

V.- SOURCES SUPERLUMINIQUES

Les radiosources associées aux quasars représentent plusieurs composantes, parfois deux lobes radio s'étendant sur plusieurs centaines de kiloparsecs, comme pour les radiogalaxies, disposés de façon symétrique par rapport au noyau. La source compacte du noyau lui-même se décompose en deux ou plusieurs sources, dont la taille réelle n'est que de quelques parsecs : ces sources sont donc très liées à la source première de l'énergie des noyaux actifs. Une telle résolution spatiale à la distance des quasars ne peut être obtenue qu'avec les techniques VLBI d'interférométrie à très grande ligne de base.

Les distances entre télescopes atteignent des échelles intercontinentales, les observations sont synchronisées par horloges atomiques. Une résolution spatiale de 10^{-3} à 10^{-4} seconde d'arc a pu ainsi être obtenue dans les années 1970. Les radiosources extragalactiques compactes ont ainsi pu être résolues en composantes. Le résultat le plus intéressant a été obtenu après 5-10 ans de surveillance de ces sources : les mouvements propres observés correspondraient à des vitesses transverses de séparation de ces composantes nettement supérieures à la vitesse de la lumière (entre 3 et 10 c).

Déjà le problème avait été pressenti par des observateurs dans d'autres parties du spectre électromagnétique. Les variations très rapides du flux des quasars obligeaient à attribuer des dimensions à la source incompatibles avec la luminosité reçue (problème de self-absorption de l'émission synchrotron).

Une première hypothèse pour résoudre le problème fut de mettre en doute la distance cosmologique des quasars. Si les sources sont bien plus proches, les vitesses de séparation deviennent subluminiques et la luminosité intrinsèque synchrotron chute considérablement. Pourtant, depuis

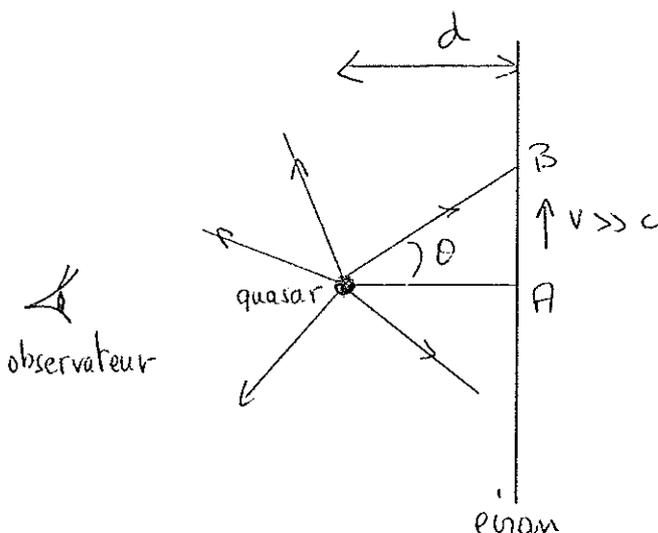
des vitesses superluminiques ont aussi été observées dans la radiogalaxie 3C120 (Galaxie de Seyfert) beaucoup plus proche de nous ($Z = 0.033$, $d = 132$ Mpc), ce qui nécessite de chercher d'autres solutions.

Deux grandes catégories de modèles ont été proposées, que l'on peut classer en intrinsèques et extrinsèques. Dans ces derniers la radio-source serait banale, mais les vitesses superluminiques seraient dues à des effets de propagation de la lumière sur une ligne de visée encombrée. Il s'agit du même principe que pour les mirages gravitationnels. Le phénomène peut être local ou non selon que les lentilles sont plus ou moins proches du quasar.

Les modèles intrinsèques peuvent se diviser en deux sortes, les hypothèses causales ou non. Un modèle acausal très séduisant à première vue est celui de la guirlande lumineuse clignotante sur l'arbre de Noël. Des sources indépendantes, situées de préférence dans un disque vu par la tranche, s'allument successivement, si bien que l'observateur peut croire à une expansion régulière superluminique. Cependant, une très forte objection à ce modèle est qu'il prédit autant de mouvements d'expansion que de contractions et que seules les expansions sont observées. Dans certaines sources il suffirait, toutefois, de faire appel à deux composantes alignées avec le noyau et de supposer que ce dernier s'allume très vite et s'éteint doucement.

Les hypothèses causales sont de trois sortes. La première suppose une expansion relativiste des particules à partir du centre même du quasar. Si une particule se dirige vers nous à une vitesse v proche de la lumière à l'intérieur d'un cône étroit, elle nous apparaît en projection se déplacer à une vitesse $\gamma v \gg c$.

Une deuxième possibilité est la projection sur un écran d'un sursaut lumineux (ou bien de l'éjection explosive d'un fluide relativiste). Pour les faibles inclinaisons θ sur la ligne de visée (cf. fig. ci-contre), le signal lumineux paraît se déplacer sur l'écran à vitesse



superluminique. Si d est la distance quasar-écran, le temps mis par la lumière pour arriver en A est $t_A = d/c$. Le sursaut arrive en B au temps $t_B = d/c \cos\theta$. La vitesse apparente du signal est

$$v_A = \frac{d \tan\theta}{t_A \left(\frac{1}{\cos\theta} - 1 \right)} = \frac{c \sin\theta}{1 - \cos\theta}$$

soit pour $\theta \ll 1$

$$v_A \sim \frac{2c}{\theta}$$

(aussi grand qu'on le veut)

Enfin, un troisième modèle fait appel à des vitesse de phase de la source, qui peuvent être bien supérieures à c , même si la vitesse de groupe est, elle, bien inférieure à c . Nous allons maintenant détailler quelques uns de ces modèles.

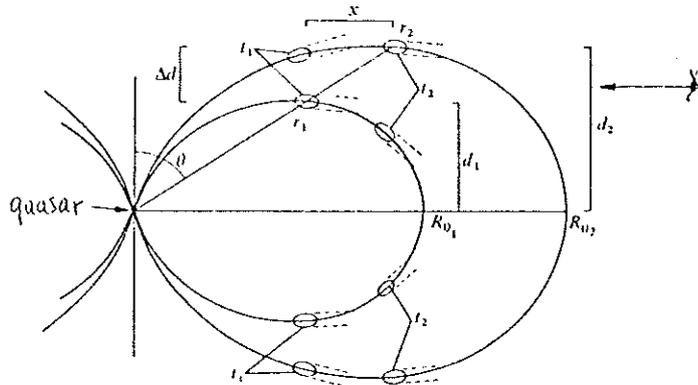
A/ - Vitesses de phase :

Considérons, par exemple, l'injection de particules dans un champ magnétique dipolaire, à un instant $t_0 = 0$.

Le quasar est au centre de ce dipôle. Loin du quasar, les lignes de champ sont déterminées par l'équation en coordonnées polaires :

$$r = R_0 \sin^2\theta$$

Supposons que la ligne de visée soit perpendiculaire à l'axe du dipôle,



comme représenté dans la figure ci-contre. Si l'énergie du champ magnétique est bien supérieure à l'énergie des électrons éjectés, le champ ne sera pas perturbé par l'injection et les électrons vont glisser le long des lignes de champ. La vitesse des électrons va constamment être parallèle au champ \vec{B} (ou

pratiquement). En effet, la perte d'énergie par émission synchrotron est proportionnelle à $\frac{dE}{dt} \propto B^2 \sin^2 \theta E^2$ (où θ est l'angle entre \vec{B} et la vitesse des particules). Seules les particules alignées avec le champ garderont assez d'énergie pour sortir de la région de champ fort près du quasar.

D'autre part, la quantité P_{\perp}^2/B est conservée dans le mouvement (P_{\perp} est la quantité de mouvement des électrons perpendiculaire au champ \vec{B}) et B décroît rapidement ($B \propto r^{-3}$).

Il s'ensuit que l'émission synchrotron des électrons relativistes va être focalisée étroitement dans un cône de faible ouverture dont l'axe est le champ magnétique \vec{B} et ne sera pas forcément dirigée vers l'observateur. Celui-ci recevra un signal lorsque le groupe des électrons passera au point r_1 où la direction de la ligne de visée est tangente à la ligne de champ considéré (R_{01}). Par symétrie, l'observateur verra en fait deux signaux lumineux, chacun à la distance projetée d_1 du quasar. Plus tard, un autre groupe d'électrons ayant voyagé sur la ligne de champ (R_{02}) devient aussi visible par l'observateur. Celui-ci croira voir une source à deux composantes dont la séparation $2d_1$ est devenue $2d_2$, en un temps Δt bien plus court que le temps de voyage des électrons $t_2 - t_1$, car la position t_2 est plus proche

de l'observateur de la quantité x :

$$\Delta t = t_2 - t_1 - \frac{x}{c}$$

et la vitesse de séparation des composantes est =

$$V = 2(d_2 - d_1)/\Delta t = 2\Delta d/\Delta t$$

(avec $x = \Delta dtg\theta$)

La résolution numérique pour un champ magnétique parfaitement dipolaire donne une valeur $V = 4,4c$, dans l'orientation particulière choisie, la plus favorable. Dans d'autres directions les vitesses seront aussi superluminiques, mais quelque peu inférieures, comprises entre $2c$ et $4,4c$. Toutefois, ces limites reposent sur l'hypothèse d'une accélération des électrons simultanée au centre du champ dipolaire. Il est probable en fait que les électrons sur les diverses lignes de champ proviennent de trains de particules éjectées à des temps successifs. Dans l'exemple précédent, si les particules sur la ligne de champ (R_{02}) partent en avance, $t_2 - t_1$ est réduit et des vitesses arbitrairement grandes sont atteintes.

Ce modèle a donc l'avantage de ne pas dépendre de l'orientation de la ligne de visée. L'orientation de la séparation apparente des sources est toujours dans la même direction : la projection de l'axe du dipôle sur le plan du ciel. Si l'injection des électrons est continue et non pas récurrente, l'émission synchrotron observée a la forme d'un jet aligné dans cette direction.

B/ - Expansion relativiste :

Supposons qu'à un instant $t_0 = 0$, un observateur aperçoive une explosion dans la source S. Cette explosion éjecte de façon isotrope des particules de vitesse constante v relativiste (symétrie sphérique). A des instants t ultérieurs, l'observateur O voit les particules éjectées

dans l'explosion sur une surface entourant la source S, surface qui, dans l'approximation classique ($v \ll c$) est une sphère de rayon vt centrée sur S. Mais si v est de l'ordre de c , les signaux lumineux émis par les particules en expansion arrivent plus tôt au niveau de l'observateur, lorsque l'expansion est dirigée vers lui. Si θ est l'angle de \vec{V} avec la ligne de visée, l'observateur voit les particules à $\theta = 0$ dans un stade d'expansion plus avancée que les particules en $\theta = \pi$, les plus "en retard". A l'instant t , toutes les particules de vitesse v apparaissent sur un ellipsoïde de révolution autour de l'axe SO, défini par la distance r à S :

$$r = \frac{vt}{1 - \frac{v}{c} \cos\theta}$$

L'excentricité de ce sphéroïde est $e = v/c$ et le petit axe est de vt .

La vitesse apparente projetée dans la direction transverse, pour les particules d'expansion dans la direction θ est donc :

$$v_a = \frac{v \sin\theta}{1 - \frac{v}{c} \cos\theta}$$

Cette vitesse est maximale pour la direction θ_m vérifiant $dv_a/d\theta = 0$

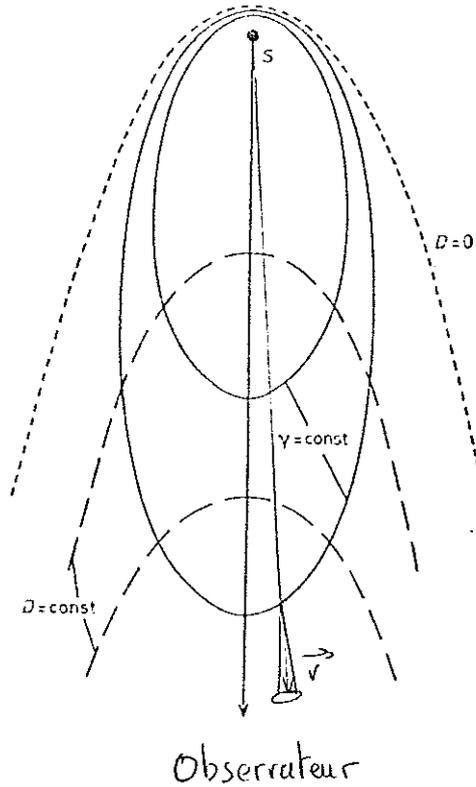
$$\text{soit } \cos\theta = v/c$$

La vitesse apparente est alors dans ce cas :

$$v_{\max} = \frac{v\sqrt{1 - v^2/c^2}}{1 - v^2/c^2} = \gamma v$$

En conclusion, si l'expansion est relativiste, $\gamma \gg 1$, des vitesses superluminiques sont atteintes sans peine, mais dans une direction d'autant plus proche de la ligne de visée que γ est grand :

$$\theta_m \sim 1/\gamma$$



La figure ci-contre schématise l'aspect de la source à un instant t pour l'observateur O , selon la vitesse d'expansion des particules. En ce qui concerne la fréquence des signaux reçus, le décalage Doppler s'exprime par :

$$D = \frac{\nu_0}{\nu_S} = \frac{1}{\gamma(1 - \frac{v}{c} \cos\theta)} = \frac{r}{\gamma vt}$$

En éliminant v entre ces deux équations, on trouve les courbes de rapport D constant en coordonnées polaires :

$$(1 + \frac{r}{ct} \cos\theta)^2 = D^2 + (\frac{r}{ct})^2$$

qui sont les paraboles dessinées sur la figure.

Un modèle basé sur l'émission synchrotron des électrons en expansion relativiste doit tenir compte à la fois des surfaces où la fréquence recherchée peut être émise et à la fois de la focalisation de l'émission de chaque particule dans un étroit cône d'angle $1/\gamma$: en fait seule l'émission des particules dont l'expansion se dirige vers l'observateur $\theta \leq \theta_m$ sera visible.

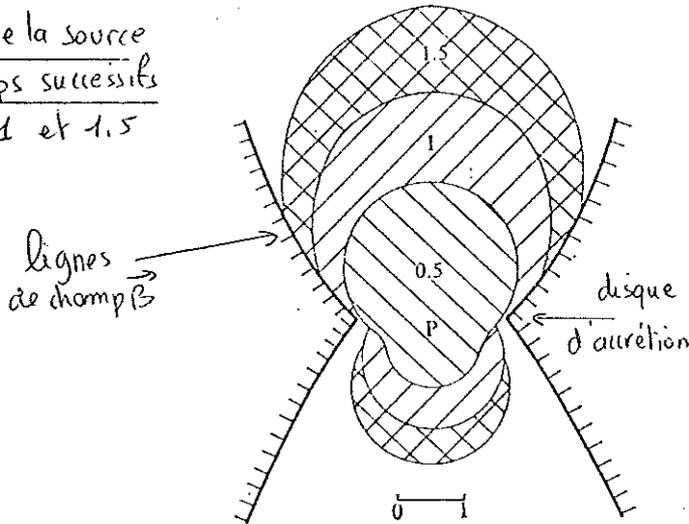
Cette contrainte est un problème pour le modèle, car dans la réalité où l'éjection ne se fait plus à symétrie sphérique (il y aurait alors une source annulaire en expansion) mais en deux directions opposées

par exemple, les valeurs observées de $\gamma \sim 5-10$ impliquent une inclinaison sur la ligne de visée de 5 à 10° seulement, ce qui est peu probable.

C/ - Effet d'écran :

Le problème de l'orientation privilégiée de l'observateur est résolu dans les modèles à effet d'écran, mais des vitesses superluminiques V_a ne sont observées que dans une fraction assez faible de la période de la source $\alpha(c/V_a)^2$. Cette fraction approche 1 lorsque l'observateur se trouve justement dans une situation privilégiée. Le rôle de l'écran pourrait être joué par la magnétosphère associée au disque d'accrétion entourant un

Aspects de la source
à des temps successifs
 $ct = 0.5, 1$ et 1.5



trou noir ou objet compact.

Il a été suggéré que le phénomène des quasars ressemblait en beaucoup d'aspects à celui des pulsars : émission synchrotron polarisée, magnétisme important, grande variabilité de la source, objet condensé (quelques jours-lumière).

Les deux jets de particules ultra-relativistes pourraient donc être accélérées par l'effet dynamo de la magnétosphère en rotation. La figure ci-dessus montre l'allure paraboloidale des lignes de champ dans ce modèle de spinar. L'énergie gravitationnelle de la matière tombant sur l'objet supermassif est ainsi transformée, par l'intermédiaire de la rotation, en énergie électromagnétique et cinétique des particules relativistes.

D/ - Lentilles gravitationnelles (extrinsèque) :

Une déviation progressive des rayons lumineux provenant du quasar par des galaxies se trouvant par hasard sur la ligne de visée peuvent créer l'apparence de vitesses superluminiques de séparation des composantes. Il s'agit cette fois de déviatiion différentielle.

Considérons une galaxie G dont la distribution de masse sera supposée à symétrie sphérique (masse totale M) et dont le rayon caractéristique est a (cf. figure ci-dessous). Un rayon Γ traverse la galaxie avec un paramètre d'impact b avant d'atteindre l'observateur O. Nous avons déjà vu que si $b > a$ la déviation est :

$$\alpha = 4GM/c^2 b$$

Lorsque $b < a$, M est alors la masse projetée contenue dans le cylindre de rayon b :

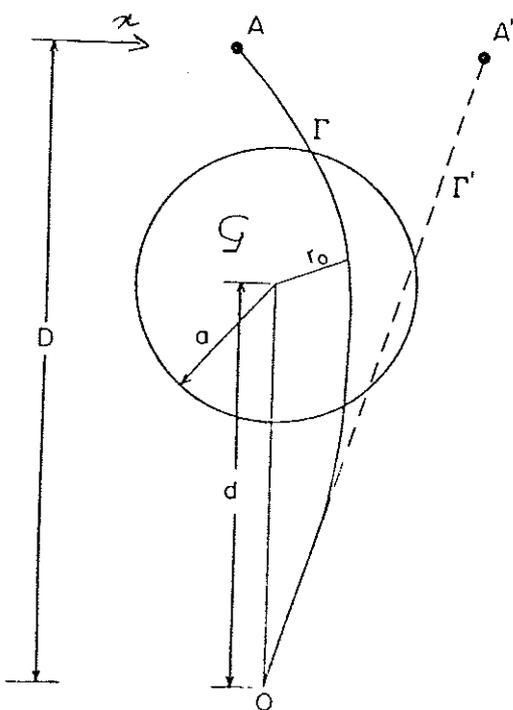
$$\alpha = \frac{4bG}{c^2} \int_b^\infty dr \frac{m(r)}{r^2} (r^2 - b^2)^{-1/2}$$

soit :

$$\alpha = \frac{4GM}{c^2 b} \left[1 - \sin\psi + \int_0^\psi m\left(\frac{b}{\cos\phi}\right) \cos\phi d\phi \right]$$

en posant :

$$\cos\psi = b/a$$

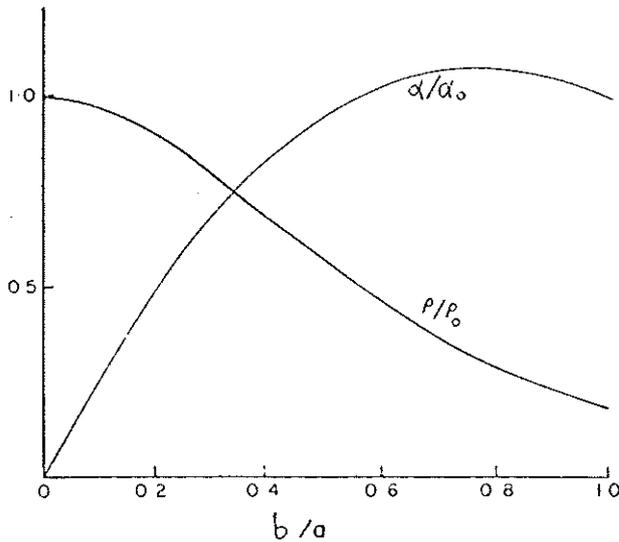


L'allure de la déviation se calcule ainsi facilement pour un modèle réaliste de distribution de masse : le modèle de King :

$$\rho(r) = \rho_0 \left(1 + \frac{r^2}{a^2}\right)^{-5/2} \quad r \leq a.$$

La masse contenue dans le rayon r est alors :

$$m(r) = \frac{4}{3} \pi \rho_0 a^3 \left(\frac{r}{a}\right)^3 \left(1 + \frac{r^2}{a^2}\right)^{-3/2}$$



La déviation $\alpha(b)$ s'en déduit analytiquement, l'allure de la courbe étant représentée ci-contre. Le résultat important est que pour la plupart des rayons qui traversent la galaxie, la déviation α croît avec le paramètre d'impact b .

Si donc la source possède deux composantes A et B, deux images se forment en A' et B' et comme $d\alpha(b)/db > 0$, l'apparente séparation entre A et B pourra, dans certaines conditions, croître plus vite que la lumière.

Plus précisément, calculons la distance apparente $A'B' = \Delta x'$ pour deux composantes A et B distantes de Δx en réalité.

La condition pour que le rayon lumineux l' tombe dans l'oeil de l'observateur est :

$$\alpha = \frac{D}{(D - d)} \left(\frac{b}{d} - \frac{x}{D} \right) \quad (\text{cf. § IV})$$

où x est l'abscisse de la composante A dans le plan du ciel à la distance du quasar D . En différenciant cette équation, puisque la composante B est proche de A (paramètre d'impact $b + \Delta b \dots$)

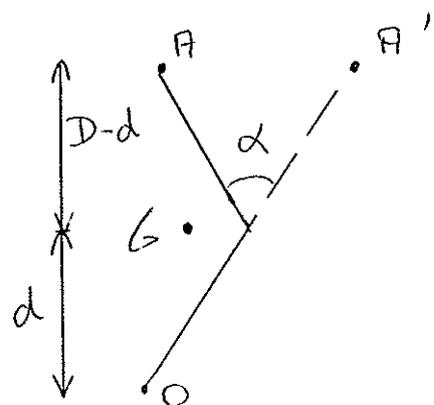
$$\frac{d\alpha}{db} \Delta b = \frac{D}{(D - d)} \left(\frac{\Delta b}{d} - \frac{\Delta x}{D} \right)$$

D'autre part, la distance $AA' = \alpha(D - d)$

d'où $A'B' = \Delta X' = \Delta X + \frac{d\alpha}{d} \Delta b(D - d)$

En éliminant Δb entre ces deux équations l'on obtient :

$\frac{\Delta x'}{\Delta x} = \frac{1}{1 - \frac{d(D - d)}{D} \frac{d\alpha}{db}}$
--



Comme $d\alpha/db > 0$, la quantité au dénominateur peut approcher de 0, et $\Delta x' \gg \Delta x$. La vitesse de séparation réelle entre A et B en sera magnifiée d'autant. Le calcul montre que des vitesses apparentes de l'ordre de $\sim 10 c$ sont raisonnables, compte tenu de la distribution de masse des galaxies.

Notons que dans ce modèle, il est même possible de voir une vitesse apparente de séparation de A et B, même si les deux composantes ne bougent pas l'une par rapport à l'autre, mais que seule la source globale (A et B) se déplace devant la lentille G, la déviation différentielle variant alors dans le mouvement (la vitesse apparente est proportionnelle à la dérivée seconde de α !)

VI.- SOURCE DE L'ENERGIE DES QUASARS

Trois catégories de modèles ont été évoquées pour expliquer les formidables quantités d'énergie (10^{41} W) libérées par les quasars et noyaux actifs de galaxie, dans un très petit volume ($< 1 \text{ pc}^3$). Bien sûr tous les modèles font appel à des états condensés de la matière galactique.

1) Les amas denses d'étoiles :

Le noyau de certaines galaxies pourrait s'être condensé à un tel point que les collisions entre étoiles seraient très fréquentes. Ces collisions libèreraient beaucoup de gaz et d'énergie. Le gaz tomberait au centre en se refroidissant et formerait d'autres étoiles. L'ensemble pourrait continuer à se contracter en évaporant des étoiles, perdant ainsi du moment angulaire. Il se produirait un maximum de luminosité (par collisions d'étoiles et explosions de supernovae) lorsque le noyau contiendrait $10^8 M_{\odot}$. La durée de cette phase active, atteignant la luminosité d'un QSO, ne serait cependant que de 10^6 ans environ (taille du système 0,05 pc).

2) Les étoiles supermassives :

Un objet compact, semblable aux pulsars mais à bien plus grande échelle ($10^7 M_{\odot}$, 10^{-2} pc de rayon) se serait formé au centre de la galaxie par instabilité gravitationnelle, mais aurait acquis dans la contraction une grande vitesse de rotation et un fort champ magnétique. Son énergie cinétique de rotation étant de l'ordre de 10^{55} joules, sa durée de vie par émission de 10^{41} W est de l'ordre de 10^7 ans, si l'on ne tient pas compte de l'accrétion de matière galactique.

3) Trou Noir massif :

C'est évidemment la source la plus compacte. L'énergie provient de l'accrétion de matière essentiellement. Il faut remarquer que c'est de toutes façons la fin probable des deux premiers modèles présentés. Le rendement de la transformation d'énergie gravitationnelle en rayonnement est le plus fort que l'on connaisse : on peut ainsi libérer $\sim 20\%$ de l'énergie de masse mc^2 alors que dans le cas de l'énergie thermonucléaire ce rendement n'est que de 1% . Nous ne considérerons que ce modèle dans la suite.

Les caractéristiques du trou noir nécessaires pour expliquer les QSO et les NAG découlent par des considérations simples des contraintes observationnelles. La luminosité maximale émise par un disque d'accrétion est limitée naturellement par le phénomène de pression de radiation : C'est la luminosité d'Eddington. Elle s'obtient en écrivant que la force d'attraction gravitationnelle agissant sur un proton de masse m_p (les protons entraînent ensuite les électrons) est égale à la force de pression de radiation sur les électrons :

$$\frac{GMm_p}{r^2} \sim \sigma_T L / 4\pi r^2$$

M est la masse du trou noir, r la distance des particules considérées, σ_T la section efficace de Thompson (de diffusion photon-électron). La luminosité maximale est donc proportionnelle à la masse du trou noir.

$$L_E \sim 10^{40} (M/10^9 M_\odot) \text{ Watts}$$

Pour les galaxies de Seyfert de luminosité $10^{37}-10^{39}$ W, une masse de 10^6 à $10^8 M_\odot$ est nécessaire, et pour les quasars $L \sim 10^{39}-10^{41}$ W, $M \geq 10^8-10^{10} M_\odot$. D'autre part, en adoptant un rendement énergétique ϵ d'environ 20% pour le trou noir, on obtient un ordre de grandeur du taux d'accrétion de masse nécessaire pour expliquer les luminosités observées

$$L = \epsilon \dot{M} c^2 = 10^{39} \text{ W } \dot{M} / (1 M_\odot/\text{an})$$

Le quasar peut ainsi manger jusqu'à $10 M_\odot$ par an.

La densité d'étoiles est si forte dans les noyaux que l'approvisionnement n'est pas un problème. Le gaz accrété provient en partie de la perte de masse normale dans l'évolution des étoiles, (surtout au début), des collisions stellaires, et, en partie, de la rupture des étoiles dont l'orbite passe très près du trou noir, par les forces de marée.

VII.- Capture de gaz par le trou noir :

Une étoile de densité moyenne ρ commence à se briser par effets de marée lorsqu'elle pénètre à l'intérieur du rayon de Roche correspondant au trou noir. Cette limite de Roche R_T s'obtient en égalant l'attraction gravitationnelle propre de l'étoile à la force de marée du trou noir de masse M

$$G \frac{4}{3} \pi \rho r = 2 \frac{GM}{R_T^3} 2r$$

$$R_T = \left(\frac{3M}{\pi\rho} \right)^{1/3}$$

Si l'étoile dépasse le rayon de Schwarzschild, ou rayon gravitationnel

$$R_G = \frac{2GM}{c^2} \sim 3 \text{ km} \left(\frac{M}{M_\odot} \right)$$

elle sera absorbée complètement par le trou noir. Comme R_G croît plus vite avec M que R_T , il arrive un moment où le trou noir est si massif qu'il gobe les étoiles avant même de les briser et toute l'énergie est perdue pour l'extérieur.

La masse critique M_c est estimée à $3 \cdot 10^8 M_\odot$ pour une densité stellaire ρ moyenne (solaire). Il semblerait donc que les quasars soient assez proches de cette limite. Ce qui n'est pas surprenant lorsque l'on calcule le temps nécessaire à un trou noir de masse initiale M_0 pour croître jusqu'à la masse critique M_c , en supposant qu'il rayonne en permanence à la limite d'Eddington :

$$L_E = 3 \cdot 10^4 L_\odot \left(\frac{M}{M_\odot} \right) = 0,2 \frac{dM}{dt} c^2$$

La croissance du trou noir est exponentielle, et le temps recherché est

$$t = 2 \cdot 10^8 \text{ Log} (M_c/M_0) \text{ ans}$$

soit $1,6 \cdot 10^9$ ans pour un trou noir d'une masse solaire au départ. Il faut remarquer aussi que même les quasars qui sont observés aujourd'hui à 1/10e de la masse critique, auront atteint cette limite dans 10^8 ans seulement. Leur luminosité devrait alors commencer à baisser.

D'après ce modèle, le nombre et la luminosité des quasars doit augmenter avec l'âge de l'Univers jusqu'à $t_m = 1,6 \cdot 10^9$ ans, puis après un palier, décroître jusqu'à aujourd'hui. L'âge t_m correspond à un redshift $Z = 2.8$, ce qui semble bien compatible avec les observations : le nombre de quasars présente un palier à $Z \sim 2.5$ et diminue vers les grands décalages Z .

Que se passe-t-il une fois l'étoile brisée par les forces de marées ? L'énergie potentielle nécessaire à cette cassure a été prise aux dépens de l'énergie cinétique orbitale et les débris gazeux de l'étoile

vont spiraler autour du trou noir et former un disque d'accrétion (phénomène qui se retrouve à petite échelle dans les binaires X). La viscosité du gaz va provoquer la chute dans le trou noir avec émission UV et X. Les nuages de gaz autour du trou noir vont être ionisés par le rayonnement UV et sont à l'origine des raies larges observées dans les quasars et galaxies de Seyfert (élargissement Doppler de la forte rotation). La poussière dans le disque d'accrétion, chauffée par les UV, rayonne la grande luminosité infra-rouge détectée.

Pourquoi tous les noyaux ne sont-ils pas des Quasars ?

Nous avons vu en effet qu'il suffisait d'un trou noir initial de 1 à 10 M_{\odot} (ce qui est attendu de l'évolution stellaire normale) pour disposer 1,6 10^9 ans plus tard d'un QSO. Mais ce résultat n'est obtenu que dans l'hypothèse optimiste où le trou noir peut croître à la limite d'Edington. Si la densité d'étoiles dans le noyau de la galaxie n'est pas suffisante, c'est elle qui va limiter la croissance et la luminosité du trou noir. Le taux d'accrétion de matière peut être estimé dans ce cas par :

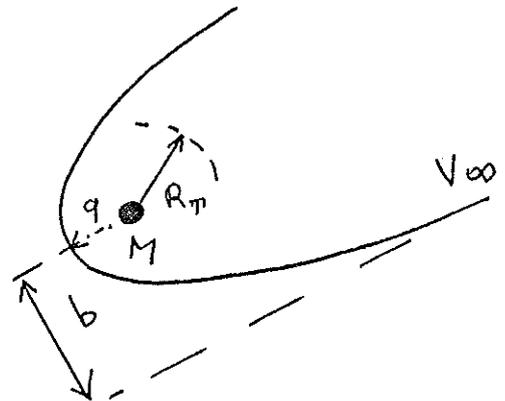
$$\frac{dM}{dt} = \rho_S \langle \sigma V \rangle$$

où ρ_S est la densité moyenne d'étoiles dans le noyau au voisinage du trou noir, σ la section efficace de capture et V la vitesse d'approche de l'étoile par rapport au trou noir

(V_{∞} sur la figure ci-contre). Pour calculer la section efficace

$\sigma = \pi b^2$, il faut relier le paramètre d'impact b à la distance minimale d'approche q appelée dans le cas d'un trou noir péribarathron (à Athènes, le barathron était une

trappe sans fond où l'on jetait les criminels et d'où n'existait point de retour).



Le péribaratron q est égal à :

$$q \sim \frac{b^2 V_\infty^2}{2GM} \quad (M \text{ masse du trou noir})$$

et la section efficace :

$$\sigma = \pi b^2 = \frac{2\pi GMq}{V_\infty^2}$$

L'accrétion de gaz sera possible pour tous les péribarathra inférieurs à la limite de Roche R_T , d'où le taux

$$\frac{dM}{dt} = 2\pi\sqrt{6/\pi} \rho_S \frac{GMR_T}{\langle V^2 \rangle^{1/2}}$$

où l'on a supposé la distribution de vitesses des étoiles Maxwellienne, avec :

$$\langle 1/V \rangle = \sqrt{6/\pi} \langle V^2 \rangle^{1/2}$$

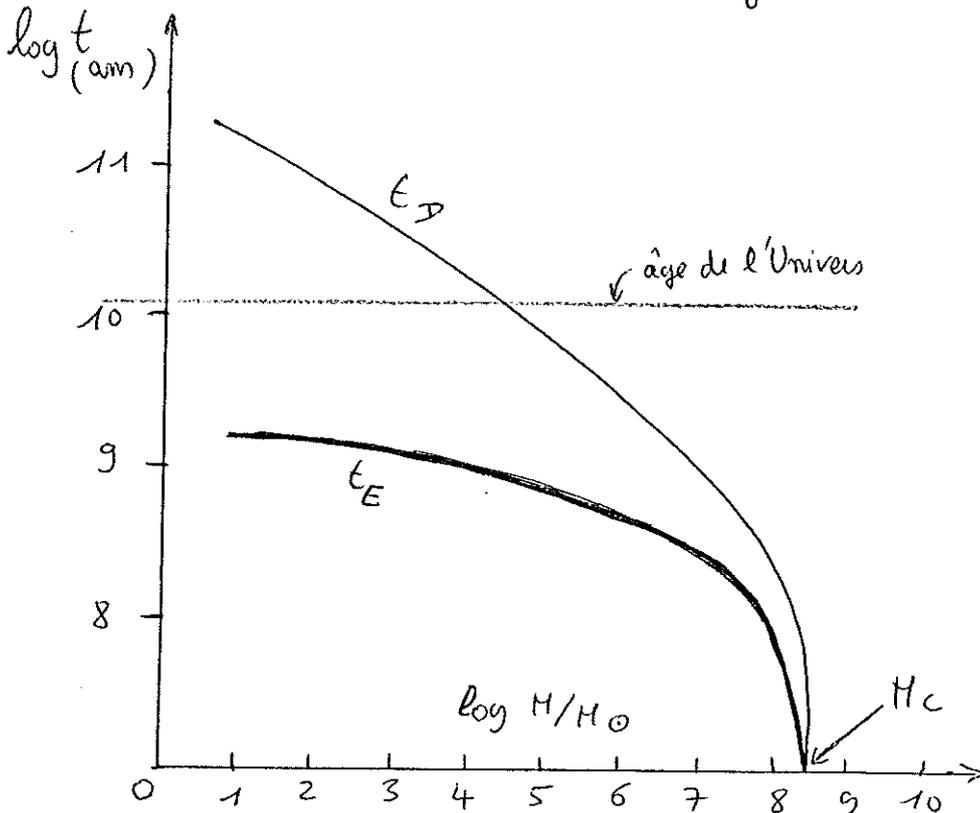
Le taux d'accrétion varie donc comme :

$$\dot{M} \propto \rho_S M^{4/3} / \langle V^2 \rangle^{1/2}$$

et le temps de croissance

$$t_D \propto \rho_S^{-1} \langle V^2 \rangle^{1/2} (M_0^{-1/3} - M_c^{-1/3})$$

pour passer de la masse initiale M_0 à la masse critique M_c .



t_E temps de croissance à la limite d'Eddington.

t_D temps de croissance limitée par la densité d'étoiles.

Ce temps de croissance est tracé sur la figure de la page précédente, pour des valeurs probables de $\rho_S = 10^6 M_\odot \text{pc}^{-3}$ et $\langle v^2 \rangle^{1/2} = 225 \text{ km/s}$ (dispersion de vitesses observée dans le noyau de la galaxie d'Andromède). Si la dispersion de vitesses ne varie pas beaucoup d'un noyau de galaxie à l'autre, la quantité critique est la densité stellaire.

Dans Andromède, par exemple, $\rho_S = 10^5 M_\odot \text{pc}^{-3}$ et seuls les trous noirs de masse initiale $10^7 M_\odot$ peuvent atteindre le stade de quasar aujourd'hui, ce qui est impossible. Par contre, dans la galaxie de Seyfert NGC 4151 on observe par des effets cinématiques $\rho_S = 2.2 \cdot 10^8 M_\odot \text{pc}^{-3}$ et le stade du quasar a certainement été atteint (et même dépassé ?).

Dans notre propre galaxie, la masse initiale du trou noir aurait dû être $10^2 M_\odot$, ce qui est assez improbable.

D'après la courbe précédente, on peut déduire une densité stellaire critique $\rho_{S0} = 1.5 \cdot 10^7 M_\odot \text{pc}^{-3}$ qui sépare très précisément les quasars des galaxies normales. Il est assez remarquable que le phénomène d'activité du noyau (radiogalaxies par exemple) se retrouve préférentiellement dans les galaxies elliptiques dont la densité centrale est très forte.

Le taux d'accrétion de masse du trou noir calculé ci-dessus, n'est valable que si la masse de l'amas dense d'étoiles du noyau est bien supérieure à la masse du trou noir. A la fin de l'évolution, la condition peut n'être plus vérifiée. Nous avons supposé une distribution Maxwellienne de vitesses pour les étoiles, mais si le nombre d'étoiles n'est plus suffisant pour rediffuser les vitesses et atteindre à nouveau une distribution d'équilibre, la population d'étoiles dont les orbites traversent le rayon de Roche s'amenuisera sans être remplacé (il faut des trajectoires presque radiales sans trop de moment angulaire J). On peut ainsi définir un cône de perte d'angle θ_T , où θ est l'angle entre le rayon et la vitesse

de l'étoile, qui définit dans l'espace des vitesses les étoiles susceptibles de pénétrer dans la sphère de Roche. A la fin de l'évolution du trou noir, le cône de perte commencera à se dépeupler.

Il est ainsi probable qu'un certain nombre de trous noirs "dorment" au sein de noyaux de galaxies, et redeviennent des quasars à l'occasion de l'interaction de marée avec des galaxies extérieures. Du gaz "frais" peut alors chuter sur le trou noir dans les perturbations engendrées, gaz provenant de la galaxie même où se trouve le quasar potentiel, soit de la galaxie compagnon. De nombreux quasars à redshift proche ont ainsi été observés à proximité de noyaux de galaxies (avec parfois des ponts de matière entre eux).