

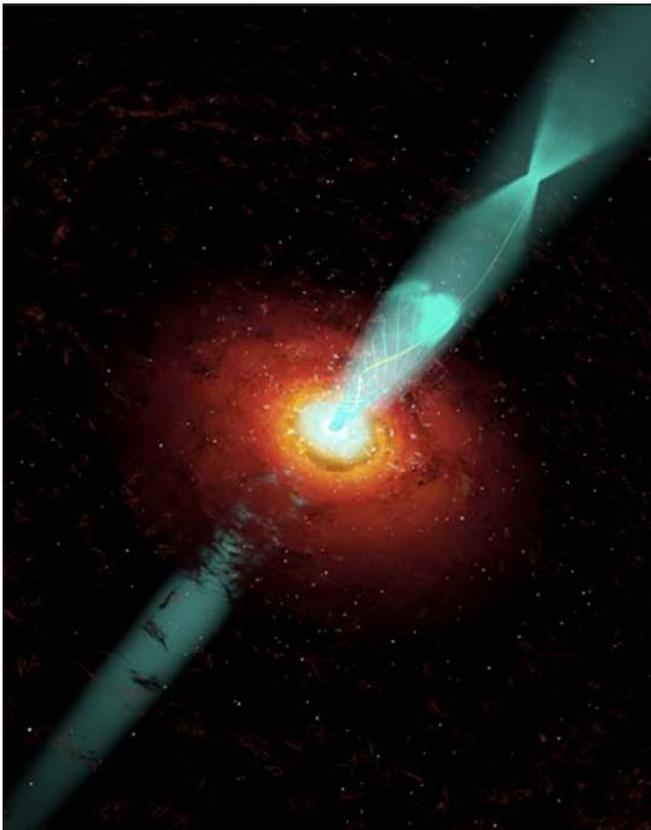


COLLÈGE
DE FRANCE
— 1530 —

Chaire Galaxies et Cosmologie

Noyaux Actifs et Quasars

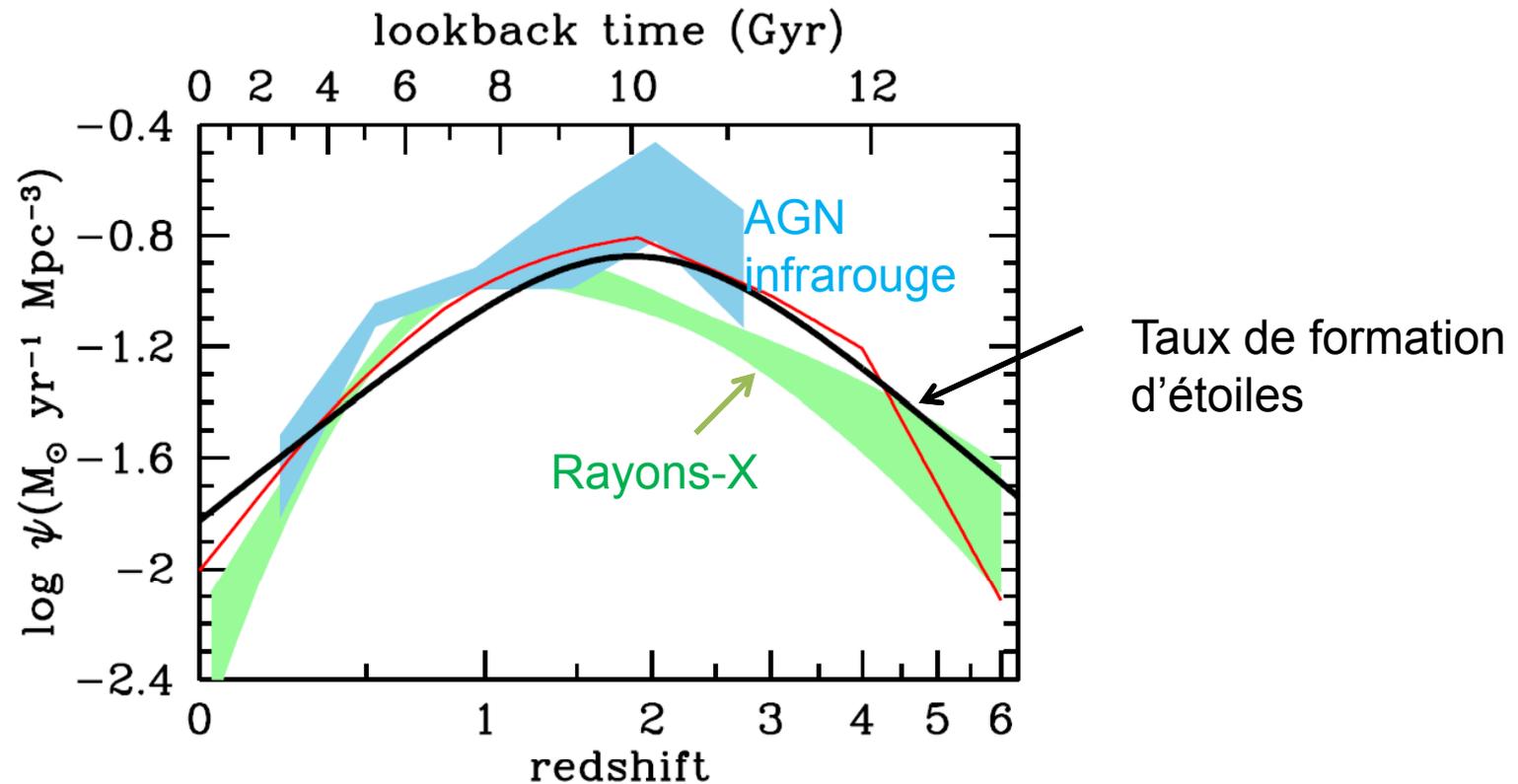
Françoise Combes



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

La croissance des trous noirs avec le temps

$$\text{Taux} = \text{Luminosité} / 0.1 c^2$$



**Le taux de croissance des trous noirs =
taux de formation d'étoiles /3300**

Calcul de la masse des trous noirs



Méthode directe:

Mesure de la vitesse du gaz, des étoiles, très proches du trou noir

Nécessite la résolution spatiale (Hubble)

Cela peut se faire sur les galaxies proches, même pour des trous noirs non actifs

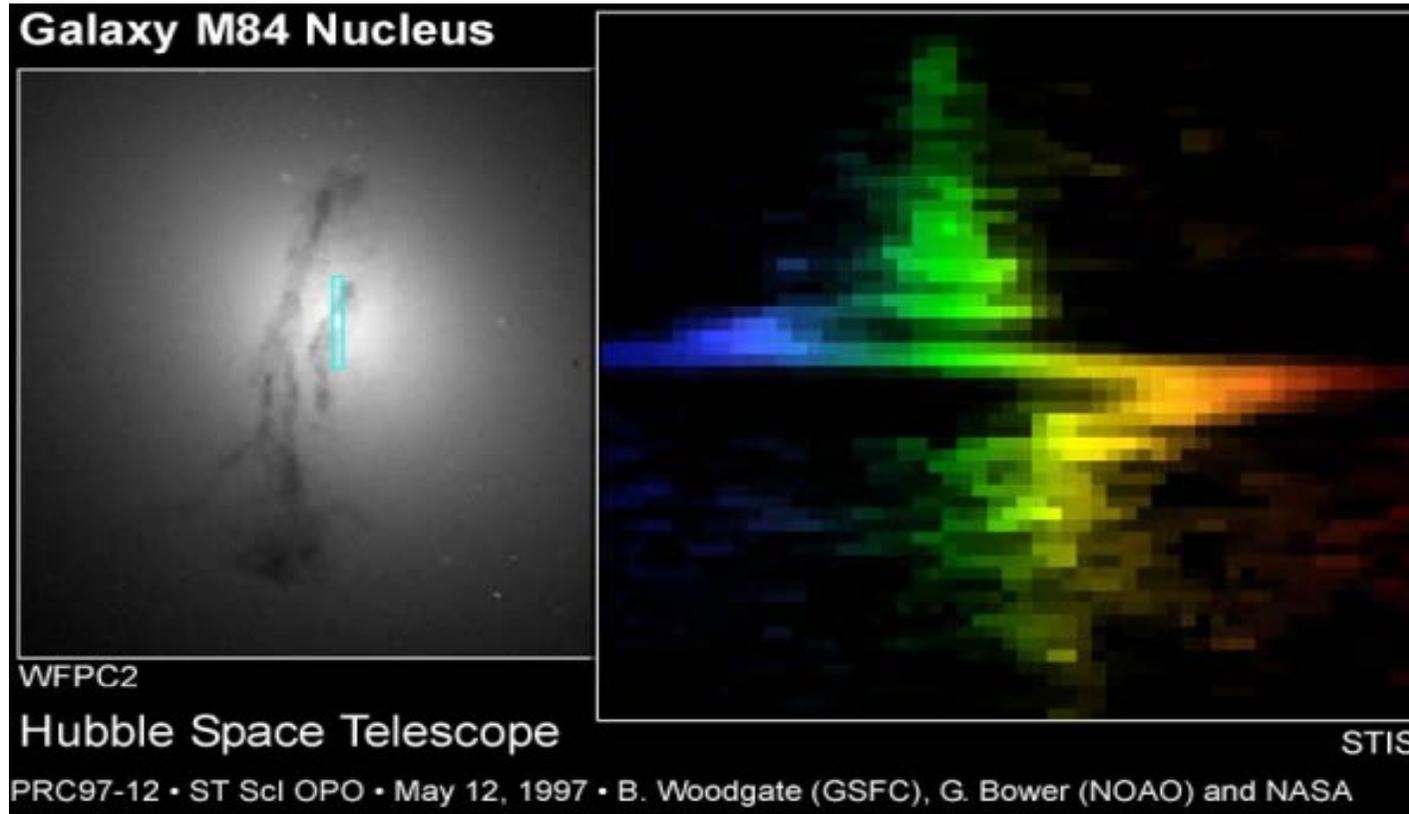
Pour les AGN très lointains, la résolution temporelle et spectrale peut remplacer la résolution spatiale

Pourvu que le continuum du quasar varie, il se propage

Dans le disque d'accrétion aux raies d'émission de la région aux raies larges (BLR), près du trou noir

Technique appelée '**cartographie par réverbération**'

Cinématique du gaz ionisé



- Masse mesurée dynamiquement: $1.5 \cdot 10^9 M_{\odot}$
- Mesure des vitesses de 400km/s, à 8 pc du trou noir (0.1'' à 16Mpc)
- A grande distance, mesures moins précises

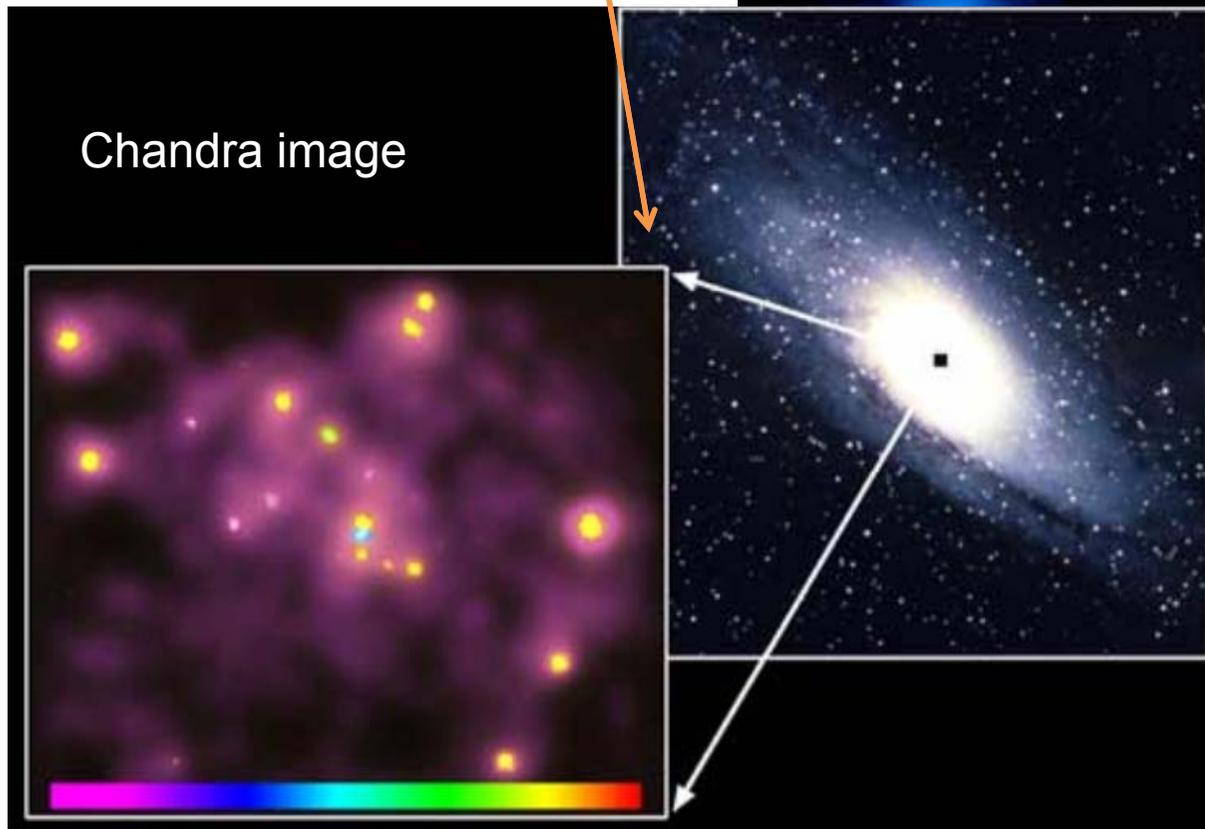
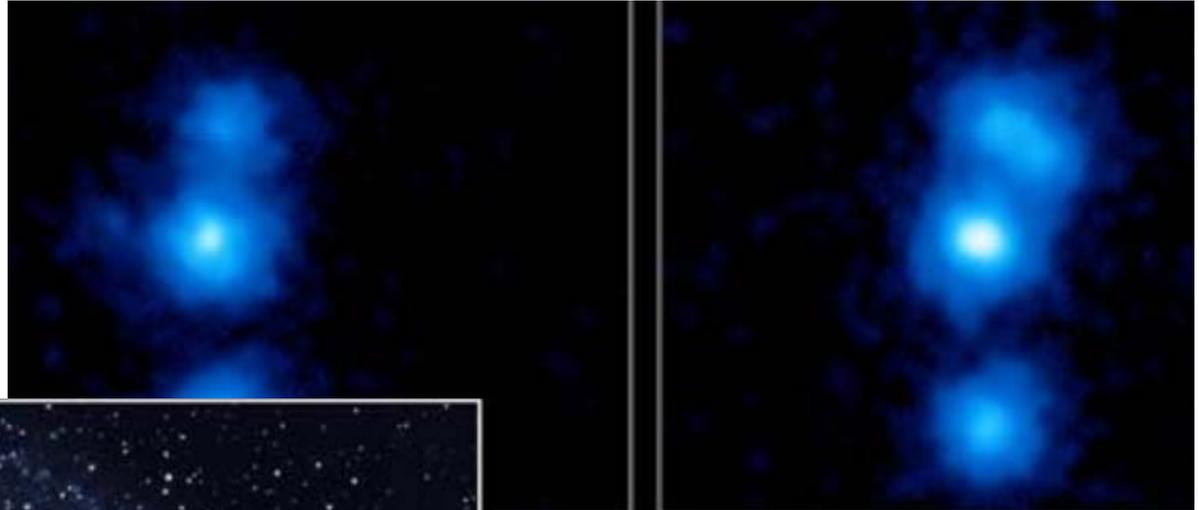
Trou noir dans Andromède (M31)

Masse déterminée par
la cinématique stellaire

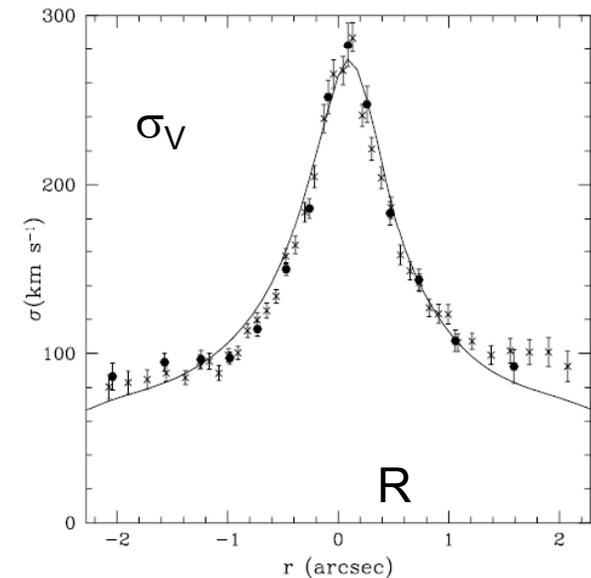
$$M_{\text{BH}} = 10^8 M_{\odot}$$

Avant

après



Sursaut Rayons X (2006)

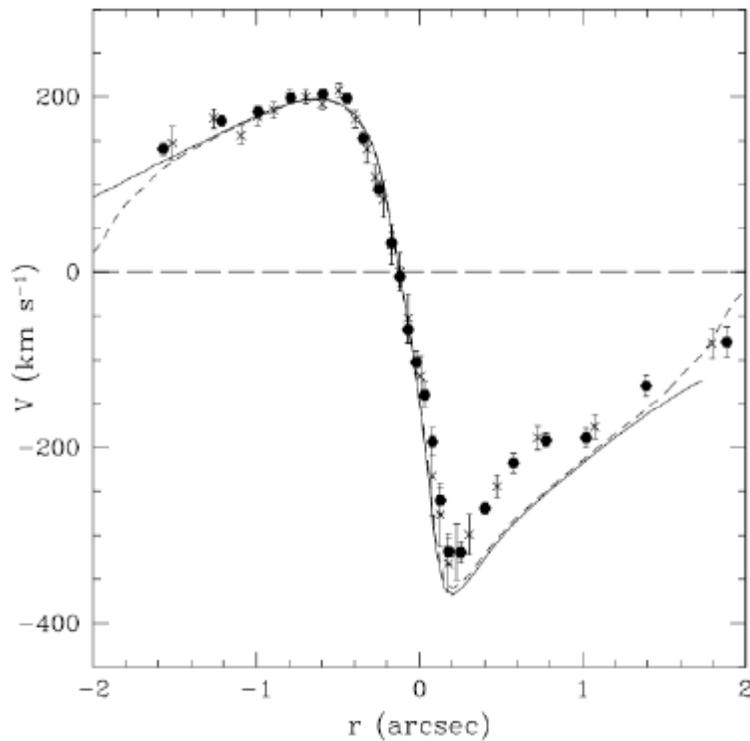


Le disque d'étoiles autour du TN de M31

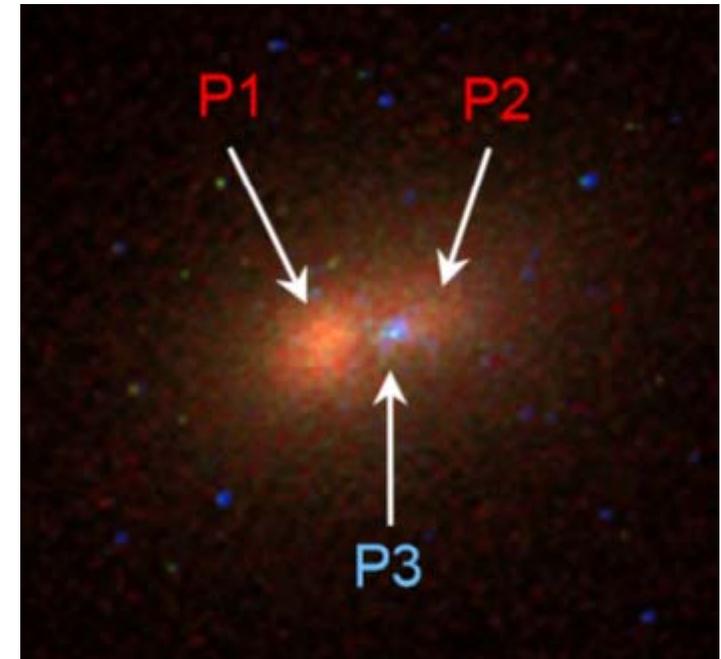
Séparation P1-P2 = $0.5'' = 1.8 \text{ pc}$, $V = 200 \text{ km/s}$, Période 50 000 ans

Les amas d'étoiles devraient fusionner?

En fait, il s'agit d'un disque excentrique

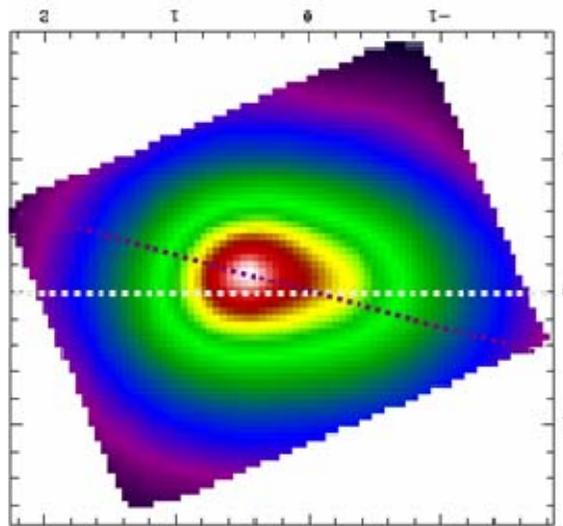


$1'' = 3.7 \text{ pc} = 10 \text{ al}$

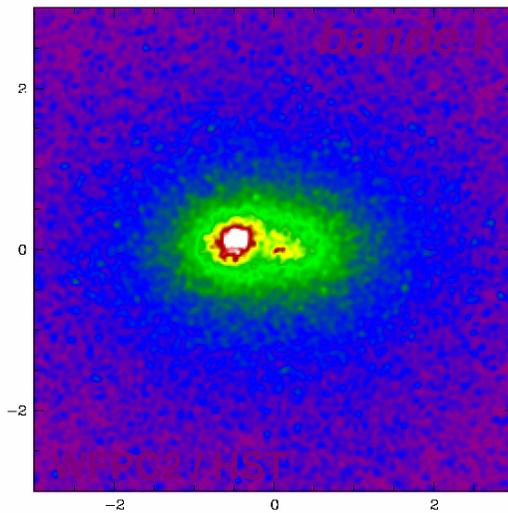
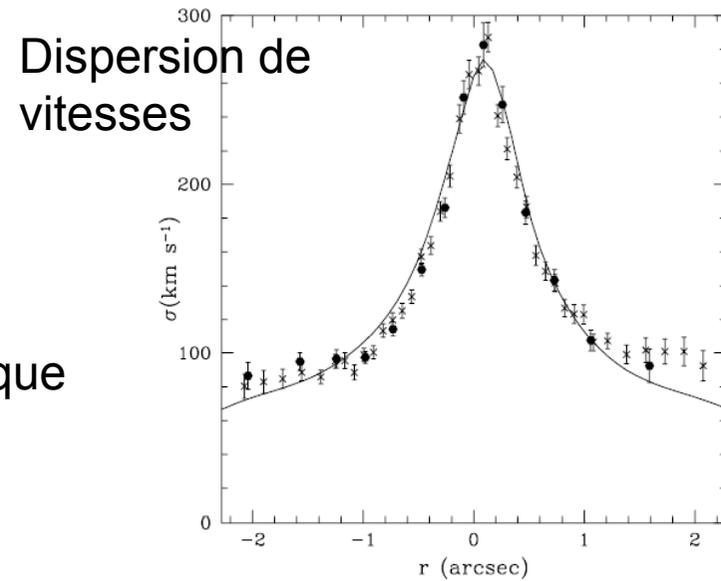


P3 est un amas d'étoiles bleues
Jeunes 200 Myr

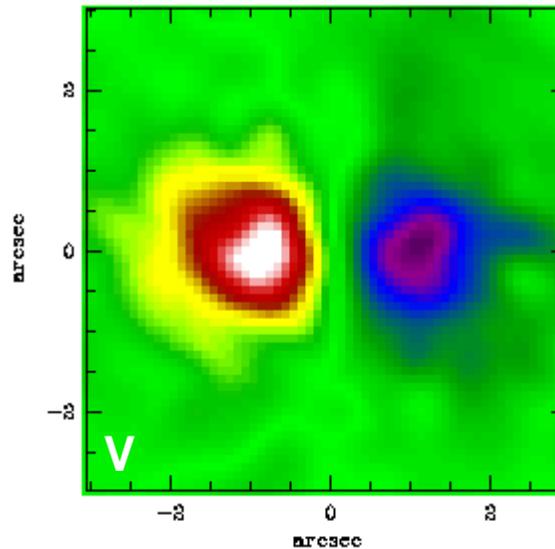
Densité et cinématique dans les 10pc centraux



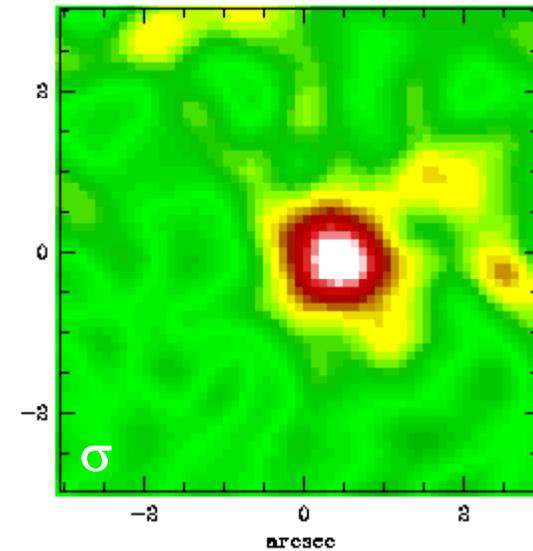
Axe
cinématique



HST infrarouge

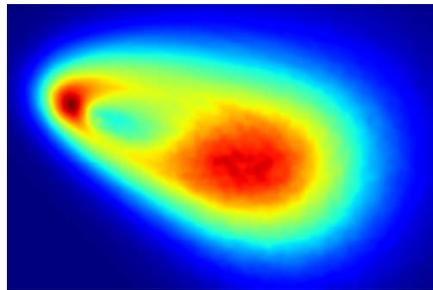
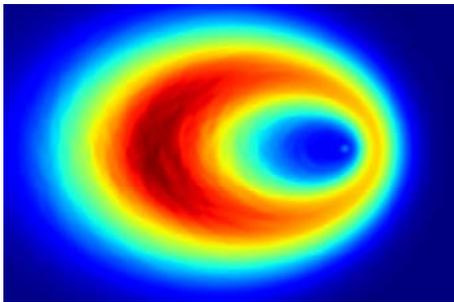


TIGER / CFHT

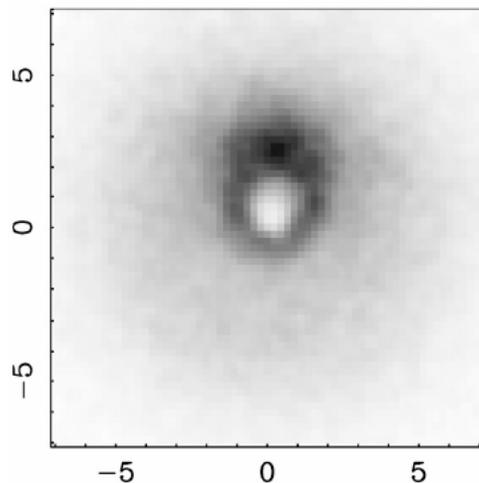


Interprétation mode $m=1$

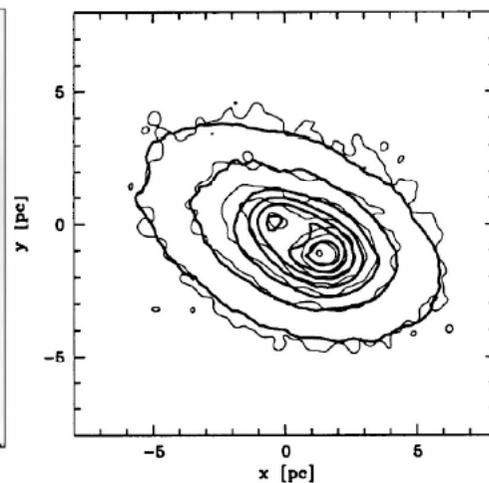
Onde qui se déplace très lentement, avec une période 2 Myr
Peut persister 1000 t_{dyn} (simul Ncorps)



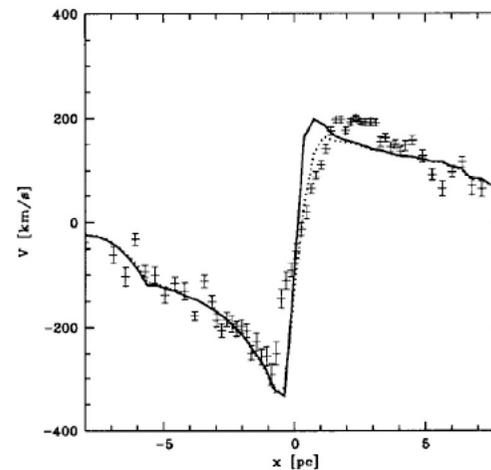
Peiris & Tremaine (2003)
Disque sans masse, non
Self-consistant



Vue de face



projection sur le ciel



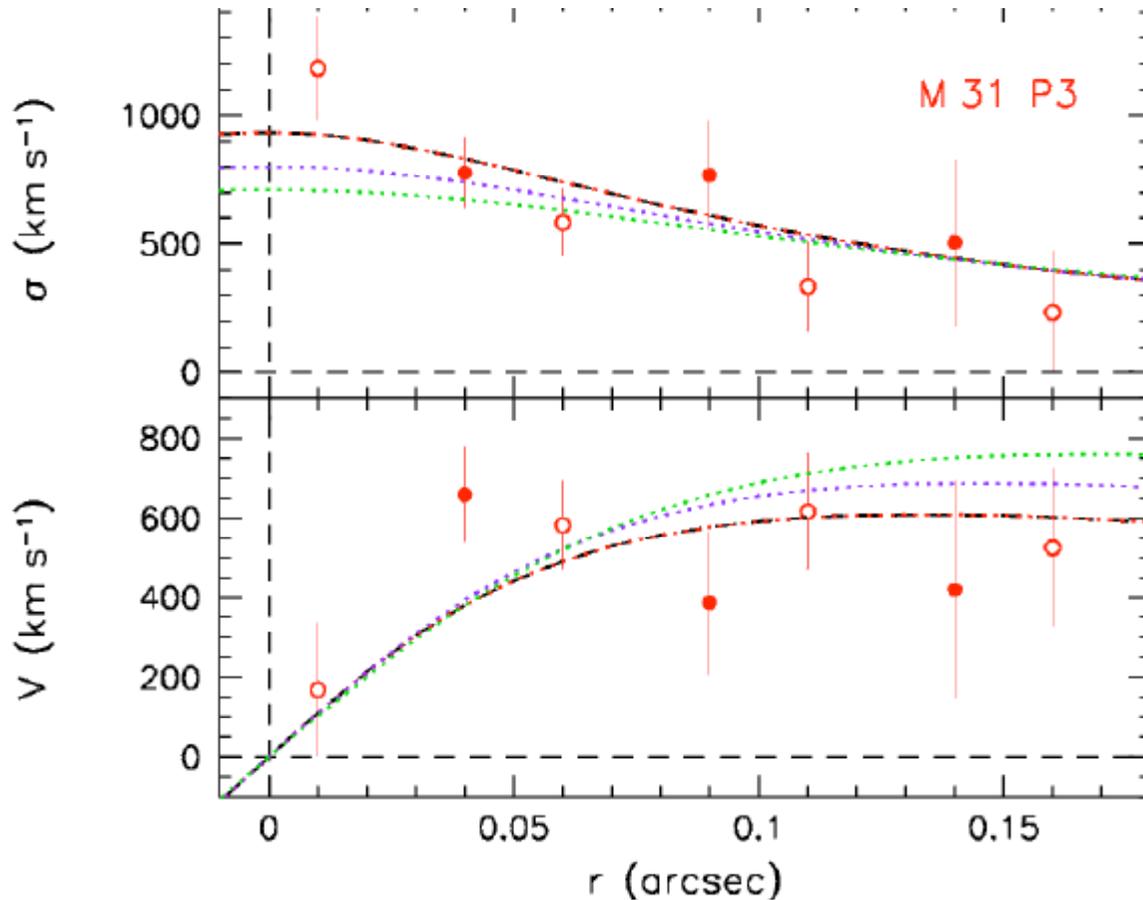
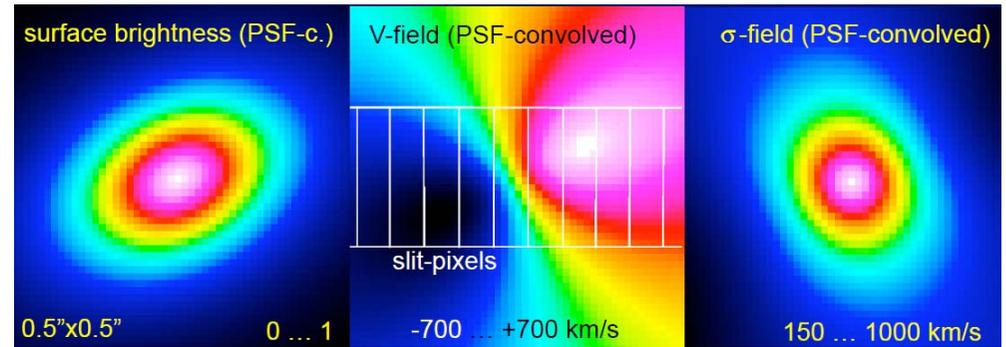
courbe de rotation

Bacon et al
2001
Simul
Ncorps

Vitesse du « disque » P3 à 55°

$$M_{\text{BH}} = 1.4 \cdot 10^8 M_{\odot}$$

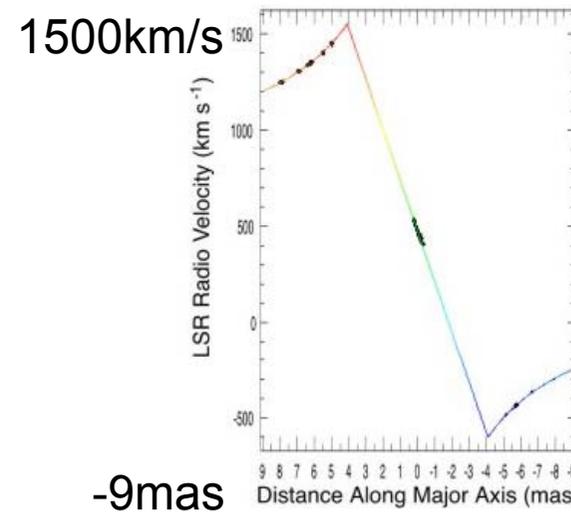
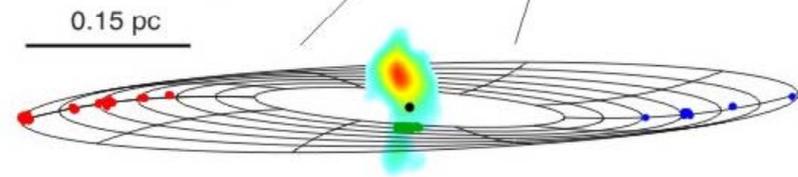
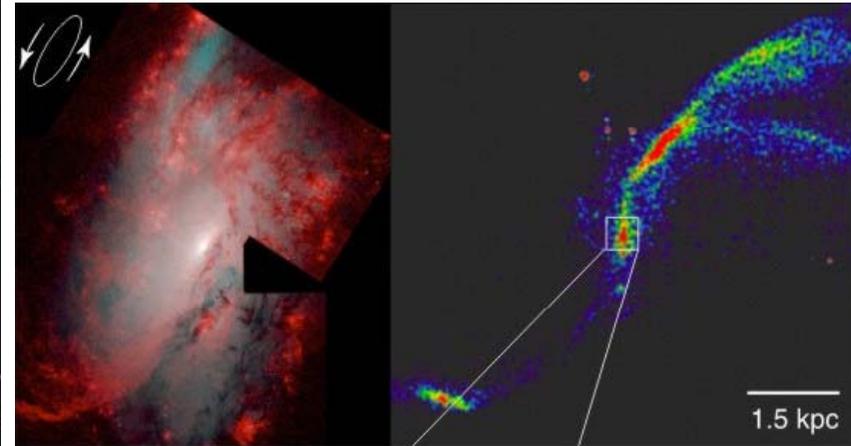
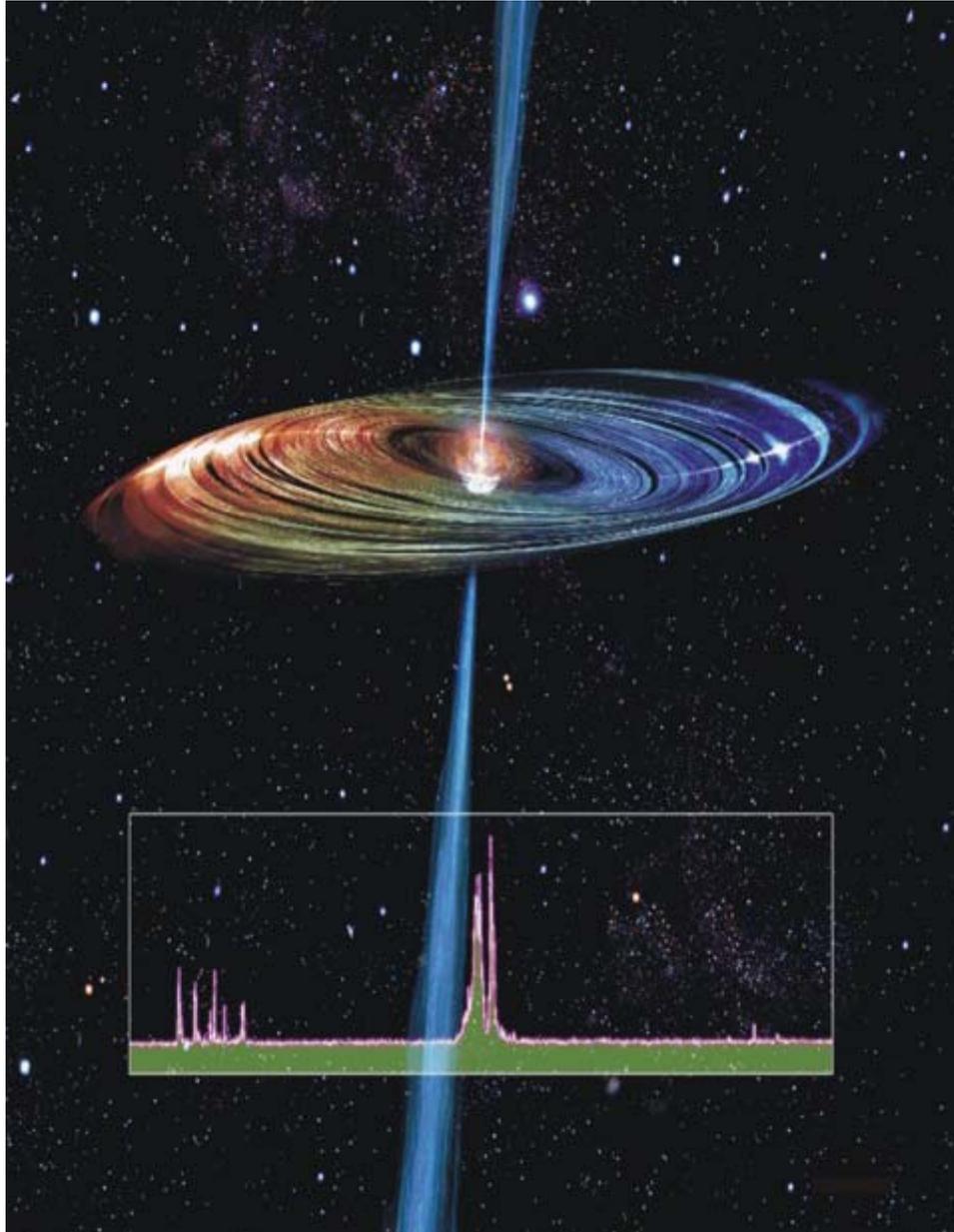
$$1'' = 3 \text{ pc}$$



Incertitude sur l'inclinaison
 55° est différente de
 l'inclinaison de M31
 $i=77^\circ$

NGC 4258: masers H₂O (1.3cm)

Jets radio



Taille qq mas

$M=4 \cdot 10^7 M_{\odot}$

$D=7.2 \text{ Mpc}$

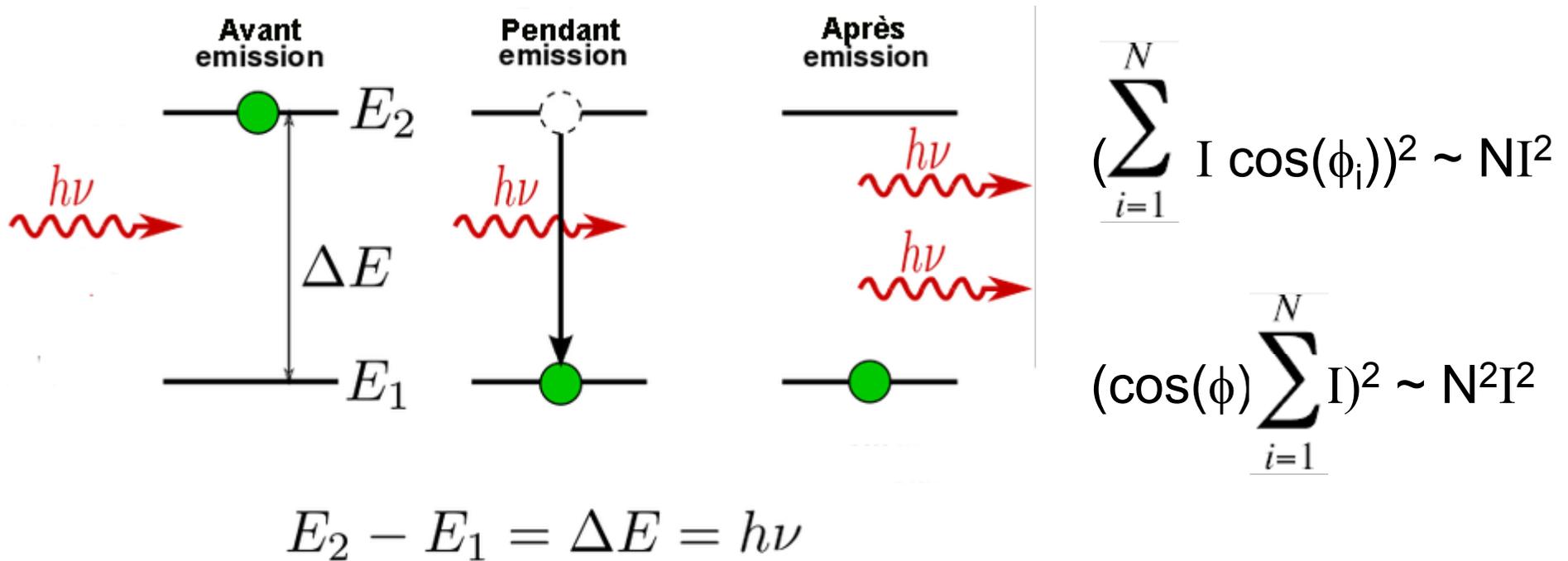
-9mas

9mas

Avantage des masers

Emission stimulée, non spontanée

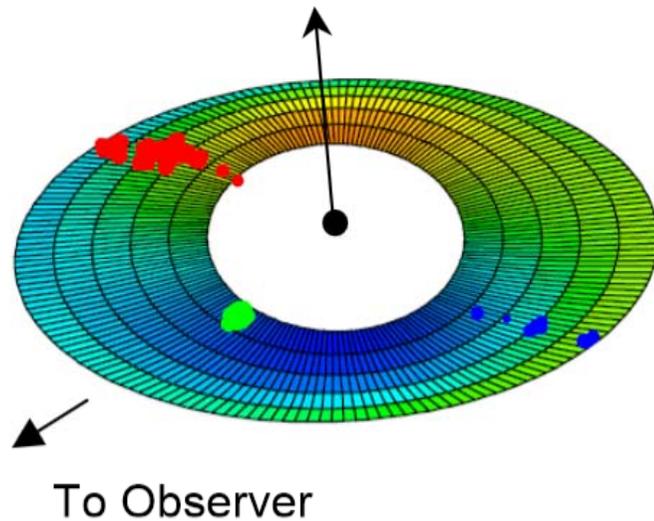
Les photons sont en phase, et l'intensité en est très amplifiée



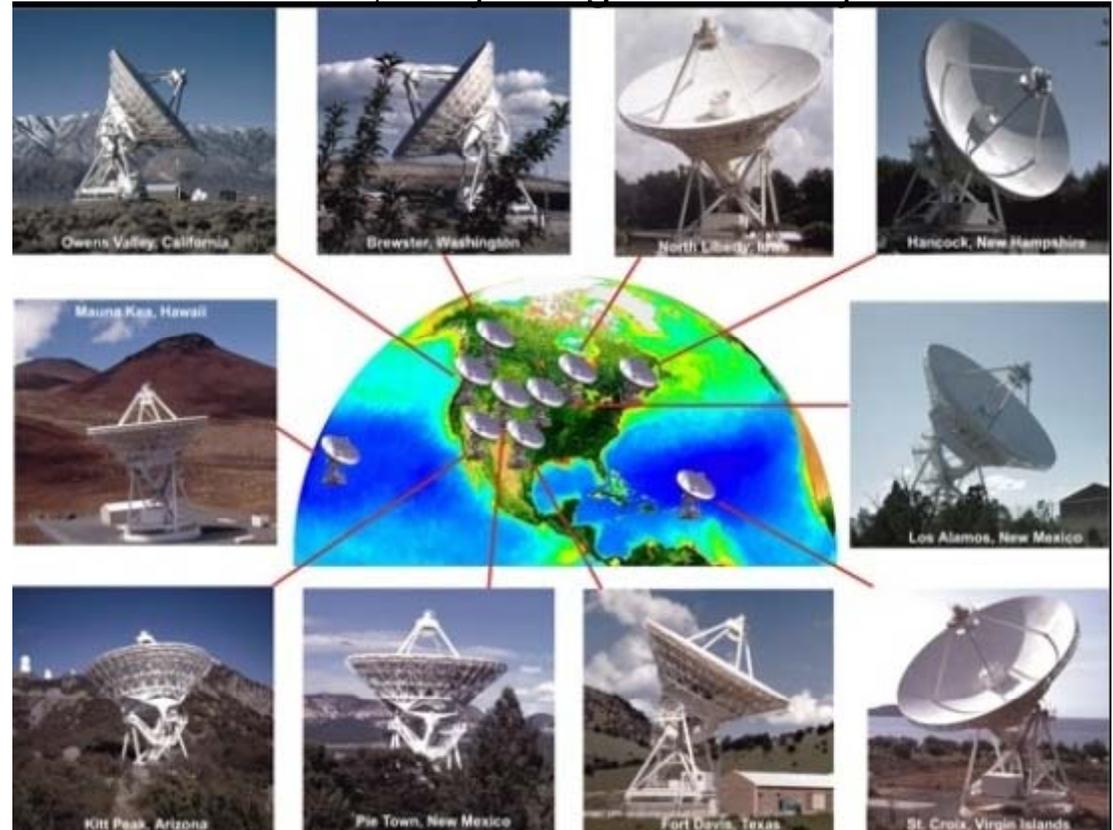
L'émission très intense permet d'utiliser le VLBI
Emission très localisée, et proche du trou noir

Masers H₂O dans N4258 et autres

100 galaxies avec masers
40 masers dans les disques
20 ont des spectres triples
10 excellente précision



VLBA, Very Long Base Array



200 μ as

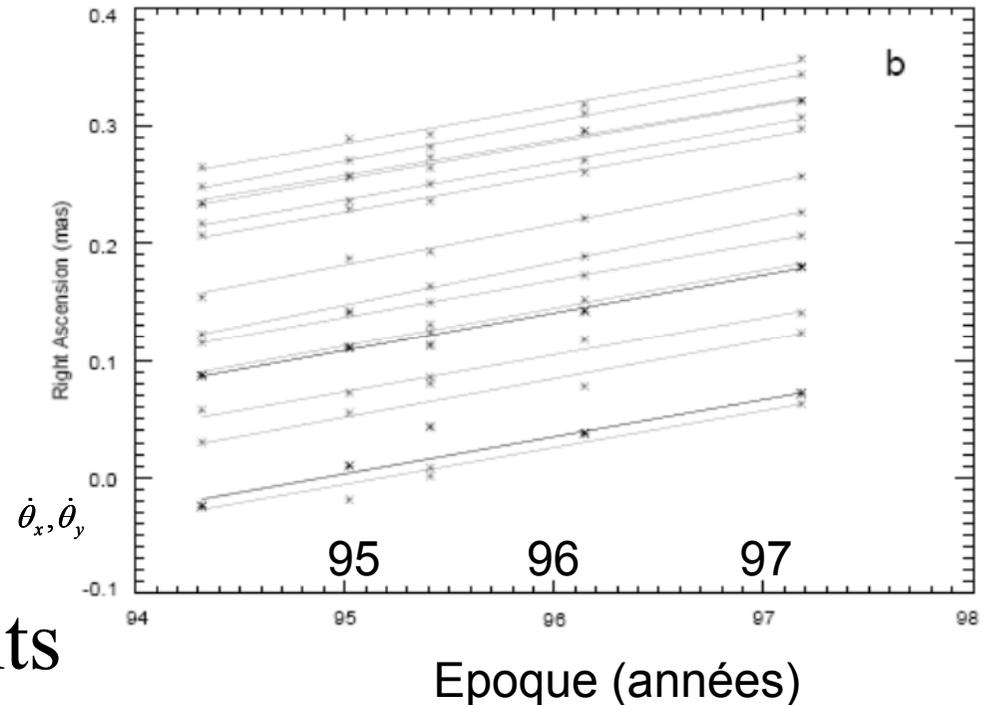
La mesure des masers pourrait donner la constante de Hubble avec une précision de 1%

Conditions pour mesurer les masers

→ Dense ($10^8 - 10^{10} \text{ cm}^{-3}$)

→ Chaud (300 - 800 K)

→ Calme ($\Delta v \sim \Delta v_D$)

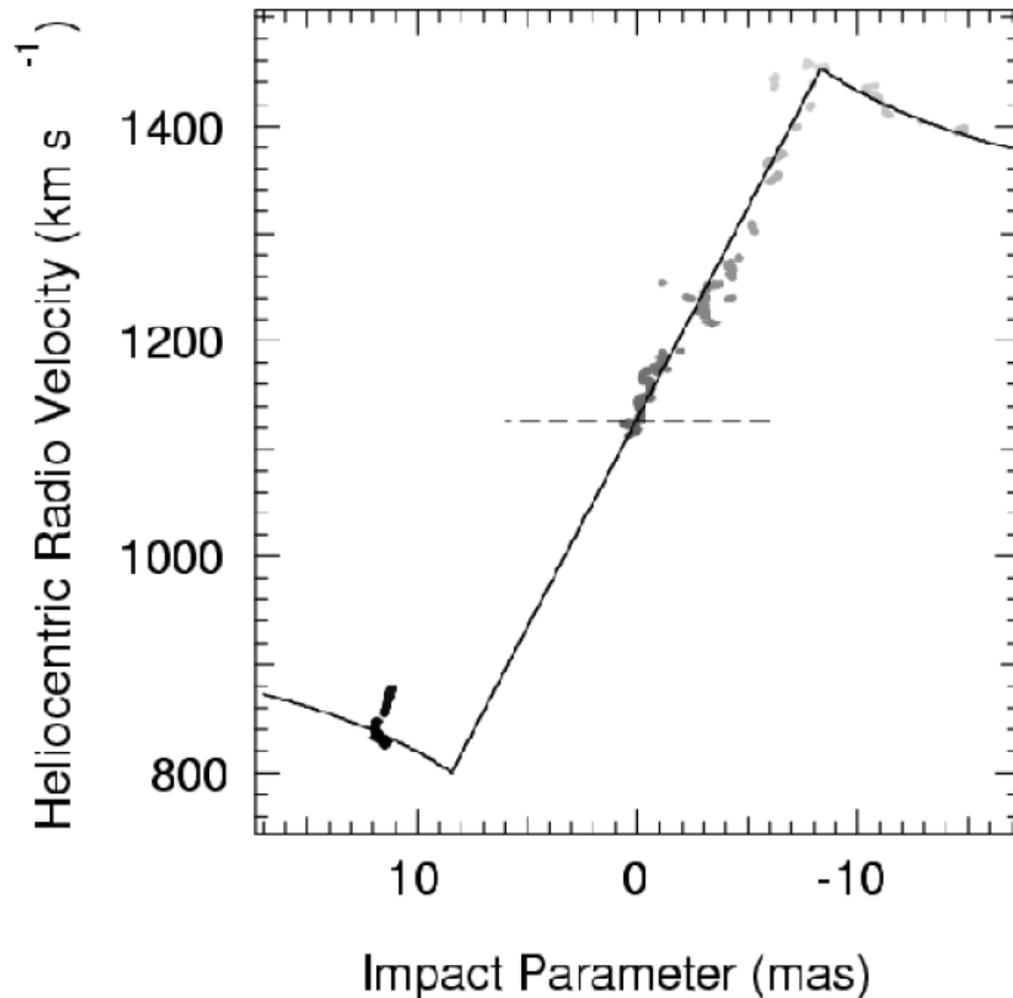


- Masers= points brillants
 - Compact ($\theta < 1 \text{ mas}$)
 - Haute brillance ($T_B \sim 10^7 - 10^{15} \text{ K}$)
 - $\theta_x, \theta_y, v_{\text{los}}, d\theta_x/dt, d\theta_y/dt, dv_{\text{los}}/dt$
 - Mouvements propres

Autres informations possibles

Taille du disque d'accrétion?

NGC 1068, *Greenhill & Gwinn 1997*

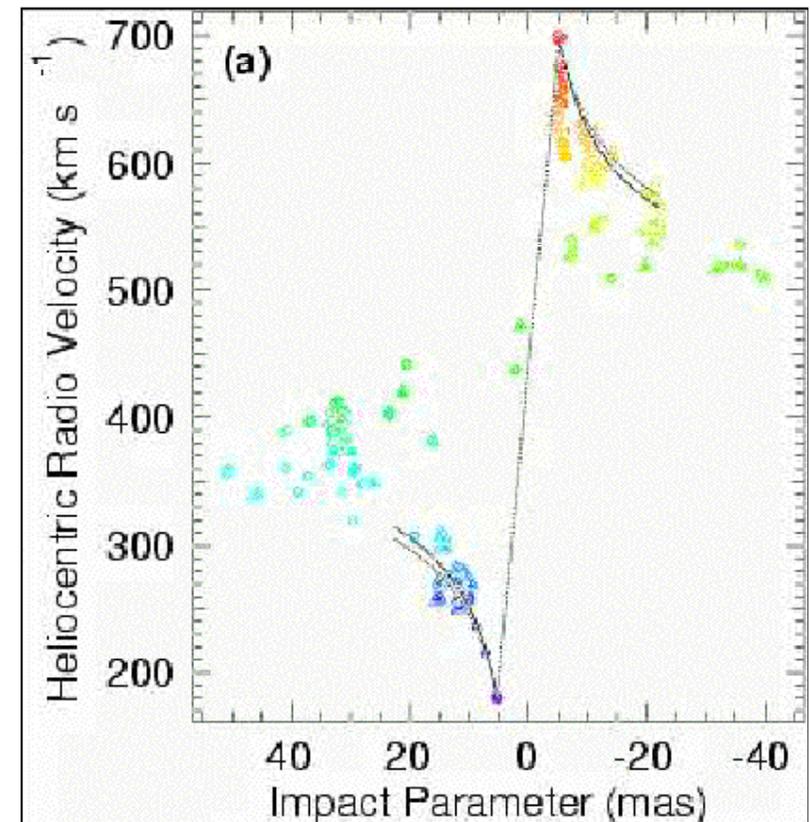


1mas = 10 000 AU

2ème population de masers

Traçant un outflow

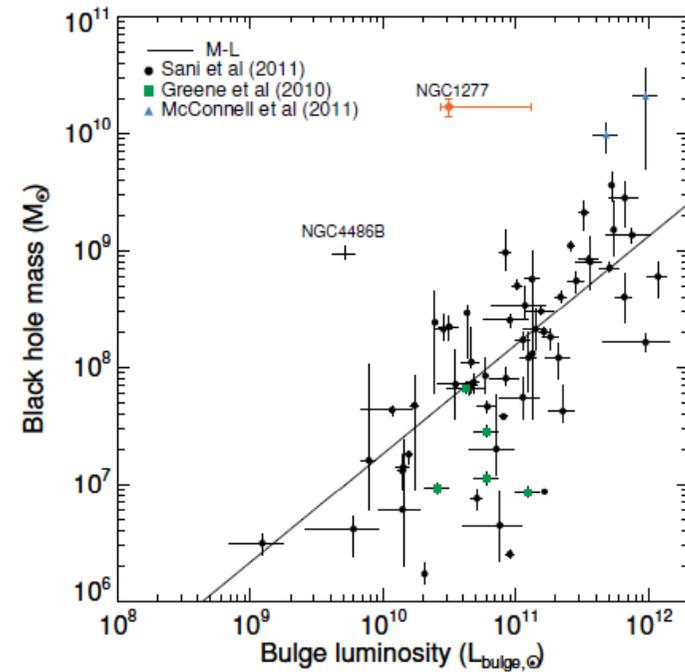
Grand angle d'ouverture



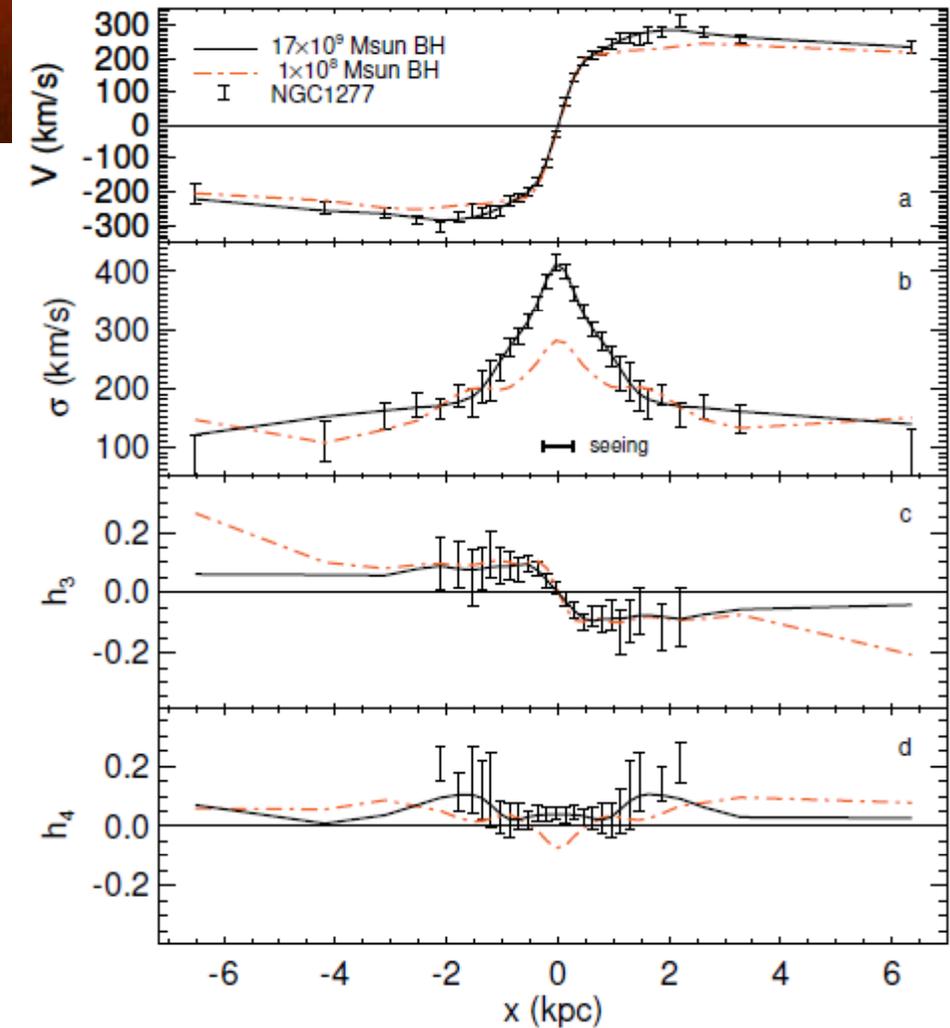
Circinus, *Greenhill et al 2003*

NGC 1277 trop massif?

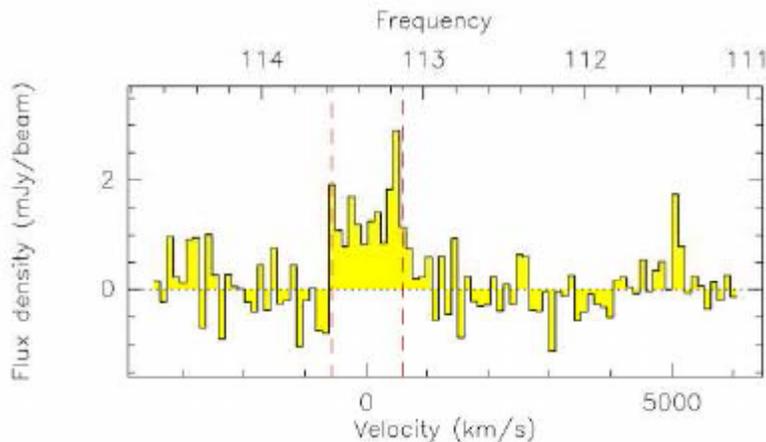
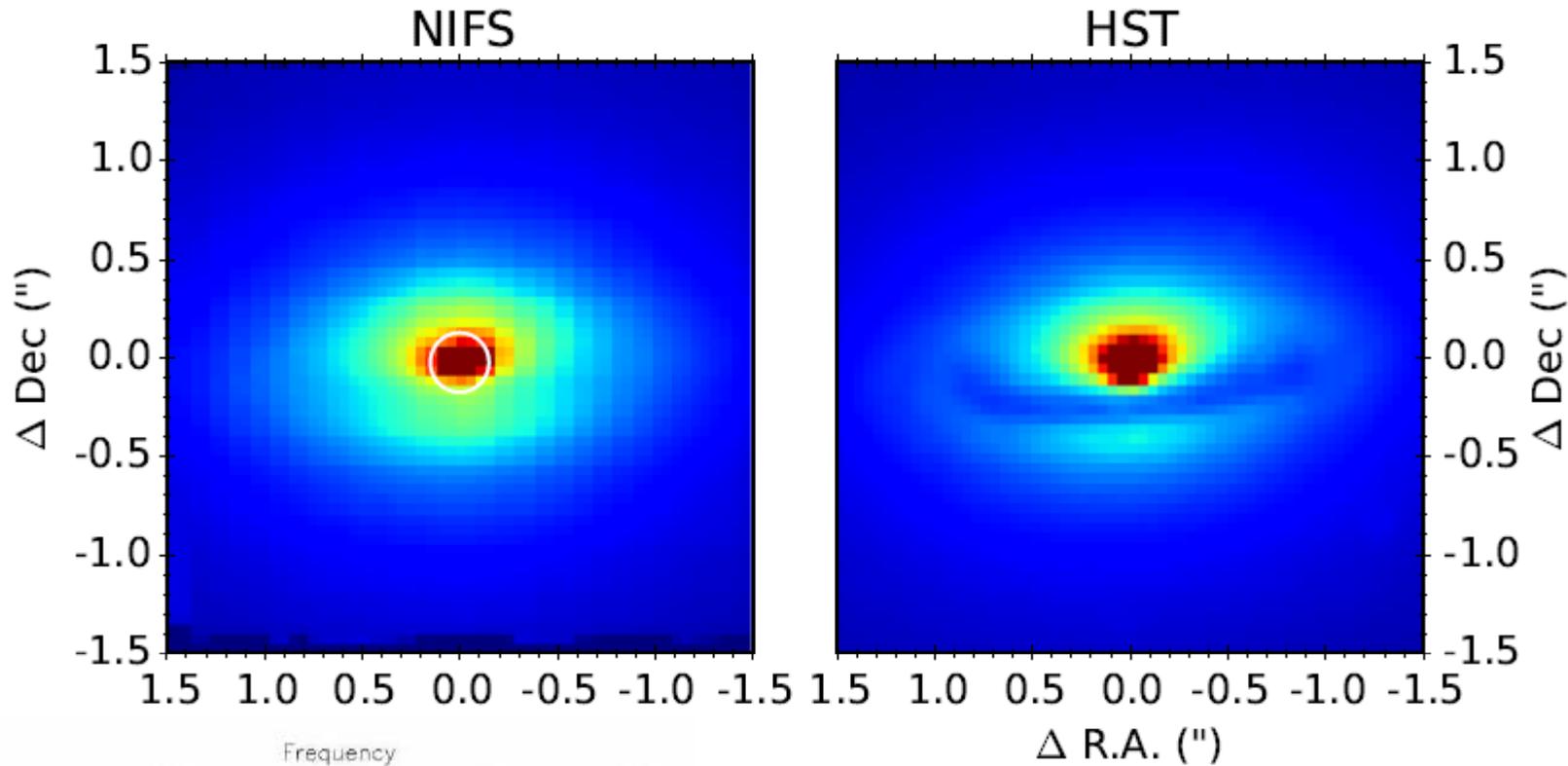
50% Mbulbe !



Van den Bosch et al 2012



NGC 1277: un trou noir obèse?



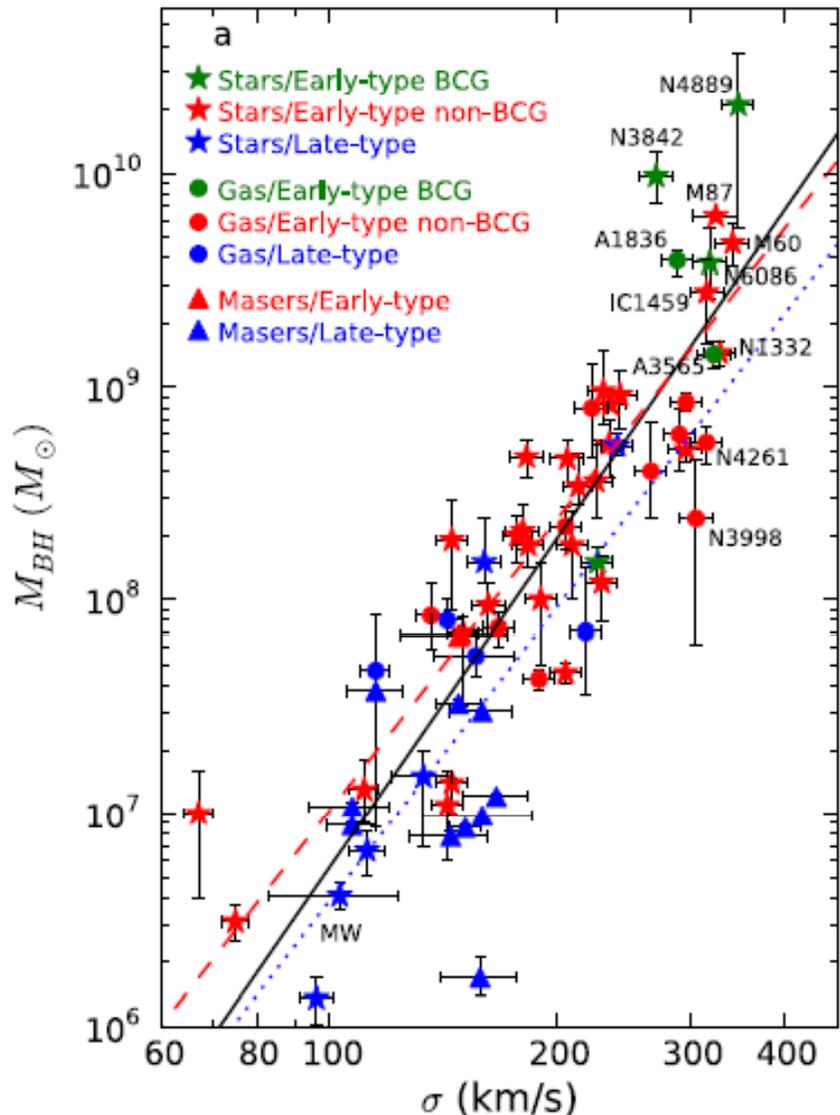
$$M_{\text{BH}} = 1.7 \cdot 10^{10} M_{\odot} \text{ si } M/L^* = 6$$

$$M_{\text{BH}} = 0.5 \cdot 10^{10} M_{\odot} \text{ si } M/L^* = 10$$

Même avec un facteur 3, TN trop massif

Scharwaechter et al 2015

Masse du trou noir et masse du bulbe



Les deux masses sont proportionnelles $M_{BH} \sim 0.5 \% M_{bulbe}$

Parfois, on arrive un peu au-dessus, dans les amas de galaxies

Défaut de formation d'étoiles, car le gaz est balayé
Les galaxies sont étouffées

Compatible avec un grand rapport M/L^*

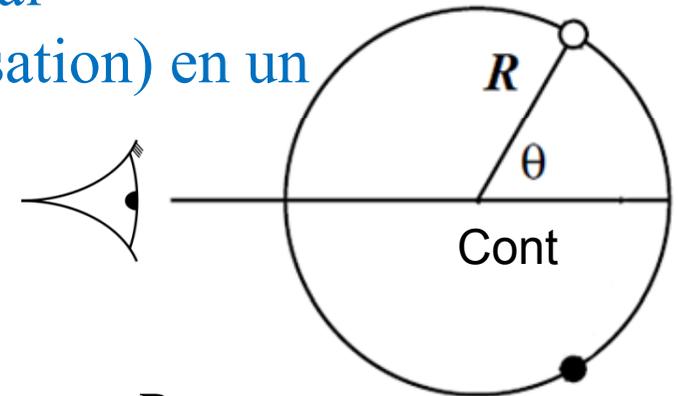
→ Très vieilles étoiles

~ 100 objets obtenus avec précision

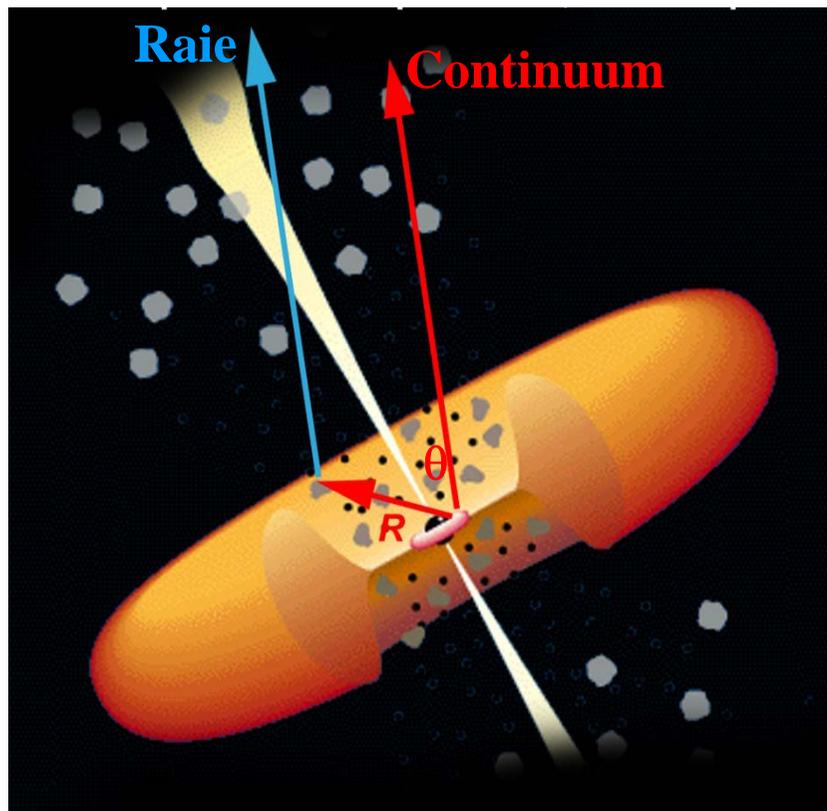
Cartographie par réverbération

- Variation de la luminosité du continuum central
- La BLR répond aux variations (via photoionisation) en un temps court $\sim R/c$ par rapport au $t_{\text{dyn}} = R/V$

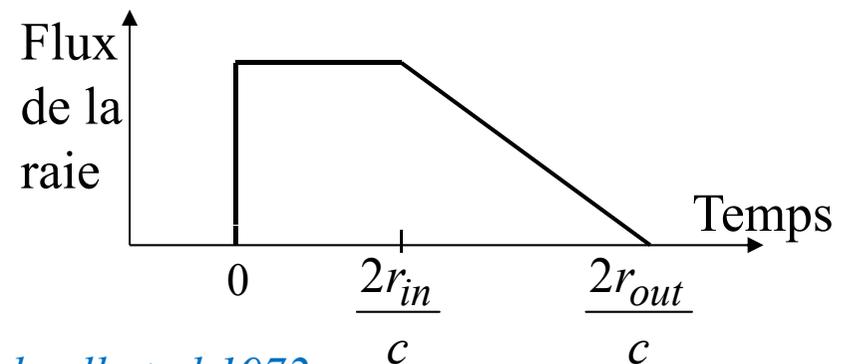
Temps de réponse: temps de parcours $t(R, \theta)$



$$t = \frac{R}{c} (1 - \cos \theta)$$



Pour une BLR en coquille épaisse la réponse au flash du continuum :



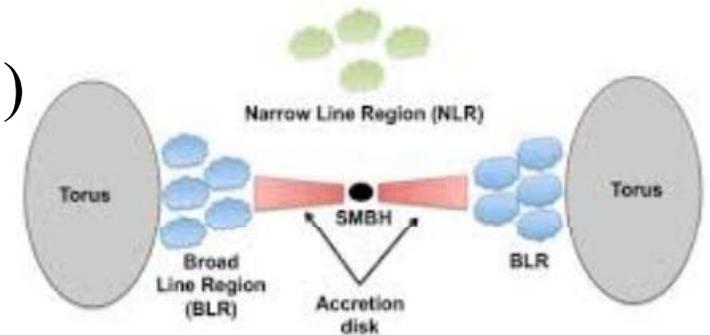
Bahcall et al 1972

Calcul de la géométrie et dynamique

Blandford & McKee (1982) ont les premiers utilisé le terme RM
“reverberation mapping”

Variation du continuum $C(\tau)$ et de la raie $L(\nu, t)$
La fonction de transfert $\psi(\nu, t)$

$$L(\nu, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \psi(\nu, t - \tau) C(\tau) d\tau$$



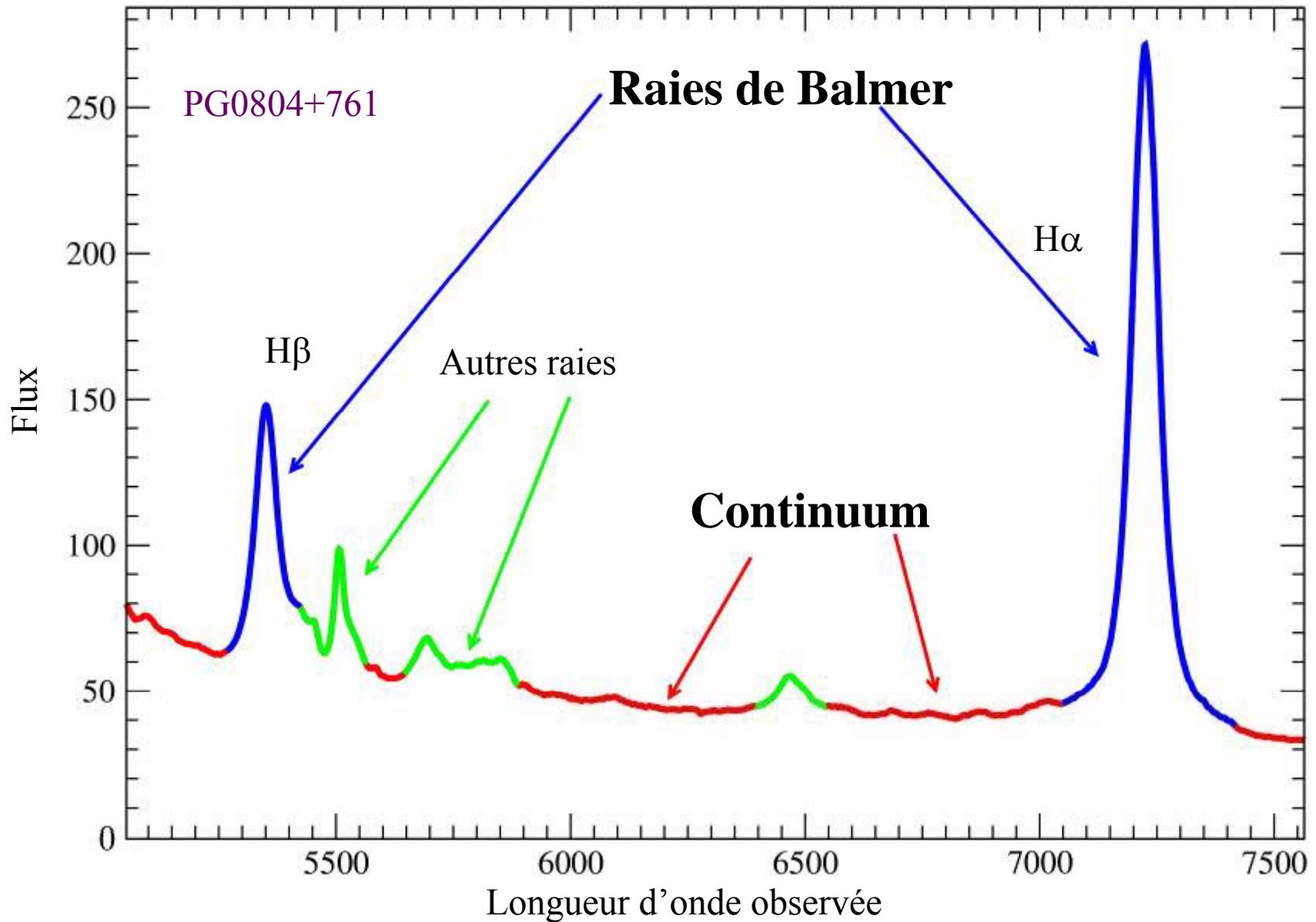
$\psi(\nu, t)$ contient l'information sur la **géométrie et la dynamique** de la BLR.

La fonction de transfert peut se retrouver par la transformée de Fourier et la convolution entre deux courbes de lumière: $t \leftrightarrow \omega$

$$\psi(\nu, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega e^{-i\omega t} \frac{\tilde{L}(\nu, \omega)}{\tilde{C}(\omega)}$$

Problème d'inversion: difficile (ou bien haut S/N!)

Spectre d'un noyau actif: $C(\tau)$, $L(\nu, t)$



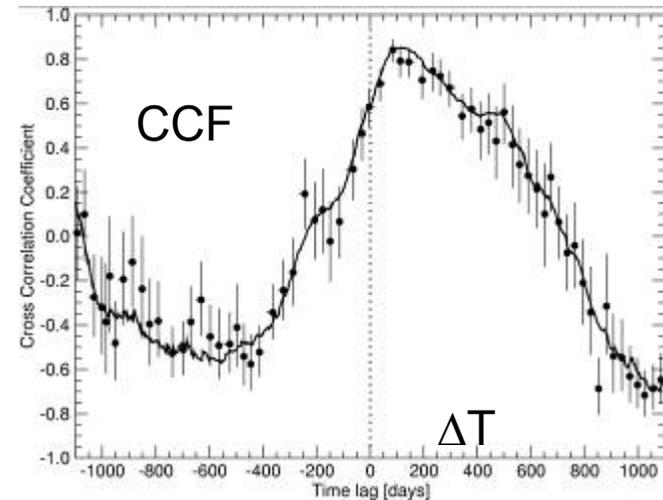
Carte de réverbération à 1D

Du fait des données trop éparées, et de la difficulté de mesurer de petites différences avec grande précision, la fonction de transfert

$$\psi(v, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega e^{-i\omega t} \frac{\tilde{L}(v, \omega)}{\tilde{C}(\omega)}$$

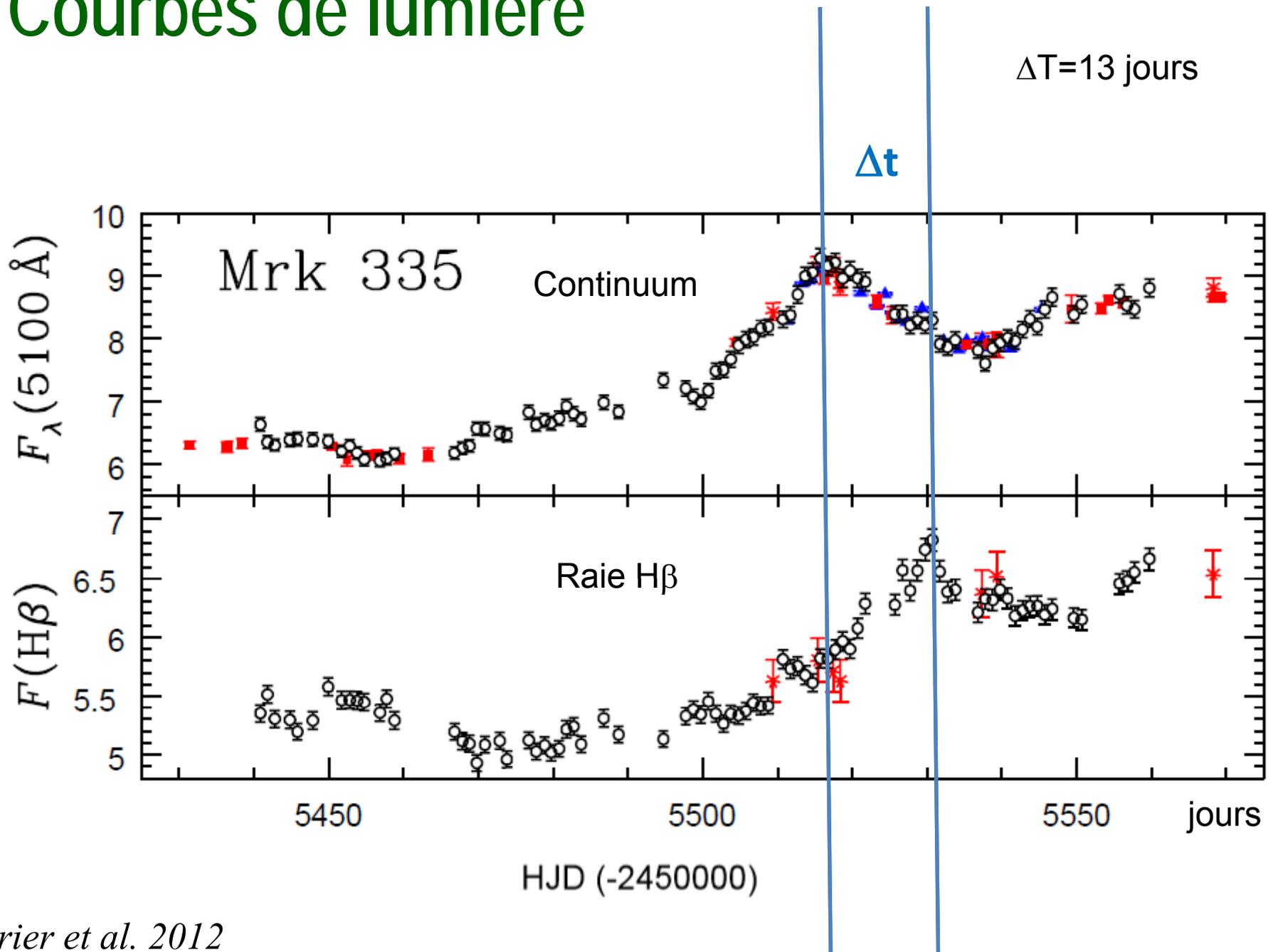
Est réduite à une dimension, soit juste une corrélation croisée entre les courbes de lumière du continuum et de la raie. Le pic/centroïde de la corrélation est une **mesure de la taille de la BLR – R_{BLR}** .

$$CCF(\tau) = \frac{1}{N\sigma_C\sigma_L} \sum_t C(t)L(t+\tau)$$



3ans

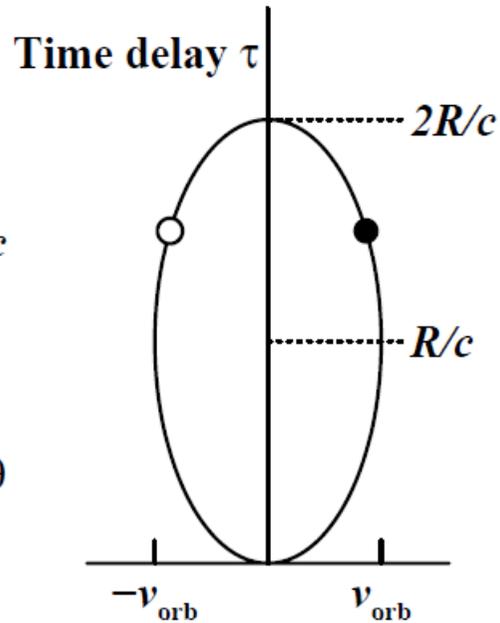
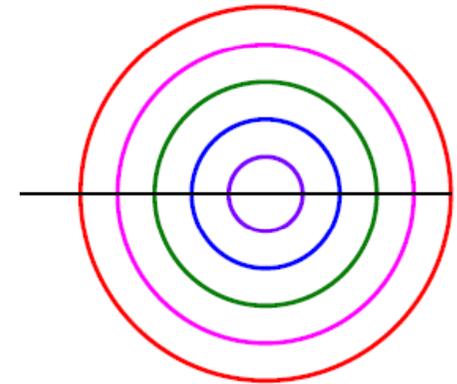
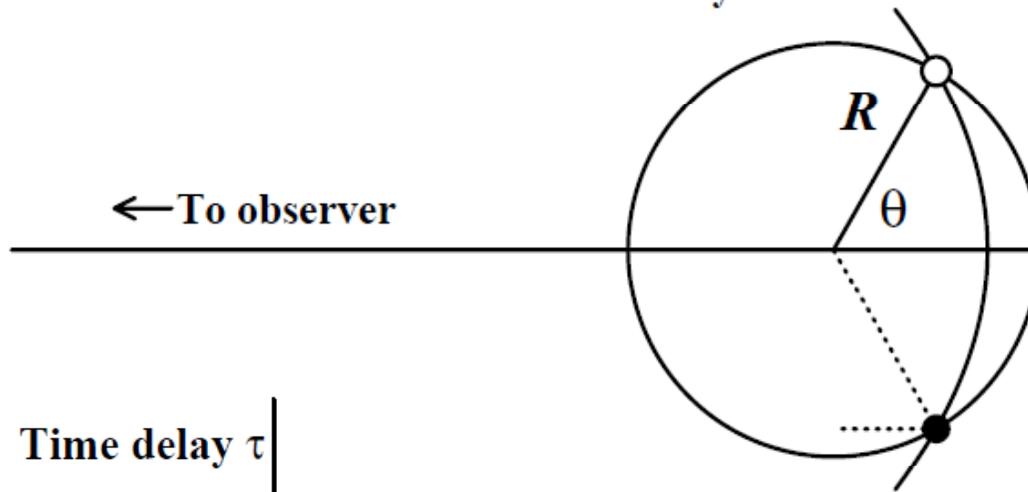
Courbes de lumière



« Reverberation Mapping » RM

Isodelay surface

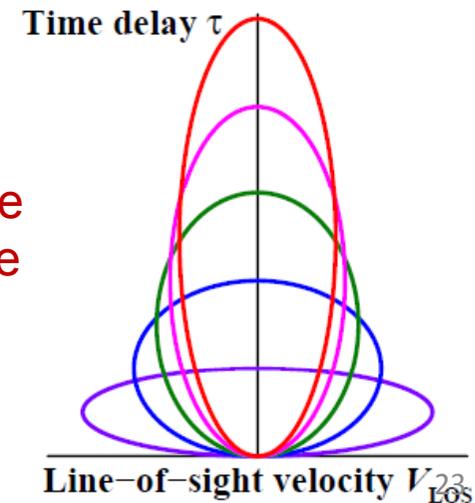
Chaque raie de la BLR a un rayon optimum



$$\tau = (1 + \cos\theta) R/c$$

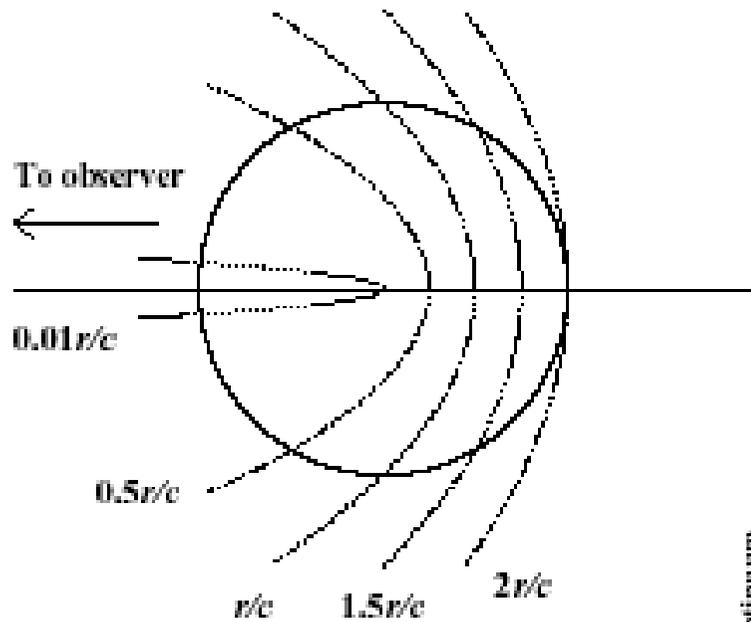
$$V_{\text{LOS}} = -v_{\text{orb}} \sin\theta$$

Line-of-sight velocity V_{LOS} (km/s)



Hypothèse simple
Emission isotrope
de l'anneau

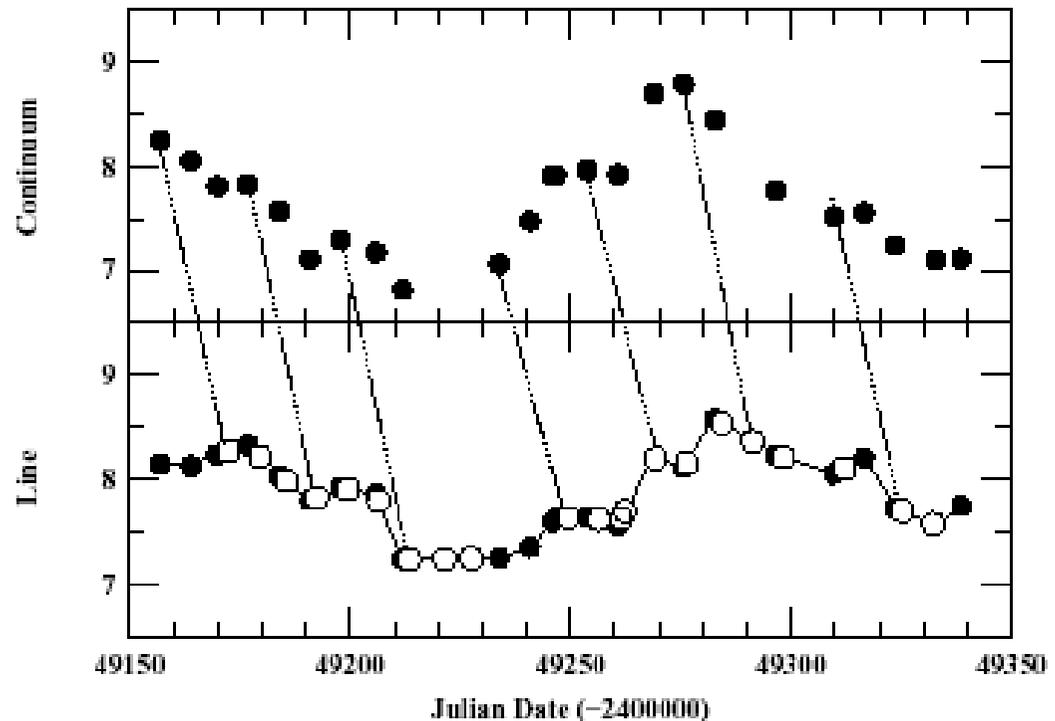
Reverberation Mapping RM



$$M = \frac{fr\sigma^2}{G}$$

r = taille, σ = dispersion de vitesse

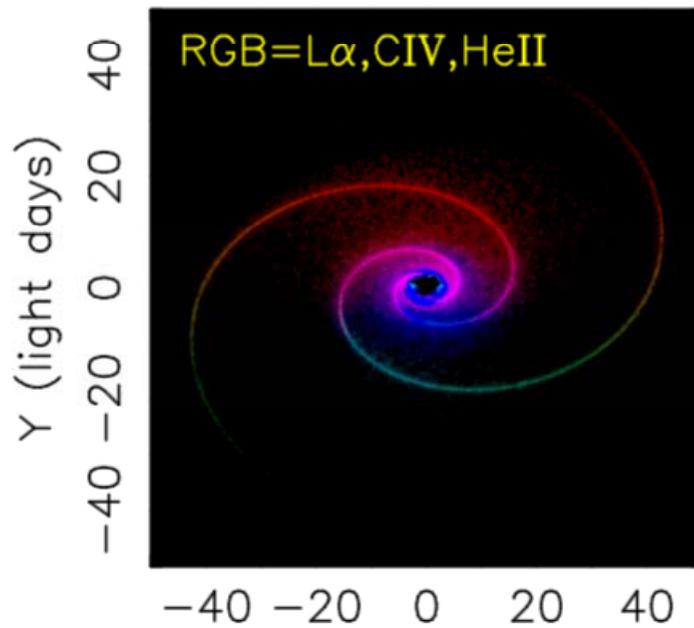
f facteur du Viriel



Modèles plus réalistes de réverbération

Prendre en compte épaisseur optique grande du milieu BLR

→ réfléchit surtout vers le centre

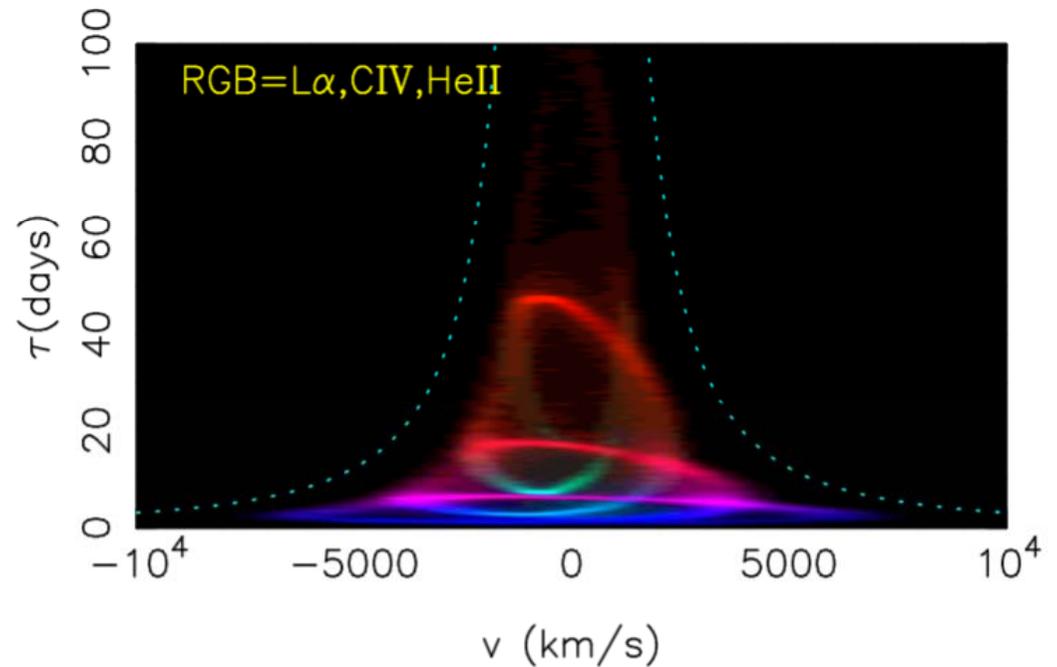


Rouge: Ly α

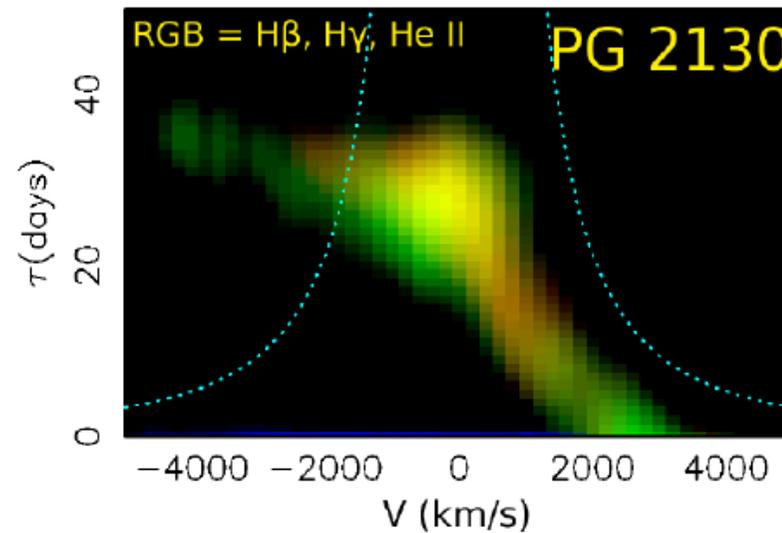
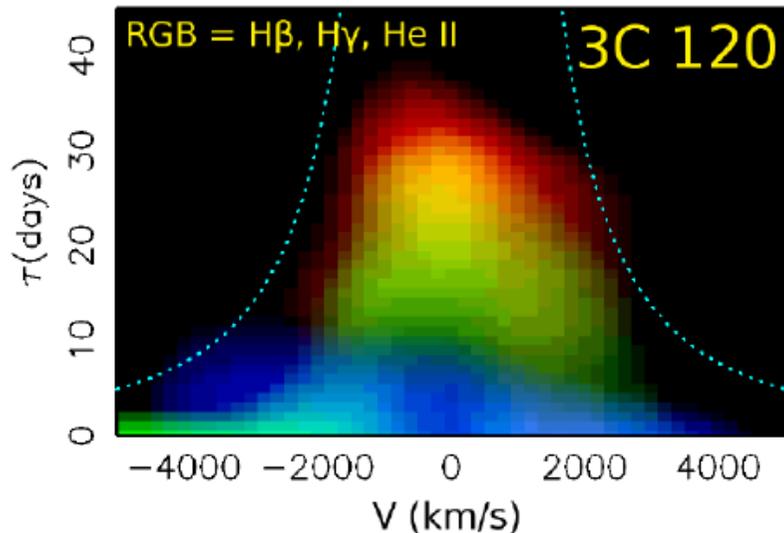
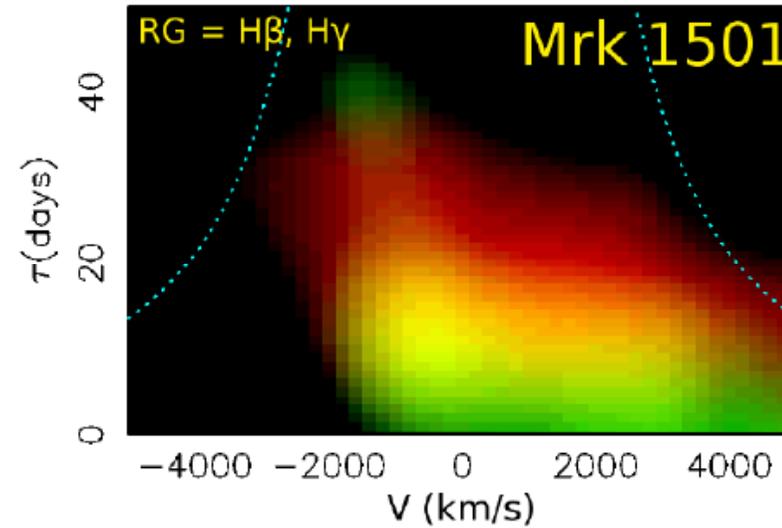
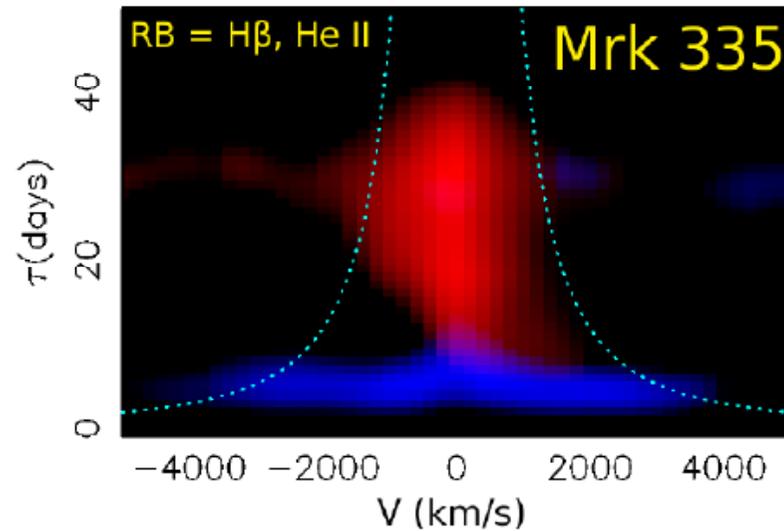
Vert= CIV

Bleu= HeII

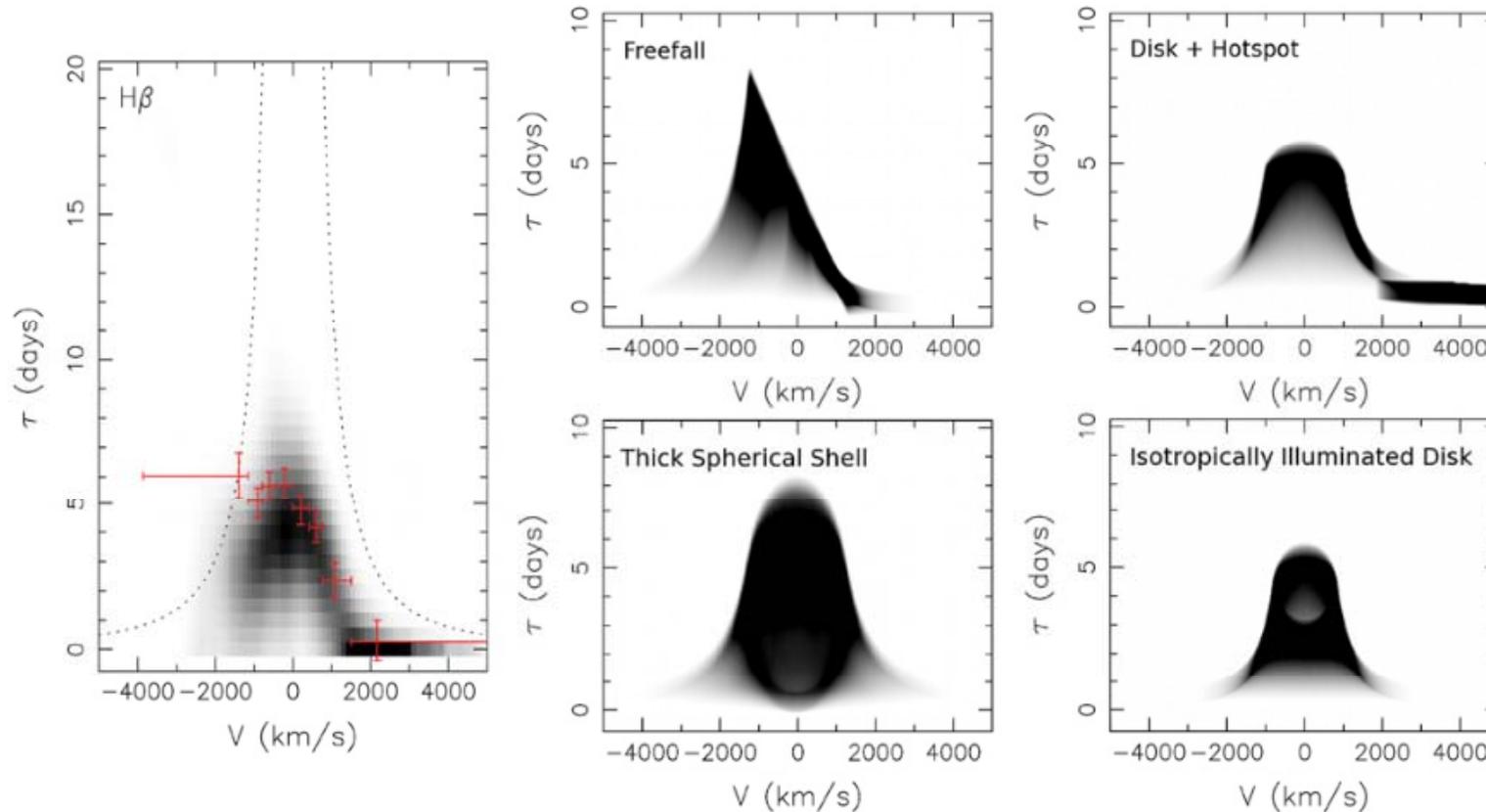
X (light days)



Inflow visible dans plusieurs AGN



Modèles de réverbération, avec flow



La cartographie par réverbération est la méthode « de luxe » la plus exacte, pour un AGN lointain. Elle sert ensuite à calibrer la relation L-R, et ainsi dériver les masses des trous noirs d'un bien plus grand nombre

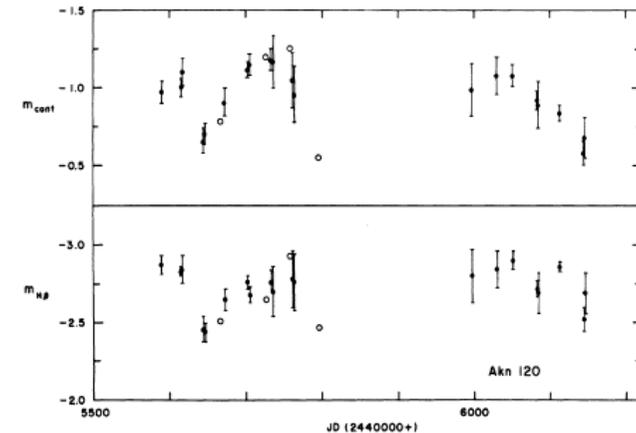
→ Aujourd'hui projet de déterminer la RM de 500 quasars, avec OzDES (survey pour l'énergie noire)

Trente ans d'acquisition de données

Les débuts Peterson (1988):

<u>Objet</u>	<u>Rayon (jours-lumière)</u>
Akn 120	<30
NGC 4151	~6
NGC 5548	~30
3C 390.3	25-45

Les premières mesures
utilisaient peu d'époques



Peterson & Gaskell 1986

Les diverses campagnes de suivi 1990-2000:

- Suivi Individuel des Seyfert I (NGC5548, NGC4151, NGC7469 – Maoz et al. 1990 - et autres AGN par “AGN Watch” projects – Peterson 1999).
- Campagne des Lovers of Active Galaxies (LAG) (Robinson 1994).
- Campagne de l'état de l'Ohio (Peterson et al. 1998).
- Campagne de Wise et Steward Observatories 17 quasars (Kaspi et al. 2000)
- Campagne Lick AGN Monitor Program (LAMP) Bentz et al 2009
- COSMOGRAIL: suivi des quasars avec lentille gravitationnelle: obtention des paramètres cosmologiques, énergie noire (Eigenbrod, Sluse, Courbin, 2005-2015)

En 2015 ~50 objets $z < 0.1$ ont des carte de réverbération

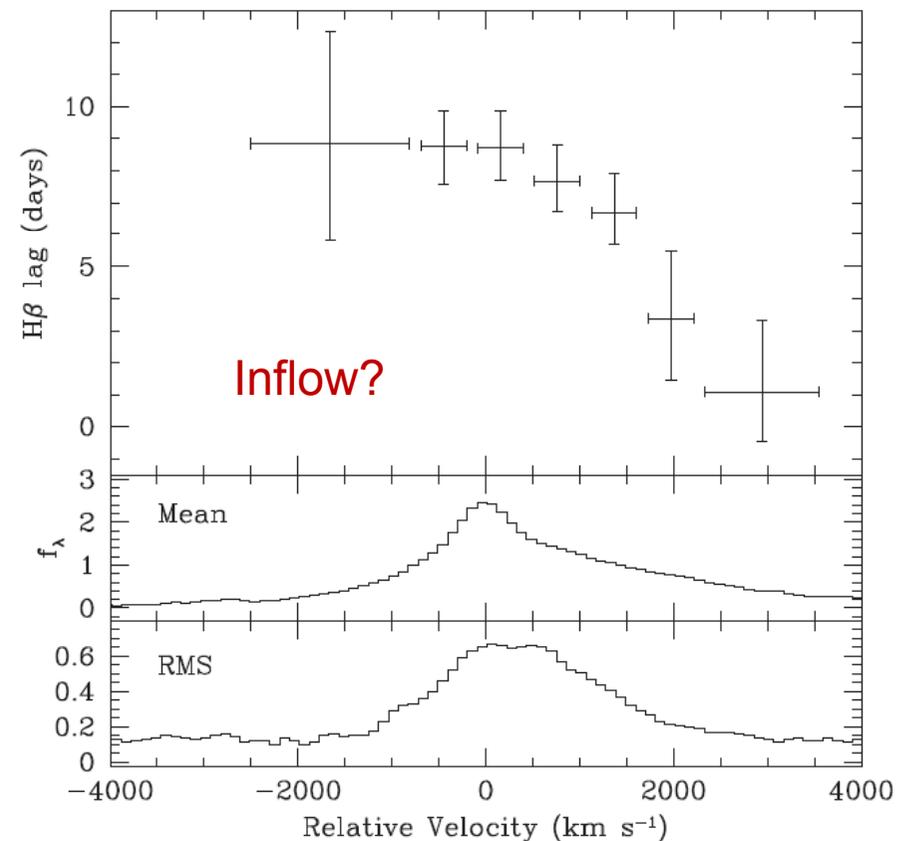
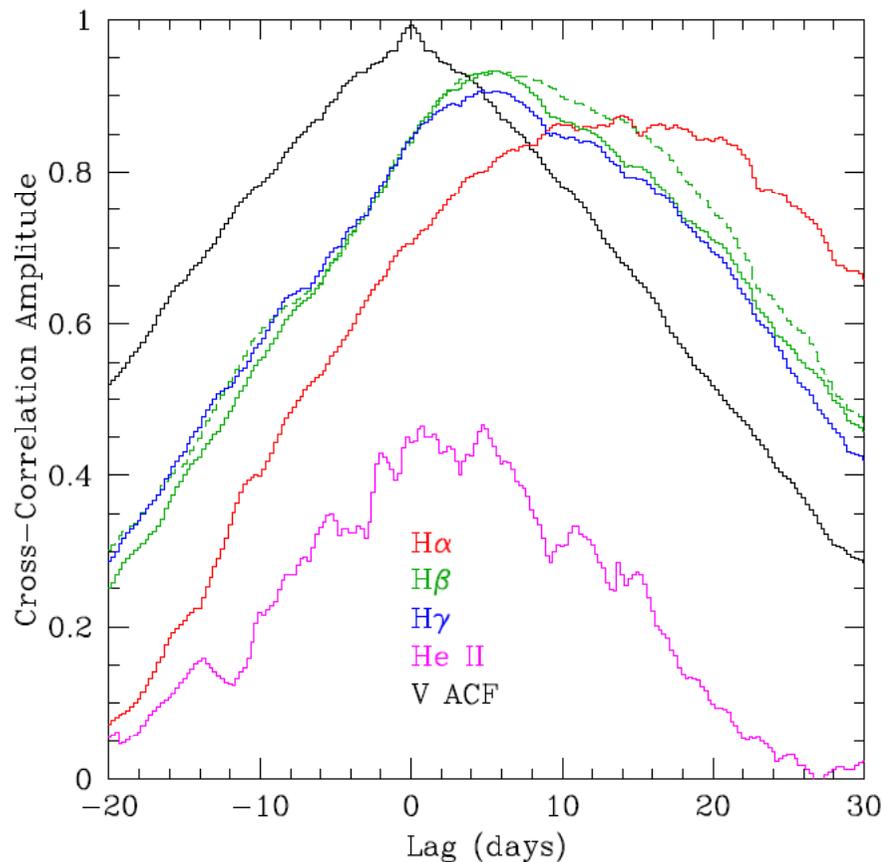


Suivi robotique Arp 151 (Mrk 40)

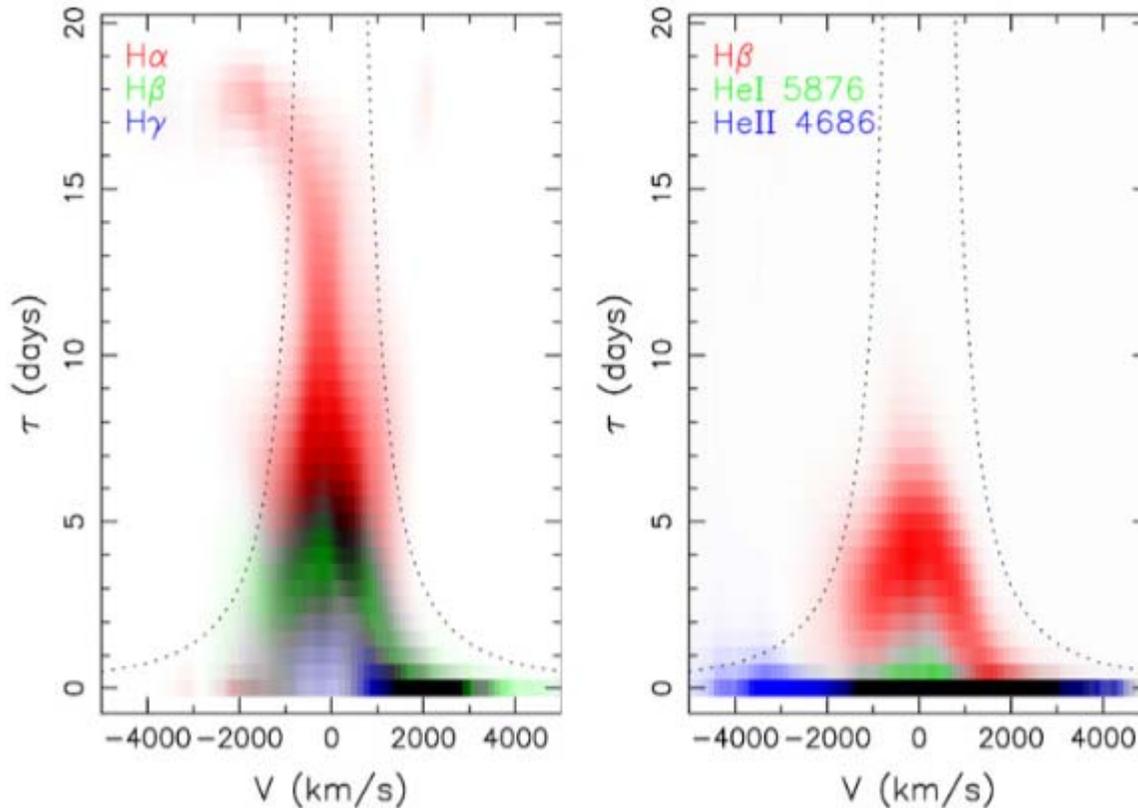
$M_{\text{BH}} = 6.2 \cdot 10^6 M_{\odot}$

200 jours d'observation sur la Sy-1 Arp151
Avec Las Cumbres Obs Global Telescope
LCOGT (Californie, Texas, Chili, Aus, SA...)

Délai temporel calculé par
Cross-corrélation



Délai dépendant de la vitesse (Arp151)



Pointillé: enveloppe viriel
 $V^2 \tau c/G = 1.2 \cdot 10^6 M_{\odot}$

Inflow visible pour $H\alpha$
dès que le délai $> 15j$

Il est important d'échantillonner souvent, ce qui conditionne la résolution spatiale obtenue sur le disque d'accrétion



Télescopes robotiques sur le globe

	Coordinates	Elevation (m)	Code	Timezone
Haleakala	20° 42' 27"N 156° 15' 21.6"W	3,055	ogg	UTC-10
McDonald	30° 40' 12"N 104° 1' 12"W	2,070	elp	UTC-6
Cerro Tololo	30° 10' 2.64"S 70° 48' 17.28"W	2,198	lsc	UTC-3
Teide	28° 18' 00"N 16° 30' 35"W	2,330	tfn	UTC
Sutherland	32° 22' 48"S 20° 48' 36"E	1,460	cpt	UTC+2
Ali	32° 19' N 80° 1'E	5,100	ngq	UTC+8
Siding Spring	31° 16' 23.88"S 149° 4' 15.6"E	1,116	coj	UTC+10

2m
1m
3x1m +0.5m
2x 0.5m
3x1m
1m
2m +2x1m

15 télescopes: 2 x 2m, 10 x 1m, 3 x 0.5m

Google finance



BLR Relation entre taille et Luminosité

Deux quantités fondamentales **mesurées en RM**

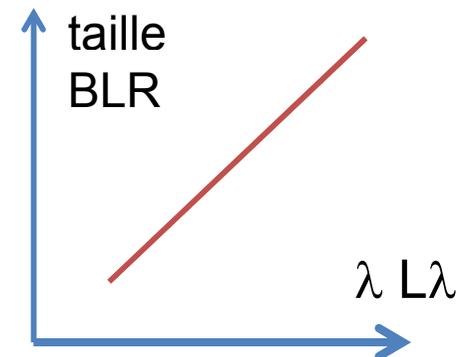
Peterson et al. (2014), Ho & Kim (2015) ~50 systèmes connus

Avec un délai temporel en raies de Balmer (surtout H β)
Taille caractéristique de la BLR = délai temporel * c

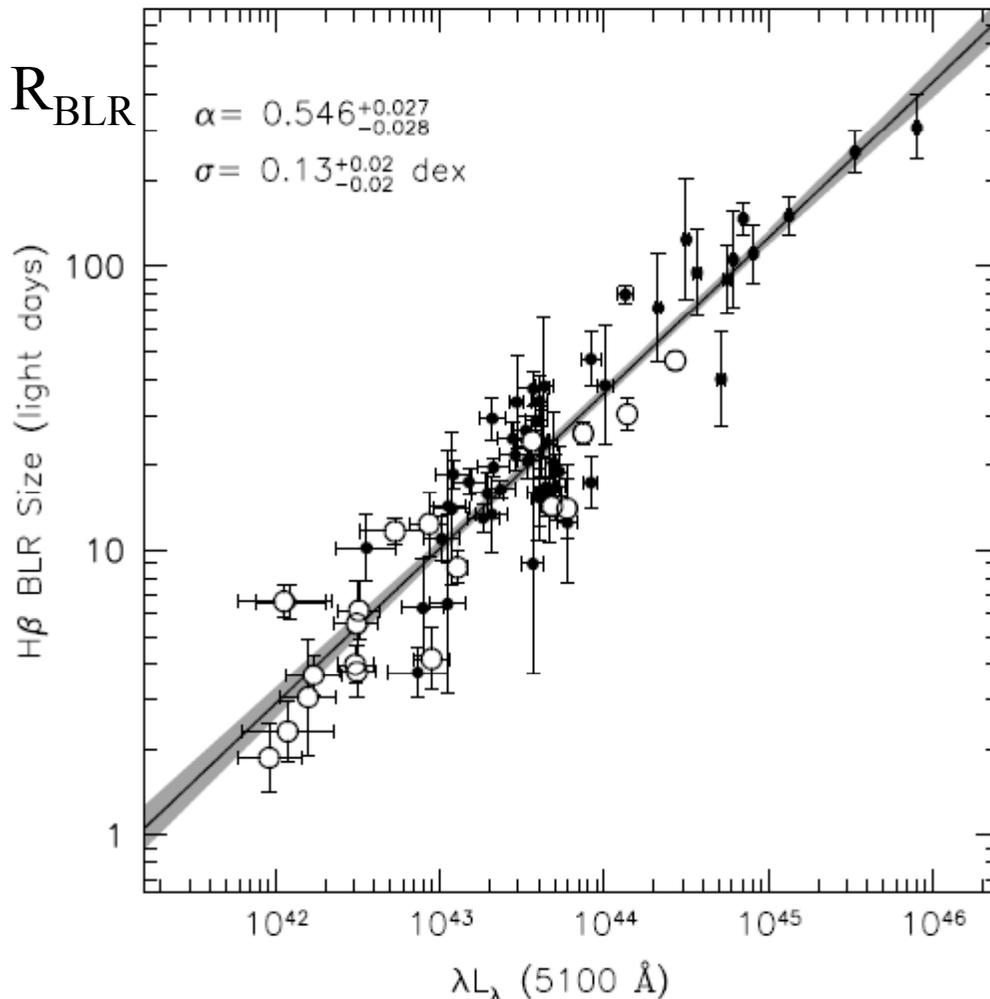
Luminosités obtenues en Optique, UV et X

En moyennant les mesures obtenues avec tous les délais temporels
Des raies de Balmer

→ Calibration de la relation L-R



H β R_{BLR} - Luminosité optique (5100 Å)



Q(H) nbre de photons ionisants

$$U = \frac{Q(H)}{4\pi R^2 c n_e}$$

U flux et n_e nbre de particules

$$Q(H) = \int_{\nu_1}^{\infty} \frac{L_\nu}{h\nu} d\nu$$

Si le flux U et n_e sont les mêmes pour tous les AGN, alors

$$R \sim Q(H)^{1/2}$$

$$\text{Et si } L \sim Q(H)$$

$$R \sim L^{1/2}$$

$$R_{\text{BLR}} \propto [\lambda L_\lambda(5100 \text{ \AA})]^{(0.54 \pm 0.03)}$$

Bentz et al. 2013

Pente 0.5 si tous les AGN avaient le même degré d'ionisation

Spin des trous noirs super-massifs

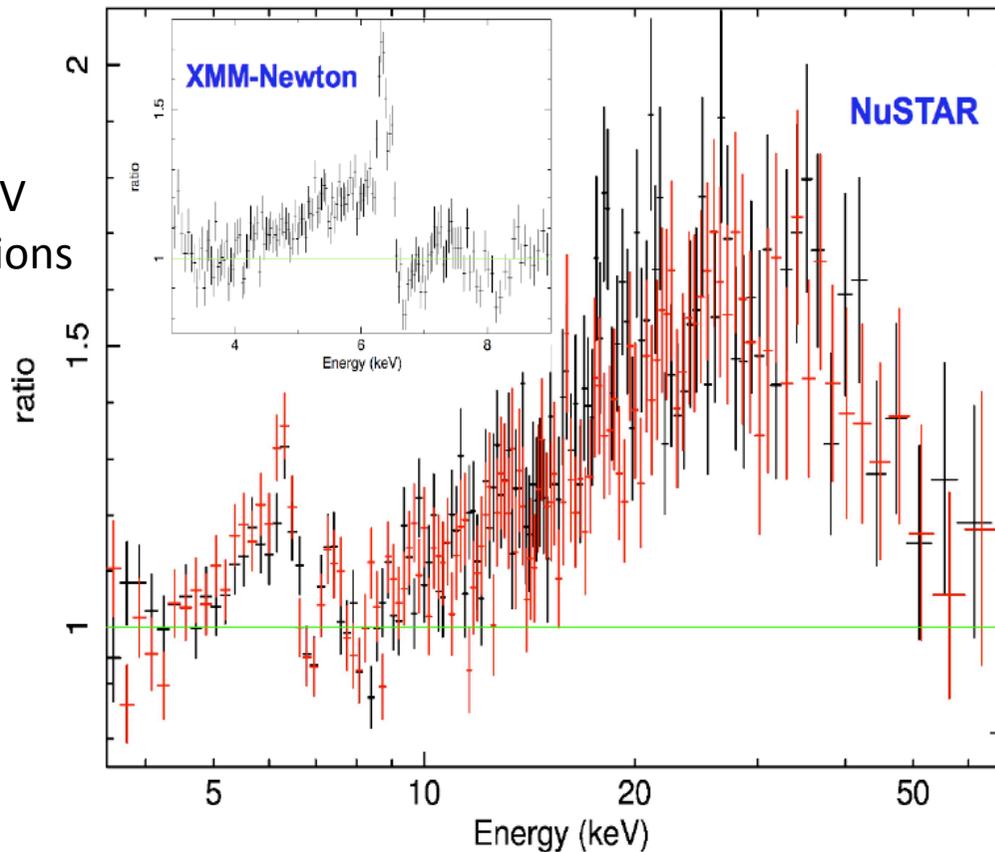
Exemple de NGC 1365 (*Risaliti et al 2013*)

Masse $2 \cdot 10^6 M_{\odot}$

Méthode de la réflexion relativiste, avec
la raie du Fe $K\alpha$: excès asymétrique 5-7 keV

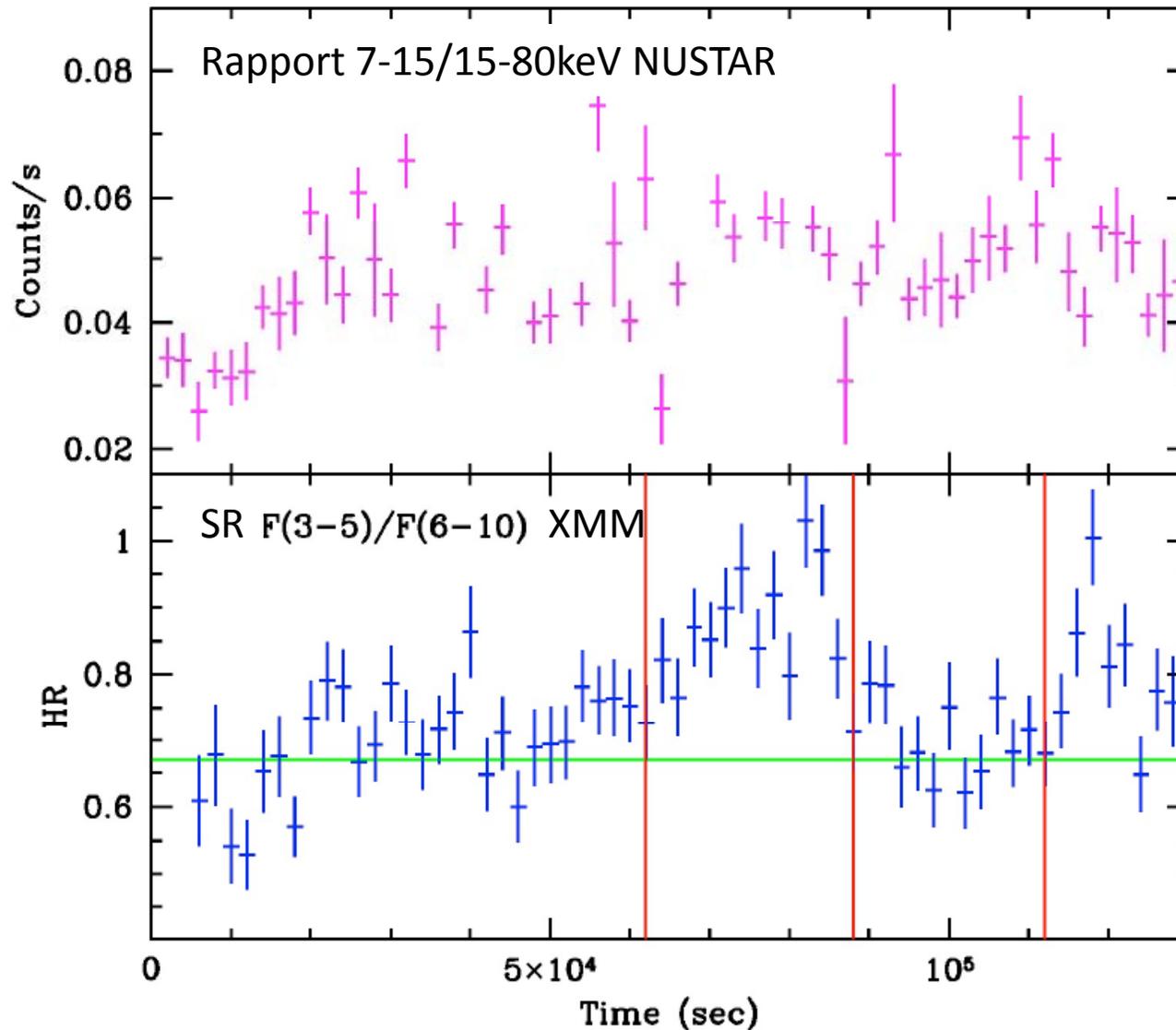


+ 10-60keV
+ absorptions
8 keV



Maximum $a \sim 1$ $J \sim GM^2/c$
La vitesse atteint c à l'horizon

Spin de NGC 1365: variabilité



Variations dans SR
dus à la variabilité
de l'absorption
 $V \approx 1000 \text{ km/s}$
Echelles qq heures

Puisque 7-15/15-80
est constant
Les diverses E
caractérisent le
disque d'accrétion
→ taille $\sim R_s$

Spin de NGC 1365: maximum

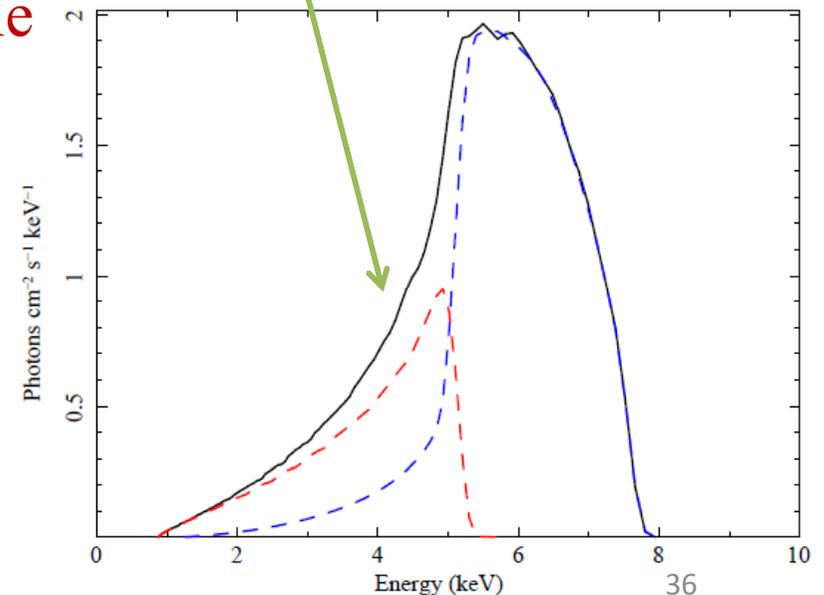
Il est délicat de séparer les variations **de qq heures** dues au passage de nuages absorbants, de signature relativiste de la raie Fe $K\alpha$.

La raie étroite du fer est due à la reflection par du gaz diffus loin du trou noir. La raie large est caractéristique des effets relativistes.

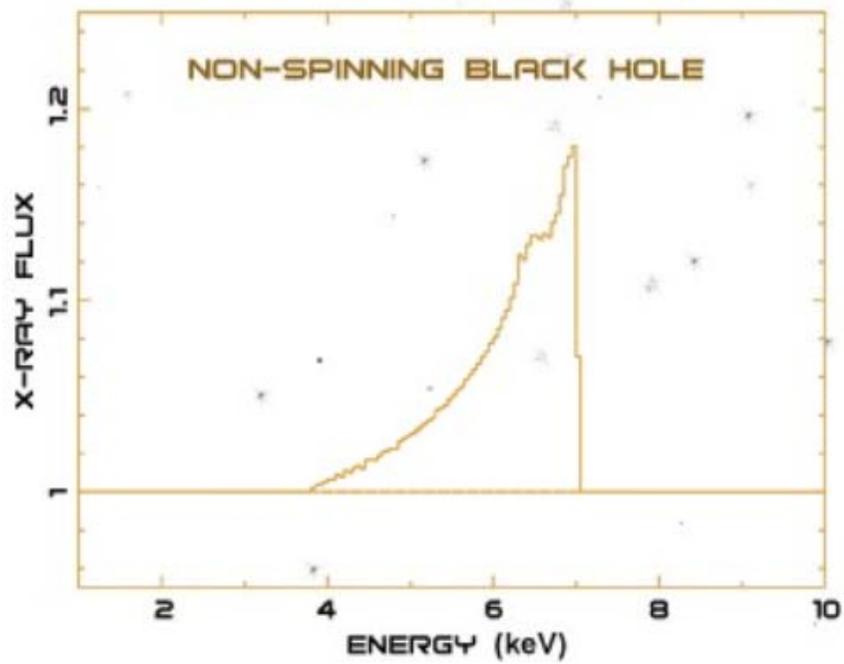
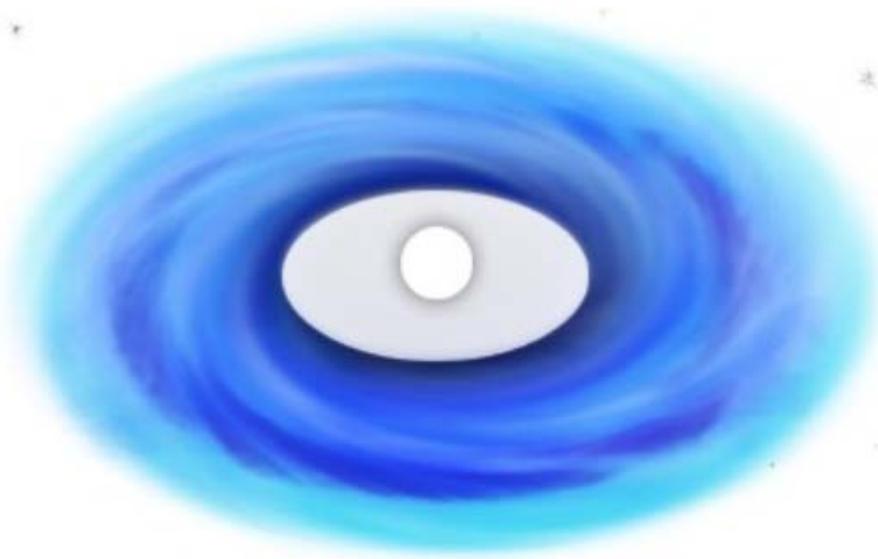
Les nuages absorbants éclipsent parfois le côté bleu, parfois l'autre, mettant en évidence la distortion relativiste

Le pic à haute énergie (30keV) est la reflection du continuum de l'AGN par le gaz chaud le plus proche du TN (dernière orbite stable)

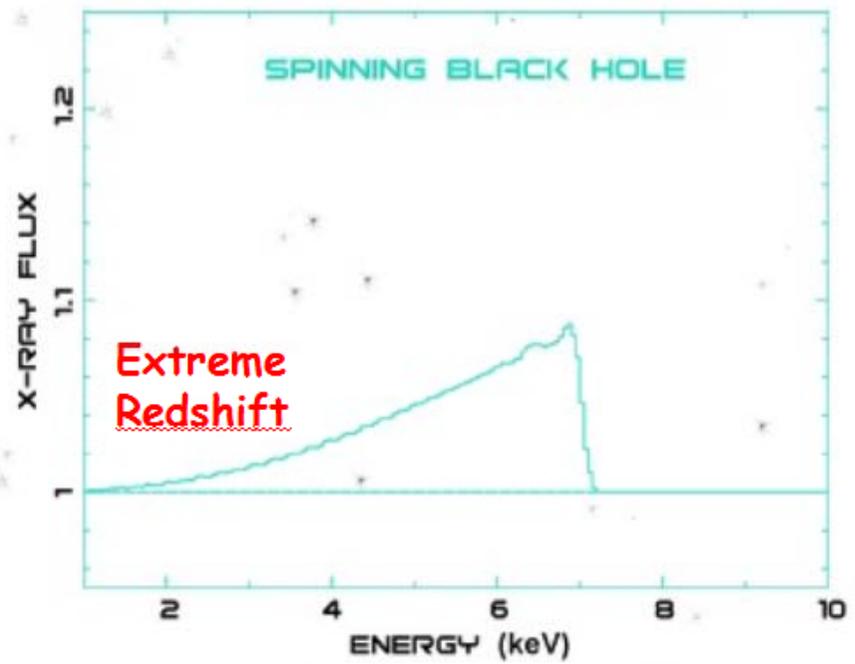
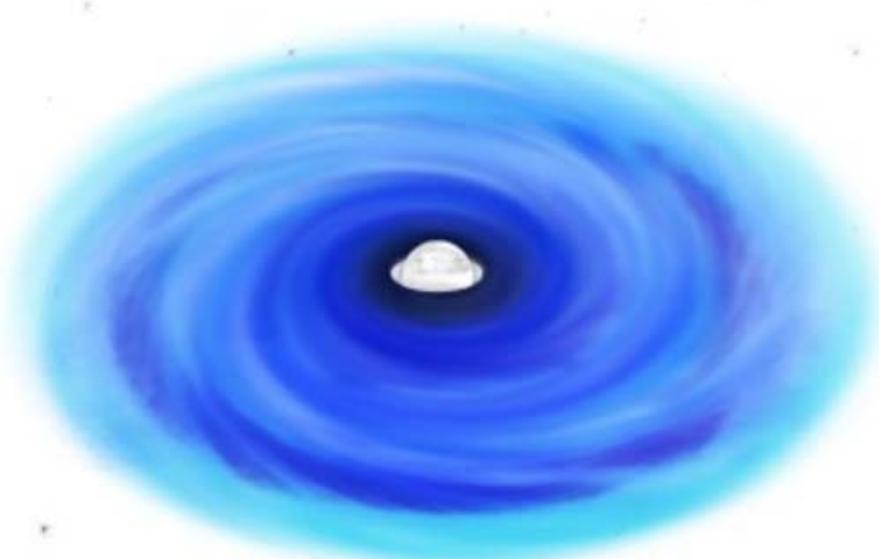
Les absorbants proches (chauds) sont toujours du côté bleu (vent sortant)



Schwarzschild



Extreme Kerr



Différente échelles des Quasars

Animation: Zoom à partir de la galaxie externe jusqu'au centre du noyau

Echelle de taille variant de 10 ordres de grandeur

Entrée dans la galaxie – bras spiraux, étoiles

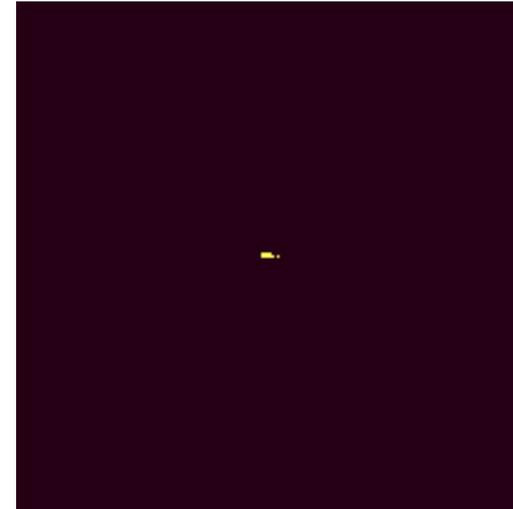
1. Région de nuages NLR, couleur blanc, bleu

Disque rouge/jaune est le tore moléculaire

2. Entrée BLR: nuages violet/vert/jaune

Disque d'accrétion bleu et blanc

Les jets sont perpendiculaires au disque d'accrétion



Taux d'accrétion et rayonnement

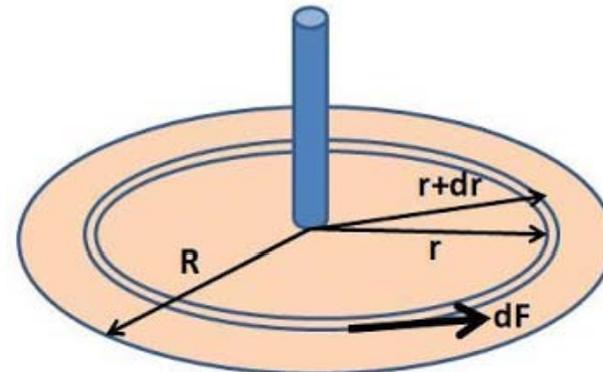
Hypothèse **sphérique** $dM/dt = 4\pi R^2 \rho v$ et $c_s^2 = 2 GM/R$

Taux d'accrétion de Bondi, $R = 2 GM/c_s^2$

$$dM / dt \cong (1.410^{11} \text{ g/s}) \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^2 \left(\frac{\rho}{10^{-24} \text{ g/cm}^3} \right) \left(\frac{c_s}{10 \text{ km/s}} \right)^{-3}$$

Occulte le problème de moment angulaire: en fait disque en rotation

Dans un disque de gaz en rotation, les **couples de viscosité** doivent permettre au gaz de perdre du moment angulaire et spiraler vers le centre

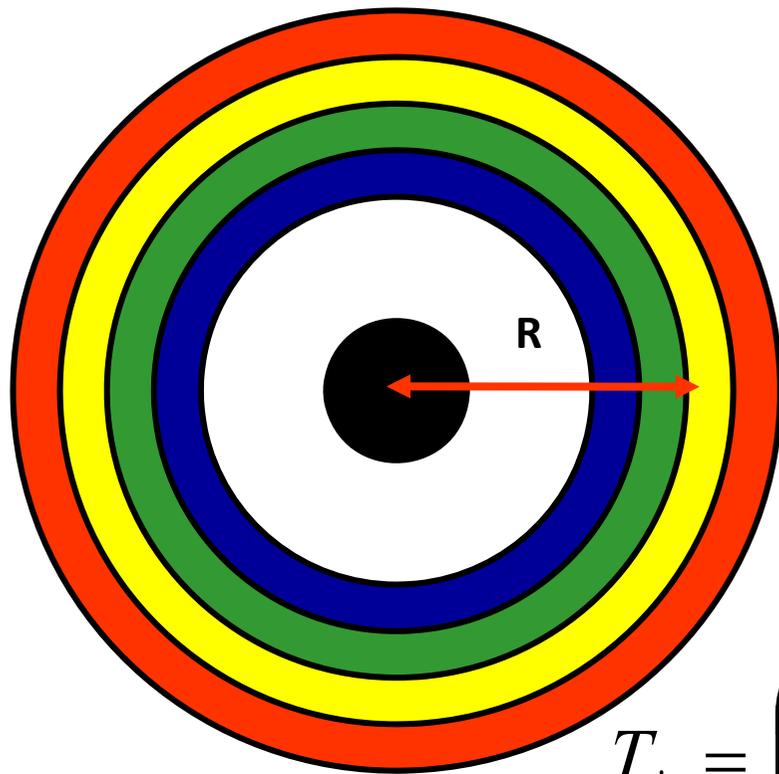


$$dL/dt = F r$$

Disque d'accrétion, géométrie mince

Le disque mince, optiquement épais, **très efficace pour rayonner**

Le disque d'accrétion peut être considéré comme des anneaux d'émission de corps noir



$$\begin{aligned} & \text{Taux de dissipation, } D(R) \\ &= \frac{3GM\dot{M}}{8\pi R^3} \left[1 - \left(\frac{R_*}{R} \right)^{0.5} \right] \end{aligned}$$

= flux de corps noir

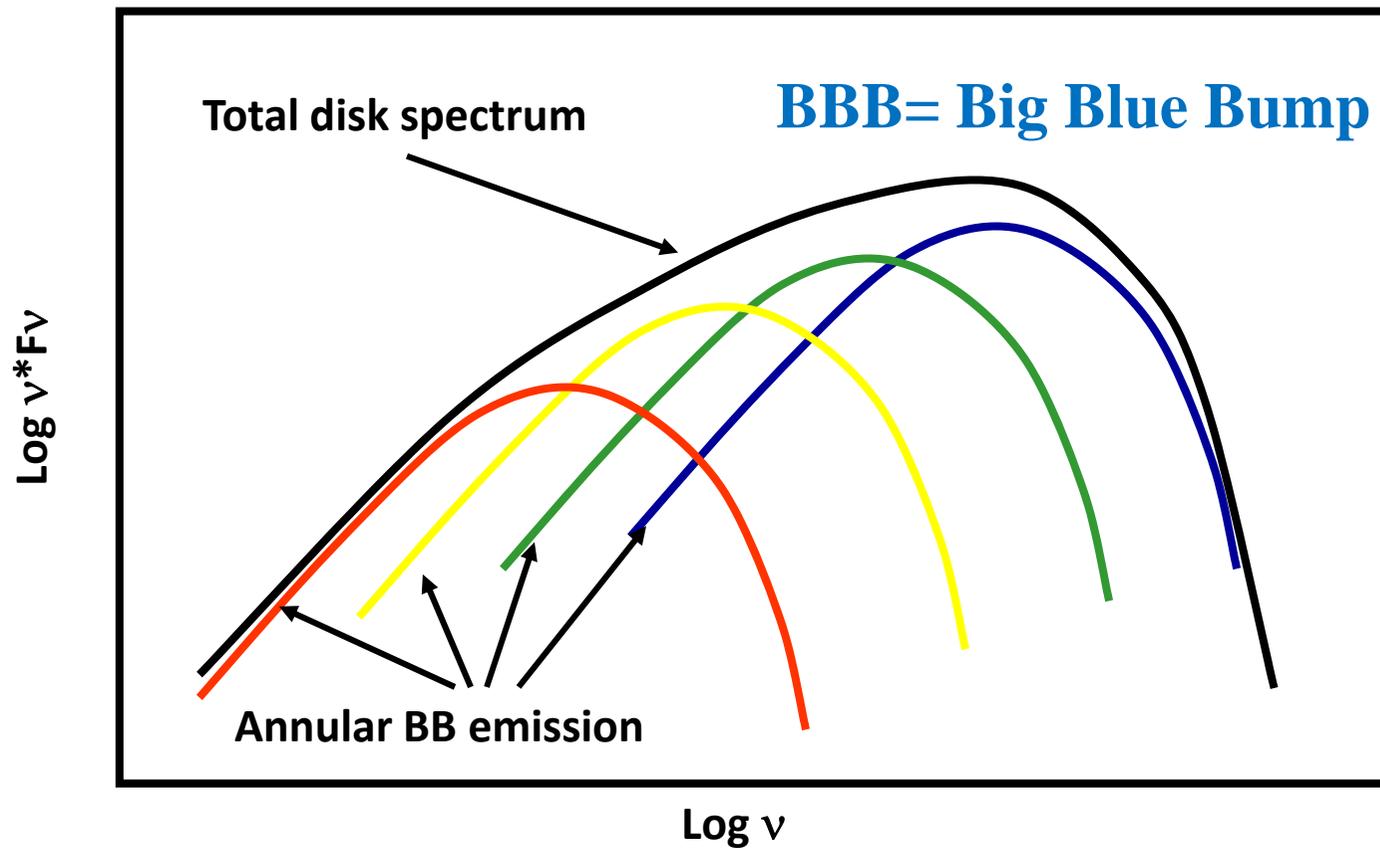
$$= \sigma T^4(R)$$

$$T_* = \left(\frac{3GM\dot{M}}{8\pi R_*^3 \sigma} \right)^{1/4} \quad T = T_* \left(R / R_* \right)^{-3/4}$$

for $R \gg R_*$

Spectre du disque

Flux en fonction de la fréquence, ν

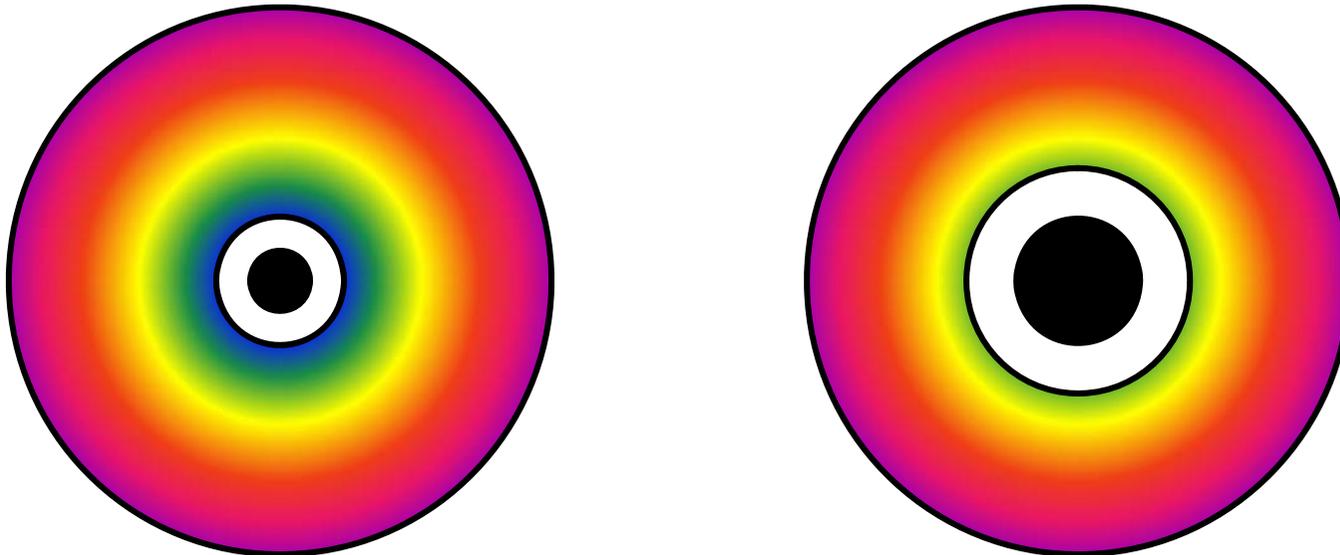


Trou noir et disque d'accrétion

Pour un TN sans rotation, à symétrie sphérique, l'orbite stable la plus proche du centre est à $3r_g$ ou :

$$r_{\min} = \frac{6GM}{c^2}$$

Et quand $R \gg R_*$ $T = T_* \left(R / R_* \right)^{-3/4}$



Physique des disques d'accrétion

Les **forces de viscosité** sont la source d'échange de moment angulaire la majeure partie du gaz va tomber vers le centre, une faible partie va partir vers l'extérieur, emportant l'essentiel du **moment L**

→ **Les processus de viscosité sont dissipatifs**

Chauffent le milieu, qui va rayonner et perdre de l'énergie

Le couple exercé de $R+dR$ sur R $G(R) = 2\pi R h \nu \rho R^2 \frac{\partial \Omega}{\partial r}$

h est l'épaisseur du disque, ν la viscosité
 ρ la densité du gaz, et Ω sa rotation

L'hypothèse faite par Shakura & Sunyaev (1973) $\nu = \alpha c_s h$

Par des arguments dimensionnels

→ Solution invariante d'échelle

Source de la viscosité

La viscosité atomique ou moléculaire est négligeable

Gaz très diffus, 10^3 part/cm³, libre parcours moyen très grand \sim AU

$t_{\text{coll}} \sim 1$ an

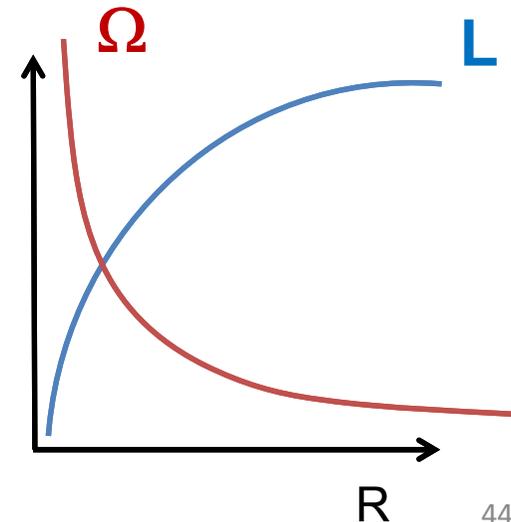
La viscosité est plus macroscopique:

turbulence, champ magnétique

Disque képlérien, rotation différentielle

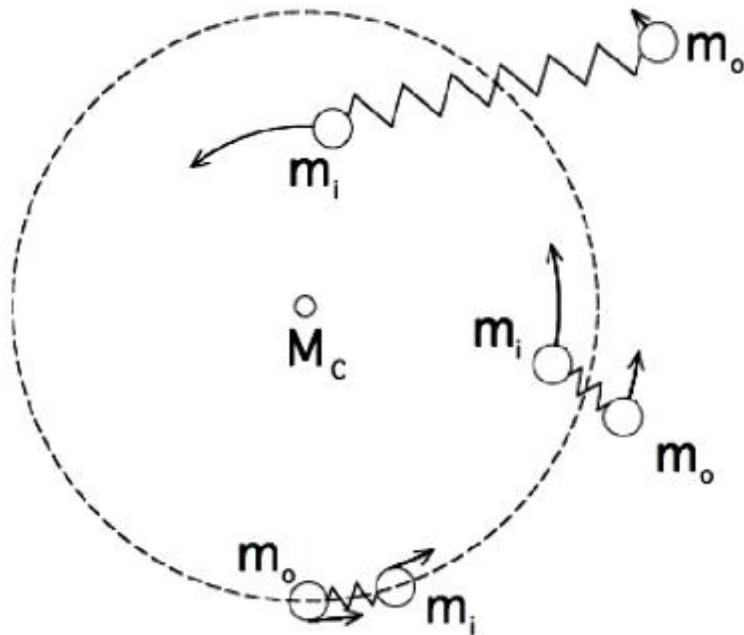
$$V^2 = GM/R \quad \Omega^2 = V^2/R^2 = GM/R^3$$

$$L = V R = (GMR)^{1/2}$$



Instabilité Magnéto-rotationnelle (MRI)

Balbus & Hawley 1991



La présence de champ magnétique dans un milieu ionisé: équivaut à lier les particules entre elles → ressorts

La rotation différentielle fait que m_i tourne plus vite (Ω supérieur, Période plus courte)

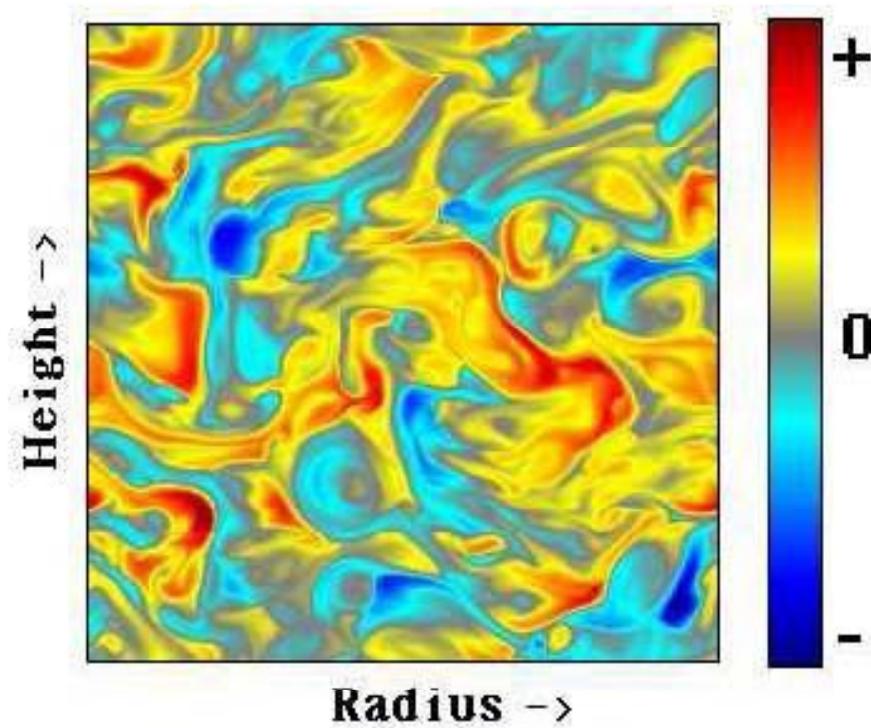
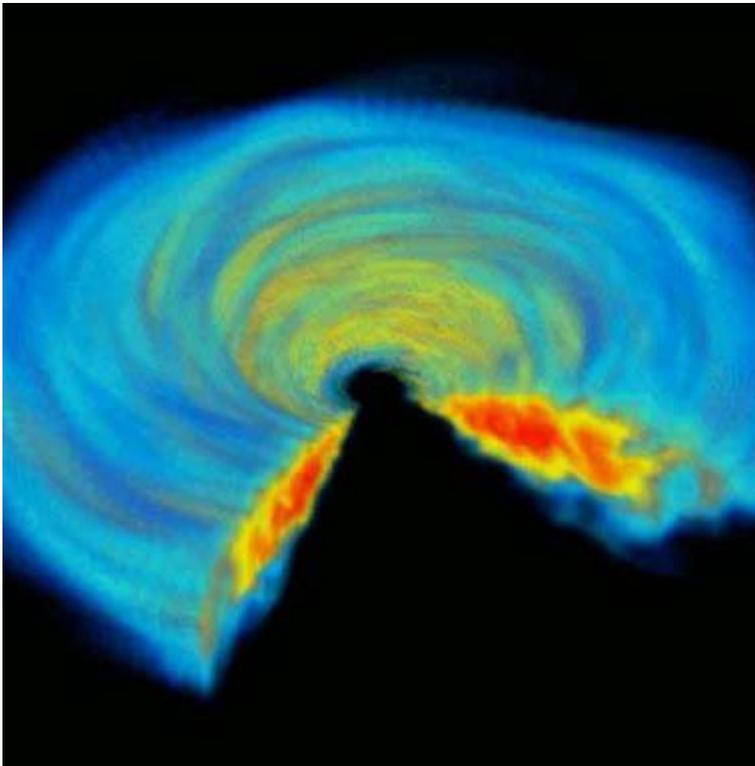
m_i tend à accélérer m_o , et à lui donner du moment angulaire.
Pourtant c'est m_o qui en a le plus!
 m_i tombe vers le centre et tourne de plus en plus vite!!

→ Instabilité très rapide, même (et surtout) pour B très faible

Simulations de la MRI

John Hawley

Visualisation 3D du disque
d'accrétion simulé avec MRI



Coupe du disque d'accrétion
Rouge, L supérieur à Keplérien
Bleu, L inférieur

Champ magnétique: tension

Le fluide fortement ionisé se conduit comme un conducteur.

Avec un champ B ($\parallel Oz$ par ex), son mouvement va créer un champ

$\mathbf{E} = -\mathbf{v} \times \mathbf{B}$, afin d'annuler la force

$$-\text{rot } \mathbf{E} = d\mathbf{B}/dt = \text{rot } (\mathbf{v} \times \mathbf{B})$$

Pour un petit déplacement $\delta\mathbf{r} = \mathbf{v}\delta t \rightarrow \delta\mathbf{B} = \text{rot } (\delta\mathbf{r} \times \mathbf{B})$

Ou bien si $B \sim \text{cst}$, B gelé dans le fluide $\delta\mathbf{B} = (\mathbf{B} \cdot \text{grad}) \delta\mathbf{r}$

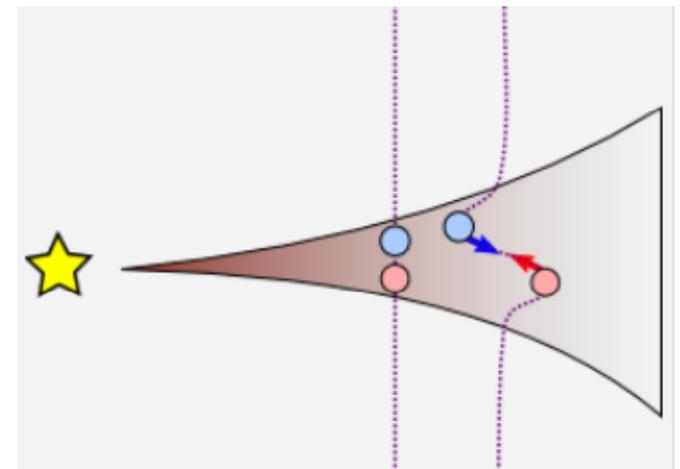
Le champ agit sur un courant \mathbf{J} , avec une force $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$

$$\text{rot } \mathbf{B} = \mu \mathbf{J}$$

La force est alors égale à $-\text{grad } (\mathbf{B}^2/2\mu) + 1/\mu (\mathbf{B} \cdot \text{grad}) \mathbf{B}$

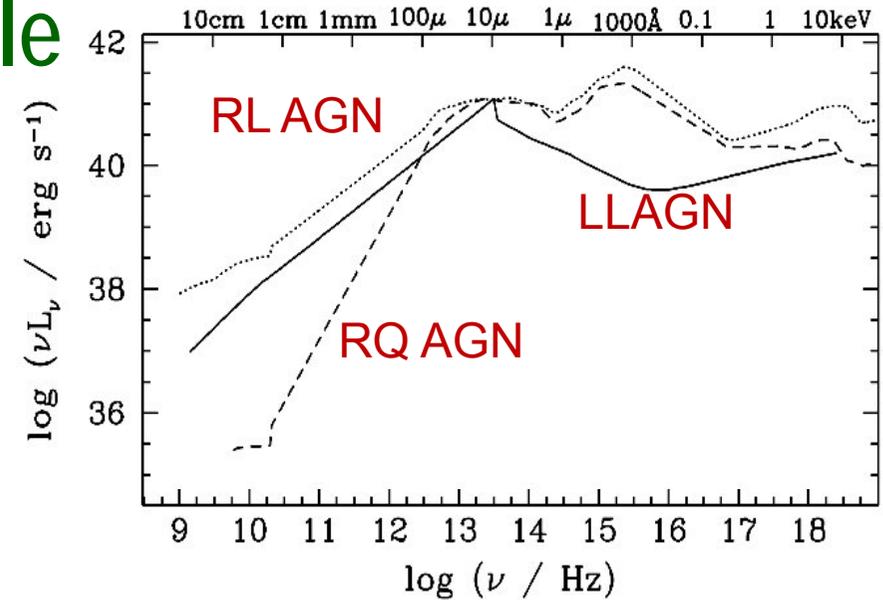
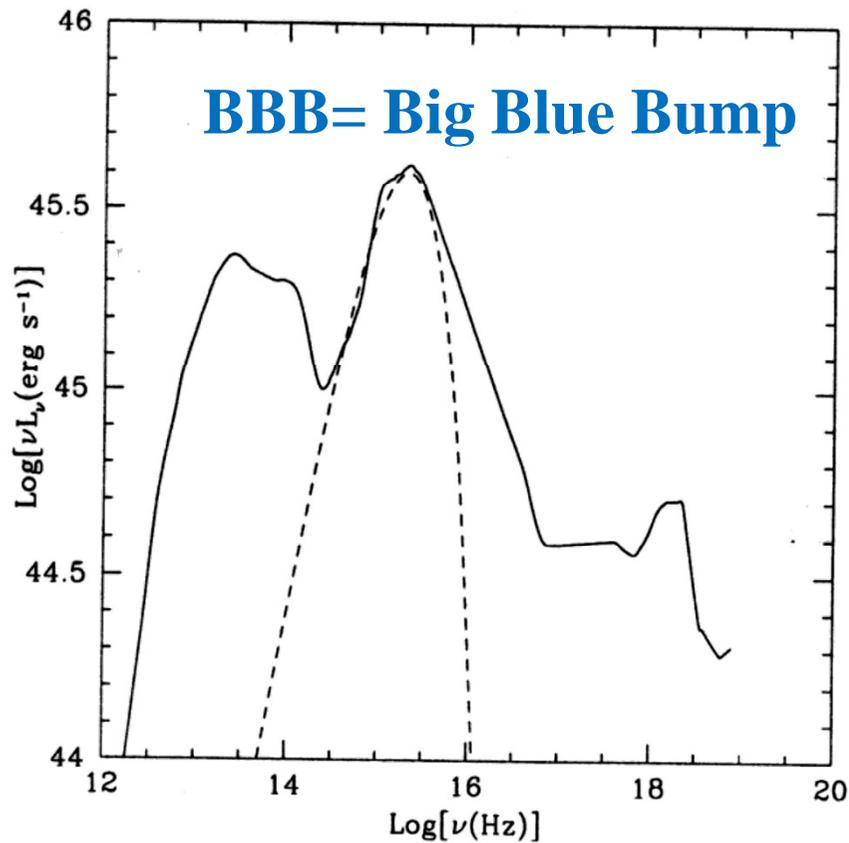
Pression magnétique, plus tension,
équivalente à un ressort

Les éléments de fluide sont comme des perles
sur la ligne du champ B



Nécessité d'un autre modèle

Ho, 2005



Le modèle du disque mince,
Optiquement épais, explique le BBB
N'existe pas dans tous les AGN

Certains ont juste un flux en loi
de puissance

D'autres à faible $L \sim 0.01 L_{\text{Edd}}$
ont des émissions X fortes $> 100\text{keV}$

Faible luminosité par rapport à l'accrétion

Certains trous noirs ne rayonnent pas au niveau de leur accrétion

Par exemple SgrA* au centre de la Voie lactée

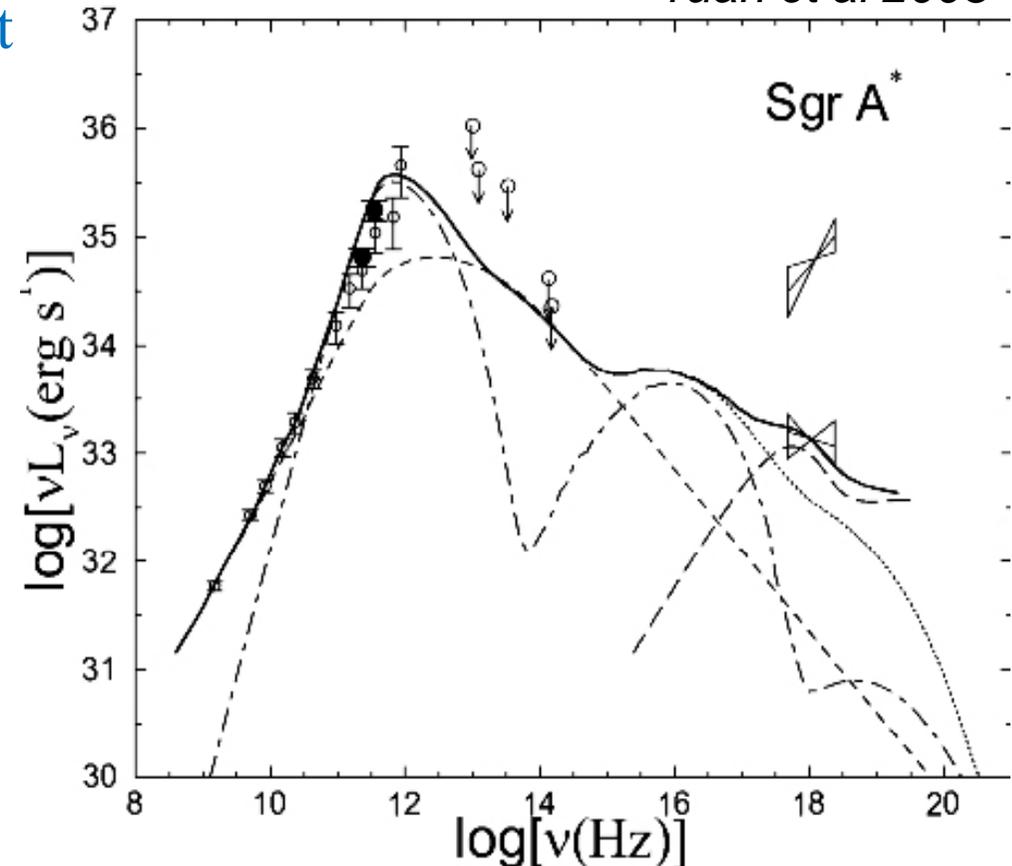
$$\frac{dM}{dt} = 10^{-4} \frac{dM}{dt}_{\text{Edd}}$$

$$\text{Alors que } L = 10^{-9} L_{\text{Edd}}$$

Même situation pour tous les noyaux des galaxies proches

→ ADAF = Advection Dominated Accretion Flow

Yuan et al 2003



Bilan d'énergie

$$\rho T dS = dQ = dQ^+ - dQ^-$$

$$\rho T dS/dt = q^{\text{adv}} = q^+ - q^-$$

Le gaz accrété est chauffé par viscosité (q^+) puis refroidit par rayonnement (q^-). Tout excès de chaleur est stocké dans le gaz et transporté dans le flot, ce qui représente **l'advection** de l'énergie (q^{adv})

Dans le disque mince $q^+ = q^-$ tout est rayonné, $L = 0.1 mc^2$

Dans un ADAF, q^- tend vers zéro, et $q^+ = q^{\text{adv}}$ $L \ll 0.1 mc^2$

Conditions pour un ADAF

- Un disque d'accrétion devient un ADAF si
 - Le gas ne peut pas rayonner dans un temps inférieur au temps d'accrétion. Ceci arrive lorsque $dM/dt < 0.03 dM_E/dt$, où $dM_E/dt = 2M_\odot/\text{yr}$ ($M_{bh}/10^8 M_\odot$) (plus précisément **radiatively inefficient ADAF** ou **RIAF**)

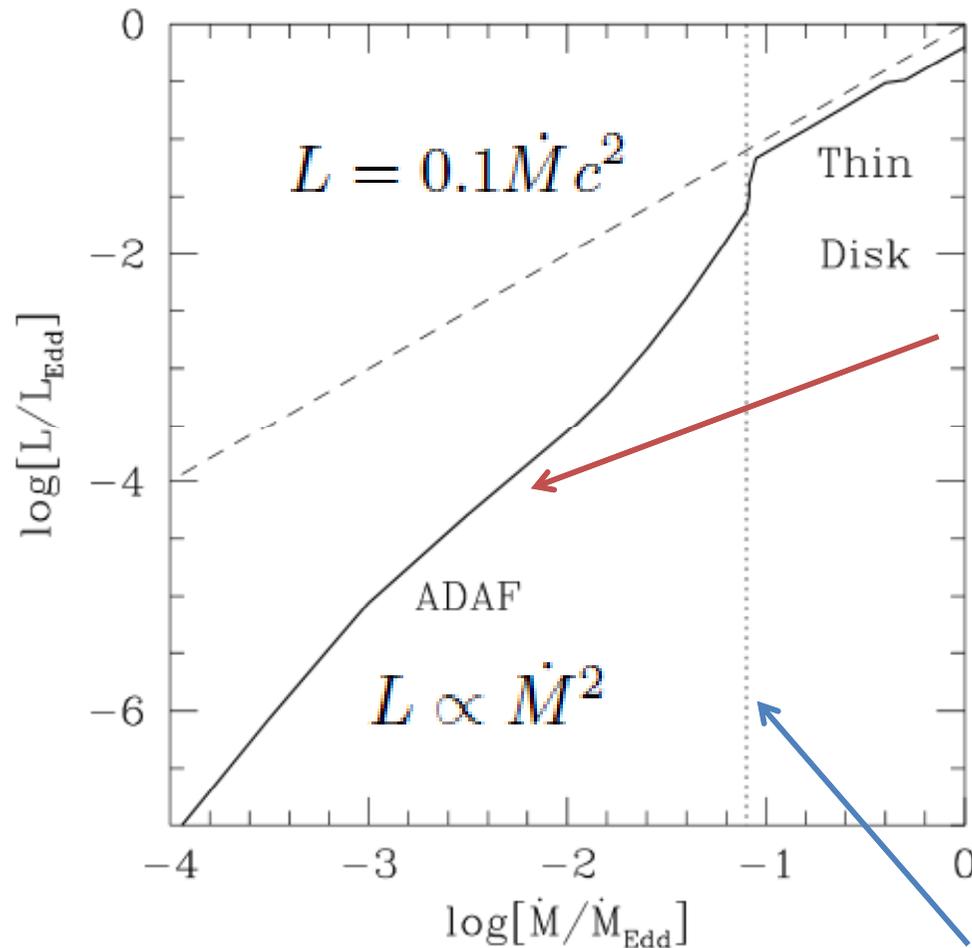
Le gaz chauffe, devient quasi sphérique (corona, $\tau \ll 1$)

- Le rayonnement est piégé ($\tau \gg 1$) et ne peut s'échapper dans un temps inférieur au temps d'accrétion. Quand $dM/dt \sim dM_E/dt$ (**disque mince géométriquement**)

- Une seule de ces conditions implique un ADAF

parfois ADAF seulement dans les parties internes

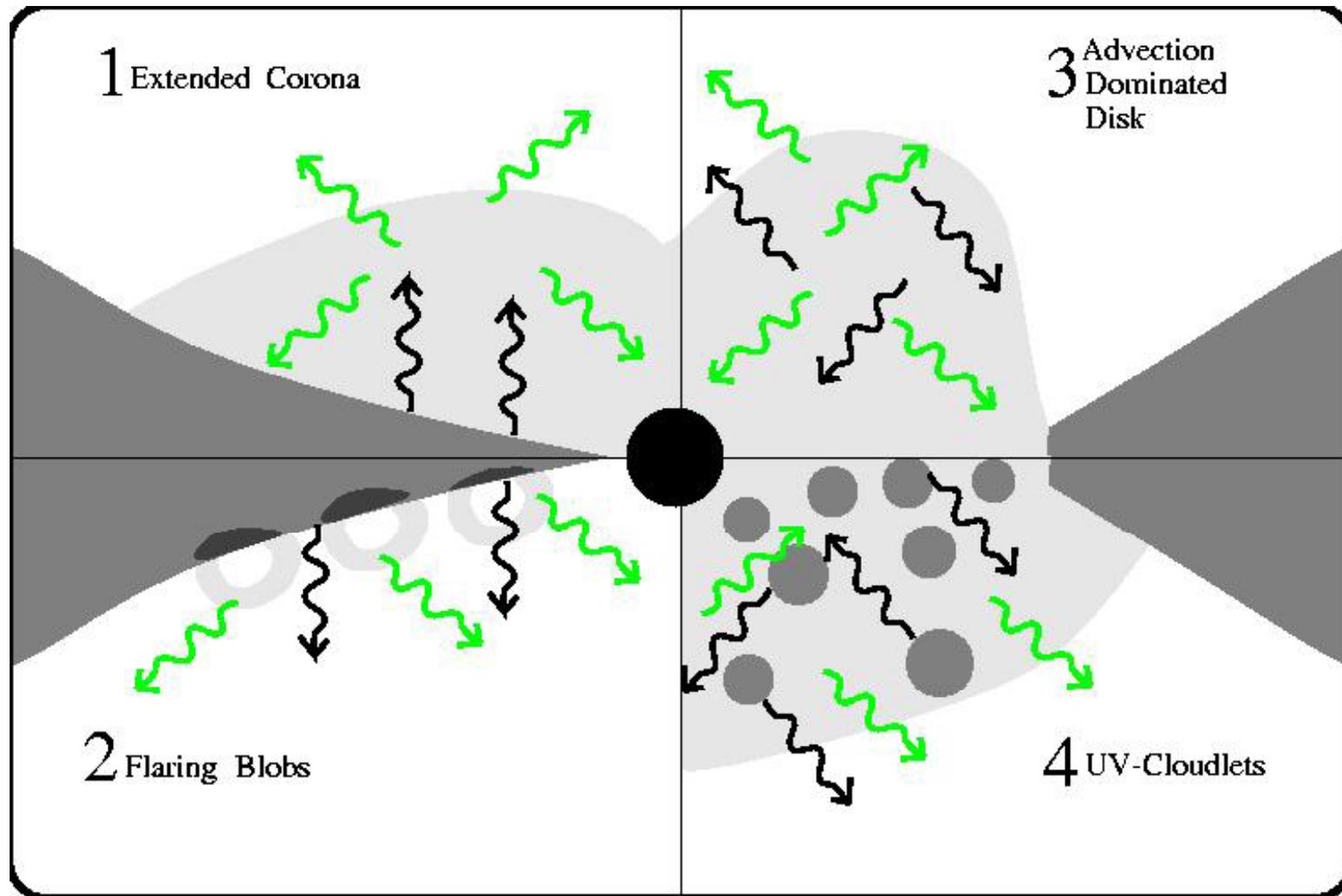
Efficacité de rayonnement



Dans le régime ADAF, toute l'énergie dissipée par viscosité n'est pas rayonnée, mais entraînée dans le trou

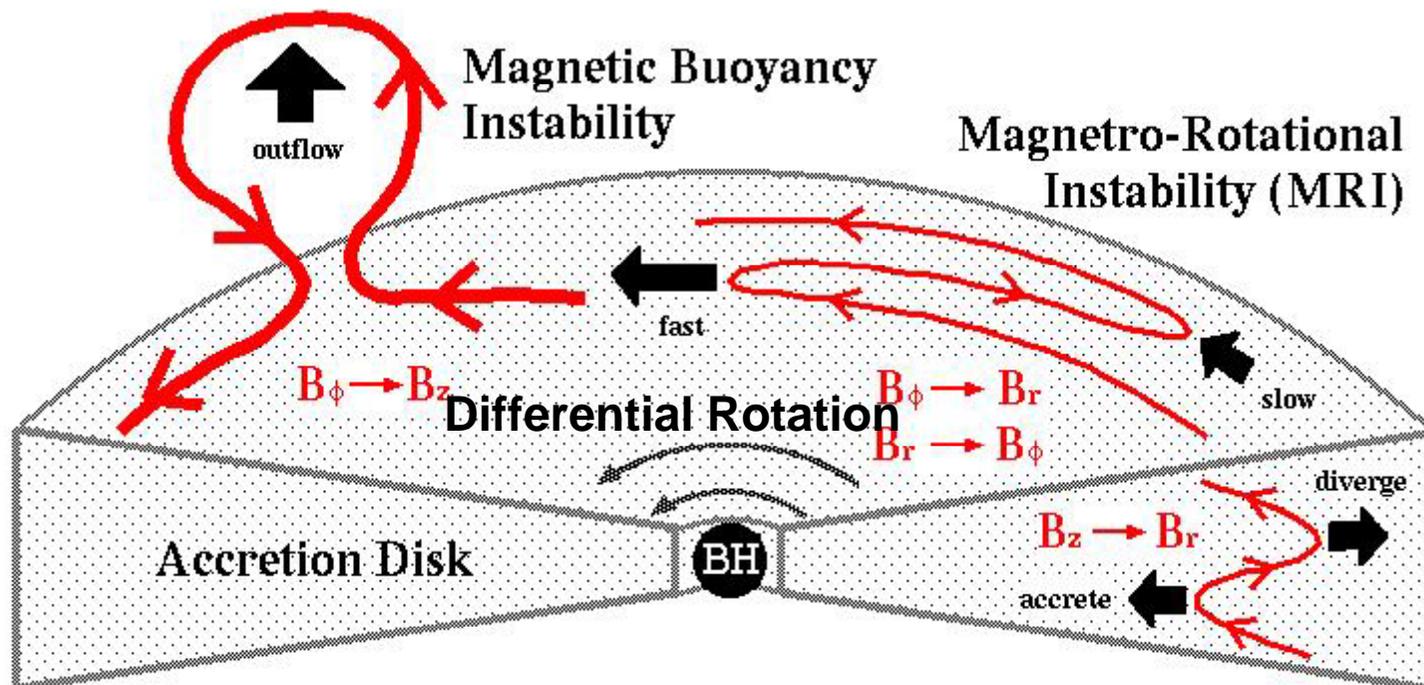
Taux critique d'accrétion ($\alpha=0.3$)
Pour dM/dt inférieur \rightarrow ADAF

Formes possibles de disques



Effet Dynamo dans les disques

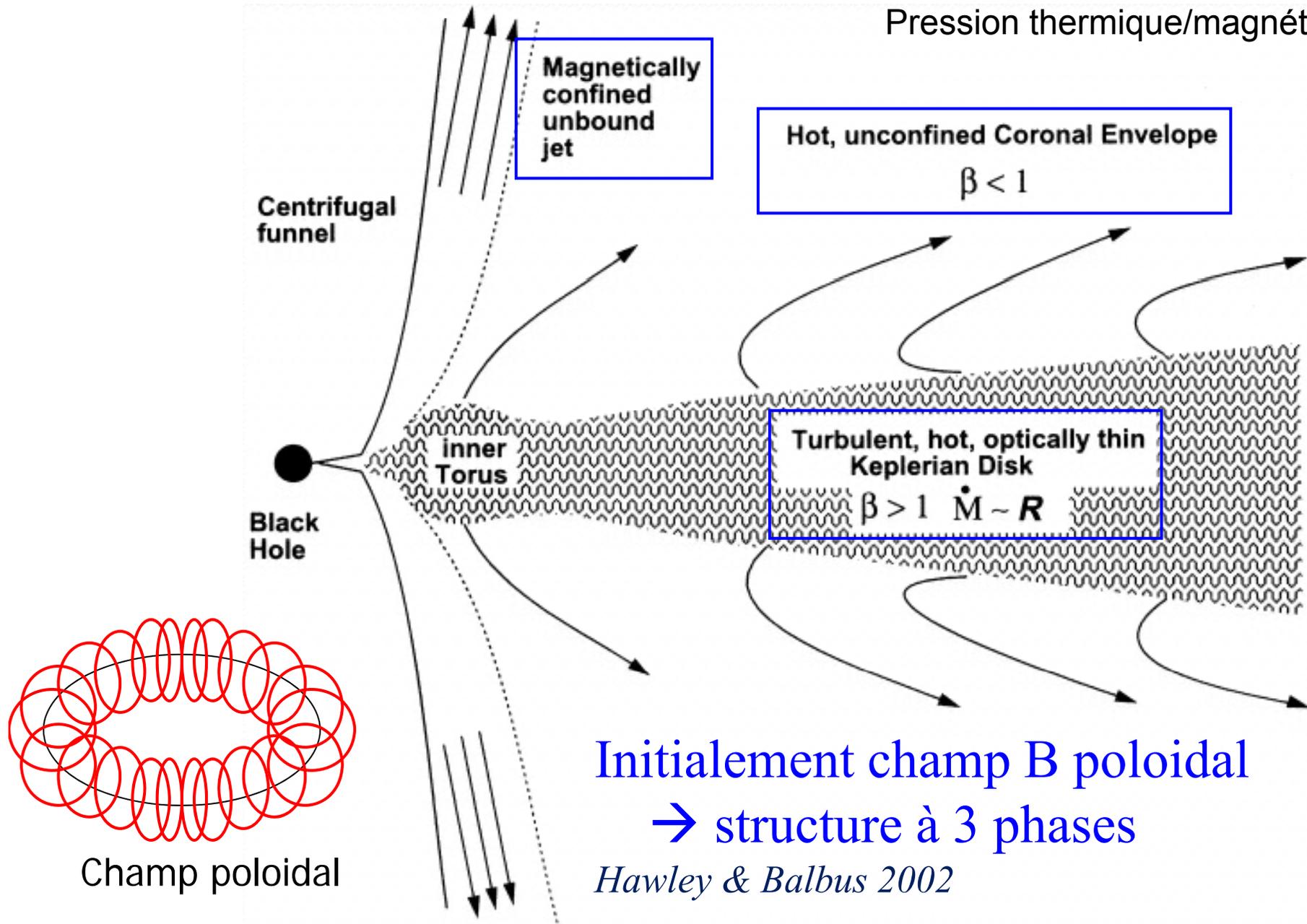
- Instabilité magnéto-rotationnelle (MRI): $B_\phi, B_z \rightarrow B_r$
- Rotation Différentielle: $B_r \rightarrow B_\phi$
- Flottabilité Magnétique: $B_r, B_\phi \rightarrow B_z$



Disque d'accrétion et MRI

$$\beta \equiv nkT / (B^2 / 8\pi)$$

Pression thermique/magnétique



Initialement champ B poloidal
→ structure à 3 phases

Hawley & Balbus 2002

Formation de la couronne

L'énergie se transforme

-- accrétion → énergie gravitationnelle

-- Dynamo dans le disque → énergie B^2

Les boucles de champ se reconnectent

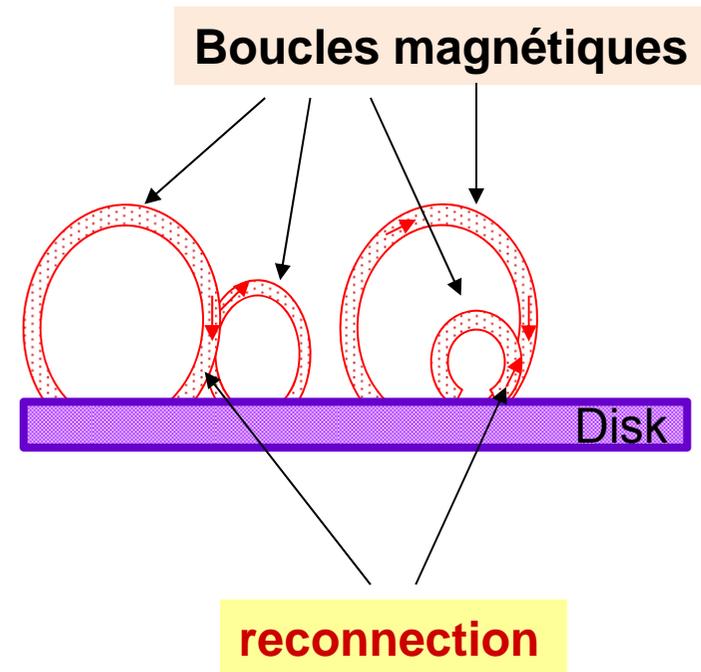
→ Dissipation en énergie thermique

Formation de la couronne,

Rayonnement, et possibilité de

Compton inverse avec les particules

Relativistes de la couronne

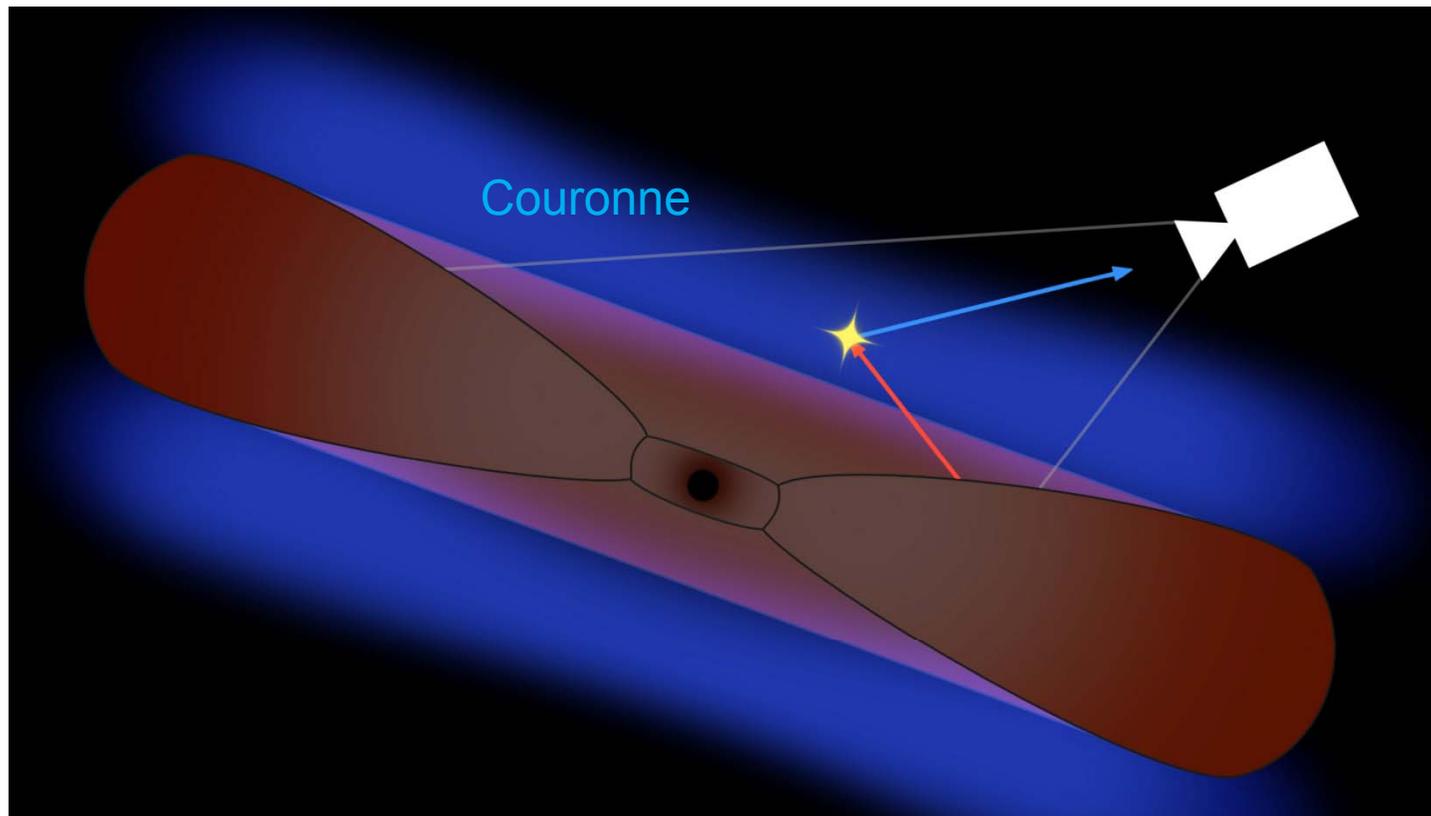


Origine de l'émission X

Le disque d'accrétion chauffé qui rayonne \rightarrow bump UV, X-mous
(température 12 millions K)

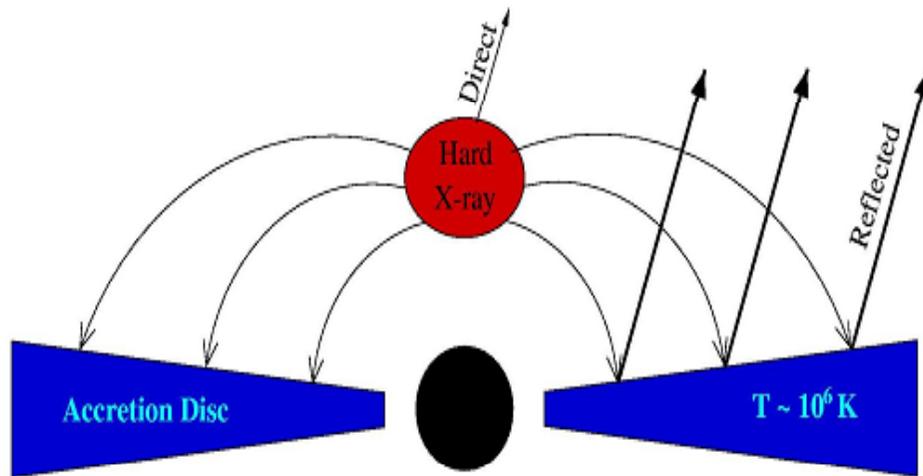
Mais le rayonnement d'X durs ou de gamma vient d'ailleurs

Couronne: milliard K, instabilité MRI, champ B



Compton inverse
X-mou du disque +
particule relativiste
de la couronne

Les rayons-X primaires et secondaires



La première émission vient directement de la couronne

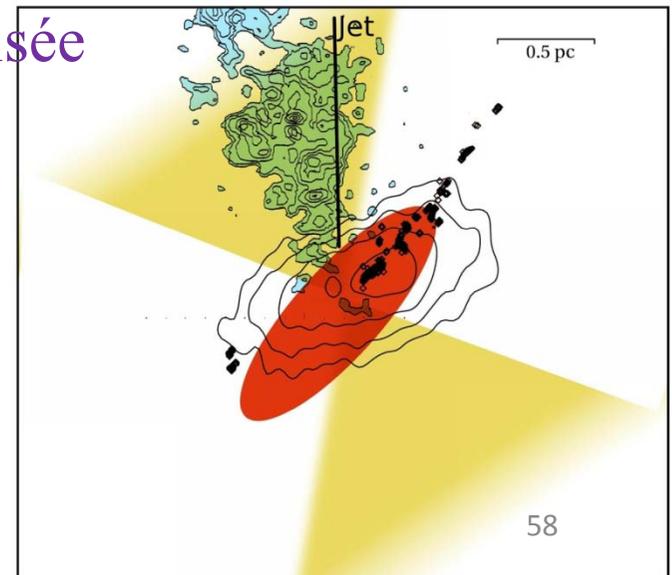
Puis une partie est réfléchiée et vient du disque

La diffusion Compton rend l'émission X polarisée

Reflection sur le tore?

Comparaison avec émission IR

→ Géométrie du tore existe-t-il? Asymétrie ou non?



ADAF ou ADIOS

$$Be = \frac{v^2}{2} + \frac{\gamma P}{(\gamma - 1)\rho} - \frac{GM}{r - r_s}$$

L'énergie de l'accrétion ne peut pas être rayonnée
Le gaz chauffe, et parvient même à énergie positive
(paramètre de Bernouilli Be positif)

→ Il n'est plus lié gravitationnellement, il peut s'évaporer

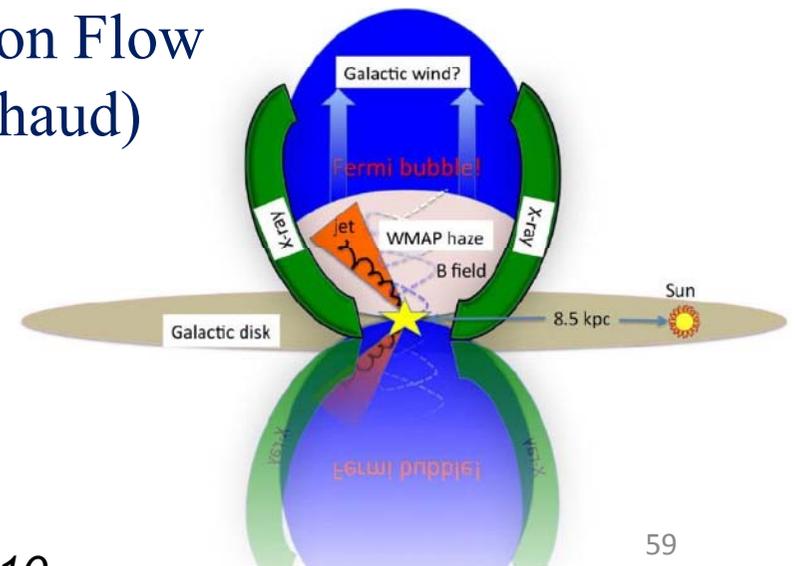
→ Formation de couronne, mais aussi de jets

ADIOS = ADiabatic Inflow-Outflow Solution

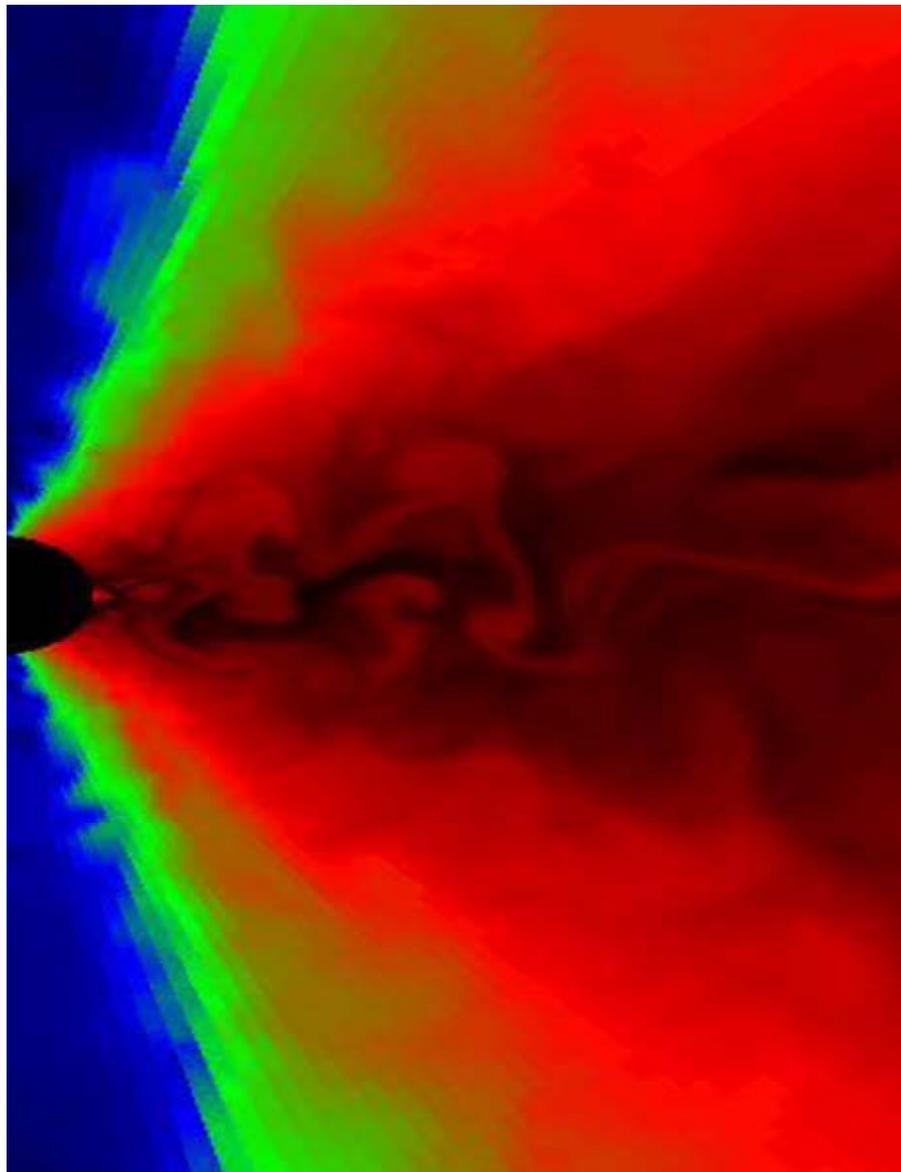
Ou **CDAF** Convection Dominated Accretion Flow
(instabilité hydro d'un disque d'accrétion chaud)

→ **ADIOS plus fréquent!**

Blandford & Begelman 1999



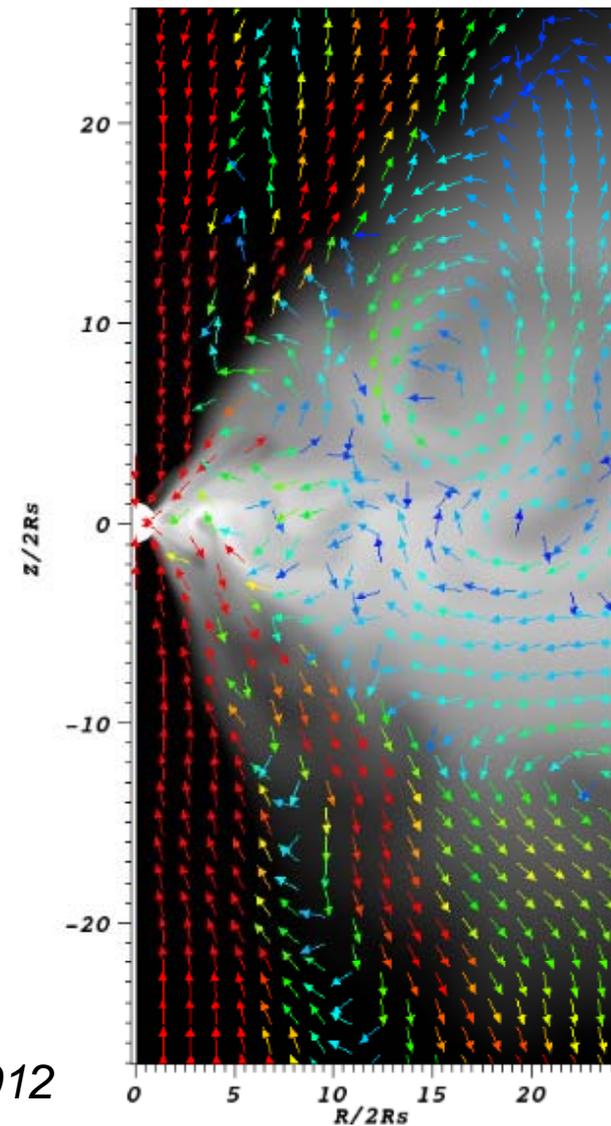
Les simulations confirment le modèle ADIOS



DB: hdfaa-vis.500

Vector
Var: VELOCITY
0.1000
0.07500
0.05000
0.02500
1,000e-06
Max: 1.937
Min: 2.383e-05

Pseudocolor
Var: DENSITY
-0.4000
-0.1691
-0.06325
-0.02515
-0.01000
Max: 0.5211
Min: 1.773e-05



Yuan, F et al 2012

Conclusions

Comment peser les trous noirs?

- Cinématique du gaz ionisé
- Cinématique des étoiles
- Masers dans le disque d'accrétion
- Méthode de réverbération, variabilité
- Calibration Luminosité-taille dans les noyaux actifs
- Vitesses de la BLR donne la masse

Physique du disque d'accrétion

- Théorie du disque mince, optiquement épais
- Rayonnement de corps noir
- ADAF, lorsque le rayonnement est inefficace
 - ADIOS, évaporation, formation de couronne