

LES QUASARS

Les quasars ("quasi-stellar sources") sont des objets d'apparence stellaire, dont le spectre révèle de très grands décalages vers le rouge. Si ce décalage est interprété de façon cosmologique, ce sont les objets les plus lointains que l'on peut observer dans l'Univers. L'émission des quasars est variable sur des échelles de temps courtes, parfois de l'ordre de quelques jours, suggérant de petites dimensions (quelques jours-lumière $\sim 3 \cdot 10^{15}$ cm). Si l'on en croit leur grande distance, ils rayonnent des énergies fantastiques (10^{41} watts) dans un très petit volume. Les quasars les plus proches sont associés à des noyaux de galaxies, il en est certainement de même pour les plus lointains, mais le disque de la galaxie est alors trop faible pour être détecté.

I.- DETECTION DES QUASARS

Les quasars ont été découverts dans les années 1960, grâce à la radioastronomie et à sa résolution spatiale croissante. On découvrit que certaines radiosources restaient toujours ponctuelles relativement aux lobes de diffraction des antennes, lobes qui pourtant s'affinaient de plus en plus. Cherchant à identifier ces radiosources avec d'éventuels objets optiques, on ne trouva que des étoiles banales, assez peu brillantes, mais de couleur très bleue. Le spectre de ces objets soupçonnés de correspondre aux radiosources était pourtant très bizarre, comportant des raies d'émission très larges, non identifiées. L'idée que ces raies pouvaient être dues à des raies de Balmer décalées d'un bout à l'autre du spectre fut émise par l'américain Marteen Schmidt en 1963. De très nombreuses radiosources furent alors identifiées avec des quasi-étoiles, présentant des raies de l'ultra-violet lointain dans le domaine visible.

Ces objets stellaires très bleus présentaient aussi un excès d'ultraviolet, ce qui devint un critère pour les rechercher. On découvrit alors une série d'objets semblables, appelés QSO ("quasi stellar objects"), mais ne présentant aucune radiosource associée. Les quasars émettant en radio sont depuis appelés QSS pour les distinguer des QSO.

En 1965, par exemple, on découvrit le quasar 3C9 (n° 9 dans le 3e catalogue des radiosources de Cambridge 3C) pour lequel la raie Lyman α de l'hydrogène à 1216 Å (dans l'ultraviolet) tombe dans le visible à 3660 Å, indiquant un redshift de $z = \frac{3660 - 1216}{1216} = 2,01$. Ce quasar s'éloigne de nous à 0.8 c, comme on peut le déduire de l'effet Doppler relativiste $\lambda'/\lambda = (1 + \frac{v}{c})\gamma$ où $\gamma = (1 - \frac{v^2}{c^2})^{-1/2}$. Pour connaître la distance de la source il nous faut établir la relation de Hubble au delà de $z \sim 1$. Cette relation dépend en fait de la densité de l'Univers et de sa décélération par rapport à une expansion constante. En effet, si H_0 est la constante de Hubble aujourd'hui, $H_0 = \dot{R}(t_0)/R(t_0) = \dot{R}_0$ (t_0 est l'âge de l'Univers et par convention nous choisissons $R(t_0) = 1$).

Le paramètre de décélération est défini par :

$$q_0 = -\ddot{R}(t_0) \frac{R(t_0)}{R^2(t_0)} = -\ddot{R}_0/\dot{R}_0^2$$

à notre époque.

Développant le facteur d'échelle de l'expansion $R(t)$ autour de $R(t_0)$:

$$R(t) = 1 + H_0(t - t_0) - \frac{1}{2} q_0 H_0^2 (t - t_0)^2 + \dots$$

Puisque $(1 + z) = R(t)^{-1}$, on obtient, si $z \leq 1$:

$$z = H_0(t_0 - t) + \frac{1}{2} q_0 H_0^2 (t - t_0)^2 + \dots$$

Le paramètre q_0 de décélération étant inconnu, cette relation permet de le déduire à partir de sources éloignées dont on estime la distance en faisant des hypothèses sur leur luminosité intrinsèque (cf. "Cosmologie"). Pour avoir

un ordre de grandeur de la distance des quasars, nous négligerons la décélération et supposerons l'univers ouvert ($q_0 = 0$).

La distance d de la source à l'époque où la lumière que nous recevons a été émise est $d = c(t_0 - t)$ et $cZ = H_0 d$ si $Z \leq 1$ ou bien

$$(1 + Z)^{-1} = 1 - H_0 \frac{d}{c} \quad \text{pour } Z > 1$$

soit :

$$H_0 d = c(1 - (1 + Z)^{-1})$$

dans l'hypothèse d'un Univers ouvert, depuis l'émission des photons observés. Nous appellerons $c/H_0 \sim 4000$ Mpc (soit $12 \cdot 10^9$ années-lumière) la distance de l'horizon. On s'aperçoit que les quasars de haut redshift $Z > 1$ s'approchent de l'horizon. 3C9, par exemple, était situé à 2700 Mpc lorsqu'il émit ses photons Lyman α . L'objet le plus lointain connu aujourd'hui est le quasar 4C05.34 ($Z = 3,9$) à 3200 Mpc. (Il faut réviser toutes ces distances en baisse, si l'on tient compte de la décélération q_0).

Plusieurs centaines de quasars sont détectés aujourd'hui, et de nombreuses statistiques ont été effectuées dans le but de connaître la courbure de l'Univers, ces objets permettant de remonter loin dans l'espace et le temps. Hélas, il s'est avéré que les problèmes de sélection observationnelle et surtout d'évolution temporelle de la population des quasars empêchaient toute conclusion sur la nature de notre Univers. On sait, par contre, que la densité des quasars était plus importante au début de l'Univers (il semble aussi y avoir une accumulation à $Z \sim 2,5$).

II.- NOYAUX ACTIFS DE GALAXIES (NAG)

Les quasars sont des sources d'énergie très importantes (10^2 à 10^3 fois la luminosité d'une galaxie normale) confinées dans un très petit volume dans le noyau d'une galaxie. Ce sont des objets lointains, mais il

existe toute une catégorie d'objets analogues plus proches de nous, découverts antérieurement et de façon différente. Tous sont caractérisés par une intense activité des noyaux (N.A.G.)

Les Galaxies de Seyfert (classification d'après Karl Seyfert en 1943) continuent ainsi à faible Z le groupe des quasars. Ce sont des galaxies dont le noyau présente des raies d'émission extrêmement larges, correspondant à des vitesses Doppler de l'ordre de 10 000 km/s. Le noyau de ces galaxies est 100 fois plus lumineux qu'une galaxie normale.

L'émission est variable sur une durée de l'ordre du mois, ce qui implique une source de dimension inférieure au parsec. Les Galaxies de Seyfert ont très souvent un excès d'émission X et une importante émission infra-rouge que l'on attribue à l'émission thermique des poussières entourant le noyau. Par bien des aspects les galaxies de Seyfert semblent être intermédiaires entre les galaxies normales et les quasars (cf. fig. ci-dessous).

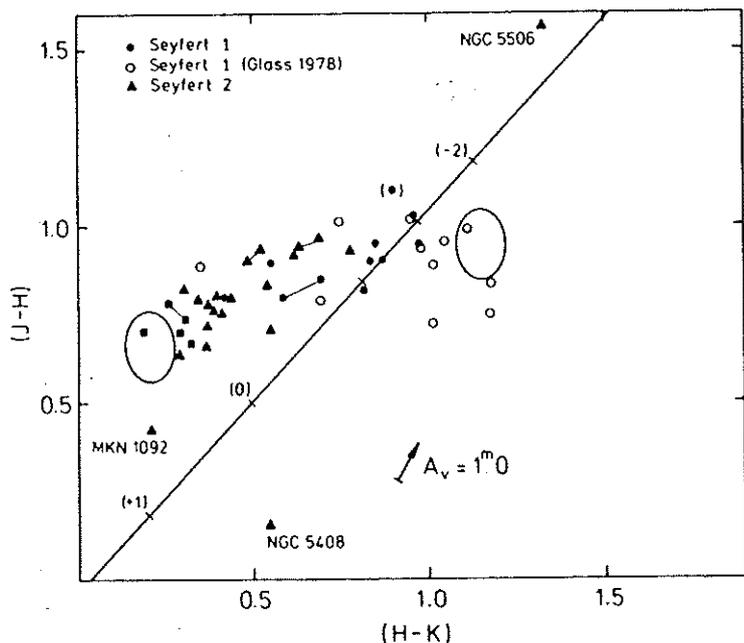


Diagramme de couleurs des galaxies de Seyfert (H I J K : rouge et IR) -

Les objets BL Lac (du nom de leur prototype B L Lacertae) ressemblent aussi aux quasars par l'intense luminosité de leurs noyaux, mais ne possèdent pas de raies d'émission. Le noyau central ne serait pas alors entouré d'un composant gazeux très chaud, comme dans les galaxies de Seyfert.

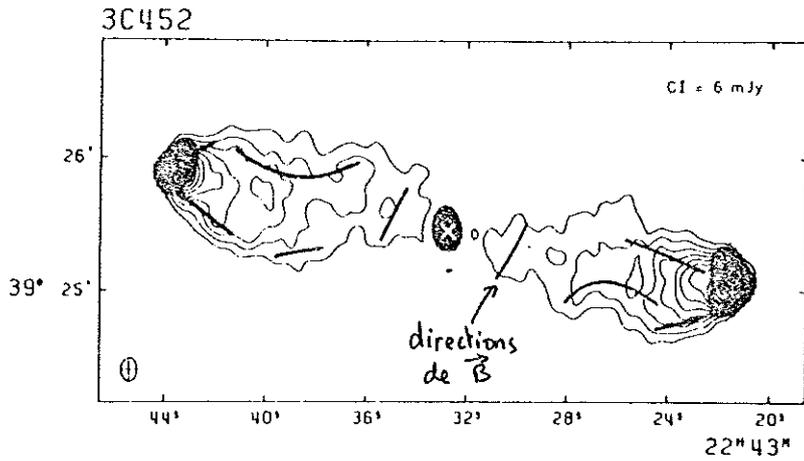
Enfin, les radiogalaxies sont des radiosources puissantes associées à certaines galaxies elliptiques et

certaines quasars. L'émission, bien supérieure à celle d'une galaxie normale, est très étendue, le plus souvent sous forme de deux lobes de part et d'autre de la galaxie, sur des distances de l'ordre de 1 Mpc (alors que la galaxie optique a un rayon de ~ 10 Kpc). Ces lobes présentent des inhomogénéités, ou sources compactes) souvent localisées vers les régions

périphériques (cf. figure ci-dessous).

56Hz

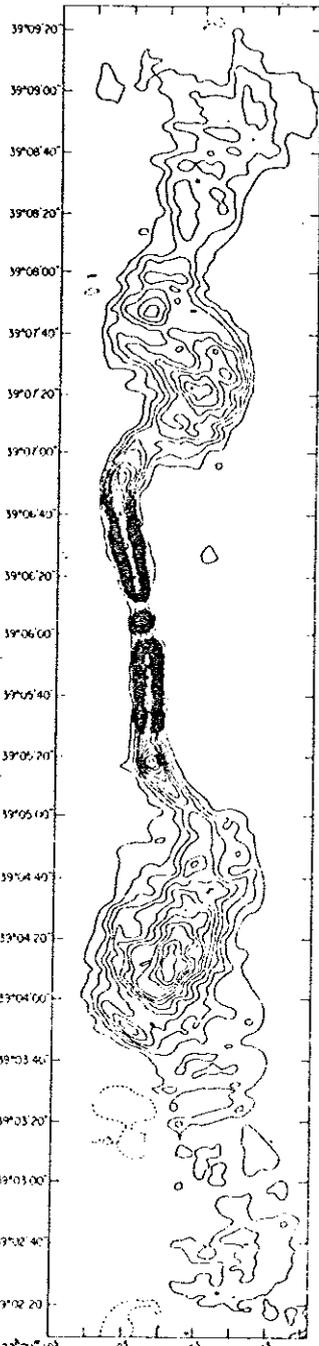
L'émission est toujours très alignée et symétrique. Dans les radiogalaxies elliptiques, il existe exceptionnellement un disque de gaz et de poussière perpendiculaire à la direction d'alignement des lobes radio. Certaines sources ont la structure de jets, suggérant une précession en fonction du temps (cf. 3C449, ci-contre), ou bien une interaction avec



le gaz inter-amas dans lequel circulent les galaxies.

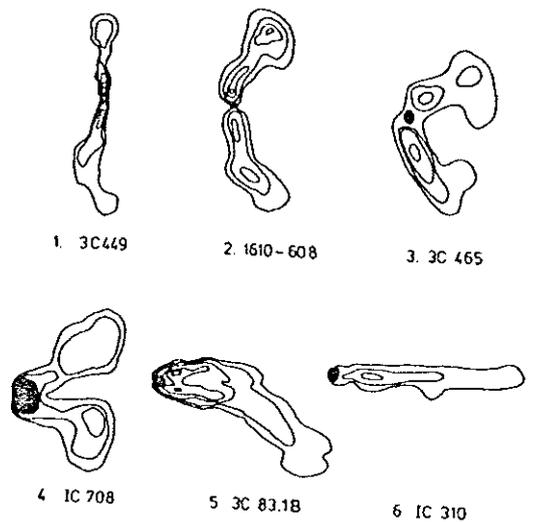
L'émission est d'origine synchrotron, est très polarisée et permet de déduire l'orientation du champ magnétique aux faibles longueurs d'onde. (Aux grandes longueurs d'onde, la rotation Faraday $F \propto R_m \lambda^2$, où R_m est la mesure de rotation, empêche la détermination du plan de polarisation réel).

3C 449



Carte
1,4 GHz
faite avec
le V.L.A.

• Toutes sortes de structures recourbées sont observées pour les lobes des radiogalaxies dans les amas -



La densité d'énergie E_R correspondant à l'accélération des électrons relativistes dans ces radiosources se déduit de la luminosité de la source, via la valeur du champ magnétique B . Celui-ci étant inconnu, on déduit, en général, l'énergie minimale, correspondant à l'équipartition d'énergie entre le champ magnétique et les particules. Le champ magnétique dans cette hypothèse est de l'ordre de 10^{-4} Gauss dans les sources compactes et 10^{-5} Gauss dans les sources étendues. L'énergie présente dans les radiosources (particules + champ magnétique) est alors au minimum de l'ordre de 10^{54} joules.

Certaines sources en forme de jets sont observées aussi dans le visible, l'émission provenant soit du mécanisme synchrotron direct, soit plus probablement de l'émission Compton inverse sur les photons radio des électrons relativistes du jet. Les pertes Compton inverse (CI) sont d'ailleurs si rapides (temps caractéristique $\sim 10^5$ ans) relativement au temps de parcours des électrons de long de la source étendue ($\sim 10^7$ ans) qu'il est nécessaire de supposer que les électrons sont constamment réaccélérés le long des lobes radio et pas seulement au départ, dans le noyau de la galaxie.

Les modèles proposés pour rendre compte des distributions spectrales observées et surtout de la géométrie des radiosources sont de trois sortes : a) l'énergie est sans cesse fournie par le noyau, puis transportée de façon continue vers les lobes radio ; b) l'énergie est produite dans les lobes même par des objets compacts éjectés par le noyau ; c) l'énergie provient uniquement de l'hydrodynamique du plasma éjecté (ondes de choc, turbulence), bien que des éjections récurrentes puissent avoir lieu.

(a) Dans ce premier modèle, on suppose que le noyau de galaxie ou le quasar éjecte en permanence un fluide relativiste d'électrons et de protons

de façon isotrope. Le noyau étant au centre d'un nuage de gaz dense, faisant partie du plan de la galaxie, il se crée une cavité en surpression du fluide relativiste. Une fois le rayon de cette cavité égal à l'épaisseur du plan de la galaxie (qq 100 pc), le fluide est éjecté perpendiculairement au plan (parallèle à l'axe de rotation) en deux jets opposés. A l'état stationnaire il se forme en quelque sorte deux buses d'injection le long de l'axe de rotation, qui convertissent l'énergie thermique du fluide en mouvement relativiste et collimatent le flux en deux lobes étroits. Les jets se propagent alors dans le milieu intergalactique et deux chocs dissipent l'énergie aux extrémités des lobes (interfaces avec le milieu extérieur). Des inhomogénéités dans les lobes se produisent lors de variations dans l'activité du noyau. Il semble toutefois difficile dans ce modèle d'expliquer l'émission optique des régions condensées de certaines radiosources étendues.

(b) Une deuxième hypothèse fait appel à des objets condensés présents dans les lobes radio, possédant une enveloppe de gaz et de champ magnétique, e de masse $10^6-10^8 M_{\odot}$ suffisante pour confiner ce gaz. Environ 10^3-10^5 de ces objets sont nécessaires, mais l'énergie présente sous cette forme très inhomogène est $\sim 10^4$ fois inférieure à l'énergie nécessaire dans le cas d'une source radio étendue en équipartition. Un modèle de "fronde gravitationnelle" est invoquée pour éjecter des objets massifs des noyaux de galaxies.

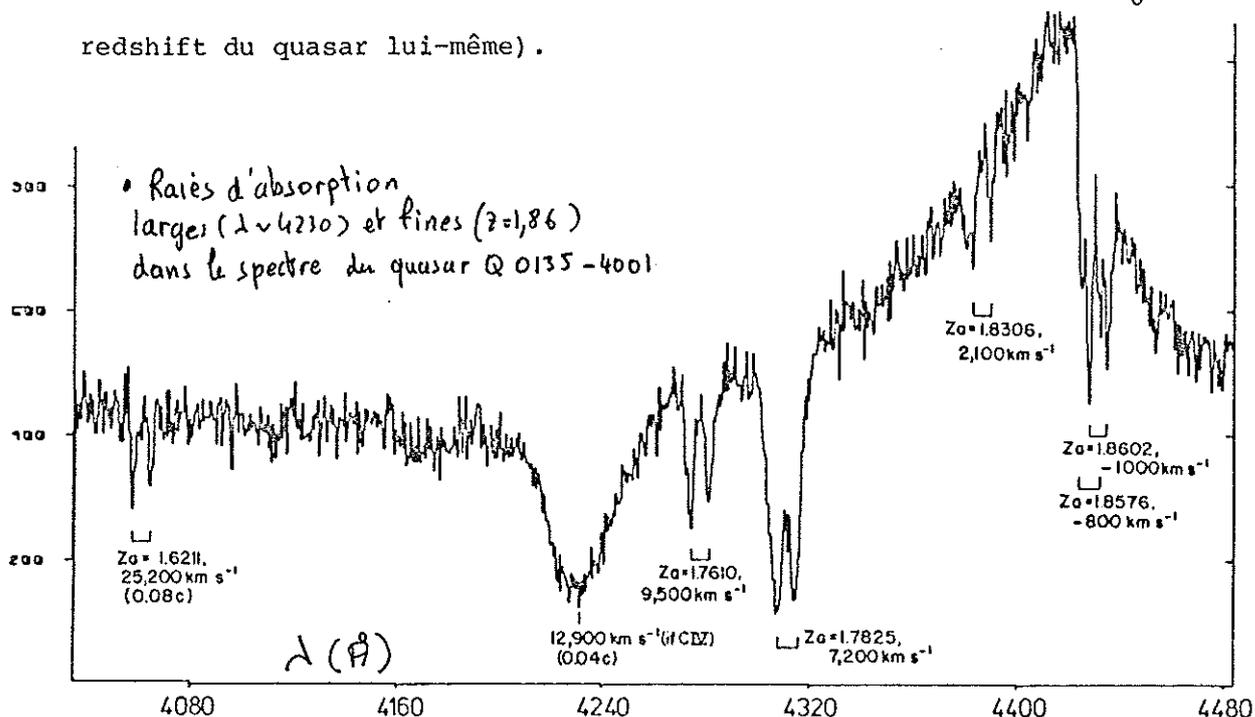
Au cours de l'évolution d'un noyau galactique dense, des objets massifs sont engendrés par des collisions entre étoiles ; ces objets ont tendance à s'accumuler au centre du puits de potentiel, et à former des systèmes binaires. Les systèmes à trois corps qui tendent ensuite à se former sont instables et résultent en l'éjection d'un des objets massifs dans une direction, avec le système binaire reculant dans la direction opposée. Les objets massifs sont, par exemple, des trous noirs de $\sim 10^6 M_{\odot}$. Les particules

relativistes et le champ magnétique sont alors fournis par les disques d'accrétion autour des trous noirs. Une autre possibilité pour ces objets massifs sont les "spinars", qui fournissent de l'énergie en injectant des particules relativistes et en perdant du moment angulaire (jusqu'à leur effondrement en trou noir). Il existe moins de contraintes énergétiques dans ce modèle qui explique bien les condensations visibles dans les radiosources étendues, et qui semble résulter de l'évolution naturelle d'un amas dense d'étoiles comme sont les galaxies elliptiques. Toutefois, il est difficile d'expliquer les structures recourbées dans les amas (les objets condensés étant insensibles à la pression dynamique du gaz interamas). D'autre part l'éjection des objets massifs s'effectue toujours perpendiculairement à l'axe de rotation, mais il n'y a aucune raison que les éjections successives gardent mémoire de la direction des éjections précédentes, ne rendant pas compte de l'alignement des radiosources.

(c) Enfin, il est possible que le noyau éjecte en une seule fois une bouffée de plasma thermique, accompagné de particules relativistes et de champ magnétique. La collimation autour de l'axe de rotation est due dans ce modèle au potentiel gravitationnel d'un hypothétique objet supermassif ($\sim 5 \cdot 10^8 M_{\odot}$) au centre du noyau. La vitesse d'expansion initiale des jets est de $\sim 0.5 c$. La collimation pourrait aussi être due à la structure dipolaire du champ magnétique. Le problème de ce modèle est d'injecter assez d'énergie au départ pour pouvoir ensuite réaccélérer continûment les électrons en cours de route par des mécanismes turbulents.

III.- RAIES D'ABSORPTION DANS LE SPECTRE DES QUASARS

Outre les raies d'émission très décalées caractéristiques des quasars, le spectre de ces dernières présente des raies d'absorption nombreuses et très difficiles à interpréter. Ces raies sont dues, en général, à des éléments lourds (N, Si, C, O, Mg) mais les décalages vers le rouge correspondants sont aléatoires, tous compris entre $z = 0$ et $z = z_0$ (le redshift du quasar lui-même).



Ces raies sont interprétées par l'absorption du gaz des disques galactiques situés entre le quasar et l'observateur terrestre. Le redshift correspondant permet de déduire la distance de ces galaxies. Les raies sont si nombreuses que le spectre des quasars devient une source très riche d'informations sur le milieu interstellaire, les halos...

Une grande partie de ces raies sont intrinsèques au quasar lui-même, c'est-à-dire correspondent à l'absorption de nuages probablement éjectés par le quasar. La différence de vitesse entre le nuage et le quasar est donnée par :

$$\frac{V}{c} \approx (R^2 - 1)/(R^2 + 1)$$

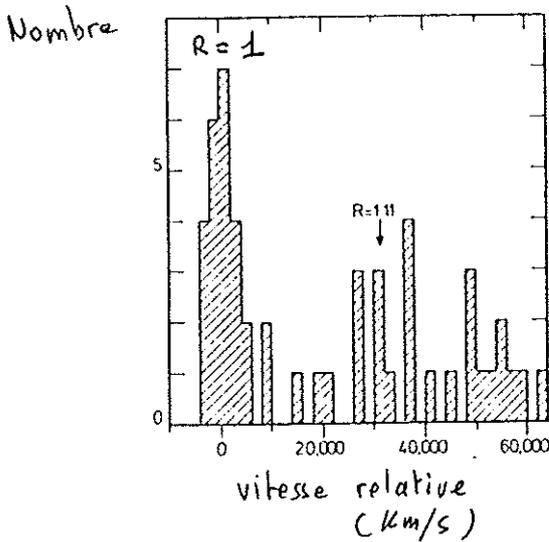
où R est le rapport $(1 + z_{em}) / (1 + z_{ab})$

z_{em} : redshift des raies d'émission du quasar,

z_{ab} : " des raies d'absorption considérées

$$\text{(car } 1 + z = \lambda_{obs} / \lambda_{source} = (1 + v/c) / \sqrt{1 - v^2/c^2} = \sqrt{\frac{1 + v/c}{1 - v/c}} \text{)}$$

$$\text{et } v = \frac{v_e - v_a}{1 - \frac{v_e v_a}{c^2}}$$



Comme l'indique la figure ci-contre le nombre de raies d'absorption présente un maximum dans la région proche du quasar (matière associée), mais ensuite la distribution est uniforme indiquant une distribution de galaxies uniforme sur la ligne de visée. Plus exactement, le nombre de galaxies par unité de redshift dN/dz que l'on attend pour une distribution uni-

forme de galaxies est :

$$dN/dz \sim (1 + z) (1 + 2q_0 z)^{-1/2}$$

si q_0 est le paramètre de décélération de l'Univers (rappelons que $q_0 = 1/2$ correspond à un univers euclidien, tandis que $q_0 = 0$ correspond à l'Univers ouvert non décéléré). Dû au faible domaine de z exploré, à la petite taille de l'échantillon, aux sélections observationnelles, il est encore impossible de vérifier cette loi précisément (ni surtout d'en déduire q_0 , car il faut tenir compte de l'évolution des galaxies !...)

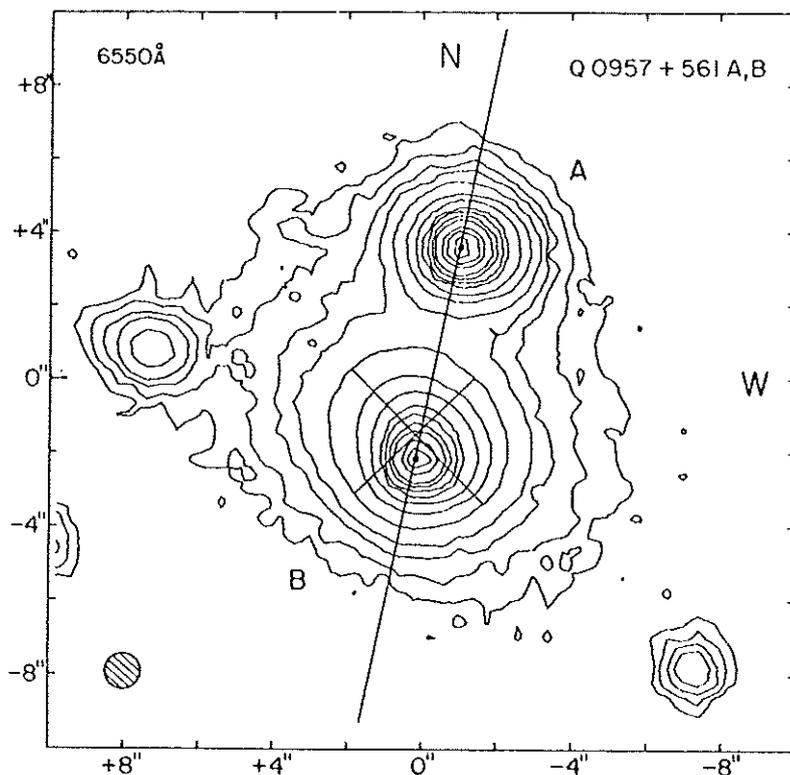
Les caractéristiques physiques des raies d'absorption permettent de déduire que les nuages absorbants ne ressemblent pas aux nuages interstellaires des galaxies spirales, mais correspondent plutôt à un gaz homogène et chaud dans le halo des galaxies (forte abondance en métaux, forte

excitation). Cette solution est d'ailleurs plus probable par de simples arguments de section efficace. (la raie HI à 21 cm est de plus rarement observée).

IV.- MIRAGES GRAVITATIONNELS

La présence de galaxies sur la ligne de visée entre les quasars et l'observateur terrestre permet l'observation d'un phénomène très spectaculaire, le mirage gravitationnel. Un quasar double a été découvert en 1979 et un quasar triple en 1980 (cf. figure ci-dessous). La galaxie sur la ligne de visée joue le rôle de lentille, dévie gravitationnellement les rayons lumineux, qui ne nous apparaissent plus provenir de la source réelle. Des effets d'intensification de la lumière sont associés à la déviation des rayons lumineux. Nous allons détailler le phénomène physique et montrer que, contrairement à l'intuition, il existe toujours un nombre impair d'images (3,5...)

• Isophotes du quasar double
QSO 957 + 561 obtenus
avec une caméra CCD -
(0,5 mag séparent les contours)
A n'est pas résolu - B est plus
faible de 0,29 mag. La croix
près de B indique la position
de la galaxie à l'origine du
mirage.



Supposons donc une lentille transparente de forme sphéroïde, (schématisation d'une galaxie), dont les vitesses internes sont bien inférieures à la vitesse de la lumière (faible puits de potentiel) : la déviation des rayons lumineux est alors faible (de l'ordre de V^2/c^2) et peut être estimée par l'intégration de l'accélération gravitationnelle perpendiculaire au chemin des rayons non perturbés.

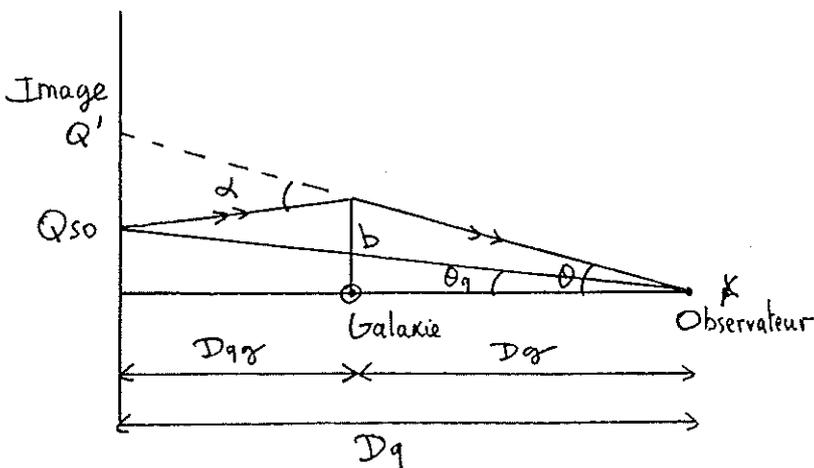
Si le photon, en l'absence de lentille, se propage dans la direction OZ, la déviation peut avoir lieu dans les directions Ox et Oy. Nous définirons donc la déviation vectorielle :

$$\vec{\alpha} \begin{vmatrix} \alpha_x \\ \alpha_y \end{vmatrix}$$

représentant les composantes des déviations angulaires possibles. Ce vecteur peut s'écrire, en fonction du potentiel gravitationnel ϕ , :

$$\vec{\alpha} = \frac{2}{c} \int_{-\infty}^{+\infty} \vec{\nabla} \phi dt$$

Le facteur 2 provient de la relativité générale. On peut en effet montrer que le traitement exact est équivalent au traitement Newtonien moyennant un facteur 2.



La géométrie du problème est schématisée dans la figure ci-contre dans le plan QGO (quasar, lentille, observateur) et en supposant la répartition de masse à symétrie sphérique dans la galaxie. D_q est la distance du quasar, D_g celle de la galaxie, b est le paramètre d'impact du rayon lumineux considéré.

Dans ce cas, la déviation scalaire s'écrit :

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

où r est la distance au centre de la galaxie G et où l'on a développé

$z = \sqrt{r^2 - b^2}$ l'abscisse sur le chemin non perturbé de la lumière

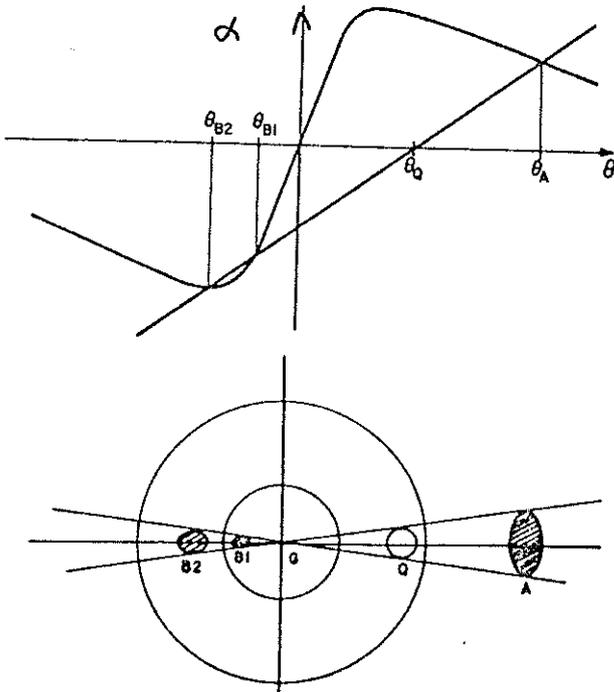
$$(dz = r dr (r^2 - b^2)^{-1/2})$$

Cette expression de α peut aussi s'écrire en fonction de la masse projetée intérieure en paramètre d'impact b , $m_p(b)$ (comprise dans un cylindre de rayon b) :

$$\alpha = \frac{4Gm_p(b)}{bc^2}$$

Sur cette expression, il est facile de retrouver la valeur simple de α lorsque le rayon lumineux passe à l'extérieur de la masse déflectrice (cas du Soleil, par exemple, $4GM/Rc^2$).

Pour des distributions de densité raisonnables à l'intérieur d'une galaxie, la déviation α tend vers 0 quand b approche de 0 ou de l'infini. En effet, à l'origine la densité est finie et la masse projetée croît comme b^2 environ ($\alpha \propto b$) ; aux grandes distances, la décroissance est très lente à cause des halos galactiques (d'après les courbes de rotation plates des galaxies, on sait que la masse croît toujours proportionnellement au rayon jusqu'à 10 fois le rayon visible, $M(R) \propto R$).



La figure ci-contre montre l'allure probable de la déviation α en fonction du paramètre d'impact b , ou de façon équivalente en fonction de l'angle θ de la position de l'image par rapport à la galaxie G . Les parties négatives de la courbe correspondent à la déviation des rayons passant de l'autre côté de la galaxie

Si tous les angles considérés sont petits (notamment le quasar proche de la galaxie "lentille") l'on peut écrire (pour les rayons qui arrivent à l'observateur) :

$$D_q \theta_q + D_{qg} \alpha = D_g \theta$$

ou bien

$$\alpha = \frac{D_q}{D_{qg}} (\theta - \theta_q)$$

Les solutions sont donc à l'intersection de cette droite $\alpha(\theta)$ et de la courbe de déviation $\alpha(b) = \alpha(D_g \theta)$, comme représenté sur la figure ci-dessus. Il est clair qu'il existe un nombre impair de solutions-images, soit 1 soit 3 dans ce cas particulier (sauf dans le cas de tangence). Il n'y a qu'une image si θ_q est trop grand (quasar trop loin de la lentille) ou si la lentille est trop peu massive pour recourber vers l'observateur les rayons passant de l'autre côté de la galaxie (b négatif). Ce résultat d'un nombre d'images nécessairement impair peut être généralisé aux distributions de masse sans symétrie sphérique.

Dans le cas particulier représenté sur la figure, il existe deux images très proches correspondant à des photons qui voyagent derrière la galaxie. Les deux cercles du bas correspondent à la position particulière du quasar pour laquelle il y a deux images : le grand cercle est la position même de θ_q au-delà de laquelle il n'y a plus qu'une image, et le plus petit cercle est la position de l'image double. On peut aussi remarquer que l'image directe A, la plus éloignée de la galaxie, a une forme allongée perpendiculaire à QG, alors que les images B lui sont parallèles.

Comme l'intensité spécifique de chaque rayon lumineux est conservée la brillance totale de l'image est proportionnelle à l'angle solide délimitant l'image (la brillance de surface, elle, est conservée). En supposant toujours la symétrie sphérique, le rapport des intensités de l'image I à

à l'intensité originale I_0 sans lentille est :

$$\frac{I}{I_0} = \frac{\theta}{\theta_q} \frac{d\theta}{d\theta_q}$$

$$\frac{I}{I_0} = \frac{\theta}{\theta_q} \frac{D_q/D_{qg}}{\frac{D_q}{D_{qg}} - D_g \frac{d\alpha(b)}{db}}$$

La luminosité de l'image est donc proportionnelle à sa distance à la galaxie et inversement proportionnelle à la différence entre la droite et la tangente à la courbe dans la figure ci-dessus.

Dans le cas singulier de la tangence, l'image double est particulièrement brillante. On peut ainsi expliquer l'observation du quasar double découvert en 1979 (images très brillantes, d'intensité presque égale, sans troisième composante). Le problème se complique toutefois par la présence d'un amas de galaxies autour de la lentille principale, qui pourrait apporter une contribution supplémentaire et différentielle dans la déviation des rayons lumineux.

Il est très probable d'ailleurs que tout mirage gravitationnel partage cette complication, car les galaxies les plus brillantes et massives, donc les lentilles les plus fortes, se trouvent préférentiellement dans les amas riches de galaxies.