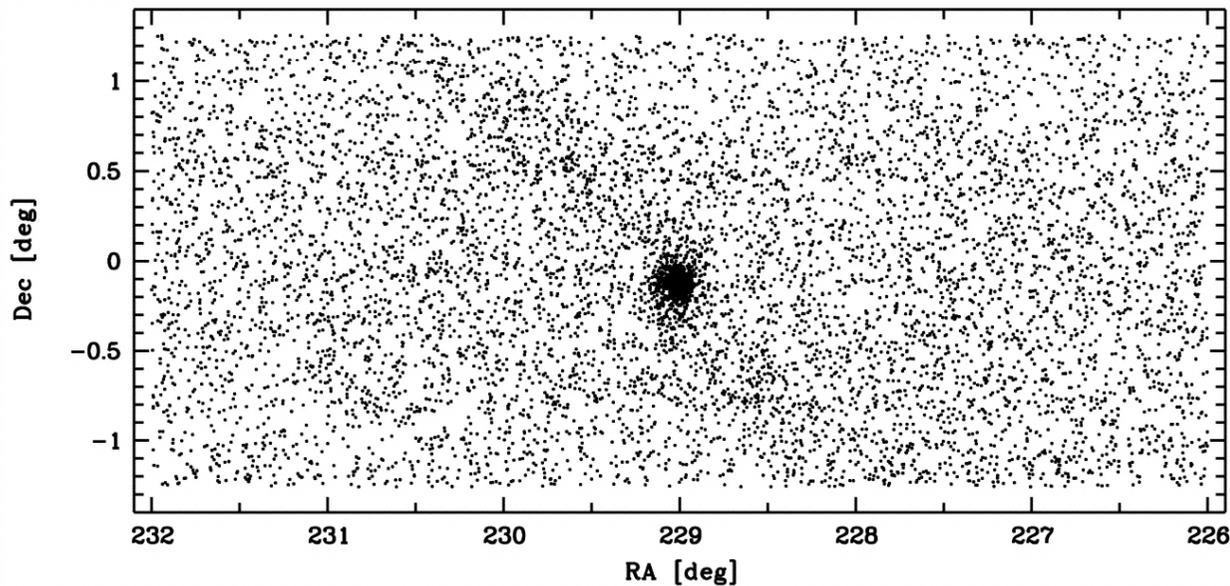
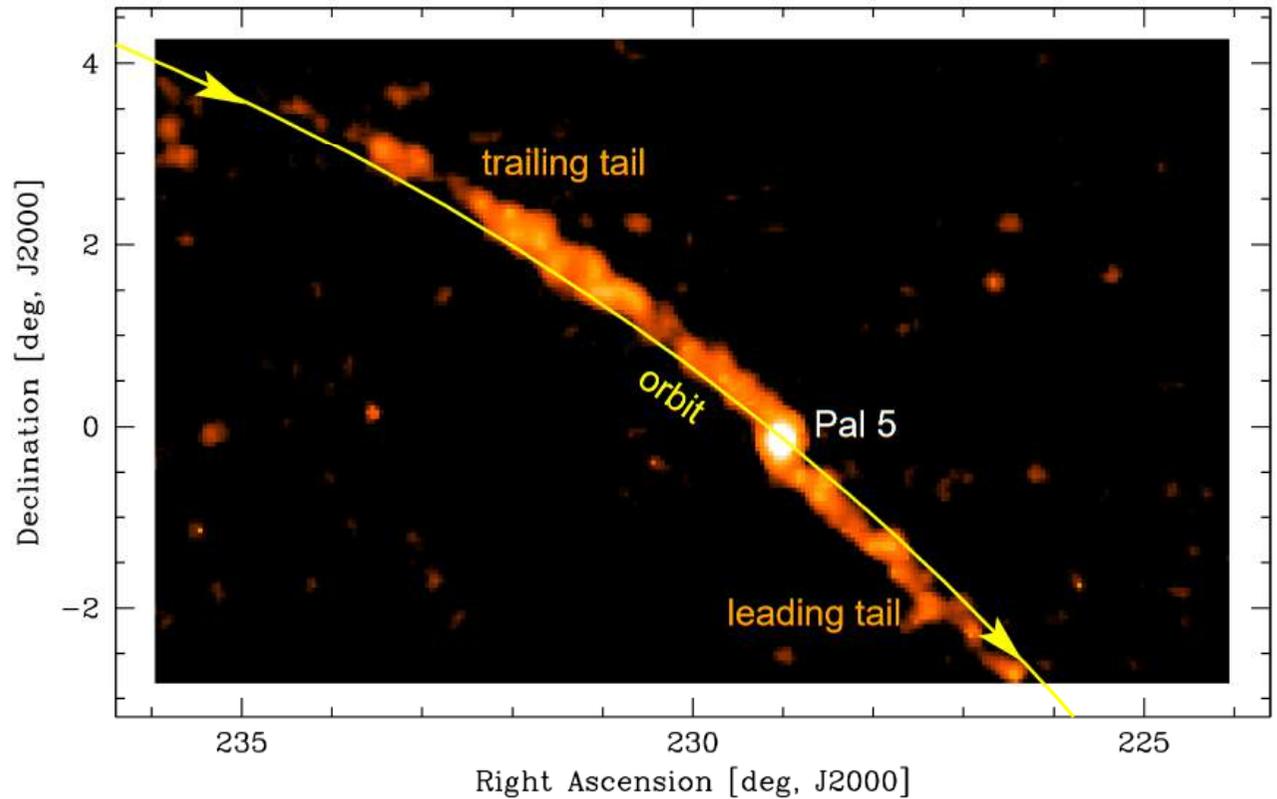
Destruction des amas globulaires

- Les halos stellaires de la Voie lactée et d'Andromède montrent des preuves de leur formation par accrétion et destruction de galaxies satellites naines et des GC

→ arcs, courants de marée



- Les amas globulaires sont détruits par les forces de marée, et contribuent au halo stellaire
Odenkirchen 2003

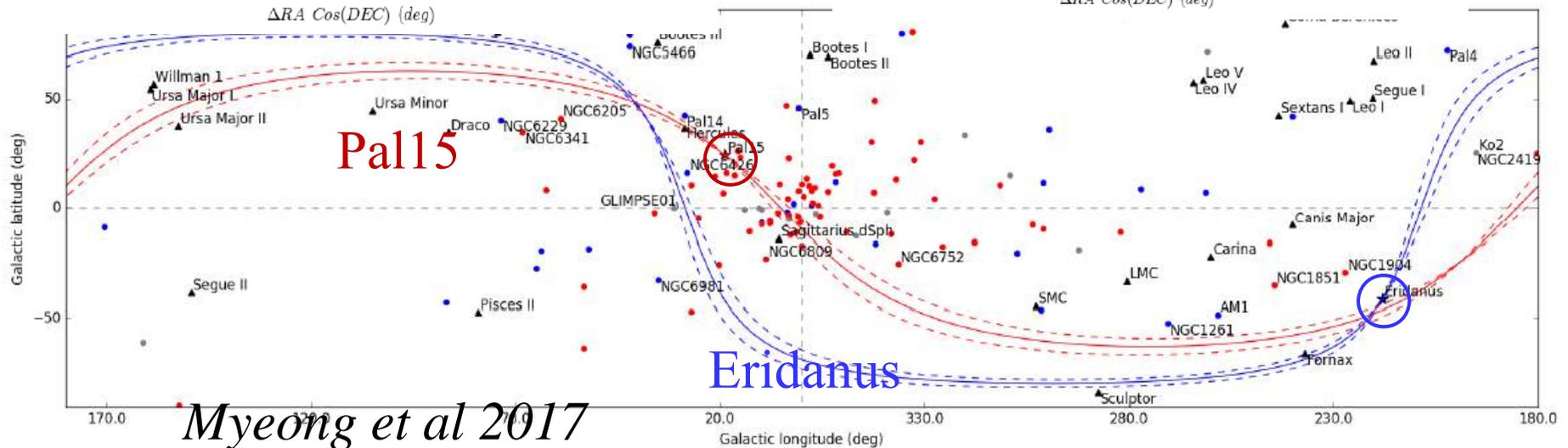
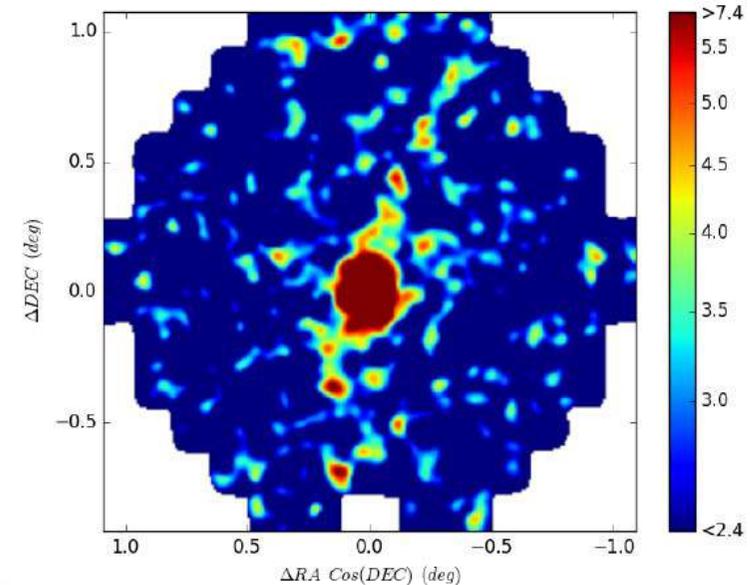
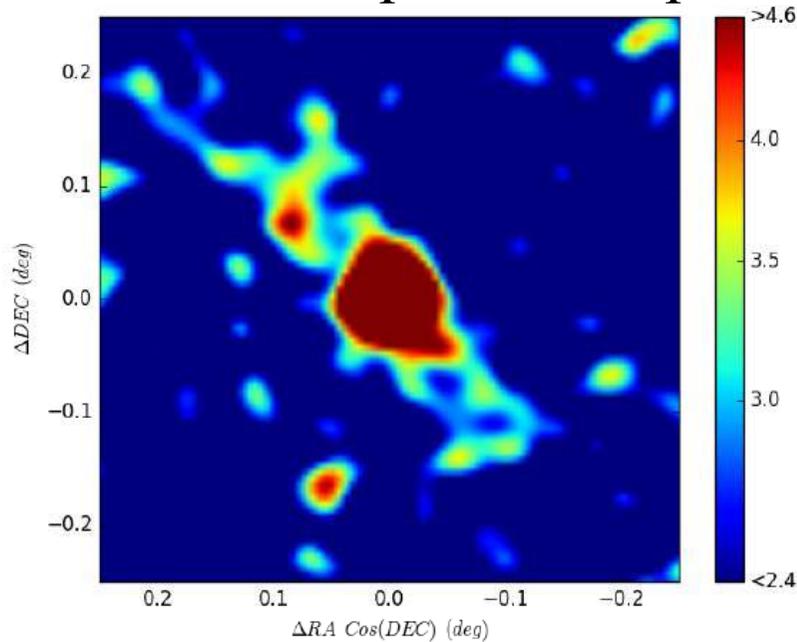


Queues de marée des amas globulaires

Même très loin du centre!

Eridanus 760pc D=95kpc

Palomar 15: 1160pc D=38.4kpc

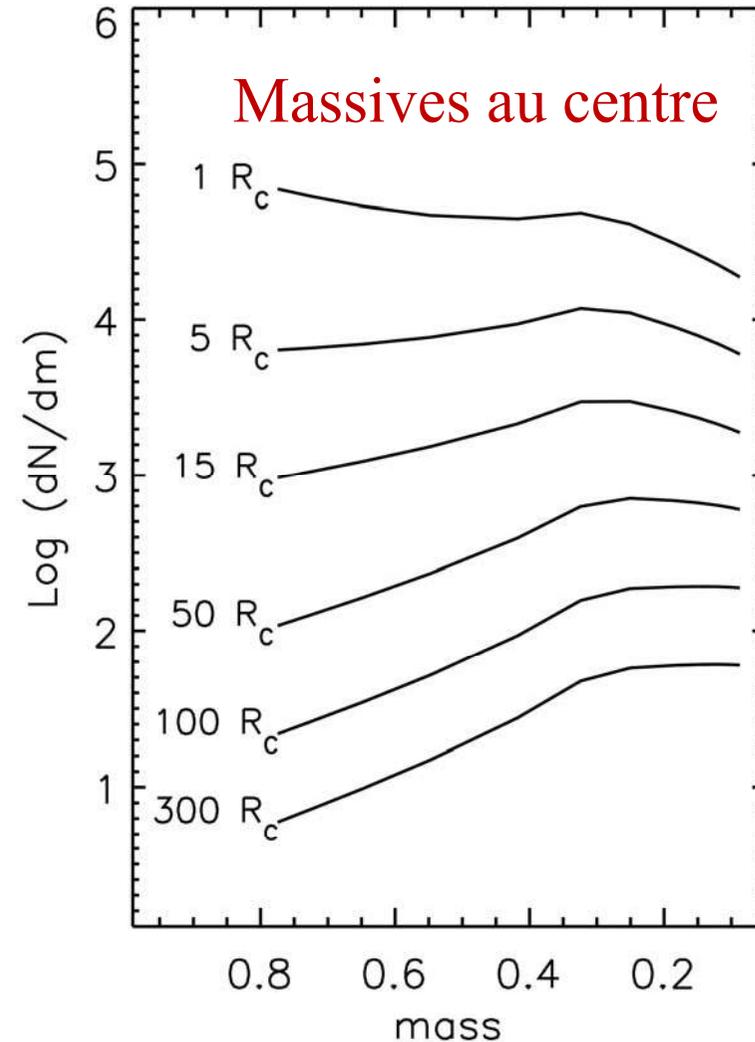


Myeong et al 2017

Evolution interne des amas

- Les étoiles $m > 0.8 M_{\odot}$ ont évolué (naines blanches), $m < 0.2 M_{\odot}$ évaporées
- Les étoiles interagissent dynamiquement, et une ségrégation de masse se produit
- Collapse du coeur (catastrophe gravothermique)
- La distribution de masse change avec le temps et le lieu

Plusieurs générations d'étoiles ont récemment été observées
(Gratton et al 2012)

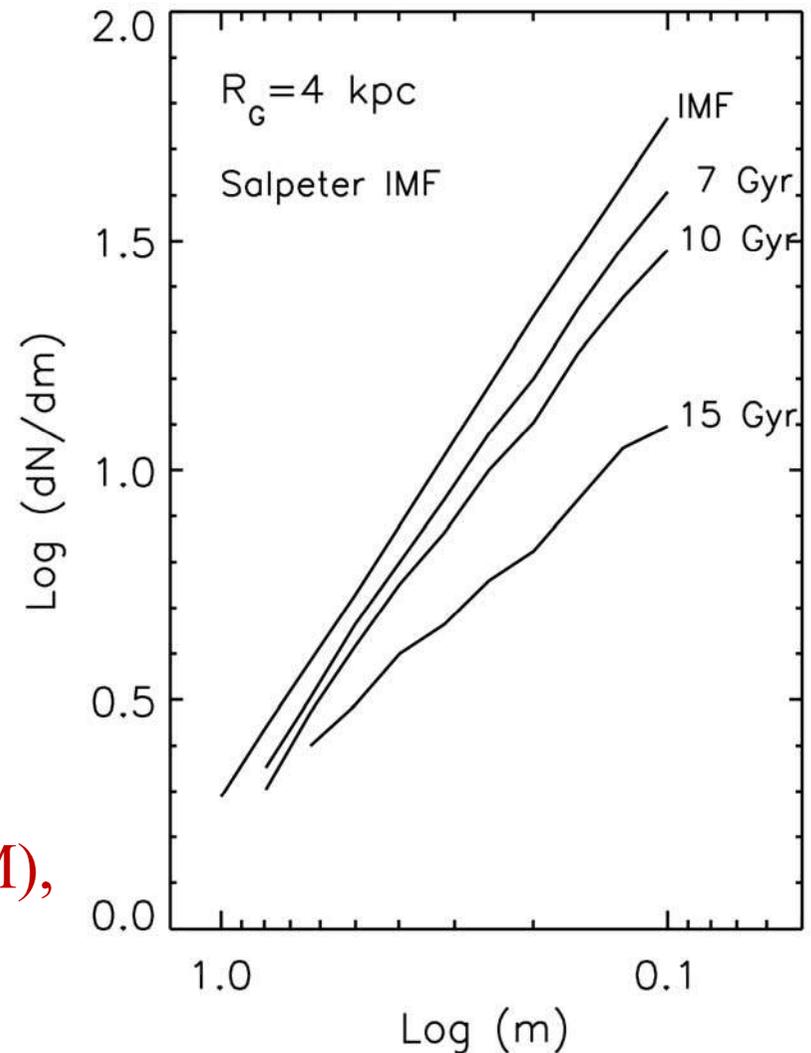


(De Marchi et al. 2000)

Evolution par forces externes

85% des GC disparus dans la Voie lactée

- Evaporation (relaxation)
- Disc shocking (compression)
- Epluchage par le bulbe
- Courants de marée
- Les étoiles en périphérie sont perdues d'abord, mais elles sont de plus petite masse (ségrégation)
- Intégration dans le temps modifie $F(M)$, pour effacer l'IMF original



(Vesperini & Heggie 1997)



Résumé



- Les étoiles des galaxies sont un milieu sans collision
Mais il en est autrement dans le cœur des amas globulaires
(ségrégation de masse, collapse du cœur)
- Stabilité des disques: combinaison entre la dispersion de vitesses à petite échelle et rotation à grande échelle (Toomre)
- Théorie épicyclique au 1^{er} ordre: Résonances de Lindblad
Jouent un rôle déterminant dans les ondes de densité
- Amas globulaires ou galaxies naines: systèmes sphéroïdaux soutenus par la dispersion de vitesses, relaxation violente