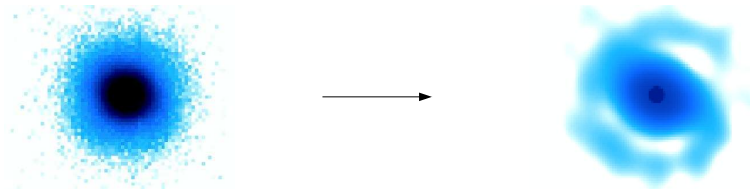




Groupe d'Astrophysique et Traitement de l'Image (ATI)

Caractérisation des interactions entre les quasars et leur galaxie hôte



Yannick Letawe

Dissertation présentée en vue de l'obtention du grade de Docteur en Sciences (Sciences spatiales)

Septembre 2009

Promoteur :
Pr. Pierre Magain

Table des matières

Remerciements	7
Résumé	9
Abstract	11
1 Les quasars et leur galaxie hôte	13
1.1 Qu'entend-on par AGN ?	13
1.2 Structure des AGNs	17
1.3 Galaxies hôtes de quasars	24
1.3.1 Echantillon	24
1.3.2 Principales études	25
1.3.3 Relations fondamentales	26
1.3.4 Evolution cosmologique et interactions gravitationnelles	27
1.3.5 Influence du quasar sur son entourage	29
1.4 Conclusion	31
2 Méthodes d'analyse des données	33
2.1 Télescopes et détecteurs	33
2.1.1 Le HST/ACS/HRC	33
2.1.2 Le NTT/SUSI2 et EFOSC2	34
2.1.3 Le VLT/FORS1 (mode MOS)	34
2.2 Principes de la déconvolution	35
2.3 La méthode MCS	39
2.3.1 Une résolution accrue mais finie	39
2.3.2 Ajout d'un modèle analytique au fond	40
2.3.3 Déconvolution simultanée	40

2.4	Construction de la fonction de PSF $s(\vec{x})$	41
2.4.1	Détermination de $s(\vec{x})$ pour le HST/ACS	41
2.4.2	Détermination de $s(\vec{x})$ pour le NTT/SUSI2	43
2.5	Déconvolution de spectres	44
3	Etude d'un échantillon de quasars par imagerie HST/ACS et spectroscopie VLT/FORS1 combinées	47
3.1	Introduction	49
3.2	Observations and reduction	50
3.2.1	The sample	50
3.2.2	Images	50
3.2.3	Spectra	52
3.3	Image processing	52
3.3.1	PSF construction	53
3.3.2	Simultaneous deconvolution	53
3.4	Spatially resolved spectra	55
3.5	Spectral analysis	55
3.5.1	Diagnostic diagrams	57
3.5.2	Radial velocity curves	57
3.5.3	Line fits	57
3.5.4	About the origin of the broad H α line	60
3.6	Results on individual objects	62
3.6.1	HE 1503+0228	62
3.6.2	HE 2345–2906	65
3.6.3	HE 1434–1600	66
3.6.4	HE 0306–3301	68
3.6.5	HE 0354–5500	71
3.6.6	HE 0450–2958	74
3.7	General conclusions	76
3.8	Compléments	78
3.8.1	Observations HST supplémentaires	78
3.8.2	PSF du HST	80
4	Analyse de l'échantillon NTT/SUSI2	89

4.1	Introduction	91
4.2	Sample and observations	91
4.2.1	Sample	91
4.2.2	Observations	92
4.3	Image analysis	93
4.3.1	NTT/SUSI2 data processing	93
4.3.2	Archive data	95
4.4	Analysis	95
4.4.1	Magnitudes	95
4.4.2	Morphology	96
4.4.3	Asymmetry	98
4.5	Results	100
4.5.1	QSO-Host absolute magnitudes relation	100
4.5.2	Colours	104
4.5.3	Magnitude-Asymmetry relations	107
4.6	Peculiar cases	111
4.6.1	1307+085	111
4.6.2	Q0022-2044	112
4.6.3	PDS456	112
4.6.4	PG 1012+008	114
4.6.5	1151+117	116
4.6.6	HE 1202-0501	117
4.6.7	1023-014	118
4.6.8	HE 1211-1905	118
4.7	Conclusions	120
4.8	Données EFOSC2	127
4.8.1	Contexte	127
4.8.2	Instabilité de la PSF	127
4.8.3	Analyse des données	130
5	Conclusion	135
5.1	Méthodes	135
5.2	Résultats	136

5.3 Perspectives	136
6 Annexes	137
6.1 Collaborations	137
6.2 Autres articles	138
6.3 Communications	139
Bibliographie	140

Remerciements

A l'heure de terminer ma thèse, après quatre ans de recherches, de réflexions, de doutes et d'humbles découvertes, je souhaite exprimer très chaleureusement ma plus sincère gratitude envers certaines personnes. Merci tout d'abord à Géraldine pour son aide fidèle, ses remarques toujours constructives et pertinentes. Pouvoir travailler avec ma grande soeur et néanmoins amie fut pour moi une sacrée chance et un vrai plaisir.

Un grand merci à Pierre dont les idées ont jalonné ma thèse et qui, par ses raisonnements toujours justes et efficaces, m'a permis de devenir un meilleur scientifique.

Mes pensées se tournent à présent vers Amélie qui m'a insufflé la motivation nécessaire pour aller jusqu'au bout. Merci pour le chemin que nous traçons ensemble et qui je l'espère nous mènera à l'autre bout du monde !

Merci aussi à tous les collègues de la rotonde du +1 pour les moments agréables passés ensemble, les grands (et longs !) débats comme les franches rigolades, et tout spécialement à Arlette qui est pour moi un modèle.

Je remercie également les membres du jury qui ont accepté de lire ma thèse.

Enfin, merci aux personnes plus éloignées du milieu professionnel, mais qui sont tout aussi importantes et avec lesquelles j'adore passer du temps. Tout d'abord ma famille dont la présence et le soutien sont toujours sources de réconfort. Ensuite, merci à mes amis de tout bord, de Liège comme de Bruxelles, de ?blueshift comme de los estribillos (ou des deux), de lîdje qu'on sert comme de Ste-Wal !

Et puis bon, que serait une thèse sans un petit clin d'oeil à John, Paul, Georges et Ringo ? Ça, c'est fait.

Résumé

Ce travail consiste en l'étude de deux échantillons de quasars lumineux et proches. Tout d'abord, nous effectuons une étude simultanée de données provenant du Hubble Space Telescope¹ et du Very Large Telescope² dans le but d'étudier dans le détail les caractéristiques des galaxies hôtes de 6 quasars. Un traitement adéquat des données spectrales du VLT et des images du HST, basé sur la méthode de déconvolution MCS³, permet de décrire avec une grande précision la structure de la galaxie hôte ainsi que diverses propriétés du système. Ainsi, nous pouvons caractériser l'influence du quasar sur son environnement. Nos analyses prouvent en effet la présence de gaz ionisé par le quasar dans des régions éloignées du centre et apparemment dépourvues d'étoiles, mais aussi l'existence de zones galactiques réfléchissant le rayonnement du quasar via des électrons libres ou de la poussière. La dynamique du gaz entourant le quasar est analysée via la courbe de rotation du système. Nos méthodes permettent également de résoudre les régions centrales (< 1 kpc) des galaxies hôtes et d'en analyser le contenu.

Suite à ce projet, une étude d'un plus grand échantillon de 104 quasars de bas redshift a été menée. Les résultats obtenus pour un sous-échantillon de 69 quasars (observé avec le NTT/SUSI2 et complété par des données d'archives), formant l'essentiel de la seconde partie du travail, peuvent se résumer comme suit :

- La magnitude absolue du quasar ne se corrèle pas fortement avec celle de la galaxie hôte sur l'ensemble de l'échantillon. Cependant, la corrélation est plus robuste si l'on ne considère que les galaxies elliptiques.
- La proportion de galaxies arborant des traces d'interactions gravitationnelles ($\approx 60\%$) est assez élevée, mais cela ne permet pas de déterminer univoquement si elles influencent l'activation du quasar.
- Les hôtes possèdent en moyenne une plus grande quantité de gaz ionisé par rapport aux galaxies inactives. Cette tendance est encore plus forte pour les elliptiques, qui pourtant ne contiennent qu'une faible quantité de gaz lorsqu'elles sont inactives.
- Les galaxies hôtes les plus asymétriques, associées à des collisions galactiques majeures, contiennent également plus de gaz ionisé que les moins asymétriques.
- Quelques elliptiques de l'échantillon possèdent un noyau actif décentré par rapport au centre

¹Cycle 13 proposal #10238.

²Programmes 65.P-0361(A) et 66.B-0139(A).

³Magain P., Courbin F., Sohy S., 1998, ApJ, 494, 452.

de leur galaxie. Ce décentrage suggère une collision galactique importante, voire même une éjection du trou noir avec son disque d'accrétion à partir de la fusion d'un système binaire de trous noirs.

- Quelques cas particuliers, méritant d'être observés à plus haute résolution spatiale et en spectro-3D, sont décrits pour la première fois.

La thèse se compose des deux articles liés aux études résumées ci-dessus. Le premier, publié dans l'*Astrophysical Journal* en juin 2008 (Letawe et al. [72]), traite des images HST et des spectres VLT, et le second, soumis au *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* en septembre 2009, contient l'analyse de l'échantillon SUSI2. Ces articles sont complétés par des contextualisations et analyses supplémentaires non publiées.

Abstract

This work consists in the study of two samples of nearby luminous quasars. First of all, we compare quasar images obtained from the Hubble Space Telescope⁴ and slit spectra from the VLT/FORS1⁵ in order to study the properties of six quasar host galaxies. An appropriate data processing, based on the MCS deconvolution method⁶, allows to separate the central source from the host and to describe their content in detail. We are able to characterize the quasar's influence on its surrounding. Indeed, our analysis proves the presence of gas ionized by the quasar in remote regions apparently devoid of stars, but also the presence of quasar emission lines reflected by free electrons or dust. The dynamics of the gas surrounding the quasar is revealed via rotation curves and information about the central regions (< 1 kpc) is accessible thanks to our powerful quasar-host separation methods.

As a second part, a study of a larger sample of 104 nearby quasars is made. Results for a subsample of 69 quasars (observed with NTT/SUSI2 and completed with archive data) form the second part of this work. They can be summarized as follows :

- The quasar's absolute magnitude does not correlate strongly with the host magnitude. However, this correlation becomes more robust if we consider only elliptical hosts.
- The proportion of galaxies showing signs of gravitational interactions is quite large ($\approx 60\%$), but this does not allow to assess unequivocally their influence in the triggering of the quasar activity.
- There is a tendency for quasar hosts to contain more ionized gas than in inactive galaxies. This trend is even stronger for ellipticals, which, when inactive, do not usually contain much gas.
- The most asymmetric hosts, linked to strong merging processes, also tend to have more ionized gas than less asymmetric ones.
- A few ellipticals have their active nucleus shifted compared to the galactic center. Such off-nuclear activity is suggestive of important galactic collisions, and may be due to a gravitational black hole recoil in the fusion of binary black holes system.
- A few peculiar cases, deserving higher resolution imaging or 3D-spectroscopy, are described here for the first time.

⁴Cycle 13 proposal #10238.

⁵Program 65.P-0361(A) and 66.B-0139(A).

⁶Magain P., Courbin F., Sohy S., 1998, ApJ, 494, 452.

The thesis is composed of two articles linked to the two studies summarized above. The first one, published in the *Astrophysical Journal* in June 2008 (Letawe et al. [72]), deals with HST and VLT data. The second one, submitted to the *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* in September 2009, contains the analysis of the SUSI2 sample. These articles are completed by introductions and unpublished supplementary analyses and results.

Chapitre 1

Les quasars et leur galaxie hôte

En guise d'introduction, posons le cadre théorique dans lequel ce travail a été réalisé, à savoir les quasars, ou plus généralement, les Noyaux Actifs de Galaxies¹ et leur galaxie hôte. Nous commençons par une description approfondie des différentes sortes d'AGNs, en insistant spécifiquement sur les quasars, et l'interprétation qui peut être faite de cette étonnante variété. Ensuite, un état des lieux sur les liens unissant les noyaux à leurs galaxies sera dressé.

1.1 Qu'entend-on par AGN ?

Pour comprendre ce qu'est un quasar, il faut tout d'abord introduire ce qu'est un Noyau Actif de Galaxie². Les AGN sont des objets extragalactiques capables de produire des quantités d'énergie très importantes. Plus particulièrement, les quasars, qui sont les AGN les plus lumineux, ont une luminosité bolométrique³ $L_{bol} \sim 10^{47} \text{erg/s} \sim 10^{20} L_{\odot}$ ⁴. Le terme AGN a été introduit pour décrire une émission provenant du centre d'une galaxie qui ne pouvait être expliquée par une superposition de spectres traditionnels d'étoiles. De plus, de par sa puissance sur une large gamme spectrale et sa faible étendue spatiale, ce rayonnement est supposé avoir une origine non-thermique. Bien que la première trace de noyau actif ait été trouvée en 1908 dans la galaxie spirale NGC1068, il a fallu attendre 1943 et l'analyse systématique de Carl Seyfert afin que l'attention des astronomes commence à se porter sur ces objets particuliers. A l'heure actuelle, on considère que les principales propriétés observationnelles et non-exclusives des AGNs sont les suivantes.

- **Taille angulaire de la source** : Les AGNs sont caractérisés par une forte émission venant d'une zone, le noyau, relativement petite comparée à la galaxie qui l'entoure. Se trouvant à des distances extragalactiques, cette zone n'est en général pas résolue par nos appareils de mesure, ce qui la fait apparaître comme une source ponctuelle. Si la source n'est pas

¹On les appellera dans ce travail Active Galactic Nucleus (AGN).

²Une description détaillée est donnée dans Peterson [103], Krolik [65], Schneider [118].

³Luminosité intégrée sur tout le spectre de fréquences.

⁴L'unité de mesure dans le système d'unité cgs de Gauss est l'erg. Il correspond à 10^{-7} Joule dans le système d'unité MKS. L_{\odot} est la luminosité du Soleil.



FIG. 1.1 – Seyfert NGC7742. Le noyau de la galaxie spirale est très lumineux.

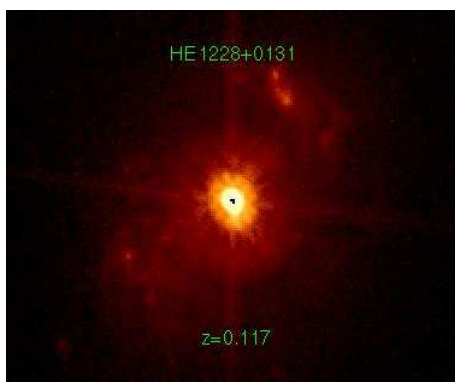


FIG. 1.2 – Observation du quasar HE 1228+0131 avec le HST/ACS. Le noyau empêche de voir clairement la morphologie de la galaxie.

trop puissante, la galaxie hôte peut encore être distinguée directement (c'est par exemple le cas des galaxies dites Seyferts, Fig. 1.1). Mais si la source ponctuelle est trop puissante, le contraste entre la lumière de l'AGN et celle de la galaxie hôte est tel que nos appareils de mesures sont en quelque sorte éblouis par la source ponctuelle, et celle-ci peut nous empêcher de voir la galaxie hôte (Fig. 1.2). Parvenir à séparer la lumière émise par la galaxie hôte de celle émise par l'AGN s'avère alors être un réel défi.

– **Large gamme de fréquences** : Pour comprendre l'aspect spectaculaire des spectres d'AGNs, il est utile de rappeler quelques caractéristiques des spectres des étoiles et des galaxies. Tout d'abord, les étoiles émettent un rayonnement qui, grossièrement, est comparable à celui d'un corps noir, ce qui signifie qu'il est essentiellement centré autour d'une fréquence déterminée. De même, pour une galaxie normale, l'addition des spectres des étoiles est telle que son spectre total est principalement contenu dans une gamme de fréquences limitée.

Le spectre des AGNs, et plus particulièrement des quasars, est radicalement différent. En effet, une émission continue est émise de la gamme radio jusqu'aux émissions X les plus fortes, avec un maximum dans l'UV (voir Fig. 1.3). Ce spectre continu peut être approximé, au premier ordre, par une loi de puissance de la forme $S_\nu \propto \nu^{-\alpha}$, où α s'appelle l'indice spectral, variant en fonction du domaine de fréquences. $\alpha = 0$ correspond à un spectre plat, et $\alpha = 1$ à un spectre dans lequel la même énergie est émise dans chaque intervalle de

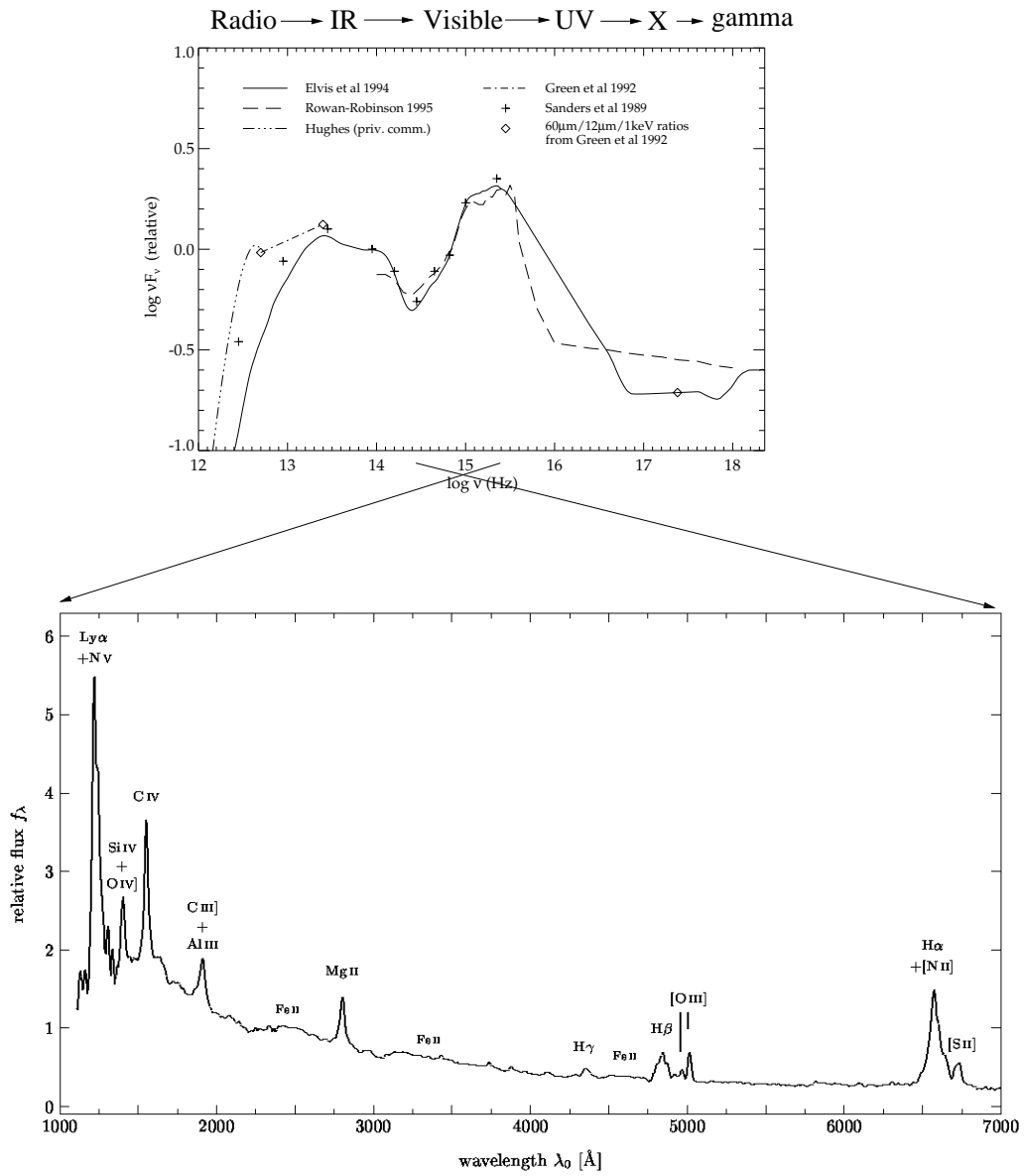


FIG. 1.3 – Au dessus : Distribution de l'énergie émise par un quasar en fonction de la fréquence (Manners [86]). Le rayonnement couvre tout le spectre de fréquence. En dessous : zoom sur l'émission UV et visible d'un quasar. On remarque les raies d'émissions larges superposées à un continu proéminent.

fréquence logarithmique. Les processus physiques permettant de créer de tels profils seront développés plus loin.

– **Les raies d'émission :**

En plus du continu proéminent, les spectres d'AGNs se caractérisent par la forme de leurs raies d'émission, se situant surtout dans l'UV et le visible. En effet, elles sont significativement plus fortes et larges que celles des galaxies traditionnelles. La largeur d'une raie est caractérisée comme suit : après avoir soustrait un éventuel continu, on mesure la largeur à la moitié du pic central de la raie. Cette largeur s'appelle *largeur à mi-hauteur* ou *Full Width at Half Maximum* (FWHM). Elle se mesure initialement en longueur d'onde, mais peut s'exprimer également en vitesse via la formule $\Delta\lambda/\lambda_0 = \Delta v/c$, où λ_0 est la longueur d'onde théorique de l'émission et c la vitesse de la lumière.

Il existe une dichotomie intéressante dans la largeur des raies d'émissions : certains objets contiennent des raies de FWHM de quelques milliers de km s^{-1} , alors que d'autres ne dépassent pas quelques centaines de km s^{-1} . Toutefois, même ces raies moins larges sont significativement plus larges que celles des galaxies normales (tout au plus quelques dizaines de km s^{-1}). Nous reviendrons plus tard sur cette séparation.

– **La variabilité :** Le concept de variation de luminosité d'un AGN doit être abordé avec prudence. En effet, l'analyse des variations de flux émis par des AGNs va dépendre directement des temps d'observation ou des intervalles entre plusieurs observations d'un AGN. Par exemple, on ne saurait pas observer de variation annuelle en observant un AGN durant une semaine. Toutefois, il semble admis que certaines classes d'AGN (par exemple les Optically Violent Variables OVV) sont très variables, variations pouvant aller jusqu'à un facteur deux d'une nuit à l'autre. La variabilité de ces objets, par causalité, nous donne par ailleurs une limite supérieure sur leur taille. Ainsi, la taille d'un objet variant de façon journalière doit être plus petite que la distance parcourue par la lumière en un jour $\approx 3 * 10^{15} \text{cm} \approx 0.001 \text{pc}$.

– **Emission radio :** L'émission radio est la dernière marque distinctive des AGNs, bien que d'un point de vue historique, ce fut une des premières à être découverte. Les scientifiques ont longtemps cru (années 60-70) que l'émission radio était une caractéristique essentielle pour être un AGN. En effet, presque tous les AGNs connus étaient de puissants radio-émetteurs. Mais cela résultait d'un biais dû au fait que les moyens d'observations en radio étaient supérieurs aux autres bandes spectrales. Dès lors, les AGNs ne pouvaient pas être détectés aussi aisément dans les autres bandes d'émissions, ce qui a induit en erreur bon nombre d'astronomes de l'époque. Il est maintenant acquis qu'à peu près 5% des AGNs seulement sont de forts émetteurs radio.

La structure des émissions radios des AGNs se présente généralement sous forme de deux lobes situés de part et d'autre du centre de la galaxie, connectés à celui-ci par des jets. La taille de ces lobes, pouvant aller jusqu'à plus de 10Mpc, nous donne une limite inférieure de l'âge de la source d'émission correspondant au temps nécessaire pour qu'une information traverse le système à la vitesse de la lumière, à savoir $\tau \gtrsim 10^7$ ans.

Propriété	Voie Lactée	Radio Galaxie	Galaxie Seyfert	Quasar	Blazar
L/L_{\odot}	$< 10^4$	$10^6 - 10^8$	$10^8 - 10^{11}$	$10^{11} - 10^{14}$	$10^{11} - 10^{14}$
M_{BH}/M_{\odot}	$3 * 10^6$	$3 * 10^9$	$10^6 - 10^9$	$10^6 - 10^9$	$10^6 - 10^9$
Emission radio	faible	noyau, jets, lobes	$\sim 5\%$ émetteurs	$\sim 5\%$ émetteurs	forte, variable
Radiation visible/NIR	absorbée	étoiles vieilles, continue	raies larges	raies larges	faible
Emission X	faible	forte	forte	forte	forte
Emission γ	faible	faible	moyenne	forte	forte
Variabilité	inconnu	mois-années	heures-mois	semaines-années	heures-années

Tab. 1.1 – Principales propriétés des différentes sortes d’AGNs. Le symbole \odot représente le Soleil, BH le trou noir et NIR l’infrarouge proche.

Ces caractéristiques n’étant pas remplies simultanément par la plupart des AGNs, des sous-classes sont apparues, donnant naissance à toute une taxonomie d’AGNs (radio galaxies, quasars, Seyferts, Blazars, ...). Dans le Tableau 1.1, les principales propriétés de chacune de ces sous-classes comparées à la Voie Lactée (spirale inactive) sont énumérées.

1.2 Structure des AGNs

Malgré l’apparente diversité des sous-classes définies dans la section précédente, une structure commune à tous les AGNs a été proposée par Antonucci [3]. Dans cette théorie d’unification, globalement acceptée à l’heure actuelle, la diversité des AGNs n’est pas intrinsèque, mais dépend simplement de la direction dans laquelle nous observons l’AGN. Nous décrivons ci-dessous les différentes composantes communes à tous les types d’AGNs, qui se retrouvent dans la Fig. 1.4.

Trou noir super-massif (SMBH)

L’existence de trous noirs supermassifs⁵ ($10^6 - 10^9 M_{\odot}$) au sein des AGNs a longtemps divisé l’opinion. Néanmoins, le raisonnement suivant permet de se convaincre que l’énergie libérée par le noyau doit être d’origine gravitationnelle, et non pas thermonucléaire, comme dans le cas des étoiles. Comme nous l’avons vu à la section précédente, la durée de vie d’un noyau actif est minorée par $\sim 10^7$ ans, et la luminosité des quasars environne 10^{47} erg/s⁶. Dès lors, l’énergie totale émise par le noyau doit être de l’ordre de

$$10^{47} \text{ erg/s} * 10^7 \text{ ans} = 3 * 10^{61} \text{ erg.} \quad (1.1)$$

Supposons que l’énergie libérée soit produite par fusion nucléaire. En brûlant l’hydrogène en fer (le noyau atomique avec la plus haute énergie de liaison), une quantité d’énergie de $\sim 8 \text{ MeV} = 0.008 m_p c^2$ par nucléon est libérée. L’efficacité maximale ϵ de la fusion nucléaire est donc inférieure à 0.8%, où ϵ est défini comme la fraction de masse convertie en énergie dans le processus, c’est-à-dire

$$\epsilon = \frac{E}{mc^2}. \quad (1.2)$$

⁵Ils seront dénommés dans la suite par l’abréviation SMBH pour Super Massive Black Hole.

⁶Nous considérons une luminosité constante pour l’exemple, bien qu’il soit clairement admis que ce n’est pas le cas.

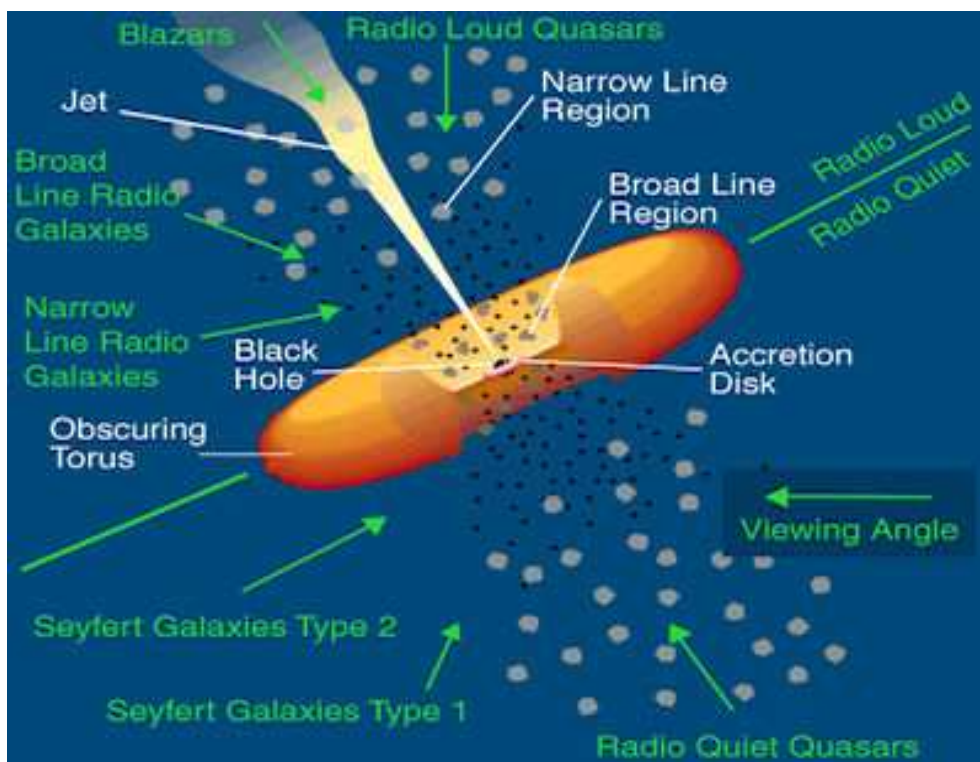


FIG. 1.4 – Modèle d'unification des AGNs : Leur classification est fonction de la direction selon laquelle nous observons l'AGN. En blanc sont notées les différentes composantes de l'AGN et en vert la classe d'AGN observée en fonction de l'angle de vue.

Pour générer une énergie équivalente à celle de l'éq. (1.1), il faudrait une masse de combustible de l'ordre de $m = \frac{E}{c^2} \sim 2 * 10^9 M_{\odot}$. Pour une telle masse, le rayon de Schwarzschild r_S ⁷ est

$$r_S = \frac{2Gm}{c^2} = \frac{2GM_{\odot}}{c^2} \frac{m}{M_{\odot}} \sim 6 * 10^{14} cm, \quad (1.3)$$

qui est justement de l'ordre de la taille caractéristique du noyau actif ($3 * 10^{15} cm$) estimée dans la section précédente. Dès lors, si le rayonnement était d'origine thermonucléaire, la masse nécessaire pour délivrer la quantité d'énergie observée devrait être contenue dans une région de la taille de son rayon de Schwarzschild, ce qui empêcherait cette même émission. Cela prouve que la fusion thermonucléaire n'est pas un processus suffisamment efficace pour recréer les profils énergétiques observés. Le seul processus connu ayant une efficacité suffisante est la libération d'énergie par effets gravitationnels, via l'échauffement de la matière dû à sa chute vers un trou noir central. Ces mécanismes dits d'*accrétion* sont l'objet du point suivant. En effet, ceux-ci peuvent avoir une efficacité allant jusqu'à 6% pour un trou noir sans rotation, et même jusqu'à 29% pour un trou noir en rotation maximale.

Disque d'accrétion

De manière générale, lorsqu'un gaz tombe vers un objet compact (typiquement, un trou noir), il perd son énergie potentielle, qui est transformée en énergie cinétique. Si la chute n'est pas empêchée, le gaz finit par atteindre l'objet compact. Cependant, si le gaz possède un moment angulaire initial, il spirale vers le centre et la friction entre les atomes engendre un transfert de moment. L'ensemble prend alors la forme d'un disque perpendiculaire au vecteur moment angulaire. De plus, le gaz échauffé par friction réémet un rayonnement correspondant localement à un corps noir de température fixée. Ainsi, dans le cas où l'objet compact est un SMBH, et où le disque peut-être considéré comme géométriquement fin et opaque, il vient

$$T(r) \propto \dot{m}^{1/4} M_{\text{BH}}^{-1/2} \left(\frac{r}{r_S}\right)^{-3/4}, \quad (1.4)$$

où $T(r)$ est la température du disque à une distance r du centre et \dot{m} est le taux d'accrétion, c'est-à-dire la masse qui tombe dans le SMBH par unité de temps. Puisque ce disque est opaque, son rayonnement à une distance r correspond à celui d'un corps noir. Donc, l'émission générée par le disque d'accrétion n'est autre qu'une superposition d'émissions de corps noirs de température T et distance r fixées. Cette émission possède son maximum dans l'UV, mais se fait ressentir de l'infrarouge jusqu'au rayons X. Comme on pouvait s'y attendre, plus on se rapproche du centre, plus la température est élevée. De manière plus surprenante, à rapport r/r_S fixe, la température diminue quand la masse de trou noir augmente. Cette tendance s'explique par une diminution des forces de marées.

⁷Rayon en deça duquel aucun signal ne peut être libéré.

La Broad Line Region (BLR)

La "Broad Line Region" (BLR) ou "région d'émission de raies larges" est une région très dense (le nombre d'électrons par cm^3 $n_e \sim 10^9$) entourant le disque d'accrétion et composée essentiellement de nuages d'hydrogène ionisé par le rayonnement du disque d'accrétion qui, sous l'effet du champ de gravitation intense du trou noir, se déplacent dans toutes les directions à des vitesses avoisinant quelques milliers de km s^{-1} . Son nom provient du fait que la grande disparité dans les mouvements de ces nuages entraîne un élargissement Doppler des raies émises dans cette région. Il s'agit bien d'un élargissement Doppler et non d'un élargissement thermal des raies. En effet, atteindre une largeur à mi-hauteur (FWHM) de 10000 km s^{-1} par émission thermique requiert une température du plasma de 10^{10} K , température à laquelle le plasma est complètement ionisé, et où des paires électrons-positrons pourraient se créer et s'annihiler par émission de rayonnement γ à 511 keV observable, ce qui n'est pas le cas. Les principales raies observables se situent dans le visible et l'UV ($\text{Ly}\alpha$ 1216 \AA , HeII 4541 \AA et 4686 \AA , $\text{H}\beta$ 4861 \AA , $\text{H}\alpha$ 6563 \AA , et quelques multiplets de Fe). Des vitesses aussi élevées sont le signe de la présence d'un fort champ gravitationnel. Si l'émission des raies a lieu à une distance r du SMBH, en supposant une rotation Keplerienne du gaz, on s'attend à avoir des vitesses de rotation de l'ordre de

$$v_{rot} \sim \sqrt{\frac{GM_{SMBH}}{r}} = \frac{c}{\sqrt{2}} \left(\frac{r}{r_S}\right)^{-1/2},$$

par définition de r_S . Dès lors, pour une vitesse de $10000 \text{ km s}^{-1} = c/30$, on trouve une taille typique de $r/r_S \sim 500$, correspondant à une extension de l'ordre de 0.1 pc . Une particularité géométrique importante de la BLR est qu'elle n'est pas du tout homogène. En effet, on estime que, dans la BLR, la proportion de matière émettant les raies ne remplit que $\sim 10^{-7}$ du volume total disponible. C'est pourquoi on suppose qu'elle est concentrée en nuages denses.

La Narrow Line Region (NLR)

Présente dans la plupart des AGNs, cette région se caractérise par des émissions de raies de largeur $\sim 400 \text{ km s}^{-1}$. Les principales raies de la NLR sont entre autres les raies Lyman α et [CIV], mais aussi la forte raie interdite⁸ de l'[OIII] à $\lambda = 5007 \text{ \AA}$. La présence de ces raies interdites prouve que la NLR est moins dense que la BLR, typiquement $n_e \sim 10^3 \text{ cm}^{-3}$. Sa taille est d'au moins 100 pc , la rendant beaucoup plus grande que la BLR. Ainsi, la NLR de la galaxie Seyfert NGC5728 a déjà pu être observée. On a ainsi découvert qu'elle n'est pas non plus homogène, mais consiste en 2 cônes d'émissions, qui sont probablement le résultat d'une anisotropie du rayonnement ionisant du noyau.

⁸Une raie interdite correspond à une transition d'un état atomique excité ayant un temps de vie assez long ($\sim 1 \text{ s}$) comparé au temps entre deux collisions atomiques. Dès lors, on ne peut les observer que dans un environnement fort peu dense.

Le tore de poussière

Les quasars et les Seyferts ont été historiquement séparés en deux sous catégories : les type 1 et type 2. La principale différence entre les deux est l'observation de la BLR dans les types 1, ce qui n'est pas le cas dans les types II. Afin d'unifier les différents AGNs observés en une même structure, il est nécessaire de trouver la cause de cette dichotomie. Elle a été fournie pour les galaxies Seyferts par l'observation de la galaxy Seyfert de type 2 NGC 1068 (Miller et al. [93]) en lumière directe et en lumière polarisée. Une manière efficace d'obtenir une lumière polarisée est la réflexion d'un rayonnement initial sur des électrons libres ou de la poussière. Les observations montrent que la lumière directe de NGC1068, comme prévu, a la signature de la NLR, mais pas de la BLR. La lumière polarisée possède quant à elle la signature de la BLR. L'explication de cette observation est que la BLR est entourée d'un tore de poussière, et que ce tore se trouve dans la ligne de vue du noyau. Le rayonnement provenant des régions centrales est donc caché en lumière directe, mais pas celui de la NLR, plus étendue et moins centrale. En même temps, ce rayonnement, s'il peut être réfléchi et réémis dans notre direction par un matériau se trouvant grosso modo dans le plan perpendiculaire à la ligne de visée, sera observé polarisé. Par la suite, de nombreuses confirmations observationnelles ont validé l'existence de ce tore de poussière.

Cependant, en ce qui concerne la dichotomie type 1/type 2 des quasars, l'unification est plus difficile à prouver, étant donné la difficulté d'étudier les régions centrales des quasars. La découverte relativement récente de l'existence de quasars de type 2 semble toutefois supporter l'extension de l'unification.

Jets radio

La présence de jets est l'une des signatures caractéristiques des AGNs. Il s'agit de zones d'émission fortement localisées autour d'un axe partant du trou noir central et pouvant aller jusqu'à des régions très éloignées de part et d'autre du centre (≈ 10 Mpc). Les jets sont observés en radio (voir Fig.1.5), et la cause de ces émissions est le rayonnement synchrotron. Des électrons accélérés en mouvement hélicoidal le long d'un champ magnétique puissant voient leur vitesse changer constamment de direction. Ce changement se fait par émission d'un photon. La théorie du rayonnement synchrotron montre que l'émission ne peut se faire en radio que si les électrons acquièrent des vitesses relativistes, ce qui nécessite des processus d'accélération très efficaces dans les régions centrales, tels que des ondes de chocs supersoniques au sein d'un plasma de haute température, par exemple. Le champ magnétique responsable de ces jets est supposé être intimement lié à la rotation du trou noir. Cependant, la compréhension des phénomènes physiques inhérents aux jets est encore loin d'être satisfaisante, à cause de leur complexité et de la difficulté d'observer les régions les plus centrales des noyaux.

La théorie d'unification des AGNs, bien que souvent confirmée, ne lève toutefois pas toutes les interrogations. Ainsi, certaines classes d'AGNs semblent défier le modèle d'unification. Par exemple, l'observation de Seyferts de type 2 sans tore de poussière apparent (appelée *unabsorbed*

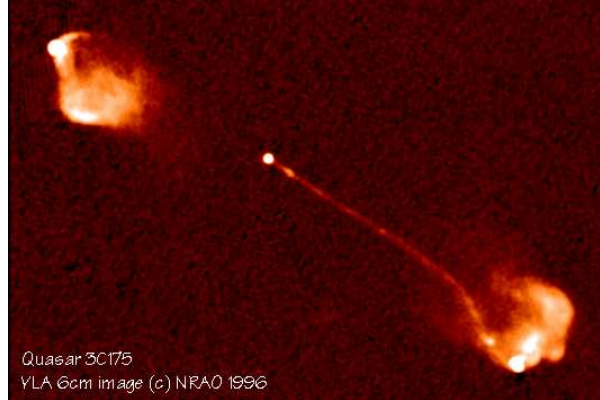


FIG. 1.5 – Observation radio d’un jet et des deux lobes symétriques du quasar 3C175.

ou *true* Seyfert 2, Panessa & Bassani [99]) a mené à raffiner le modèle d’unification actuel, comme nous le verrons au point suivant. Ensuite, la structure du tore de poussière semble ne pas être aussi homogène que présenté dans la théorie d’unification. Ainsi, des observations à haute résolution de galaxies actives proches (Ramos Almeida et al. [106]) tendent à prouver que le tore de poussière se regroupe en nuages denses, les régions centrales du noyau pouvant dès lors être observés directement entre ces nuages. D’autre part, de récentes observations de quasars lumineux suggèrent que le tore de poussière n’est pas la seule cause d’occultation du rayonnement central, mais qu’une portion non négligeable (1/4) des quasars seraient occultés par un absorbeur plus froid et distant que le tore de poussière (Polletta et al. [104]).

Des théories alternatives ont aussi vu le jour ces 10 dernières années. Par exemple, Page et al. [98], Fabian [38] proposent un scénario évolutif dans lequel les quasars de type 2 sont une étape préliminaire des quasars de type 1, où l’AGN de type 2 est obscurci jusqu’à ce qu’il soit assez puissant pour balayer la poussière environnantes et ainsi devenir un quasar de type 1.

Un autre exemple de récents développements concernant les théories d’unification concerne l’éventuelle unification du tore, de la BLR et du disque d’accrétion.

Vers une unification du tore, de la BLR et du disque d’accrétion

De récentes études sur les régions centrales des AGNs (du disque d’accrétion au tore de poussière) semblent indiquer que ces trois composantes pourraient faire partie d’une seule et même structure. Ainsi, Elitzur [37] suggère que le tore de poussière et la BLR font partie d’une même entité constituée de nuages de matière de forme toroïdale, et que la séparation entre les deux provient simplement de la sublimation de la poussière de ces nuages. Le rayon intérieur du tore est déterminé par le rayon de sublimation

$$R_d \simeq 0.4L_{45}pc,$$

où L_{45} est la luminosité bolométrique en unité de 10^{45} erg/s. Au delà de R_d , la poussière est opaque et le rayonnement est absorbé. En deçà de R_d , la poussière est sublimée et les nuages sont ionisés, ce qui permet l’émission des raies larges. D’autre part, Gaskell & Goosmann [43] proposent une

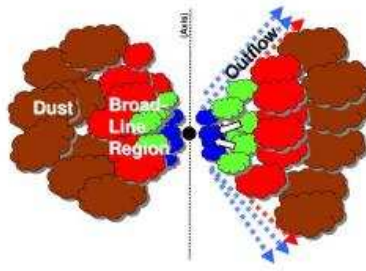


FIG. 1.6 – Modèle d’unification du tore de poussière, de la BLR et du disque d’accrétion issu de Gaskell & Goosmann [43]. Le tore est en brun, la BLR et son évolution vers le trou noir central sont en rouge, vert et bleu.

unification du disque d’accrétion et de la BLR. La BLR contient de la matière qui se rapproche progressivement du centre, fournissant explicitement la matière contenue dans le disque d’accrétion. Fig. 1.6 donne un schéma de la structure proposée, où le tore de poussière et la BLR, séparés par la température de sublimation de la poussière, fournissent la matière spiralant vers les régions centrales et constituant le disque d’accrétion. La matière du tore est constamment réapprovisionnée par des éjections de matière provenant des régions centrales.

Une preuve observationnelle, et conséquence importante de ce scénario est que, si l’émission du disque d’accrétion n’est plus suffisamment puissante, les éjections de matière nécessaires afin de garder une densité de colonne suffisante pour maintenir l’occultation cessent. Dès lors, on s’attendrait, si le tore et la BLR étaient de natures différentes, pour des AGNs de plus faible luminosité, à la disparition du tore de poussière, permettant d’observer directement la BLR. Or, Ho [51] trouve des preuves observationnelles que les AGNs de faible luminosité ($L < 10^{42}$ erg/s) ne contiennent pas de tore, ni de BLR, tendant à prouver que l’un et l’autre sont issus du même phénomène. Ces objets seraient en quelque sorte des *vrais* type 2 comme évoqué au point précédent, comparés aux *faux* type 2, de plus grande luminosité, où la BLR serait obscurcie par le tore.

Le plan fondamental des trous noirs actifs

Se basant sur l’étude des trous noirs et des disques d’accrétion présents dans les binaires à rayon-X, Merloni et al. [88] ont trouvé une forte corrélation entre trois paramètres fondamentaux de l’activité des trous noirs. Il s’agit de la luminosité en rayons X (L_X), en radio (L_R), et de la masse du trou noir. Ainsi, les noyaux actifs se répartissent dans un *plan fondamental* dans l’espace de ces 3 paramètres dont l’équation est

$$\log L_R = (0.60 \pm 0.11) \log L_X + (0.78^{+0.11}_{-0.09}) \log M + 7.33^{+4.05}_{-4.07}.$$

Cette relation explique entre autres la connexion observée entre l’émission en X du disque d’accrétion et les jets radio. Une analyse approfondie des dépendances entre ces trois paramètres a entraîné un raffinement de la classification des AGNs, supplémentaire aux effets d’orientations.

Nouveau critère de classification des AGNs

Ce nouveau critère de classification des AGNs se base sur les différents modes d'accrétion des trous noirs (Merloni & Heinz [89]). Il divise les AGNs en deux modes : le mode cinématique (*low kinetic mode, LK*), et le mode radiatif, se divisant lui-même en radiatif haut (*high radiative mode, HR*) et radiatif bas (*low radiative mode, LR*).

- Le mode LK correspond aux trous noirs ayant un faible taux d'accrétion, et pour lesquels l'énergie est émise principalement sous forme cinématique, c'est-à-dire via de fortes éjections de matière (jets radio). Ces AGNs ont une émission radiative peu efficace, et la puissance de leurs éjections est corrélée avec la faiblesse du taux d'accrétion. Ainsi, plus le taux d'accrétion est élevé, plus l'émission radio est faible. Les radio galaxies sont l'exemple typique de ce mode.
- Le mode radiatif se caractérise par l'émission d'énergie sous forme de radiation et non pas de jets de matières. Au delà d'un taux d'accrétion critique, le mode d'accrétion peut changer et permettre à nouveau l'émission de rayonnement radio. Selon que cette émission est présente ou non, l'AGN sera qualifié de LR ou HR, ce qui correspond à la dichotomie *radio loud-radio quiet* des quasars déjà évoquée. Ce mode correspond à la classe des AGNs les plus brillants, à savoir les quasars et Seyferts.

1.3 Galaxies hôtes de quasars

Nous pouvons à présent entamer la description des galaxies abritant les AGNs. Les AGNs dont les hôtes ont été découverts en premier sont les Seyferts et les radio-galaxies. Principalement, les hôtes de Seyferts sont des galaxies spirales, alors que celles des radio-galaxies sont des elliptiques.

En revanche, l'étude des galaxies hôtes de quasars est un sujet délicat à traiter à cause de la grande différence de luminosité entre le quasar et sa galaxie, comme nous le verrons plus tard. Toutefois, les avancées technologiques (avec en tête les Very Large Telescope et Hubble Space Telescope par exemple) des 20 dernières années ont permis de commencer à sonder ces galaxies : sont-elles différentes des galaxies habituelles ? Y a-t-il des interactions entre la galaxie hôte et le noyau actif ? Comment l'un influence-t-il l'autre ?... Voici un état des lieux des connaissances sur les galaxies hôtes de quasars.

1.3.1 Echantillon

Une des difficultés principales pour étudier les galaxies hôtes de quasars a été de construire des échantillons non-biaisés. Toutefois, quelques principaux catalogues de quasars deviennent de plus en plus complets et permettent de minimiser considérablement les effets de sélections. Citons entre autres les catalogues de Véron-Cetty (Veron-Cetty & Veron [136]), contenant 85221 quasars de magnitude $M_B < -23$, ou encore le Sloan Digital Sky Survey (Schneider [118]), contenant 77429 quasars dans une région définie du ciel de 5740deg^2 , ainsi que le 2dF QSO Redshift Survey (2QZ)

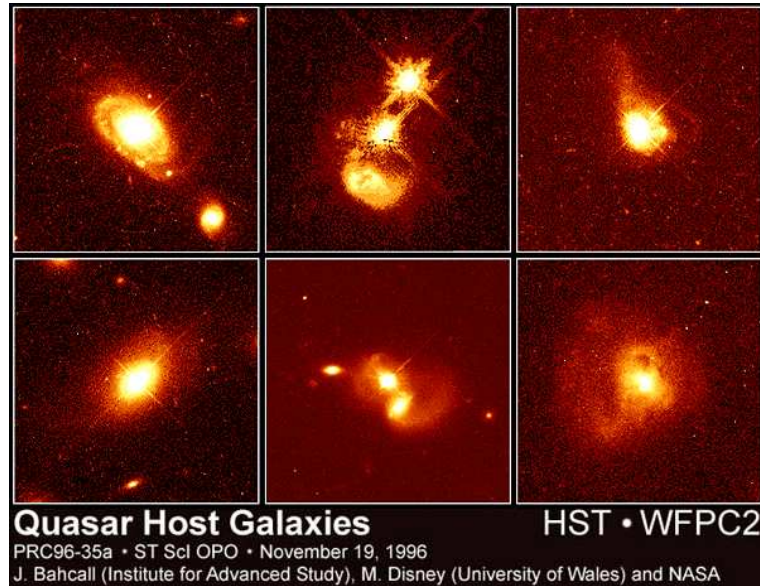


FIG. 1.7 – Ces quelques quasars du premier échantillon observé avec le HST permettent de se rendre compte de la diversité des galaxies hôtes.

(Croome et al. [32]), contenant 22338 quasars observés avec le télescope UK Schmidt. Le grand nombre d'objets dans ces catalogues permet de construire des échantillons pratiquement non-biaisés en imposant des contraintes bien choisies telles que la position dans le ciel, ou encore une certaine gamme de redshift.

1.3.2 Principales études

Quelques études d'échantillons de quasars, utilisant aussi bien l'imagerie que la spectroscopie à haute résolution, ont permis de déterminer certaines tendances sur le comportement des galaxies hôtes de quasars.

Citons tout d'abord la première étude d'un échantillon avec le HST de Bahcall et al. [4]. L'excellente résolution du HST permet de voir, avec une précision unique, la grande diversité des galaxies hôtes (Fig. 1.7).

Ils observent que, pour des redshifts $z < 0.3$, les quasars les plus lumineux semblent résider dans les galaxies les plus lumineuses, et en majorité des elliptiques. Ils insistent également sur l'importance des interactions gravitationnelles dans le déclenchement de l'activité des noyaux. Plus tard, l'important article de Dunlop et al. [35] (imagerie HST et VLA) traite un échantillon de 33 quasars de redshift $0.1 < z < 0.25$. Ils observent que tous les quasars (radio-loud ou pas) de luminosité $M_B < -23.5$ habitent une galaxie massive elliptique. De plus, ces galaxies auraient les mêmes propriétés que leurs homologues non-actives. Ils obtiennent aussi des résultats quant à l'évolution cosmologique des quasars : la proportion de galaxies massives elliptiques ayant un trou noir actif serait actuellement de 0.1%, alors qu'elle monterait jusqu'à plus de 10% à des redshifts $z \approx 2 - 3$. L'article de Floyd et al. [40] (imagerie HST) confirme essentiellement ces résultats pour

un échantillon de redshift $z \approx 0.4$.

De leur côté Orndhal & Rönnback [96] se basent sur un échantillon de 102 quasars observés avec le NTT (New Technology Telescope, à La Silla, Chili) et le NOT (Northern Optical Telescope), de redshift $0.4 < z < 0.8$ et trouvent que les galaxies hôtes sont particulièrement bleues, ce qui révèle une formation récente et intense d'étoiles. La morphologie des hôtes s'avère plus diversifiée que dans les études précédentes : ils observent un nombre significatif de galaxies en interaction, ou possédant des bras spiraux, en plus d'elliptiques, ce qui porte à croire que les galaxies hôtes sont plus diversifiées que les premiers échantillons le laissaient paraître. Les articles de Jahnke et al. [56] ou encore de Sanchez et al. [109] vont également dans ce sens, couvrant une plus grande gamme de redshifts. L'article Letawe et al. [70] (utilisant la spectroscopie à deux dimensions du VLT) va dans une direction semblable et conclut, sur base d'un échantillon de 20 quasars lumineux ($M < 23$) et proches ($z < 0.35$), que ceux-ci se trouvent aussi bien dans des galaxies spirales (jeunes pour la plupart) qu'elliptiques, tout en abritant presque toujours de grandes quantités de gaz ionisé. De plus, bon nombre de ces galaxies semblent marquées par des interactions gravitationnelles, qui sont considérées comme un moyen efficace d'acheminer de la matière vers le disque d'accrétion et ainsi favoriser l'activité du noyau, au même titre que les barres dans les spirales barrées par exemple (Sellwood [112]). La liste des articles présentés n'est bien évidemment pas exhaustive mais elle permet de se rendre compte des principales pistes empruntées jusqu'ici.

1.3.3 Relations fondamentales

Il existe une relation fondamentale entre la masse M_{BH} du trou noir et la dispersion de vitesses des étoiles du bulbe σ_{\star} de l'hôte (Ferrarese & Merritt [39], Gebhardt et al. [44], Bernardi et al. [13]), ou encore sa masse (Marconi & Hunt [76]), ou sa luminosité L_b (Magorrian et al. [85]). Cette relation favorise fortement l'hypothèse d'une évolution conjointe du trou noir et de sa galaxie hôte. L'initialisation de cette relation et son évolution sont encore mal comprises. Il semble acquis qu'à notre époque, elle est semblable pour les galaxies actives et inactives, moyennant un léger décalage vers les bulbes plus brillants et une plus grande dispersion (intrinsèque, et non pas liée à l'incertitude des mesures) en cas d'activité du noyau (McLure & Dunlop [81], Kim et al. [63]). Ces variations seraient corrélées avec plusieurs propriétés du noyau et des galaxies hôtes, elles-mêmes ultimement liées au taux d'accrétion du trou noir (tout comme la classification en mode radiatif et cinématique vue précédemment). A des redshifts plus élevés (de $z \approx 0.4$ à $z \approx 4$), la relation évolue et les galaxies actives semblent, à masse du bulbe fixée, posséder un trou noir plus massif que leurs homologues à faible redshift (Peng et al. [102], Shields et al. [123], Treu et al. [132]). Ceci suggère que, à ces redshifts, l'accroissement du trou noir précède l'accroissement de la galaxie. La cause de cet accroissement préalable est encore indéterminée.

D'autre part, un plan fondamental, similaire au plan fondamental des AGNs déjà évoqué, semble lier les quasars à leur galaxie hôte. Ainsi, Hamilton et al. [48, 49] trouvent, pour un échantillon de

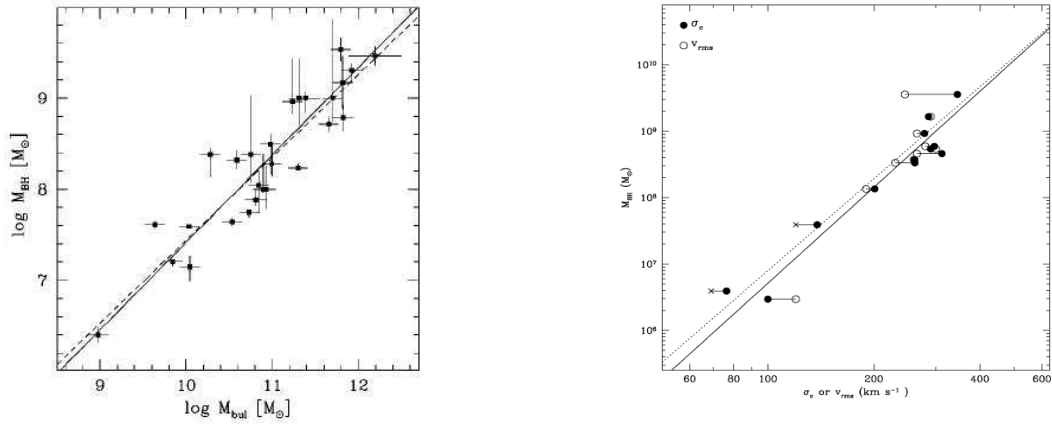


FIG. 1.8 – A gauche, relation entre la masse du trou noir M_{BH} et la masse du bulbe pour des AGNs issue de Marconi & Hunt [76]. A droite, relation entre la masse du trou noir et la dispersion de vitesses du bulbe pour des galaxies inactives issue de Ferrarese & Merritt [39].

70 quasars brillants ($M_V < -23$) la relation

$$M_V(nucl) = -77.5 + 3.14\mu_e - 14.2 \log r_{1/2}, \quad (1.5)$$

où $M_V(nucl)$ est la magnitude du noyau, μ_e la magnitude de surface effective du bulbe, et $r_{1/2}$ le rayon contenant la moitié du rayonnement de la galaxie. Cette relation varie en fonction des caractéristiques du système (hôte elliptique ou spirale, émission radio du noyau ou non,...), renforçant l'existence de liens entre les propriétés de la galaxie et celles du noyau. La raison physique de ces corrélations est encore indéterminée, bien qu'encore une fois le taux d'accrétion semble jouer un rôle fondamental.

1.3.4 Evolution cosmologique et interactions gravitationnelles

Les analyses d'échantillons à des redshifts différents suggèrent une évolution des noyaux actifs et de leurs galaxies avec le temps. Cette évolution s'est révélée dans l'analyse de la campagne d'observation 2QZ de Croome et al. [32], qui ont pu établir l'évolution de la fonction de luminosité des quasars⁹. La fonction de luminosité de la Fig. 1.9, ici exprimée en magnitude, prouve l'évolution cosmologique des quasars. Par exemple, à $z \approx 2$, la luminosité caractéristique des quasars était environ 50 fois plus grande qu'aujourd'hui. Aussi, à luminosité fixée, la densité du nombre de quasars était ~ 1000 fois plus élevée que maintenant. En revanche, la densité semble s'atténuer après $z \approx 2.5$, construisant un pic d'activité des quasars autour de cette époque.

On peut interpréter ce pic de deux manières. Soit en supposant que les quasars restent très longtemps lumineux ($\tau \sim 10^{10} ans$), mais que cette luminosité varie en fonction du temps, de la même manière pour tous les quasars. Le problème est qu'un temps de vie si long pour les quasars

⁹La fonction de luminosité $\Phi(L, z)dL$ est la densité du nombre de quasars par unité de volume comobile à un redshift z et de luminosité comprise entre L et $L + dL$. Elle caractérise donc l'abondance des quasars en fonction du redshift et de la luminosité.

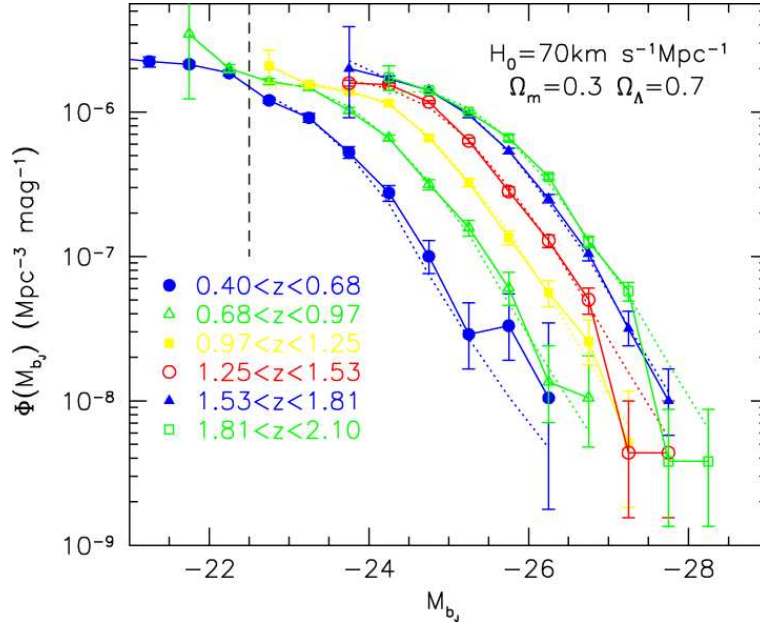


FIG. 1.9 – Evolution de la fonction de luminosité des quasars de l'échantillon 2QZ en fonction du redshift.

entraînerait des masses de SMBH exagérément grandes (au delà de $3 * 10^{19} M_\odot$), observables en grand nombre à l'heure actuelle, ce qui n'est pas le cas. L'autre alternative consiste à considérer un quasar comme un phénomène transitoire dont le temps de vie est dès lors plus court. Il est globalement admis à l'heure actuelle que chaque galaxie contient en son centre un SMBH, que l'on peut considérer comme source d'un éventuel AGN. Il suffit alors de trouver une manière d'acheminer une quantité suffisante de matière vers le centre pour que le SMBH devienne un AGN. L'AGN reste alors brillant jusqu'à ce que le réservoir de matière s'amenuise.

Les interactions gravitationnelles entre galaxies, les fusions galactiques, l'accrétion de gaz froid, les explosions de supernovae, les barres, sont autant de processus susceptibles d'apporter de la matière dans les régions centrales et permettre l'allumage des quasars. A l'heure actuelle, aucune preuve observationnelle irréfutable n'a été donnée en faveur de l'un ou l'autre processus. Néanmoins, au pic de densité de quasars à $z \approx 2.5$ correspond un pic de densité de formation d'étoiles. Or, il existe des preuves que la formation d'étoiles est fortement stimulée par les interactions gravitationnelles. Cette simultanéité des pics peut alors s'interpréter par un pic d'interactions entre galaxies. D'autre part, la baisse de la densité des quasars à des redshifts plus élevés n'est pas étonnante puisqu'il faut un certain temps (10^9 ans) avant de former un nombre suffisant de SMBHs au centre des galaxies.

De nombreux articles basés aussi bien sur des images que des spectres (Letawe et al. [70], Bennert et al. [11], Bahcall et al. [4], Kim et al. [63]) suggèrent que les interactions intergalactiques sont un facteur important dans la vie des quasars. De plus, des modèles semi-analytiques de co-évolution des galaxies, des quasars et des trous noirs (Somerville et al. [126], Hopkins et al. [53, 54]), bien qu'encore imparfaits, permettent de retrouver un bon nombre d'observables tels que la relation entre la masse du bulbe et celle du trou noir, la masse d'étoiles et de gaz froid actuels, le pic de densité des quasars, etc...

1.3.5 Influence du quasar sur son entourage

Nous avons vu que l'évolution des galaxies et de leur noyau semblent intimement liées, et que les caractéristiques de la galaxie hôte et son histoire influencent le comportement du noyau actif. Mais on s'attend aussi à ce que le rayonnement et les éjections provenant du quasar influencent à leur tour la galaxie hôte ou même le milieu intergalactique.

Influence à l'échelle galactique

La formation et l'évolution des galaxies elliptiques remet régulièrement en cause les scénarios et simulations d'évolution des galaxies. Jusqu'il y a peu, les prédictions des modèles semi-analytiques d'évolution hiérarchique des galaxies¹⁰ donnaient des résultats en désaccord avec les observations des populations actuelles de galaxies elliptiques. En effet, ces modèles prédisaient que les galaxies les plus massives de l'Univers actuel devaient être composées d'étoiles jeunes et avoir été créées relativement tard (Kauffmann & Charlot [58]), ce qui est contraire aux observations prouvant que les elliptiques se sont plutôt formées assez rapidement à des redshifts élevés, avant d'évoluer passivement jusqu'à contenir des populations d'étoiles plutôt vieilles (Bernardi et al. [12]). Afin de réconcilier les observations avec les modèles, il faut invoquer une source de chaleur échauffant le gaz de la galaxie, ce qui l'empêche de former de nouvelles étoiles, permettant une évolution passive. Cette source de chaleur est supposée être un AGN, et le processus par lequel il arrête la formation d'étoiles s'appelle le *feedback*. Des preuves convaincantes ont déjà été apportées quant à l'existence et l'efficacité du feedback des AGNs, bien que les processus physiques entourant ce phénomène ne sont pas encore bien compris (Schawinski et al. [114]).

Le feedback n'est pas le seul effet que l'AGN peut avoir sur la galaxie. Nous verrons des exemples concrets en détails. Citons entre autres la réflexion de rayonnement sur la poussière galactique ou des électrons libres, l'expulsion de gaz vers l'extérieur de la galaxie par pression de radiation ou l'ionisation de régions gazeuses, l'enrichissement de milieu interstellaire par des éjections provenant des régions centrales, etc... En résumé, on peut considérer que la galaxie hôte et le noyau s'influencent l'un l'autre, l'histoire de la galaxie via des interactions gravitationnelles permettant la naissance des quasars, et ceux-ci influençant par la suite l'évolution et le contenu de la galaxie.

Influence à l'échelle intergalactique et cosmologique

Le rayonnement d'un quasar influence également son entourage jusqu'à des régions plus éloignées que sa galaxie hôte. Cela peut se faire via les jets radio déjà évoqués allant jusqu'à 10Mpc, via l'ionisation du milieu intergalactique par le rayonnement UV du quasar, connu sous le nom d'effet de proximité (*proximity effects* dans la littérature), via des éjections de matière suffisamment puissantes pour sortir de la galaxie, ou encore via l'échauffement par le rayonnement des AGNs du gaz contenu dans les *cooling flows* au centre des amas de galaxies.

¹⁰On entend par évolution hiérarchique des galaxies une évolution caractérisée par la fusion successive des galaxies à travers les âges, permettant la création de galaxies très massives telles qu'observées aujourd'hui.

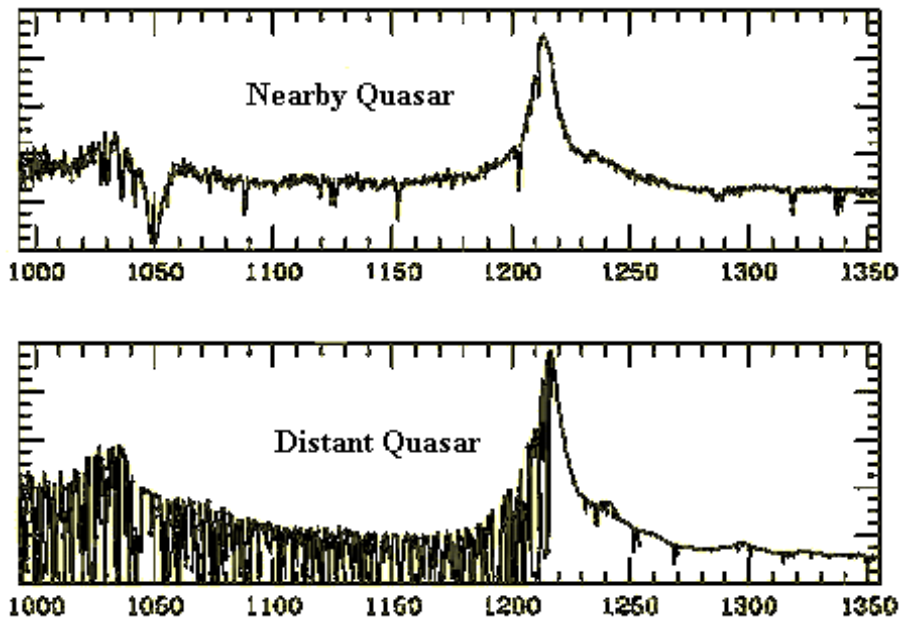


FIG. 1.10 – En haut : raie Lyman α traditionnelle pour un quasar proche. En bas : le même spectre pour un quasar lointain. La quantité de gaz (principalement de l’hydrogène neutre) traversé pour nous atteindre absorbe le rayonnement du quasar. La longueur d’onde de chaque absorption correspond au redshift du gaz absorbant. Crédit : <http://www.uni.edu/morgans/astro/course/Notes/section3/forest.gif>

Tout d’abord, pour comprendre les effets de proximités, introduisons la *forêt Lyman- α* . Il s’agit, pour un quasar de redshift z , d’une zone spectrale débutant à l’émission de la forte raie d’émission Ly- α $\lambda 1216\text{\AA}$ située à $(1 + z) * 1216\text{\AA}$, et s’étendant vers les longueurs d’onde plus courtes. Elle est caractérisée par toute une série de raies d’absorption étroites (voir Fig. 1.10). Ces absorptions sont dues à la présence d’hydrogène neutre le long de la ligne de visée du quasar, chaque absorption correspondant à un redshift intermédiaire entre l’observateur et le quasar. L’étude approfondie de cette *forêt* donne des informations précieuses sur la distribution de gaz dans l’Univers. Des observations de la forêt Ly α pour des quasars de redshift différent permettent de construire des profils de densités moyens de l’hydrogène neutre. On constate alors, en prenant les forêts de chaque quasar un par un, que les régions les plus proches du quasar (c’est-à-dire, dont les raies d’absorptions sont les plus proches de la raie Ly α) ont une absorption moins forte que la moyenne. L’interprétation est que le rayonnement du quasar ionise une partie de l’hydrogène neutre autour de lui, ce qui diminue la quantité de rayonnement absorbé. Ceci prouve l’influence du rayonnement du quasar sur des distances cosmologiques.

Une autre manifestation du rayonnement des AGNs à l’échelle des amas de galaxies vient de l’analyse de ce qu’on appelle les *cooling flows*. Le gaz intergalactique contenu dans les amas est assez chaud et libère de l’énergie en émettant du rayonnement X. Le centre des amas, plus dense, émet un plus grande quantité de rayonnement et se refroidit plus efficacement. Dès lors, un déséquilibre de pression est généré entre les régions plus froides (au centre) et plus chaudes (vers l’extérieur),

qui donne lieu à des courants de gaz vers les régions centrales, qui deviennent encore plus denses et continuent de se refroidir. Les modèles tentant de reconstituer ce phénomène de cooling flow prédisent une température plus faible que celle observée dans les régions centrales. Une solution proposée est que le rayonnement provenant des AGNs transmet de l'énergie au gaz, l'échauffant d'une quantité suffisante pour que les modèles et les observations s'accordent.

D'autre part, les éjections de matière provenant des régions centrales semblent influencer la répartition totale de la matière dans l'Univers. En effet, des simulations à N-corps d'un Univers de type Λ CDM¹¹ prenant en compte l'évolution de la fonction de luminosité des AGNs et les modèles analytiques des éjections de matières qui en résultent, suggèrent que $\sim 20\%$ du volume total de l'Univers à $z \sim 2 - 3$ aurait été enrichi par de la matière provenant de ces éjections, et que cette fraction peut aller jusque $\sim 65 - 100\%$ à l'époque actuelle (voir par exemple Barai et al. [8], Germain et al. [45]). Ces éjections pourraient fournir ainsi la matière nécessaire à la création de nouvelles structures.

1.4 Conclusion

La structure des quasars et de leur galaxie hôte, leur importance pour comprendre l'évolution de l'Univers, et la complexité des processus physiques en jeu en font un sujet d'étude de première importance et en pleine évolution. De plus, les résultats parfois contradictoires obtenus ces dernières années ainsi que le grand nombre de paramètres entrant en jeu rendent leur compréhension plutôt ardue. C'est dans ce contexte très actif que se situe la présente étude.

¹¹Désignation d'un modèle d'évolution des structures d'un Univers avec constante cosmologique Λ dominé par la matière sombre froide (Cold Dark Matter), dans lequel les premières structures résultent des légères fluctuations observées dans le rayonnement cosmique de fond, et où l'évolution des galaxies est hiérarchique. Ce modèle est de plus en plus accepté.

Chapitre 2

Méthodes d'analyse des données

2.1 Télescopes et détecteurs

Avant d'expliquer les méthodes mises en oeuvre pour analyser les données, il convient de présenter brièvement les appareils utilisés. Il y en a trois : le Hubble Space Telescope (HST) et le New Technology Telescope (NTT) pour l'imagerie, ainsi que le Very Large Telescope (VLT) pour la spectroscopie à fentes. Voici un résumé de leurs caractéristiques et des détecteurs utilisés.

2.1.1 Le HST/ACS/HRC

Le Hubble Space Telescope (voir Fig. 2.1) orbite autour de la Terre à 600km d'altitude depuis 1990. C'est un télescope réflecteur à deux miroirs (de type Ritchey-Chrétien). Le miroir primaire a un diamètre de 2.4 m. Il est couplé à divers spectromètres et caméras dont entre autres l'Advanced Camera for Survey (ACS). L'ACS possède trois canaux :

- Le Wide Field Channel (WFC) : couvrant un champ de $202 \times 202''$, et une gamme de longueur d'onde de 3700 à 11000Å, il possède une résolution de $\sim 0.049''/\text{pxl}$. Son utilité se situe principalement dans l'observation de champs profonds.
- Le High Resolution Channel (HRC) : son champ de $29 \times 25''$, et sa résolution exceptionnelle de $\sim 0.025''/\text{pxl}$ en font un des outils les plus performants pour l'imagerie à haute résolution de sources relativement compactes ou de champs encombrés. Les filtres disponibles couvrent les longueurs d'onde entre 2000 et 11000Å.
- Le Solar Blind Channel (SBC) : dédié à l'UV lointain (1000 – 1170Å), il propose une résolution de $0.032''/\text{pxl}$ pour un champ de $35 \times 31''$.

Le canal qui nous intéresse est le HRC, bien qu'il ne soit actuellement plus en service. Le détecteur ACS/HRC consiste en une caméra CCD de 1024×1024 pixels, avec $\sim 0.028 \times 0.025''/\text{pxl}$.



FIG. 2.1 – Photo du HST prise par les astronautes de la navette spatiale Columbia lors de la troisième mission d’entretien en 2002 pendant laquelle a été installée l’ACS.

2.1.2 Le NTT/SUSI2 et EFOSC2

Le New Technology Telescope est un télescope à miroirs réflecteurs de type Ritchey-Chrétien se trouvant sur le site de La Silla (Chili). Le miroir primaire fait 3.58 m. Il a vu le jour en 1989, et est doté d’un système d’optique active¹. Ce système permet d’améliorer la qualité et la stabilité du foyer du télescope (voir Fig. 2.2). Plusieurs instruments sont ou ont été disponibles. Les deux qui nous intéressent sont le SUperb Seeing Imager 2 (SUSI2) et le Eso Faint Object Spectrograph and Camera 2 (EFOSC2) :

- SUSI2 : caméra CCD possédant un champ de $5.5 \times 5.5'$ réparti sur deux détecteurs de 1024×2048 pixels chacun. La résolution est de $0.0805''/\text{pxl}$ en mode binning 1×1 , et de $0.161''/\text{pxl}$ en regroupant les pixels deux par deux (binning 2×2).
- EFOSC2 : monté sur le NTT après la mise hors service de SUSI2 en 2008, cet appareil possède différents modes permettant de faire de la polarimétrie, de la spectroscopie, de la spectropolarimétrie, ainsi que de l’imagerie. En imagerie, le CCD couvre un champ de $5.2 \times 5.2'$, réparti sur 2048×2048 pixels de taille $0.157 \times 0.157''/\text{pxl}$.

SUSI2 et EFOSC2 sont donc deux appareils assez semblables en imagerie dans le visible. La principale différence entre les deux réside, comme nous le verrons plus loin, dans la stabilité de la PSF.

2.1.3 Le VLT/FORS1 (mode MOS)

Sur l’un des quatre télescopes de 8.2m du Very Large Telescope (Antu au moment des observations) à Paranal est monté le détecteur FOcal Reducer and low dispersion Spectrograph (FORS, voir Fig. 2.3). Il permet entre autres d’obtenir des spectres 2D à fentes, sur une gamme de longueurs

¹Le système d’optique active consiste en la déformation du miroir primaire afin de corriger l’image de certaines aberrations optiques tels que l’astigmatisme, ou la coma. Il ne faut pas le confondre avec l’optique adaptative dont l’objectif est de corriger les observations des perturbations atmosphériques.

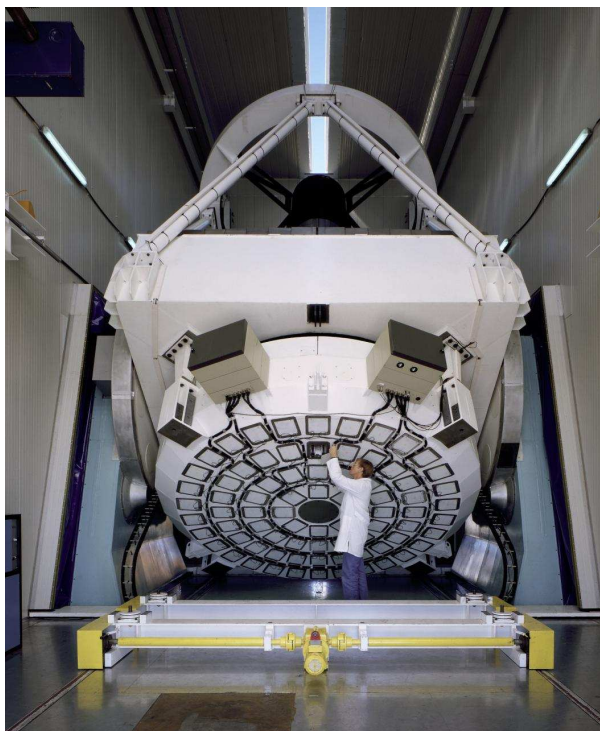


FIG. 2.2 – Support du miroir à optique active du NTT. Crédit : www.eso.org.

d'onde de 3300 à 11000Å, avec une taille des pixels dans la direction spatiale de 0.2". La taille des fentes est de 19*1". Le mode Multi Object Spectroscopy permet d'observer simultanément à travers 19 fentes d'un masque couvrant un champ de 6.83'x6.83'.

2.2 Principes de la déconvolution

Les observations astronomiques ne représentent jamais parfaitement l'astre observé. Plusieurs facteurs d'origines différentes participent à affecter la qualité des données :

1. L'échantillonnage caractéristique d'un appareil de mesure (c-à-d, la taille d'un pixel du détecteur) constitue une limite quant à la résolution des observations. Toute information, tout détail plus petit qu'un pixel ne peut être observé directement ;
2. Les perturbations que le rayon lumineux subit entre son émission et sa détection (par exemple, en traversant notre atmosphère) engendrent un étalement de la source lumineuse appelé *effet de seeing* ;
3. Les rayons lumineux arrivant sur le détecteur traversent un dispositif optique qui leur laisse son empreinte caractéristique (le profil instrumental, incluant les anneaux d'Airy et les diverses aberrations optiques). De plus, l'image peut présenter des distorsions géométriques (ce qui est le cas pour l'ACS).
4. Des variations thermiques, de légères variations de la taille d'un pixel à l'autre (*Pixel Area Map*) ou encore des mouvements du télescope pendant l'observation (*jitter*), sont tout autant



FIG. 2.3 – Photo de FORS1, monté sur le télescope Antu, un des quatre télescopes de 8.2m du VLT, à l'époque des observations. Crédit : www.eso.org.

de facteurs affectant également la précision des données.

Certaines de ces sources d'erreurs peuvent être prises en compte mathématiquement grâce à l'opérateur mathématique de convolution. Ainsi, si \vec{x} est un vecteur bi-dimensionnel représentant la position d'un pixel sur le détecteur, si $d(\vec{x})$ est une distribution de lumière observée, et $f(\vec{x})$, la distribution émise, on peut écrire

$$d(\vec{x}) = t(\vec{x}) * f(\vec{x}) + n(\vec{x}), \quad (2.1)$$

où $n(\vec{x})$ représente le bruit de fond (autrement dit, les incertitudes de mesure). La fonction $t(\vec{x})$ est appelée PSF (Point Spread Function, soit la fonction d'étalement du point). Ce nom provient simplement du fait qu'elle représente l'observation d'une source ponctuelle par l'instrument utilisé (par exemple, dans notre cas, un quasar), et donc rend compte du profil instrumental. Ce processus de détérioration du signal émis est illustré dans la Fig. 2.4.

Remarque

Pour une image échantillonnée sur N pixels, la valeur d'une convolution au pixel i d'une image $b(\vec{x})$ par une fonction $a(\vec{x})$ peut s'écrire explicitement

$$(a * b)_i = \sum_{j=1}^N a_{ij} b_j,$$

où $b_j = b(\vec{x}_j)$ est la valeur de b au pixel j et a_{ij} la valeur de a au pixel j lorsque celle-ci est centrée sur le pixel i .

L'objectif de l'astronome devient donc de déterminer $f(\vec{x})$, connaissant l'observation $d(\vec{x})$ et la PSF $t(\vec{x})$. Le processus permettant de récupérer la distribution initiale s'appelle logiquement *déconvolution*. De nombreuses méthodes ont été imaginées afin d'effectuer cette tâche, par exemple :

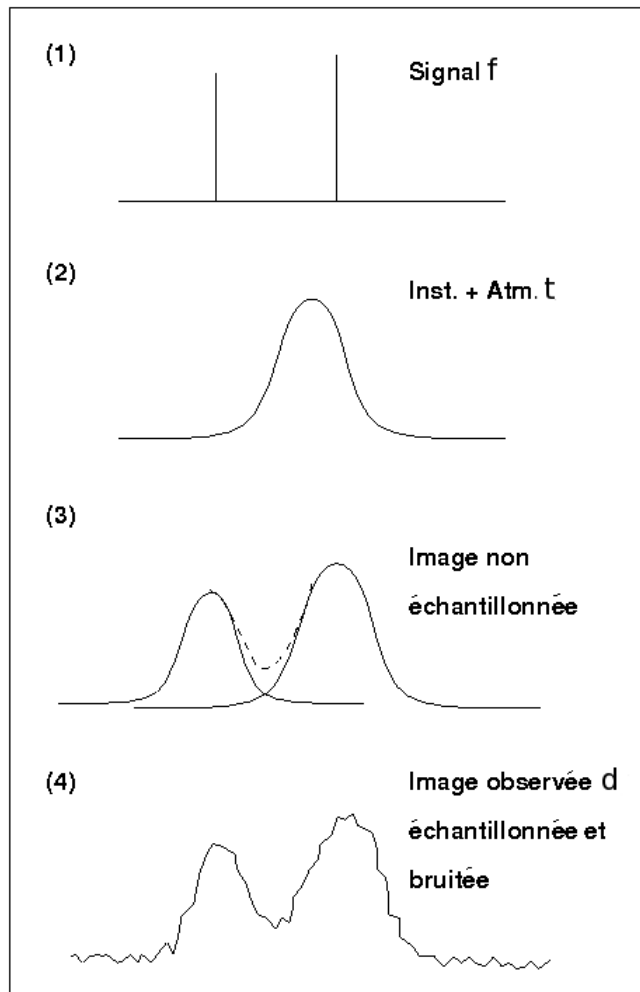


FIG. 2.4 – La détérioration d'un signal due à l'échantillonnage et aux perturbations subies le long du trajet des rayons est explicitée en 4 étapes. (1) Le signal émis f contient simplement 2 fonctions δ (sources ponctuelles). (2) Tous les effets perturbateurs sont inclus dans la PSF t , qui (3), convoluée avec le signal, étale la distribution originale. (4) Le signal est échantillonné en pixels par le détecteur et bruitée, ce qui dégrade encore la qualité de l'image observée d .

- Filtre de Wiener : par transformée de Fourier de l'équation (2.1), on obtient dans l'espace des fréquences

$$D(u) = T(u)F(u) + N(u),$$

et donc

$$F(u) = \frac{D(u) - N(u)}{T(u)}.$$

Malheureusement, cette méthode, bien que rapide, diverge lorsque $u \rightarrow \infty$ car $T(u) \rightarrow 0$. Pour atténuer ce problème, on multiplie le second membre par un filtre (dit de Wiener) dont le but est de minimiser la contribution des hautes fréquences du signal.

- L'algorithme de Richardson-Lucy, basé sur la méthode du maximum de vraisemblance, est une méthode récursive qui consiste à s'approcher de $f(\vec{x})$ par itérations successives à partir du signal original $d(\vec{x})$

$$f^{(0)}(\vec{x}) = d(\vec{x}),$$

$$f^{(k+1)}(\vec{x}) = f^{(k)}(\vec{x}) \left[t(\vec{x}) * \frac{d(\vec{x})}{t(\vec{x}) * f^{(k)}(\vec{x})} \right].$$

Cette méthode ne converge pas toujours, notamment en présence de valeurs négatives.

- La méthode du maximum d'entropie se base sur une minimisation au sens des moindres carrés de la fonction $t(\vec{x}) * f(\vec{x}) - d(\vec{x})$. Ce problème possède une infinité de solutions statistiquement compatibles avec les données, et a tendance à amplifier considérablement le bruit à haute fréquence. Il faut donc trouver une contrainte supplémentaire qui assure l'unicité de la solution ainsi qu'un lissage approprié limitant la génération de bruit. Cette contrainte est donnée par le principe du maximum d'entropie selon lequel, parmi une famille de signaux compatibles avec les données, il faut retenir celui pour lequel l'entropie est maximale (c'est, en quelque sorte, celui qui contient le moins de structure, le moins d'information). Ainsi, en utilisant l'entropie de Shannon pour N variables $\mathcal{H} = -\sum_{i=1}^N f_i \ln(f_i)$, la fonction à minimiser s'écrit

$$F = \sum_{i=1}^N \left[\frac{d_i - \sum_{j=1}^N t_{ij} f_j}{\sigma_i} \right]^2 + \lambda \sum_{i=1}^N f_i \ln(f_i),$$

où σ_i est l'écart-type sur le pixel i , les f_i sont supposés normalisés ($\sum_{i=1}^N f_i = 1$), et λ est un paramètre de Lagrange ajusté pour que le modèle soit statistiquement compatible avec les données.

Les méthodes de déconvolution tentent toutes de récupérer l'image émise $d(\vec{x})$ avec une résolution parfaite, c'est-à-dire infinie. Or, en vertu du théorème de l'échantillonnage, on sait qu'il est inutile d'essayer d'obtenir des détails plus fins que le pas d'échantillonnage utilisé. Donc, vouloir déterminer $d(\vec{x})$ à une précision supérieure à celle d'un pixel relève du non-sens et mène irrémédiablement à la création d'artefacts de déconvolution. La méthode que nous avons utilisée et développée, nommée MCS (Magain et al. [82]), est basée sur ce principe essentiel.

2.3 La méthode MCS

2.3.1 Une résolution accrue mais finie

Au lieu de tenter d'obtenir une image déconvoluée de résolution infinie, nous supposons qu'après traitement, une source ponctuelle sera représentée par un profil $r(\vec{x})$, de largeur non nulle, que l'utilisateur peut choisir pour autant qu'il respecte le théorème de l'échantillonnage. Il faut donc déterminer le noyau $s(\vec{x})$ qui permet de passer de l'observation d'une source ponctuelle $t(\vec{x})$ à la résolution finale $r(\vec{x})$, c'est-à-dire, tel que

$$t(\vec{x}) = r(\vec{x}) * s(\vec{x}) \quad (2.2)$$

La forme choisie pour la fonction $r(\vec{x})$ sera durant tout ce travail une gaussienne de largeur à mi hauteur de 2 pixels. L'image $f(\vec{x})$ que nous cherchons ne doit donc plus satisfaire à l'équation (2.1), mais bien à

$$d(\vec{x}) = s(\vec{x}) * f(\vec{x}) + n(\vec{x}). \quad (2.3)$$

Cette méthode possède deux avantages cruciaux : (1) la solution est par construction bien échantillonnée, et (2), la forme d'une source ponctuelle d'une image déconvoluée est connue *a priori*, puisque fixée par l'utilisateur. De ce fait, l'image déconvoluée $f(\vec{x})$ peut toujours s'écrire comme une somme de M différentes sources ponctuelles de forme connue $r(\vec{x})$ et d'un fond diffus $h(\vec{x})$

$$f(\vec{x}) = h(\vec{x}) + \sum_{k=1}^M a_k r(\vec{x} - \vec{c}_k), \quad (2.4)$$

où les a_k et c_k sont respectivement les intensités et centres des différentes sources ponctuelles. Les paramètres à déterminer sont donc : (1) le fond $h(\vec{x})$ pour chaque pixel de l'image, (2) les intensités a_k des sources ponctuelles et (3), les centres \vec{c}_k de ces sources. Ils sont ajustés, pour une image de N pixels comportant M sources ponctuelles, par la minimisation de la fonction

$$F = \sum_{i=1}^N \frac{1}{\sigma_i^2} \left[\sum_{j=1}^N s_{ij} \left(h_j + \sum_{k=1}^M a_k r(\vec{x}_j - \vec{c}_k) \right) - d_i \right]^2 + \lambda \sum_{i=1}^N \left[h_i - \sum_{j=1}^N r_{ij} h_j \right]^2, \quad (2.5)$$

où σ_i est l'incertitude sur le pixel i , λ est une constante et où le deuxième terme assure que le fond $h(\vec{x})$ ne contient pas de détails plus fins que la résolution $r(\vec{x})$, ce qui violerait le théorème de l'échantillonnage. Ce terme entraîne donc un *lissage* du fond dont l'importance est déterminée par la valeur de la constante λ (paramètre de *Lagrange*).

Les résidus de tout le traitement sont définis, pour chaque pixel i de l'image, par

$$R_i = \frac{1}{\sigma_i} \left((f * s)_i - d_i \right) \quad (2.6)$$

Une conséquence essentielle de la méthode MCS est que, étant donné que l'image déconvoluée se compose d'un fond et de sources ponctuelles, elle se prête particulièrement bien à l'étude des quasars (sources ponctuelles pour les instruments actuels) et de leurs galaxies hôtes (qui constitueront le fond diffus $h(\vec{x})$).

2.3.2 Ajout d'un modèle analytique au fond

Un raffinement qui nous sera utile par la suite est la séparation du fond numérique $h(\vec{x})$ en deux composantes : un modèle analytique $I(\vec{x})$ pour représenter le bulbe de la galaxie et un fond $h'(\vec{x})$, qui représentera donc le reste de la galaxie. Le profil bi-dimensionnel choisi, appelé "de Vaucouleurs" d'après le nom de l'astronome qui l'a introduit, est fréquemment utilisé pour ajuster des sphéroïdes ou des galaxies elliptiques :

$$I(\vec{x}) = I(x, y) = I_0 \exp -(Ax^2 + By^2 + Cxy)^{1/8}. \quad (2.7)$$

Notons que ce profil présente des isophotes elliptiques. La forme finale de l'image déconvoluée devient donc

$$f(\vec{x}) = I(\vec{x}) + h'(\vec{x}) + \sum_{k=1}^M a_k r(\vec{x} - \vec{c}_k). \quad (2.8)$$

Les paramètres A , B et C sont liés à l'orientation du grand axe de la galaxie (angle θ), à son ellipticité e , ainsi que ses grands et petits axes a et b par les relations

$$\theta = \frac{1}{2} \arctg\left(\frac{C}{B-A}\right) \quad (2.9)$$

$$e = \frac{B-A}{(A+B\cos(2\theta))} \quad (2.10)$$

$$a^2 = \frac{2\cos(2\theta)}{(A+B)\cos(2\theta) + A-B} \quad (2.11)$$

$$b^2 = \frac{2\cos(2\theta)}{(A+B)\cos(2\theta) + B-A} \quad (2.12)$$

2.3.3 Déconvolution simultanée

Un autre avantage de la méthode MCS est qu'il est possible de combiner différentes images d'un même objet en les déconvoluant simultanément. Pour ce faire, plusieurs facteurs doivent être pris en compte. Premièrement, on suppose que la forme du fond diffus $h(\vec{x})$ est identique pour chaque observation. Cependant, d'une image à l'autre, des variations de flux peuvent apparaître (par exemple à cause de différents temps d'exposition). Dès lors, lors d'une déconvolution simultanée à L images, $2(L-1)$ coefficients α_j et β_j , $j = 2, \dots, L$ permettent au fond de chaque image h_j de varier linéairement par rapport à la première image, ce qui s'écrit

$$h_j = \alpha_j h_1 + \beta_j$$

Deuxièmement, chaque observation j possédant sa propre PSF, la déconvolution simultanée utilise une fonction s_j construite préalablement et propre à chaque observation.

Troisièmement, bien que chaque quasar soit placé près du centre d'une image, de légers décalages $\vec{\delta}_j$ (translations) sont autorisés entre chaque image. Ces décalages sont calculés par rapport à la première image.

Finalement, s'il y a M sources ponctuelles dans chaque observation, la fonction à minimiser a la forme

$$\begin{aligned}
F = & \sum_{i=1}^N \frac{1}{\sigma_{1,i}^2} \left[\sum_{j=1}^N s_{1,ij} \left(h(\vec{x}_j) + \sum_{k=1}^M a_{1,k} r(\vec{x}_j - \vec{c}_k) \right) - d_{1,i} \right]^2 \\
& + \sum_{i=1}^N \frac{1}{\sigma_{2,i}^2} \left[\sum_{j=1}^N s_{2,ij} \left(\alpha_2 h(\vec{x}_j + \vec{\delta}_2) + \beta_2 + \sum_{k=1}^M a_{2,k} r(\vec{x}_j - \vec{c}_k + \vec{\delta}_2) \right) - d_{2,i} \right]^2 \\
& \cdot \\
& \cdot \\
& + \sum_{i=1}^N \frac{1}{\sigma_{L,i}^2} \left[\sum_{j=1}^N s_{L,ij} \left(\alpha_L h(\vec{x}_j + \vec{\delta}_L) + \beta_L + \sum_{k=1}^M a_{L,k} r(\vec{x}_j - \vec{c}_k + \vec{\delta}_L) \right) - d_{L,i} \right]^2 \\
& + \lambda \sum_{i=1}^N \left[h_i - \sum_{j=1}^N r_{ij} h_j \right]^2, \tag{2.13}
\end{aligned}$$

où $d_{j,i}$ correspond au pixel i de la j -ième observation. Notons que les résidus sont différents pour chaque observation. On a donc L images de résidus après déconvolution.

Les paramètres des images déconvoluées ne seront obtenus avec fiabilité par l'équation 2.13 que si l'on connaît avec précision les éléments s_i composant la PSF $s(\vec{x})$.

2.4 Construction de la fonction de PSF $s(\vec{x})$

Lors de ce travail, nous serons amenés à construire des fonctions $s(\vec{x})$ pour deux types de données : des données du sol provenant de SUSI2 ou EFOSC2, montés successivement sur le New Technology Telescope (NTT) à La Silla (Chili), mais aussi des données provenant de l'Advanced Camera for Survey (ACS) du HST. Les PSFs de ces deux instruments sont fort différentes l'une de l'autre, la PSF de l'ACS étant beaucoup plus complexe, comme en témoigne la Fig. 2.5.

Les premières images analysées dans ce travail proviennent du HST. Entre l'analyse de ces images et l'analyse des images de SUSI2 ou EFOSC2, différentes améliorations dans la méthode ont été apportées, c'est pourquoi nous commençons par expliquer la construction de la PSF élaborée pour le HST/ACS.

2.4.1 Détermination de $s(\vec{x})$ pour le HST/ACS

Il s'agit de déterminer le plus précisément possible la fonction $s(\vec{x})$ satisfaisant à l'équation 2.2, pour une observation donnée.

Nous partons de la modélisation d'une PSF de l'ACS donnée par le logiciel *TinyTim*², que nous appelons $Tiny(\vec{x})$. Le principe de ce logiciel est de modéliser le trajet des rayons lumineux à travers

²Krist J., <http://www.stsci.edu/software/tinytim/tinytim.html>

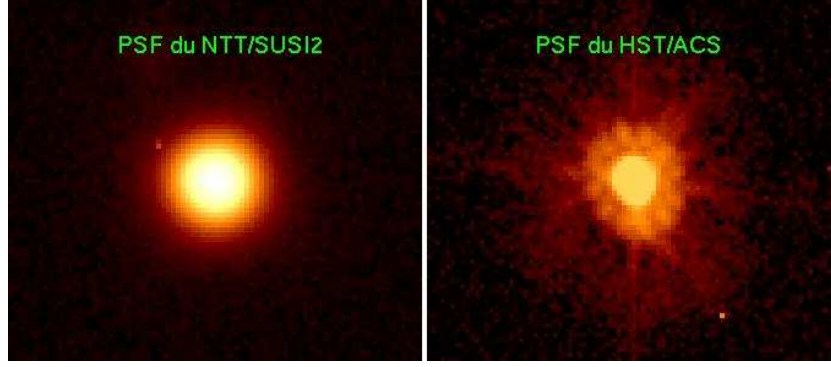


FIG. 2.5 – A gauche : une PSF typique d’une observation au sol effectuée avec le NTT/SUSI2. A droite : une PSF typique du HST/ACS. La différence de complexité entre les deux est parlante, c’est pourquoi un traitement particulièrement minutieux doit être suivi pour déconvoluer des images du HST.

le dispositif optique du HST, et ce pour chaque longueur d’onde séparément. $Tiny(\vec{x})$ est ensuite construite en additionnant les différentes contributions en longueur d’onde correspondant au filtre utilisé. Cette fonction constitue une première approximation de l’observation d’une source ponctuelle $t(\vec{x})$. De plus, nous la *sur-échantillonons* d’un facteur 2 (“*petits pixels*”), afin de permettre une plus grande précision dans le traitement des données. A partir de $Tiny(\vec{x})$, nous construisons la fonction $TinyDec(\vec{x})$ de sorte qu’elle obéisse à l’équation

$$TinyDec(\vec{x}) * r(\vec{x}) = Tiny(\vec{x}) \quad (2.14)$$

Comme $TinyDec(\vec{x})$ est essentiellement une version un peu plus “étroite” de $Tiny(\vec{x})$ mais contenant les mêmes structures, nous pouvons écrire, considérant $Tiny(\vec{x})$ comme une première approximation de $TinyDec(\vec{x})$:

$$TinyDec(\vec{x}) = Tiny(\vec{x}) + F_0(\vec{x}) \quad (2.15)$$

où $F_0(\vec{x})$ est la correction à apporter pour passer de $Tiny(\vec{x})$ à $TinyDec(\vec{x})$. Nous calculons la fonction $TinyDec(\vec{x})$ en minimisant la fonction

$$S = \sum \frac{1}{\sigma^2} [TinyDec(\vec{x}) * r(\vec{x}) - Tiny(\vec{x})]^2 + \lambda \sum [F_0(\vec{x}) - r(\vec{x}) * F_0(\vec{x})]^2 \quad (2.16)$$

où les σ soit choisis très petit (p.ex. 10^{-6}) car il ne s’agit pas d’une observation réelle mais d’un modèle et où le second terme de la somme assure que les corrections $F_0(\vec{x})$ ne comportent pas de structure incompatible avec le théorème d’échantillonnage. Tout comme $Tiny(\vec{x})$ correspond à une modélisation de $t(\vec{x})$, $TinyDec(\vec{x})$ constitue une bonne première approximation de la fonction $s(\vec{x})$ que nous cherchons. Toutefois, le logiciel TinyTim n’est pas assez précis pour nos besoins et les résidus

$$K_1(\vec{x}) = TinyDec(\vec{x}) * r(\vec{x}) - t(\vec{x})$$

entre notre modélisation et une réelle observation d’une source ponctuelle (typiquement, une étoile) sont telles que des corrections à $TinyDec(\vec{x})$ doivent être apportées.

La fonction à minimiser permettant d’ajouter une correction $F_1(\vec{x})$ au modèle est

$$S = \sum \frac{1}{\sigma^2(\vec{x})} [F_1(\vec{x}) * r(\vec{x}) - K_1(\vec{x})]^2 + \lambda \sum [F_1(\vec{x}) - r(\vec{x}) * F_1(\vec{x})]^2, \quad (2.17)$$

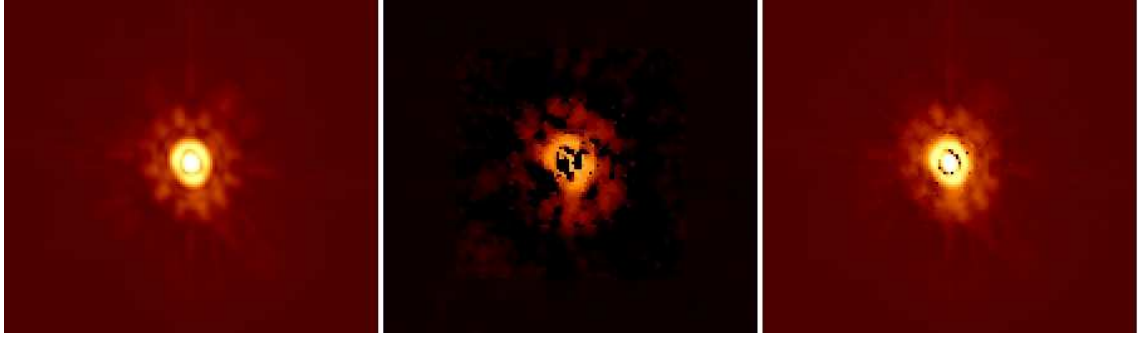


FIG. 2.6 – A gauche : la fonction $TinyDec(\vec{x})$. Au milieu : le fond total à ajouter après 9 itérations ($F_1 + F_2 + \dots + F_8$) pour mieux ajuster $TinyDec(\vec{x}) * r(\vec{x})$ à une observation $t(\vec{x})$. A droite, $TinyFin(\vec{x}) = (TinyDec + F_1 + F_2 + \dots + F_8)(\vec{x})$.

où λ permet de choisir l'importance accordée au lissage de la fonction $F_1(\vec{x})$. Etant donné que les détails que l'on doit ajouter sont de plus en plus fins quand on s'approche du centre de la PSF, on procède par étapes :

- On prend en compte l'image entière, en accordant une grande importance au lissage (λ élevé) dans l'équation (2.17), ce qui nous donne une première correction $F_1(\vec{x})$ à ajouter à $TinyDec(\vec{x})$, de sorte que les résidus $K_2(\vec{x}) = t(\vec{x}) - (TinyDec + F_1)(\vec{x}) * r(\vec{x}) < K_1(\vec{x})$, c-à-d, sont améliorés. La valeur élevée de λ nous force à ne prendre en compte que les détails utiles les plus significatifs, sans inclure du bruit de fond qui prédomine dans les régions les plus éloignées du centre, présentant un signal très faible.
- On restreint le traitement à une zone plus petite, avec un lissage plus faible, en remplaçant dans l'équation (2.17) $F_1(\vec{x})$ et $K_1(\vec{x})$ par $F_2(\vec{x})$ et $K_2(\vec{x})$, ce qui nous donne de nouveaux résidus $K_3 = t(\vec{x}) - (TinyDec + F_1 + F_2)(\vec{x}) * r(\vec{x})$.
- On itère le processus N fois jusqu'à l'ajustement d'une région très proche du centre, très faiblement lissée (puisque pouvant présenter des structures très marquées dans le pic central), de sorte que

$$TinyFin(\vec{x}) = (TinyDec + F_1 + F_2 + \dots + F_{N-1})(\vec{x}),$$

et

$$K_N(\vec{x}) = t(\vec{x}) - (TinyDec + F_1 + F_2 + \dots + F_{N-1})(\vec{x}) * r(\vec{x}).$$

Le processus s'arrête quand les résidus $K_N(\vec{x})$ sont acceptables sur toute la zone à ajuster.

$TinyFin(\vec{x})$ est la fonction $s(\vec{x})$ que nous utiliserons pour la déconvolution des images HST/ACS. Un exemple de ce processus est montré Fig. 2.6.

2.4.2 Détermination de $s(\vec{x})$ pour le NTT/SUSI2

Quelques améliorations du programme, ainsi que la forme simplifiée de la PSF du NTT/SUSI2, ont induit quelques modifications dans la stratégie employée pour la construction de la PSF. Tout d'abord, le modèle analytique initial n'est plus la fonction $Tiny(\vec{x})$, spécifique au HST, mais une

fonction de Moffat de type

$$M(\vec{x}) = a(1 + b(\vec{x} - \vec{c})^2)^{-\beta},$$

ayant une structure nettement plus lisse et moins complexe. Ensuite, au lieu de procéder par étapes en rétrécissant le rayon et la contrainte de lissage, la valeur de la constante de lissage est maintenue constante sur toute l'image. Cependant, le fond est d'abord construit dans une région définie par une gaussienne très étroite au début (typiquement de $FWHM = 5$ pxl) qui s'agrandit progressivement jusqu'à environ $FWHM = 30$ pxl après une centaine d'itérations. Cette stratégie, qui automatise le processus itératif vu à la section précédente, modélise donc d'abord les régions centrales avec leurs détails propres, avant d'ajouter progressivement les structures plus éloignées. Cela constitue un gain de temps considérable.

2.5 Déconvolution de spectres

La déconvolution de spectres 2D, développée en détail dans Letawe [69], est basée sur le même principe que la déconvolution des images, à savoir, le respect du théorème de l'échantillonnage. La principale caractéristique de la méthode réside dans le fait que la déconvolution se fait dans la direction spatiale, individuellement pour chaque ligne du spectre, c'est-à-dire pour chaque longueur d'onde. Le résultat final de la déconvolution pour une longueur d'onde k , $f_k(x)$, s'exprime donc comme la somme d'un fond diffus $h_k(x)$ et d'une somme de M sources ponctuelles,

$$f_k(x) = h_k(x) + \sum_{m=1}^M a_{m,k} r(x - c_{m,k}).$$

De la même manière, s'il y a K lignes spectrales, on doit construire K noyaux de déconvolution $s_k(x)$. Par analogie au cas des images, s'il y a N pixels dans la direction spatiale, on construit la fonction à minimiser

$$F = \sum_k^K \sum_i^N \frac{1}{\sigma_{i,j}^2} \left[s_k(x) * \left(h_k(x) + \sum_m^M a_{m,k} r(x - c_{m,k}) \right) - d_k(x) \right]_i^2 \quad (2.18)$$

$$+ \lambda \sum_k^K \sum_i^N [h_k(x) - r(x) * h_k(x)]_i^2 \quad (2.19)$$

$$+ \mu \sum_m^M \sum_{k=B+1}^{K-B} \left[c_{m,k} - \frac{1}{G} \sum_{k'=-B}^B g^{k'} c_{m,k+k'} \right]^2. \quad (2.20)$$

Les deux premiers termes (2.18) et (2.19) sont équivalents à ceux de l'équation (2.5), si ce n'est qu'on somme en plus la contribution de chaque ligne k du spectre. Dans le dernier terme (2.20), g représente une gaussienne de largeur à mi-hauteur choisie, G est un coefficient de normalisation, et B est fixé par l'utilisateur. Ce terme assure que, pour une source ponctuelle donnée, les centres trouvés pour chaque longueur d'onde soient corrélés entre deux longueurs d'ondes proches. La force de la corrélation imposée dépend de la largeur de g , de B et de μ . Une exemple de déconvolution se trouve Fig. 2.7.

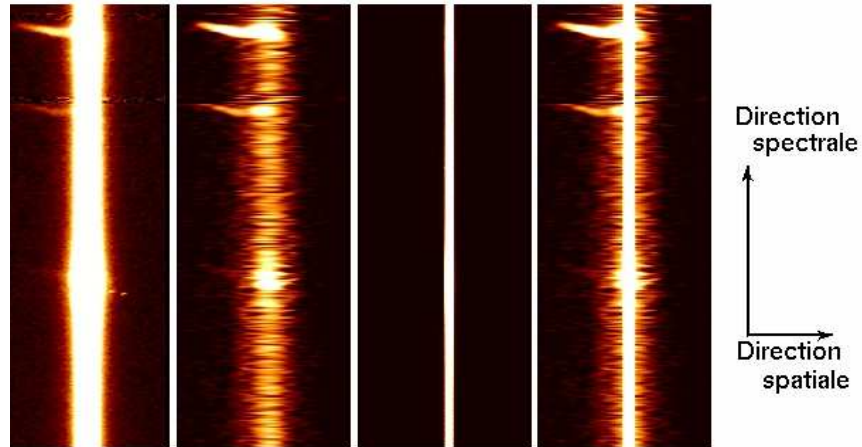


FIG. 2.7 – Morceau de spectre 2D d'un quasar et sa déconvolution. De gauche à droite : spectre observé $d(x)$, fond $h(x)$, source ponctuelle $r(x)$ et résultat de la déconvolution $f(x) = h(x) + r(x)$ qui, reconvolué avec $s(x)$, est en accord avec le spectre observé.

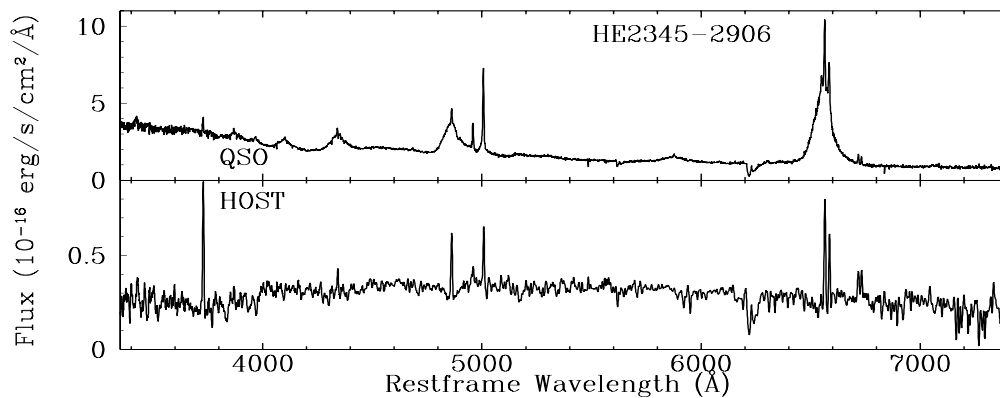


FIG. 2.8 – Exemple de séparation quasar/hôte pour HE 2345-2906. On voit bien les raies larges et le continu intense caractéristiques des spectres de quasar. Le spectre de la galaxie hôte comporte une composante continue et des raies en absorption, signature spectrale des étoiles, et des raies étroites émises par des régions gazeuses excitées, dans ce cas-ci, par les étoiles.

Une manière efficace d'étudier la galaxie hôte dans son ensemble est de sommer tous les pixels dans la direction spatiale, ce qui donne un spectre dit *intégré*. Un exemple de spectre intégré obtenu pour un quasar et sa galaxie hôte est donné Fig. 2.8.

Chapitre 3

Etude d'un échantillon de quasars par imagerie HST/ACS et spectroscopie VLT/FORS1 combinées

Le premier article publié durant la thèse consiste en l'étude d'un échantillon de 6 quasars en développant une méthode de combinaison d'images et de spectres de quasars déconvolués. L'objectif est de caractériser le mieux possible les interactions entre le quasar et son hôte en utilisant à la fois des images à haute résolution et des spectres possédant une résolution spatiale. Nos méthodes permettent de décrire plusieurs processus prouvant l'influence du rayonnement du quasar sur sa galaxie hôte comme par exemple la réflexion du rayonnement du quasar par des électrons libres ou de la poussière galactique.

L'article, publié le 1 juin 2008 dans *The Astrophysical Journal*, est présenté dans ce chapitre. Ensuite, quelques précisions et compléments à l'étude sont développés.

Understanding the relations between QSOs and their host galaxies from combined HST imaging and VLT spectroscopy ¹.

Y. Letawe⁽¹⁾, P. Magain⁽¹⁾, G. Letawe⁽¹⁾, F. Courbin⁽²⁾ and D. Hutsemékers⁽¹⁾

(1) Institut d'Astrophysique et de Géophysique, Université de Liège, Allée du 6 Août, 17, Sart Tilman (Bat. B5C), Liège, Belgium.

(2) Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne (EPFL), Laboratoire d'Astrophysique, Observatoire, CH-1290 Sauverny, Switzerland.

Published in The Astrophysical Journal, 679-983, 2008, June 1

keywords Quasars – host galaxies – deconvolution – individuals : HE 0306–3301, HE 0354–5500, HE 0450–2958, HE 1434–1600, HE 1503+0228, HE 2345–2906

Abstract

The host galaxies of six nearby QSOs are studied on the basis of high resolution HST optical images and spatially resolved VLT slit spectra. The gas ionization and velocity are mapped as a function of the distance to the central QSO. In the majority of the cases, the QSO significantly contributes to the gas ionization in its whole host galaxy, and sometimes even outside.

Reflection or scattering of the QSO H α line from remote regions of the galaxy is detected in several instances. The line shifts show that, in all cases, the matter responsible for the light reflection moves away from the QSO, likely accelerated by its radiation pressure.

The two faintest QSOs reside in spirals, with some signs of a past gravitational perturbation. One of the intermediate luminosity QSOs resides in a massive elliptical containing gas ionized (and probably pushed away) by the QSO radiation. The other medium-power object is found in a spiral galaxy displaying complex velocity structure, with the central QSO moving with respect to the bulge, probably as a result of a galactic collision. The two most powerful objects are involved in violent gravitational interactions and one of them has no detected host.

These results suggest that (1) large-scale phenomena, such as galactic collisions, are closely related to the triggering and the feeding of the QSO and (2) once ignited, the QSO has significant influence on its large-scale neighborhood (often the whole host and sometimes further away).

¹based on observations made with the Nasa/ESA Hubble Space Telescope (cycle 13 proposal #10238), and with ANTU/UT1 at ESO-Paranal observatory in Chile (programs 65.P-0361(A) and 66.B-0139(A)).

3.1 Introduction

The study of QSOs and their host galaxies has become a widespread subject of investigation in astrophysics for the past 10 years. Some recent developments show that statistical analyses over samples of QSOs may lead to fruitful conclusions about the morphology, the gaseous and stellar content of the host galaxies, and about the mass of the central black hole, the QSO ignition and fueling, etc. However, no clear scheme has emerged yet to account for the diversity of QSO and host galaxies properties and the debate on their interrelations is still widely open.

Previous studies of QSO host galaxies were carried out using either spectroscopic data (Hughes et al. [55], Baldwin et al. [7], Letawe et al. [70], Vanden Berk et al. [133], Kewley et al. [62]) or high resolution images (Bahcall et al. [4], Dunlop et al. [35], Floyd et al. [40]). None of them used both spectroscopy and high resolution imaging.

This kind of study was carried out for the bright QSO HE 0450–2958 (Magain et al. [83]) showing a strongly distorted galaxy, about 7 kpc away from the QSO. Previous studies (Boyce et al. [17], Canalizo & Stockton [21]), assumed that it probably experienced a collision with the QSO host galaxy. A careful processing of the HST images allowed to separate the point source from the extended objects, with the surprising result that no host galaxy could be detected around the QSO. Only a compact ‘blob’ next to the QSO could be found, whose spectrum was shown to consist in a cloud of gas ionized by the QSO radiation, with no trace of a stellar component. The nature of HE 0450–2958 is still controversial : is there no host galaxy at all, or could it be faint enough to escape detection ? Which formation mechanism could account for such a special configuration ? Whatever the answer, the study of HE 0450–2958 is a beautiful example of the nice complementarity between spectroscopy and imaging.

The aim of the present paper is to extend this kind of analysis to the six Type 1 QSOs for which we have both high resolution images obtained with the Hubble Space Telescope (HST) and slit spectra using FORS1 on the ESO Very Large Telescope (VLT) (Letawe et al. [70]). The six QSOs are : HE 0306–3301, HE 0354–5500, HE 0450–2958, HE 1434–1600, HE 1503+0228 and HE 2345–2906.

Section 2 gives an overview of the observational data and of the main characteristics of the reduction process. In Sect. 3, the post-processing of the HST images is explained, while Sect. 4 describes the extraction of the spatially resolved host spectra. In Sect. 5, the methods used to analyze simultaneously the images and the spectra and to infer the host properties are explained. Section 6 presents the results on individual objects, while Sect. 7 provides a general discussion and some conclusions on the QSO host properties. Throughout the paper, we adopt the following cosmology : $H_0 = 65 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, $\Omega_m = 0.3$ and $\Omega_\lambda = 0.7$.

3.2 Observations and reduction

3.2.1 The sample

The six QSOs form a subsample of the 20 bright low redshift QSOs ($z < 0.35$, $M_V < -23$) from the Hamburg-ESO Survey analysed by Letawe et al. [70] for which we also have high resolution images obtained with HST. The subsample was selected on the basis of their spectra with preference to those revealing large amount of gas and interesting features, which introduces unavoidable biases. Moreover, It is obviously too small to attempt any statistical analysis. Thus, the present analysis can be seen as (1) a demonstration of the interest of combining high resolution images and spatially resolved spectra to study the QSO hosts and (2) the focus on interesting cases, which can shed light on the relations between the QSOs and their hosts galaxies or, more generally, their environment.

3.2.2 Images

The images have been obtained in September-October 2004 and April 2005 with the Advanced Camera for Surveys/High Resolution Channel onboard HST with the broad V-band filter F606W. The ACS/HRC detector consists of a 1024×1024 pixels CCD, with $\sim 0.028 \text{ arcsec} \times 0.025 \text{ arcsec}$ per pixel, covering a $29 \text{ arcsec} \times 25 \text{ arcsec}$ field of view.

For each QSO, six exposures, taken during one HST orbit, are available : three short unsaturated ones, in order to be able to study the host properties very close to the central QSO, and three long ones, saturated around the center, but providing a good S/N in the lower surface brightness regions. Small offsets are applied to ease cosmic rays and bad pixels removal (5 pixels in each direction between successive exposures). Moreover, a PSF star is observed after each QSO (Fig. 3.1). Table 3.1 summarizes the main QSO characteristics and the characteristics of the HST observations.

The data are provided under different forms, along with auxiliary files :

- the observation itself (available in raw, flatfielded, or drizzled form)
- a flag image indicating hot, warm or bad pixels, and cosmic rays hits
- a standard deviation image.

The drizzled data are the individual raw images corrected from optical distortions inherent to the ACS instrument and combined into a single image. This correction uses interpolations. We avoid their use in order to lower the number of manipulations, in particular interpolations which introduce correlated noise in adjacent pixels. We rather correct for distortion at the very end of the process, on the subsampled deconvolved images. Our data processing method (MCS, see below) allows both to simultaneously deconvolve several dithered images of the same field and to oversample the data by a factor of 2. It thus performs its own optimal drizzling. The image reduction itself is performed on the flatfielded data using the Pyraf software. A standard deviation map is created using, for every pixel i of an observation, the formula

$$\sigma_i = \sqrt{\frac{A_i}{g} + \left(\frac{r}{g}\right)^2}, \quad (3.1)$$

Tab. 3.1 – Observational characteristics of the sample (redshift, absolute V-band magnitude of the QSO M_V from the VLT observations (Letawe et al. [70]), short and long exposure times and position angle (PA) of the observation, counted positive East of North.

Name	Redshift	M_V (QSO)	Short E.T. (sec)	Long E.T. (sec)	PA (deg)
HE2345-2906	0.223	-22.97	40	340	177.8
PSF			10	30	
HE1503+0228	0.135	-23.43	40	330	36.8
PSF			10	40	
HE1434-1600	0.144	-23.82	30	330	288
PSF			5	40	
HE0306-3301	0.247	-24.81	30	330	110
PSF			15	45	
HE0354-5500	0.267	-25.45	40	400	258
PSF			5	40	
HE0450-2958	0.285	-25.82	30	330	105.6
PSF			6	45	

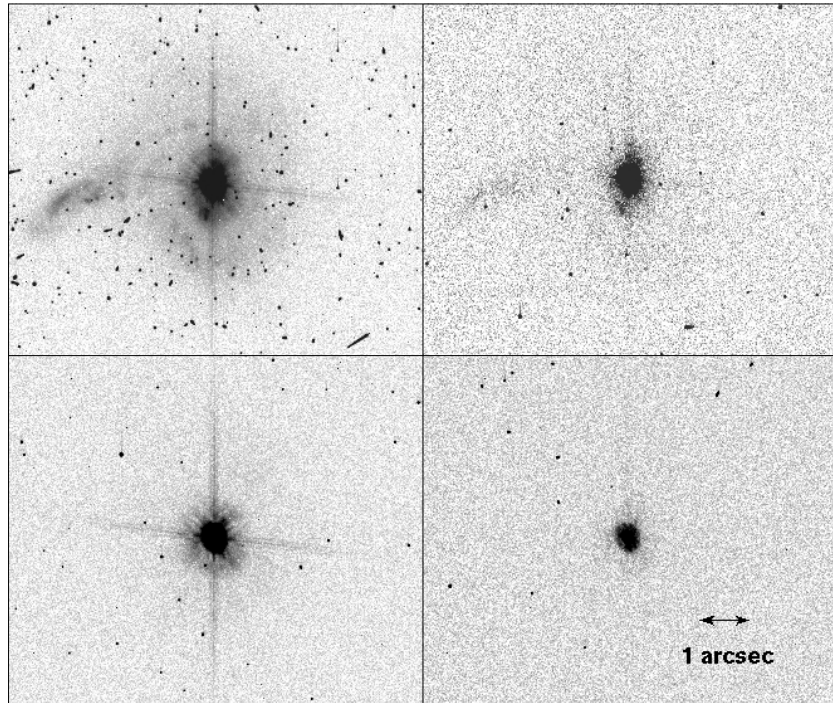


Fig. 3.1 – Flatfielded observations of HE0354-5500 and a PSF star with HST/ACS. Top left : QSO long exposure. Top right : QSO short exposure. Bottom left : PSF star long exposure. Bottom right : PSF star short exposure.

where A_i is the signal in pixel i , g the CCD gain, and r the background (readout) noise. Then we create an inverse sigma image. This allows to give strictly nil weight to bad or saturated pixels and cosmic ray hits, simply by attributing them a zero value on the inverse sigma image. This corrected inverse “noise-image” is used for the MCS processing.

3.2.3 Spectra

The spectroscopic data were obtained with the ESO VLT/UT1 in April and November 2000 with FORS1 in Multi Object Spectroscopy (MOS) mode, which consists in a set of $1''$ -slits with a fixed length of $19''$. Every QSO was observed with 3 different filters, covering a total restframe wavelength band of 5000\AA , from 3500\AA to 8500\AA . One slit was centered on the QSO and the other ones on PSF stars and surrounding objects.

The reduction and deconvolution methods are presented in detail in Letawe et al. [70], resulting in spatially deconvolved spectra with the QSO spectrum separated from the spectrum of its host galaxy. This spatial separation of the point-like component from the diffuse one relies on the hypothesis that the latter contains no significant structure narrower than the fixed and finite resolution of the deconvolved spectrum. In order to regularize the solution of this inverse problem, one has to apply a smoothing constraint on the diffuse component.

Such inevitable smoothing decreases the spatial resolution of the host galaxy spectrum, especially in cases where the host S/N is low (the higher the S/N, the better the spatial resolution of the host spectrum). To avoid this variable-resolution problem, we proceed in a slightly different manner than in Letawe et al. [70]. Instead of relying on the host spectrum as given by the deconvolution process, we start from the original (reduced) spectra and *subtract* the two-dimensional QSO-alone spectrum given by deconvolution. Thus, we get a 2D host galaxy spectrum with a spatial resolution constant along the slit and equal to that of the original data.

3.3 Image processing

The HST/ACS images are processed with the MCS deconvolution algorithm (Magain et al. [82]), which is particularly well suited for separating point sources from diffuse ones and, as such, very well adapted to the study of QSO host galaxies. Indeed, as demonstrated earlier in the case of HE 0450–2958 (Magain et al. [83]), the extended wings of the HST PSF may cause the light from the bright QSO to significantly contaminate the image of the nearby sources. Important components can be hidden, such as “the blob” in the aforementioned case.

The principle of the MCS method is to produce images with a resolution and sampling fixed by the user, provided that they conform to the sampling theorem. In our case, the deconvolved image has a pixel size two times smaller than the original HST images and a PSF of Gaussian shape, with a Full Width at Half Maximum (FWHM) of two final pixels. The point sources are explicitly separated from the diffuse components, which allows to get an image of the host galaxy uncontaminated by

the QSO (see Fig. 3.2).

3.3.1 PSF construction

A crucial point in the deconvolution process is the PSF construction : the more accurate the PSF, the better the deconvolution. In order to construct the best possible PSF, we use the method explained in Letawe [69]. Here are its main steps :

(1) With the TinyTim software², we create a synthetic PSF corresponding to the actual observing conditions. Let us call it TT . We then compute the kernel which allows to transform the TT image into a gaussian r of 2 pixels FWHM. Let us call this kernel $TinyDec$. It obeys the equation :

$$TT(x) = TinyDec(x) * r(x),$$

where x is a 2D vector representing the position in the image and $*$ stands for the convolution operator.

(2) TT is a model of the actual PSF. However, it is not accurate enough to provide a trustworthy separation of the QSO from its host galaxy. We improve it by comparing $TinyDec(x) * r(x)$ to the observation $t(x)$ of a point source (one of the reduced PSF star observations). In order to improve the fit, we add a numerical component $F(x)$ to the model $TinyDec(x)$ until the observed PSF star image is reproduced with satisfying accuracy :

$$t(x) = (TinyDec(x) + F(x)) * r(x). \quad (3.2)$$

Among all the PSF stars, we choose the one which is best suited for a given QSO observation. As the HST PSF depends on a number of parameters (such as observed target spectral distribution, image position in the focal plane, position of the satellite on its earth orbit, . . .) we test a variety of QSO/PSF combinations and choose the one which gives the smallest residuals in the point source modelling.

3.3.2 Simultaneous deconvolution

Once the PSF is chosen, we proceed to a simultaneous deconvolution of the six individual images, in order to reach the best possible resolution and S/N ratio. As mentioned above, the MCS method is able to separate a pointlike source from a diffuse background, i.e., in our context, the QSO from its host galaxy.

We find that the best results are obtained in the following way :

(1) The position and intensity of the point source in each individual image are determined through deconvolution by ensuring that the image with the QSO point source subtracted contains a minimum amount of structure from the point source PSF (Airy rings, spikes, . . .). In this way, we obtain individual host galaxy images.

(2) In a second phase, the MCS program is run on the six host galaxy images, which are simultaneously deconvolved, and a model is found which best represents this full set of observations. The

²Krist J., <http://www.stsci.edu/software/tinytim/tinytim.html>

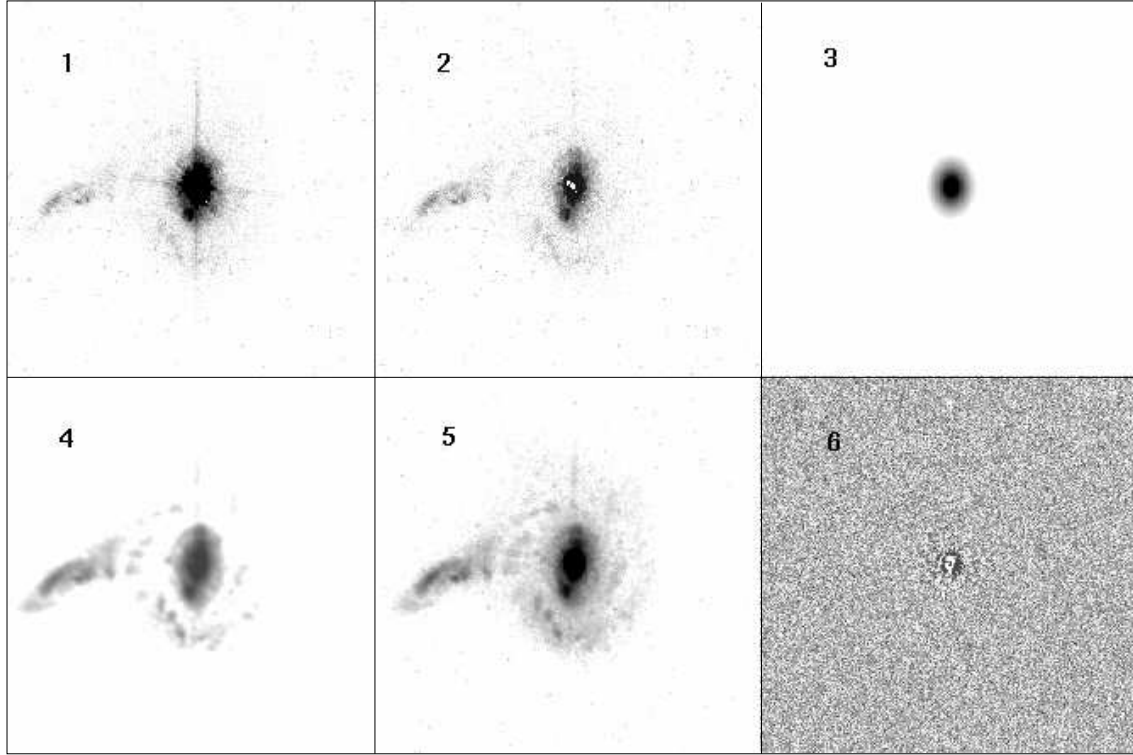


FIG. 3.2 – Steps for QSO/host separation. 1) One of the long exposures of HE0354-5500 after reduction. 2) the point-like source has been removed from the observation. The PSF spikes are well removed. 3 to 6 are the results of the fit of the galaxy : 3) the analytical model found for the host galaxy bulge. 4) Numerical background. 5) The total fit of the galaxy (panel 3 + panel 4), the one used for analysis. Frame 6 displays the residuals (raw data minus total fit) of the whole process.

model is separated into two components : an analytical model accounting for the galaxy bulge, and a numerical background image accounting for all supplementary features (spiral arms, neighbors, ...).

The analytical model is chosen to follow a “de Vaucouleurs” law with elliptical isophotes, i.e. an intensity profile :

$$I(x) = I(x_1, x_2) = I_0 e^{-(Ax_1^2 + Bx_2^2 + Cx_1x_2)^{\frac{1}{8}}}, \quad (3.3)$$

where x_1 and x_2 are the two coordinates relative to the bulge center. The free parameters I_0 , A , B and C are determined by the program.

An example of the whole process is illustrated in Fig. 3.2 for the QSO HE0354-5500. One sees that the residuals are very good, except around the very center. The reason for this misfit in the central region is that, in long exposures, both the PSF star and the QSO are saturated. As the weights of the pixels in the saturated regions have been set to zero, they do not constrain the fit.

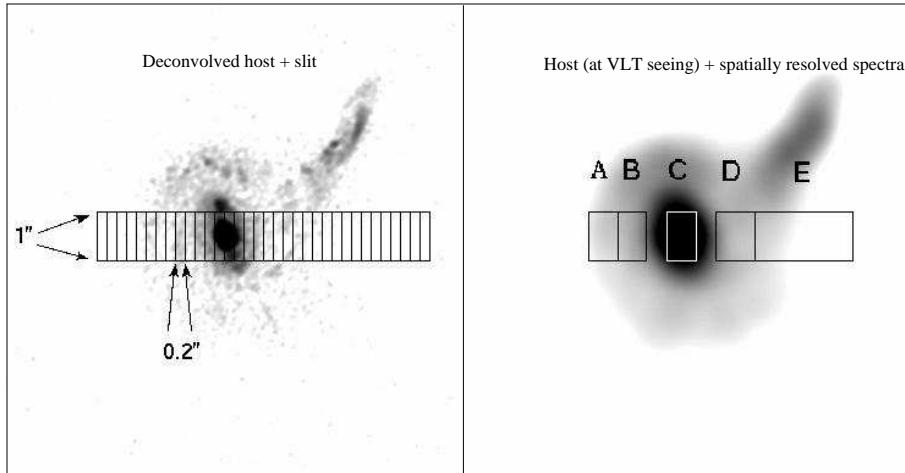


FIG. 3.3 – Left : The VLT slit overlaid on the deconvolved image of the HE 0354–5500 host galaxy. Each column, corresponding to one pixel along the spatial direction of the slit, has a width of $0.2''$ and a height of $1''$. The deconvolved HST image is used to identify the pieces of spectra which correspond to specific parts of the host galaxy. Right : The spatially resolved spectra are superimposed on the deconvolved host galaxy, which is here reconvolved by a Moffat in order to reach the VLT spatial resolution.

3.4 Spatially resolved spectra

By superimposing the projection of the VLT slit onto the HST host galaxy images, we can identify which parts of the galaxy contribute to each part of the spatially resolved spectra. Of course, we have to take into account the seeing conditions during the ground-based spectroscopic observations. This is done by convolving the host galaxy images with a 2D Moffat function derived from the 1D profile of the PSF stars observed simultaneously with the QSOs, and assuming circular symmetry of the PSF, which is accurate enough for the present purpose (see Fig. 3.3). Even with the degraded resolution, it is still meaningful to separate the spectra into spatially resolved elements of different parts of the galaxy, such as spiral arms, bulge or halo. Several examples of extraction are given in Fig. 3.4 for the $H\beta$ -[OIII] spectral region. These spectra are analyzed in Sect.3.6.

3.5 Spectral analysis

Before any analysis, we correct the spatially resolved spectra for reddening, assuming a theoretical Balmer decrement $H\alpha/H\beta = 3.1$ if the region is ionized by the nucleus, and $H\alpha/H\beta = 2.85$ if it is ionized by stars, using the Whitford reddening curves (Miller et al. [93]). The forthcoming detailed analysis focuses on the gaseous properties of the galaxies only, as the S/N for absorption lines is too weak.

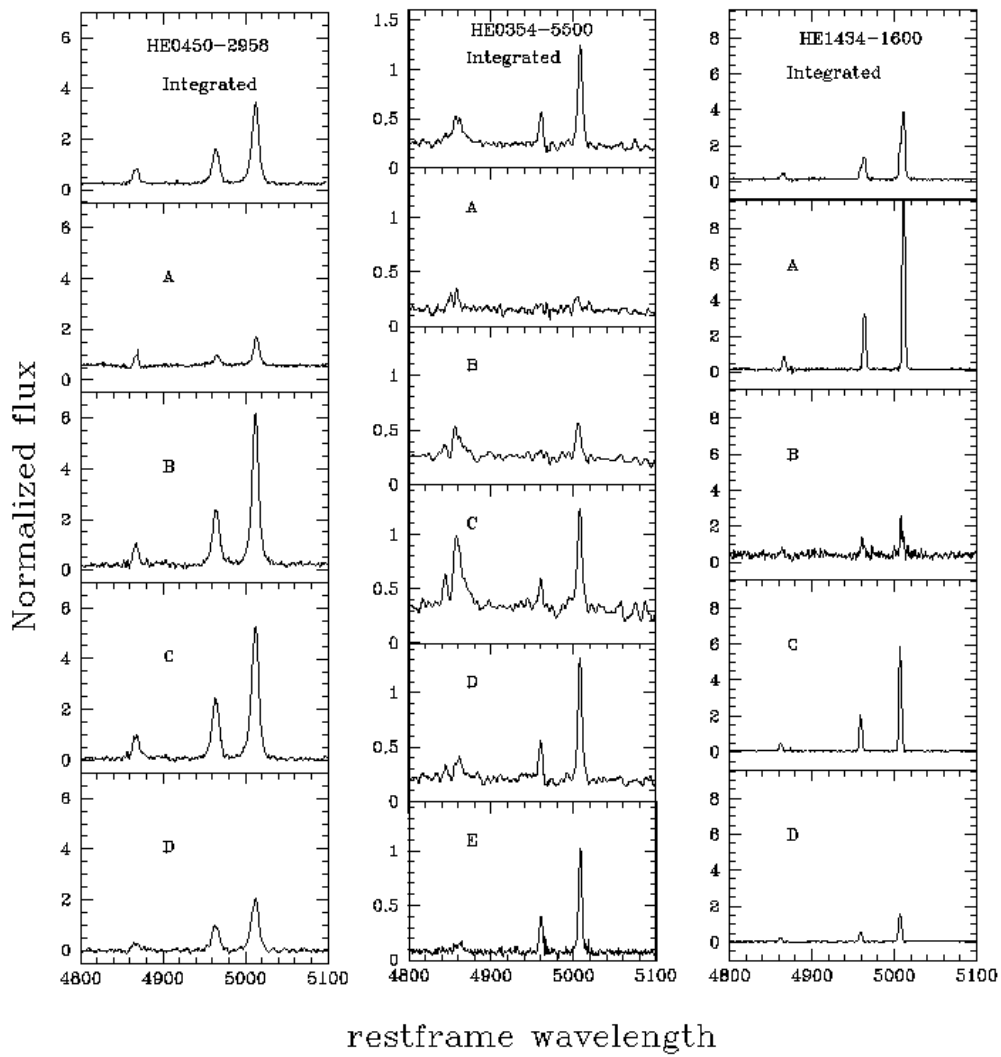


FIG. 3.4 – Spatially resolved spectra of several objects around $H\beta$ -[OIII]. Each column scopes different regions of the QSO environment. These regions are labeled A-E and defined in Fig. 3.11, 3.14 and 3.16.

3.5.1 Diagnostic diagrams

A diagnostic diagram uses line ratios to distinguish between the main ionization sources of the emitting gas, i.e. star formation, ionization by the QSO radiation or by shocks, as suggested by Baldwin et al. [7] and Veilleux & Osterbrock [134]. These diagrams were revised by Kewley et al. [62], who added a *composite* region, that is, a region in the diagram where the ionization process is due to a mixture star formation and QSO radiation. The fluxes in the main emission features are measured from the spectra of the different galactic regions, as defined in the previous section. We then compute the emission line ratios $[\text{OIII}](5007)/\text{H}\beta(4861)$, $[\text{NII}](6583)/\text{H}\alpha(6563)$ and $[\text{OII}](3727)/[\text{OIII}](5007)$ for each region and plot them in diagnostic diagrams.

Each region is differently affected by uncertainties in the measurements and so should have its own error bar. For clarity, when these uncertainties do not vary much from region to region, we only put one global error bar, which is representative of the different regions. Otherwise, specific error bars are displayed for each region.

Up to now, such diagnostic diagrams had only been used for Type 2 AGNs (i.e. narrow-line AGNs) and for the central regions of Type 1 (broad and narrow-line) AGNs. As far as we know, this is the first time that the hosts of Type 1 QSOs are analyzed with such diagnostic diagrams, except in Letawe et al. [70] where the diagnostic diagrams are constructed from the integrated spectra.

3.5.2 Radial velocity curves

A very useful tool in the investigation of a QSO host is the radial velocity curve. We construct such a curve by comparing the wavelength shifts of some emission lines (e.g., $\text{H}\alpha$ or $[\text{OIII}]$) for every pixel along the slit. Then we transform the shifts in relative velocities with respect to the central QSO. An analysis of the velocity distribution of the host relative to the QSO is often fruitful to understand global tendencies in the dynamics and to model the mass distribution in the host. All the radial velocity curves and their analysis can be found in Letawe et al. [70]. Some of them are discussed in Sect.3.6.

3.5.3 Line fits

The $\text{H}\alpha(6563\text{\AA})$ line is partially blended with the neighboring $[\text{NII}]$ lines (at $\lambda 6548\text{\AA}$ and $\lambda 6583\text{\AA}$). In order to get accurate values for the line positions, widths and intensities, we model them as a sum of gaussian profiles.

The two $[\text{NII}]$ lines have a theoretical intensity ratio of

$$\frac{I([\text{NII}](6583))}{I([\text{NII}](6548))} = 3, \quad (3.4)$$

according to Osterbrock [97]. This ratio is kept fixed in the fit as it only depends on the atomic structure and not on the astrophysical environment. Moreover, both widths are set equal because the $[\text{NII}]$ emissions arise from the same region, characterized by the same temperature and velocity distribution.

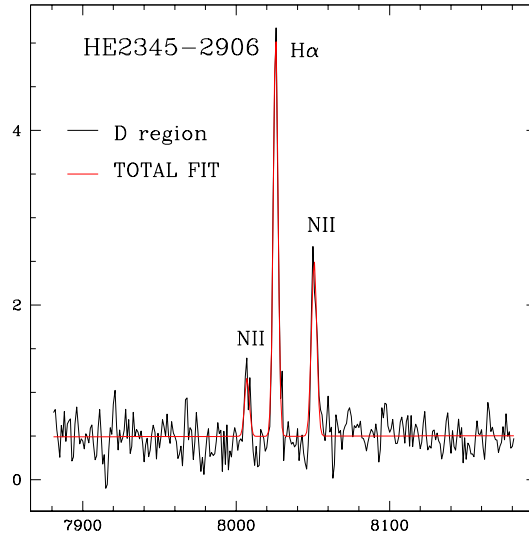


FIG. 3.5 – Spectral modelling of the the D region in HE 2345 – 2906. The modeling of the spectrum by three gaussians and a linear continuum gives a very good fit.

These emission lines are generally superimposed on a stellar spectrum, consisting in a continuum plus absorption lines. In all the cases analyzed, the emission lines are so strong compared to the continuum that the latter can be locally approximated by a straight line, thus neglecting stellar absorptions and continuum curvature.

Taking these constraints and assumptions into account, we fit the spectrum around $H\alpha$ using a sum of a linear continuum and three gaussians with two restrictions on the parameters : the intensity ratio between the [NII] lines as well as their widths. Some of the spectra are very well fitted by this method (see Fig. 3.5 for an illustration), but this fit turns out to be unsuccessful for some regions located far away from the nucleus in HE 0354–5500, HE 0450–2958, HE 1503+0228 and HE 0306–3301.

The three-gaussians model described above is unable to fit the data around the $H\alpha$ line in those regions, and an additional broader component is necessary. Adding a fourth gaussian generally allows to get an acceptable fit.

This fourth gaussian is much broader than the other components and its width is similar to that of $H\alpha$ in the QSO spectrum. We further test this similarity by assuming that the broad component has exactly the same profile as the QSO $H\alpha$ line. Under such an assumption, we proceed to fit the spectrum in two steps :

- *Step 1* : we fit the $H\alpha$ line of the central QSO spectrum by a sum of two gaussians (see Fig. 3.6) ;
- *Step 2* : we fit the spectra of the host regions by a sum of 5 gaussians : 3 gaussians to account for the narrow $H\alpha$ and [NII] lines with the constraints described above. The two remaining gaussians are obtained from the fit of the QSO $H\alpha$ line in the *Step 1*. Their parameters are

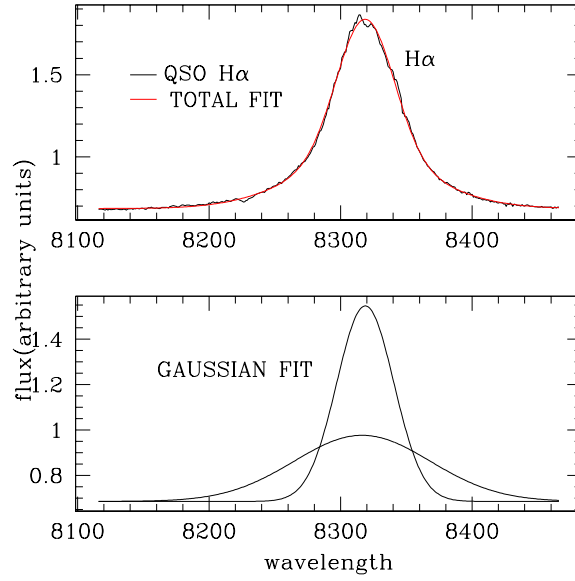


FIG. 3.6 – The fit of the QSO $H\alpha$ line of HE 0354–5500 by two gaussians.

constrained to have the same shape as the QSO $H\alpha$ line : the intensity ratio, the shift between the centers and the widths are fixed. So, the only free parameters are the global intensity and the center the line.

However, we have to make sure that this broad line is not due to an imperfect subtraction of the QSO spectrum and that it indeed corresponds to a real feature.

The major source of error in deconvolution is the quality of the PSF. However, we have tested that changing the PSF within reasonable limits does not remove this broad component. Moreover, if the broad line did arise from an imperfect subtraction of the QSO spectrum, it would most likely appear in all the regions of the host, because each wavelength is deconvolved independently in the spatial direction. But this broad component only appears in some regions, always located quite far from the nucleus.

In most instances, the broad component appearing in the host spectrum is redshifted in wavelength with respect to the QSO emission line, while an improper subtraction of the QSO spectrum would have most likely left a line at the same wavelength as in the central QSO.

We have also tested if the use of Lorentzian profiles could improve the fit to the data, as one might expect that the broader Lorentzian wings would weaken the need for an additional broad $H\alpha$ component. However, it turns out that a combination of Lorentzians does not provide an adequate fit. Lorentzian profiles can be used to fit the spectra of some AGN when they have broader wings (Veilleux [135]), but in our case, the spectra are coming from different parts of the host galaxy and not from the AGN itself (the QSO spectrum has been removed). In such a case, the emissions lines are expected to be gaussian-shaped and, indeed, gaussians are found to provide satisfactory fits in the majority of the cases (with the notable exception of those – remote – regions presenting a broad component).

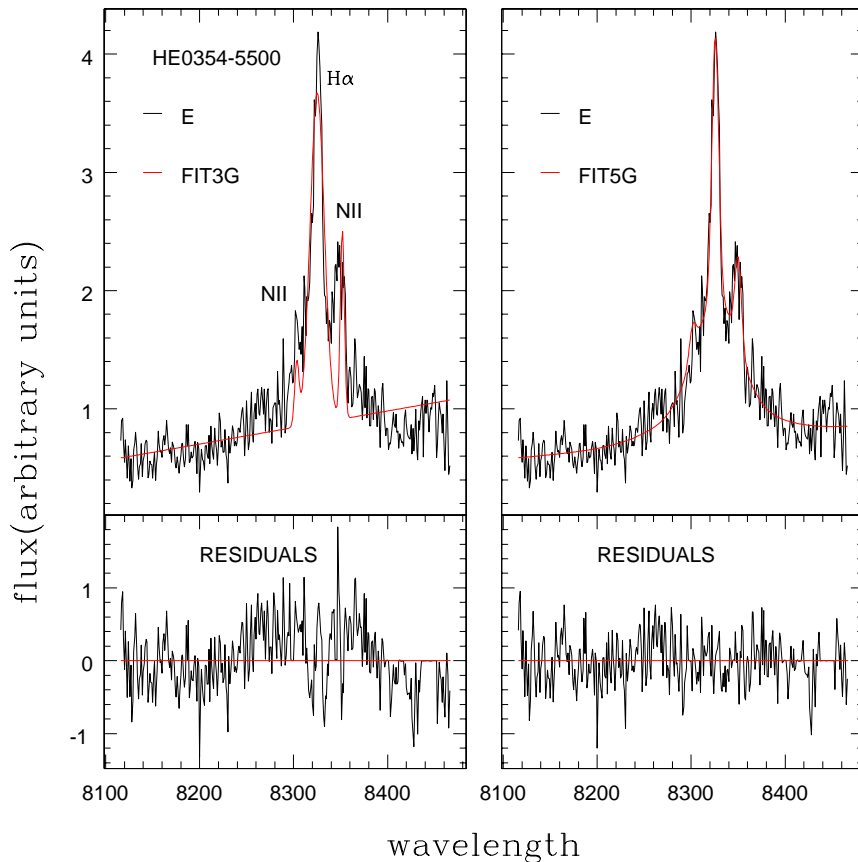


FIG. 3.7 – Left : 3-gaussian fit of the E region around the $H\alpha$ line in HE 0354–5500, along with its residuals. Right : 5-gaussian fit, and residuals. Including a broad line with the QSO characteristics considerably improves the total fit of the $H\alpha$ –[NII] region.

The improvement of the residuals of the fit when we add the QSO-like component in the case of HE 0354–5500, is shown in Fig. 3.7.

3.5.4 About the origin of the broad $H\alpha$ line

Which mechanism causes broad lines to be present in the spectrum of the host galaxy ? The same kind of phenomenon is known in the radio galaxy *Cygnus A* (Ogle et al. [95]), the Seyfert 2 galaxies NGC 1068 (Simpson et al. [125]) and NGC 4388 (Shields & Filippenko [122]), and in luminous infrared galaxies (Tran et al. [130]). In all those cases, the nucleus light is obscured or unobserved but emission coming from the nucleus is either reflected by dust or scattered by free electrons (for simplicity, we shall call it the reflected light). This reflection (or scattering) causes the light to be polarized. Spectro-polarimetry is then a good way to observe reflection of the nuclear emission in unresolved objects, and the analysis of the polarized reflected light allows to study indirectly some properties of the nucleus, such as its orientation or luminosity, while not being able to observe it directly because of dust obscuration (Antonucci [3]).

A few cases of broad MgII or H β line reflection, observed with direct spatially resolved spectroscopy, are reported in Dey & Spinrad [33] and Cid Fernandes et al. [23], but, once more, only for Type 2 objects (for which the contrast host/QSO is much favourable than in Type 1 QSOs). In our case, only the H α line is strong enough to be detected by reflection in some regions of the QSO environment.

In our sample of Type 1 QSOs, the similarity between the observed broad H α lines in the host galaxy and the corresponding QSO H α lines clearly suggests that reflection or scattering might be the explanation. The main characteristics of the reflected broad lines are listed in Table 3.2 which gives :

1. The relative velocity shift of the reflected line with respect to the QSO emission line. A shift between the centers of the reflected H α line and the QSO emission line clearly appears in some regions. In Table 3.2, all those shifts have been transformed in relative velocity Δv . Error bars on the measured shifts are estimated by shifting the center of the broad H α until the fit becomes unacceptable. In a basic case of reflection, a shift between the emitted and the reflected light is interpreted in terms of motion of the reflecting medium. Thus, a shifted broad line reveals the presence of some material in motion with respect to the QSO. The fact that all shifts are positive shows that the reflecting medium is moving away from the QSO. The observed shift Δv is linked to the expansion velocity v_{exp} of the scattering particles in a resolved region of the host by the formula

$$\Delta v = v_{\text{exp}}(1 - \cos \theta),$$

where θ is the angle between the direction of motion of the reflecting medium and the line of sight.

Consequently, the measured shift must be seen as a lower limit to the expansion velocity of the reflecting medium with respect to the QSO.

2. The flux ratio $R = \frac{F_{\text{reflected}}}{F_{\text{QSO}}}$, between the flux of the reflected H α broad line and the flux of the H α line in the QSO spectrum.
3. The equivalent width (EW) of the reflected line compared to the QSO emission line. If we assume that the medium reflects both the H α line and the underlying continuum, and that a stellar continuum may also be present, the reflecting regions must have an EW equal (if there is no stellar continuum) or smaller (in absolute value) than the QSO emission line. This is indeed the case.
4. The ratio $\frac{H_{\alpha}}{H_{\beta}}$, evaluated on the galactic narrow component of H α for the region containing the broad line, reveals the presence of dust, as reddening increases this ratio above the nominal value of 3.1 or 2.85, depending on the excitation mechanism.
5. The deduced electron temperature and an upper limit on this temperature. If the scattering is due to electrons, the reflected light must be broadened according to the random motion of the scattering electrons. In practice, we convolve the QSO H α line by a gaussian representing the

TABLE 3.2 – Characteristics of the reflected broad H α line in the spectrum of the host galaxies.

Object	Region	Rel. vel. (km s ⁻¹)	Flux ratio R	reflected H α /QSO H α EW	$\frac{H\alpha}{H\beta}$	$T_{e^-} - T_{max}(10^5 K)$
HE 1503+0228	A	+200 ⁺¹²⁰ ₋₂₈₀	$3.09 \pm 0.09 \cdot 10^{-3}$	71/345	5.38	2.27 – 6
HE 1503+0228	E	+200 ⁺²⁴⁰ ₋₂₈₀	$3.36 \pm 0.10 \cdot 10^{-3}$	98/345	4.28	5.55 – 12.8
HE 0306–3301	F'	+620 ⁺¹⁵⁰ ₋₁₅₀	$1.03 \pm 0.05 \cdot 10^{-3}$	280/365	-	0.73 – 1.88
HE 0354–5500	E	+458 \pm 180	$4.06 \pm 0.12 \cdot 10^{-3}$	117/116	3.66	1.02 – 4
HE 0450–2958	B	+745 ⁺²⁵⁰ ₋₂₈₀	$9.33 \pm 0.20 \cdot 10^{-3}$	422/558	3.49	0 – 1.35

electron velocity distribution (corresponding to a given temperature) and use this new profile instead of the QSO H α line in the 5-gaussians fit. The best fit gives an estimate of the electron temperature T_{e^-} . Increasing the electron temperature until the fit becomes unacceptable sets an upper limit T_{max} .

All regions containing a reflected line are faint in the HST images (except in HE 1503+0228), revealing a weak (if any) stellar continuum. Indeed, one might imagine that the reflected H α line may be present in many regions, but only observable when the stellar continuum is weak enough, that is, in low luminosity regions of the images.

It is hard to determine whether the phenomenon at work is mostly reflection by dust or scattering by free electrons. First, the $\frac{H\alpha}{H\beta}$ ratios in Table 3.2 indicate that all regions showing a broad H α line contain some dust. Second, all fits with zero broadening can be considered acceptable, which shows that dust reflection is a viable hypothesis. On the other hand, in all objects except HE0450–2958, the best fit is obtained with a line having a non-zero broadening, which points towards electron scattering. Moreover, the temperatures obtained under the assumption of electron scattering appear reasonable and consistent with the estimates of Dey & Spinrad [33] ($T_{e^-} \approx 3.10^5 K$). Finally, all the spectra of these regions show high ionization lines, which indicates that free electrons are present. It is thus very difficult to decide between the two different alternatives. Both may contribute to various degrees in different objects.

3.6 Results on individual objects

The main characteristics of the host galaxies³, as derived from the HST images, are summarized in Table 3.3. The individual cases are discussed below. We start by the least powerful nuclei, HE 1503+0228 and HE 2345–2906, and proceed in order of increasing nuclear luminosity.

3.6.1 HE 1503+0228

The analysis of this object has already been presented in Courbin et al. [28]. The HST images confirm their conclusions, but bring significant additional information.

³The bulge ellipticity is defined in terms of our analytical model by $\epsilon = \frac{B-A}{(B+A)\cos(2\theta)}$, where $\theta = 0.5 \arctan(\frac{C}{B-A})$.

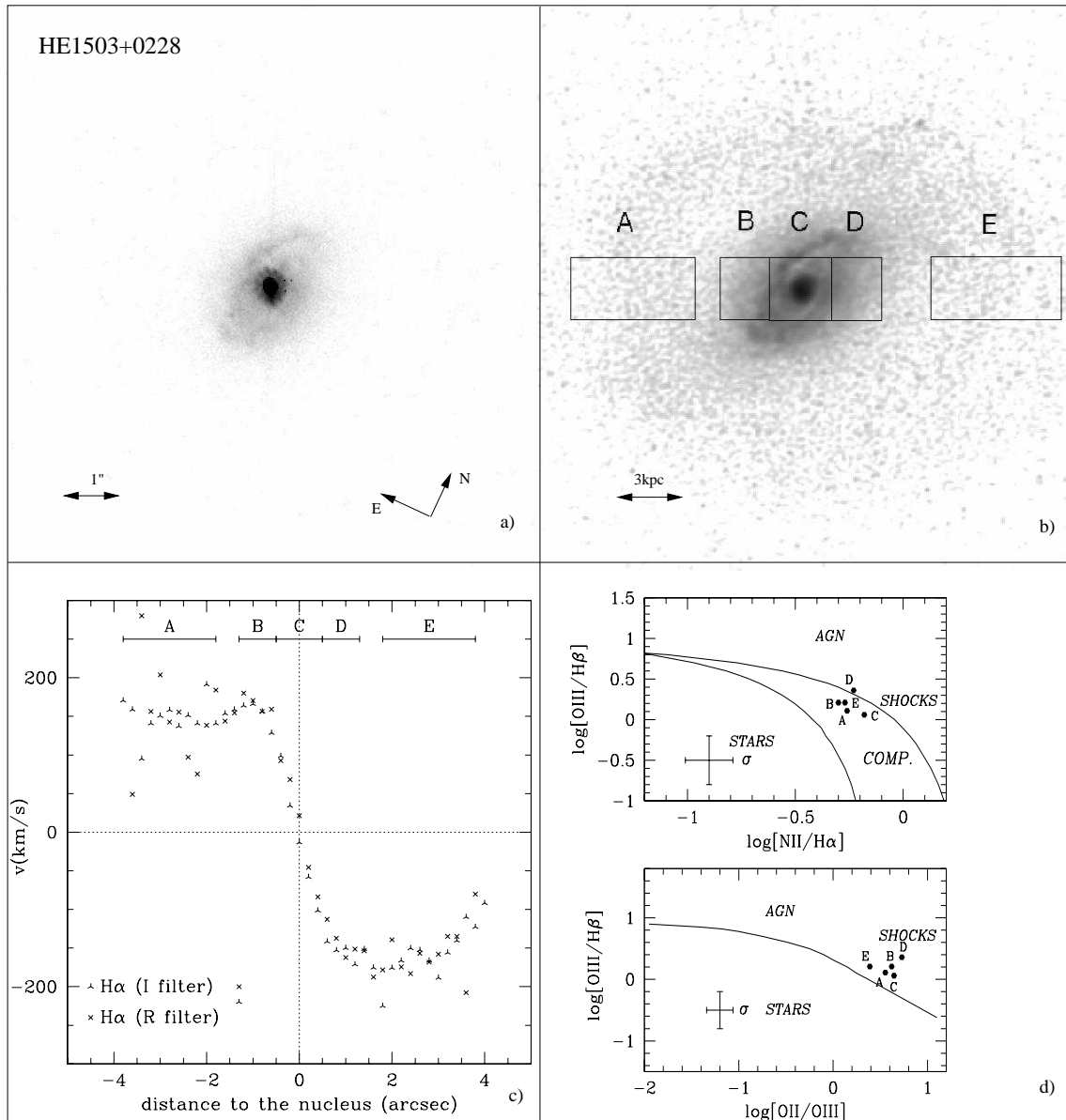


FIG. 3.8 – HE 1503+0208. a) Reduced image. b) Deconvolved host galaxy with the different slits used to extract the spatially resolved spectra in overlay. The image reveals a regular spiral host surrounded by a kind of halo, which could be wider spiral arms, as suggested by the spectral analysis. c) Radial velocity curve. d) Diagnostic diagrams.

TABLE 3.3 – Global properties of the host galaxies. Morphology, nucleus to host luminosity ratio (N/H), bulge ellipticity (bulge ell.) and orientation of the main axis counted positive East of North (θ in degrees). HE0450–2958 is not listed, as no host was detected.

Name	Morphology	N/H	bulge ell.	θ
HE 1503+0228	Spiral	1.9361	0.0116	10
HE 2345–2906	Spiral	0.9039	0.0294	–43
HE 1434–1600	Ellipt.	1.7833	0.1698	–29
HE 0306–3301	Spiral	7.4079	0.3921	37
HE 0354–5500	Spiral	2.1568	0.2534	–101

At first sight, the host of HE 1503+0228 seems to be a quite mundane spiral galaxy (Fig. 3.8). However, the deconvolved image reveals a faint, extended component with approximately circular symmetry, surrounding the whole system at ≈ 6.5 kpc from the center.

As can be seen from Fig. 3.8, the different regions are clustered in the same area of the diagnostic diagram, indicating a mix of ionization by shocks and by stars. However, this faint extended component (regions *A* and *E*) differs from the bulge and from the inner arms in that it shows a broad $H\alpha$ component superimposed on the narrow emission lines and on a significant continuum. Among all the broad reflected $H\alpha$ lines, those detected in HE 1503+0228 have the smallest EWs. This suggests that the contribution of the stellar continuum to the total spectrum is significant. This conclusion is further supported by the fact that the spectrum around $H\alpha$ cannot be properly fitted with a 5-gaussian model. Taking into account a stellar $H\alpha$ in absorption allows to improve the fit (see Fig. 3.9). The χ^2 minimization leads to an EW of the absorption line of 11.5 Å for region *A* and 16.5 Å for region *E*, which is larger than generally found in integrated galactic spectra (see, e.g., [61], [131]). However, the S/N of our spectrum is rather low in regions *A* and *E*, so that the uncertainties are quite large (the one sigma uncertainty on the intensity of the absorption is about 35%). The large EW of the absorption line suggests that the stellar spectrum in these external regions is dominated by a young stellar population. This is consistent with the conclusion drawn from the diagnostic diagram, which shows a mix of ionization by shocks and by stellar light, and with the large Balmer decrement measured in these regions (Table 3.2). Indeed, if significant stellar $H\alpha$ is present in absorption, it should also be seen in $H\beta$. Such a stellar absorption should introduce a larger underestimate of the relatively weak $H\beta$ narrow emission line, when compared to the much stronger $H\alpha$ emission (thus explaining the high Balmer decrement measured in these regions).

The presence of a broad reflected line in the outer regions *A-E* and not in the inner ones *B-D* raises the following problem. Since these regions show otherwise similar spectra, with about the same ionization level, one could wonder how the QSO light can cross the inner spiral arms without being absorbed or reflected, to reach the outer regions, and be reflected there. The most natural explanation seems to be that these outer reflecting regions are not located in the galactic plane. This is supported by the deconvolved HST image, which shows that, while the inner region, containing the spiral arms, has a significant ellipticity, the outer part is much more circular. If it was located

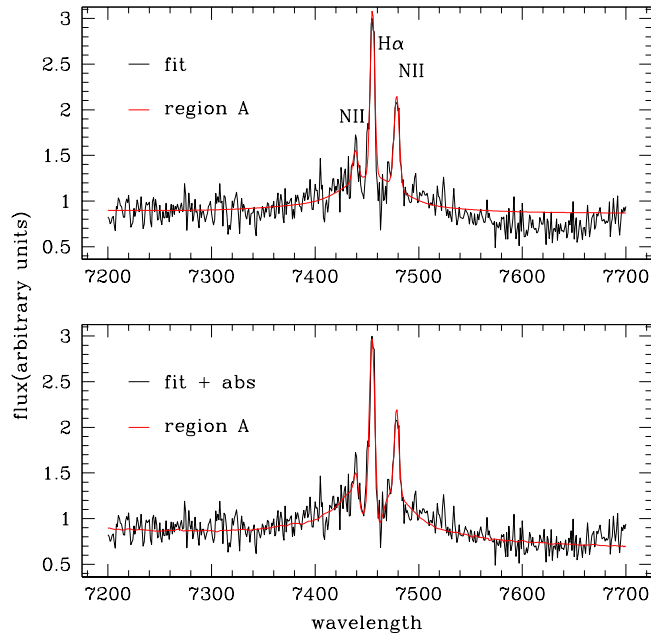


FIG. 3.9 – HE 1503+0228 : The 5-gaussians fit of the outer region (top image) is improved when a stellar absorption component is added (bottom image).

in the same plane, and had a circular symmetry, the inclination angle of the galactic plane should introduce the same apparent ellipticity as for the inner region. Its circular morphology suggests that it is either in a different plane, close to the plane of the sky, or that it has a roughly spherical symmetry (e.g. a halo populated with young stars). These peculiarities are supported by the radial velocity curve (Fig.3.8), which shows a rather sharp drop in the outer *E* region (the spectrum is more noisy in the *A* region). This drop could be interpreted as due either to a rotation in a plane closer to the plane of the sky or to a geometry closer to spherical.

In the case of non active galaxies, outer rings surrounding spirals are supposed to be created either by gravitational interactions (merger, collision, or even tidal interactions by a neighboring galaxy), or by resonance effects with a bar, if any (Buta [18], Buta et al. [19, 20]). In our case, the peculiar geometry and spectra of HE 1503+0228's outer ring suggest that some gravitational interaction probably happened in the past (e.g. a minor merger or a tidal interaction with a passer-by). This past interaction might also be related to the ignition of the QSO activity.

3.6.2 HE 2345–2906

As seen from Fig. 3.10, the host is a barred spiral, with a prominent 8 kpc-long bar. Two spiral arms originate from the extremities of the bar and surround the close-to-spherical bulge. A wider and fainter arm, located 8 kpc from the center, surrounds the whole system. The diagnostic diagrams show that the emission regions lie in the *composite* region of the diagram, which means that the gas ionization is probably due to a mix of shocks, stellar light and QSO radiation.

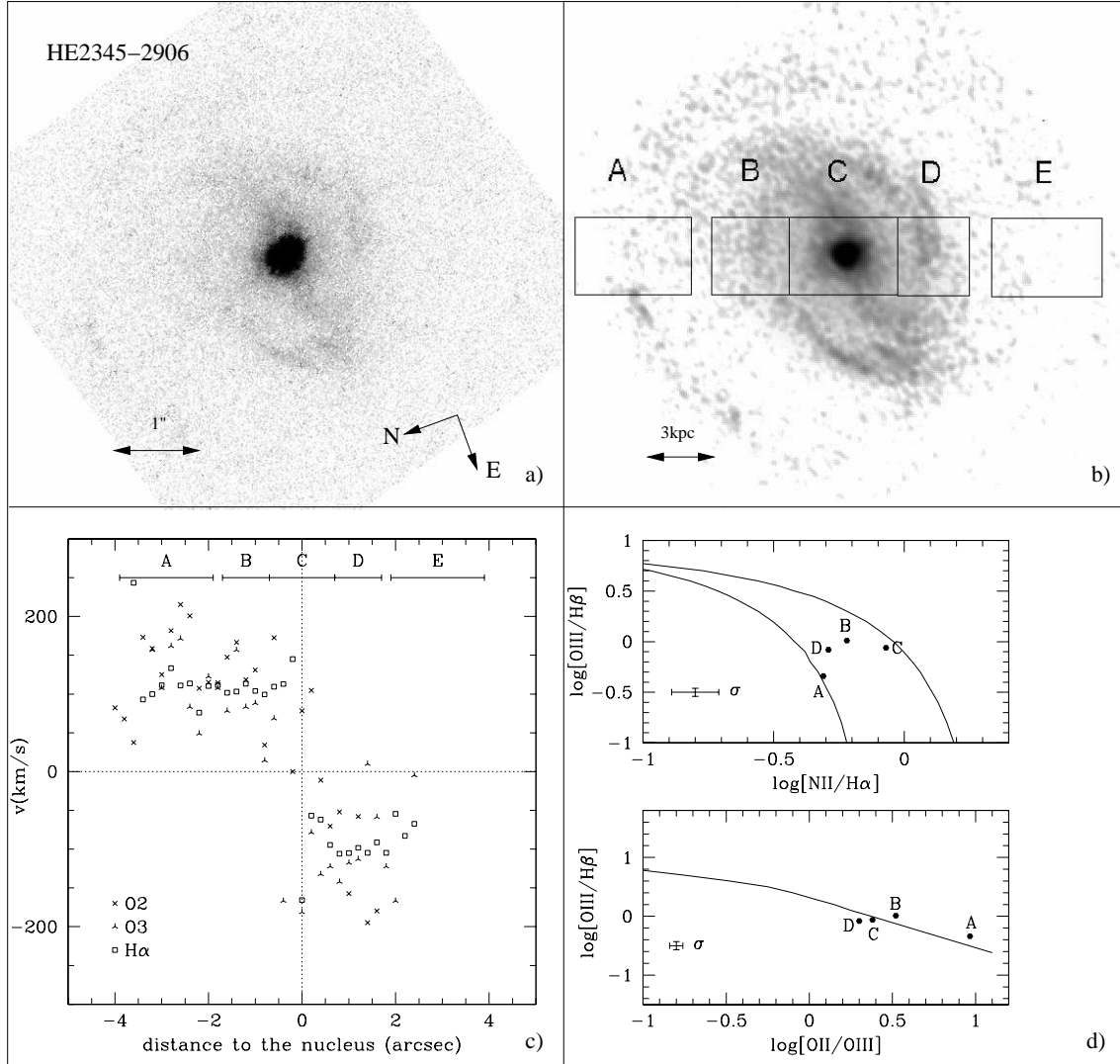


FIG. 3.10 – HE2345–2906. a) Reduced image. b) Deconvolved host galaxy with the slits in overlay. The host is clearly a barred spiral galaxy. Wider arms can be found ≈ 8 kpc from the center. c) Radial velocity curve. d) Diagnostic diagrams.

A bar in spiral host galaxies is often considered as an efficient means of funnelling matter into the central regions and feeding the AGN (e.g. Sellwood [112], Crenshaw [30]). As shown in Fig. 3.5, no broad reflected component is detected. Moreover, all the spatially resolved spectra are typical of a classical spiral galaxy.

3.6.3 HE 1434–1600

The spectra of this object were analyzed in Letawe et al. [68], and their results are confirmed by the present study.

The deconvolved image (Fig. 3.11) shows that, apart from the central QSO, the system is made of at least three components : (1) an elliptical host completely taken into account by our analytical

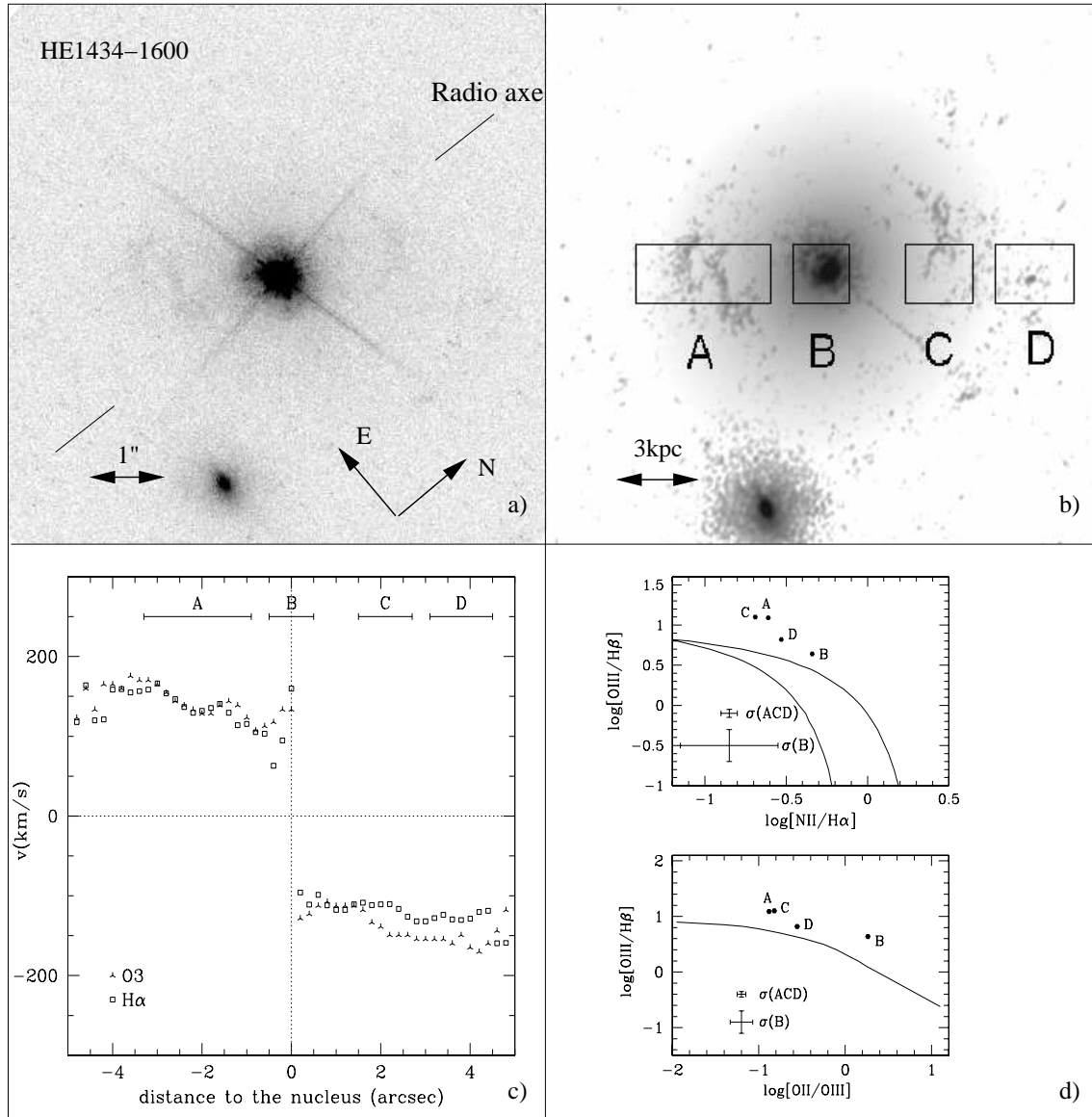


FIG. 3.11 – HE1434–1600. a) Reduced image with the axe of the two radio lobes (Condon et al. [26]) superimposed. b) Deconvolved host galaxy with the slits in overlay, revealing filaments on both side of the center, and an undisturbed neighboring elliptical galaxy. c) The radial velocity curve tells us about the motion of the gaseous filaments. d) Diagnostic diagrams.

model (whose central part corresponds to region *B*), (2) a neighboring elliptical galaxy, and (3) some filamentary structures (regions *A*, *C* and *D*) on both sides of the center and ~ 3 to 8 kpc far away from it. The ionization diagrams of Fig. 3.11 show that the filaments consist of gas highly ionized by the QSO. The central region *B* lies closer to the transition between ionization by shocks and by the AGN.

The analysis of the radial velocity curve (Fig. 15 of Letawe et al. [68]), enlightened by the ACS image, shows that the filaments are moving with respect to the central QSO, at a speed of at least 150 km/s (which is the measured radial velocity), and slightly increasing outwards. They most probably consist of gas blown away and accelerated by the QSO radiation.

The presence of extended regions of highly ionized gas in an elliptical galaxy is unusual. It might have been brought there by a past interaction (maybe related to the QSO ignition), and its presence is revealed to us only thanks to the QSO strong ionization field. The bipolar structure of the gas is probably related to an orientation effect of the QSO. Radio observations of HE 1434-1600 (Condon et al. [26]) reveal two lobes extending up to 980 kpc, North and South of the QSO, which is roughly the same orientation as the gaseous filaments (Fig. 3.11). Thus, the ionized gas might only be a part of the whole gas present the host galaxy.

3.6.4 HE 0306–3301

Figure 3.12 shows the deconvolved image of the host galaxy of HE 0306 – 3301. The deconvolution of this particular case has been harder to handle as the QSO is highly saturated and the central region affected by the loss of linearity extends to a larger area. This explains the residual spikes and apparent gaps around the very center.

At first glance, the host looks like a rather mundane spiral galaxy. However, deeper scrutiny reveals that this first impression is far from telling the whole story.

First, the spiral arms look asymmetric and are more prominent in the N-W part of the host. In this region, a compact source (that we shall call ‘the spot’) is found in (or close to) one of the spiral arms, at about 5 kpc from the QSO. A close-up on that region is shown in Fig. 3.12. It is well fitted by a point source, plus a faint extension in the direction of the QSO. In the V-band, the spot is about 1000 times fainter than the central QSO.

The diagnostic diagrams presented in Fig. 3.12 show that all regions contain gas whose ionization level is in the transition region between stellar and AGN (or shocks). There is a tendency for the ionization to increase from the S-E to the N-W, i.e. when crossing the galaxy in the direction of the spot and further away.

The VLT spectra are not deep enough to allow extracting the spectrum of the spot. However, they reveal a very unusual radial velocity curve over the whole galaxy (Fig. 3.12). The N-E side of the host has a rather constant velocity of $\approx 250 \text{ km s}^{-1}$ relative to the central QSO. However, when approaching the QSO position, in the inner 1 arcsec, the emission lines become resolved into two components. We have fitted two gaussians to separate these two components and find that, in

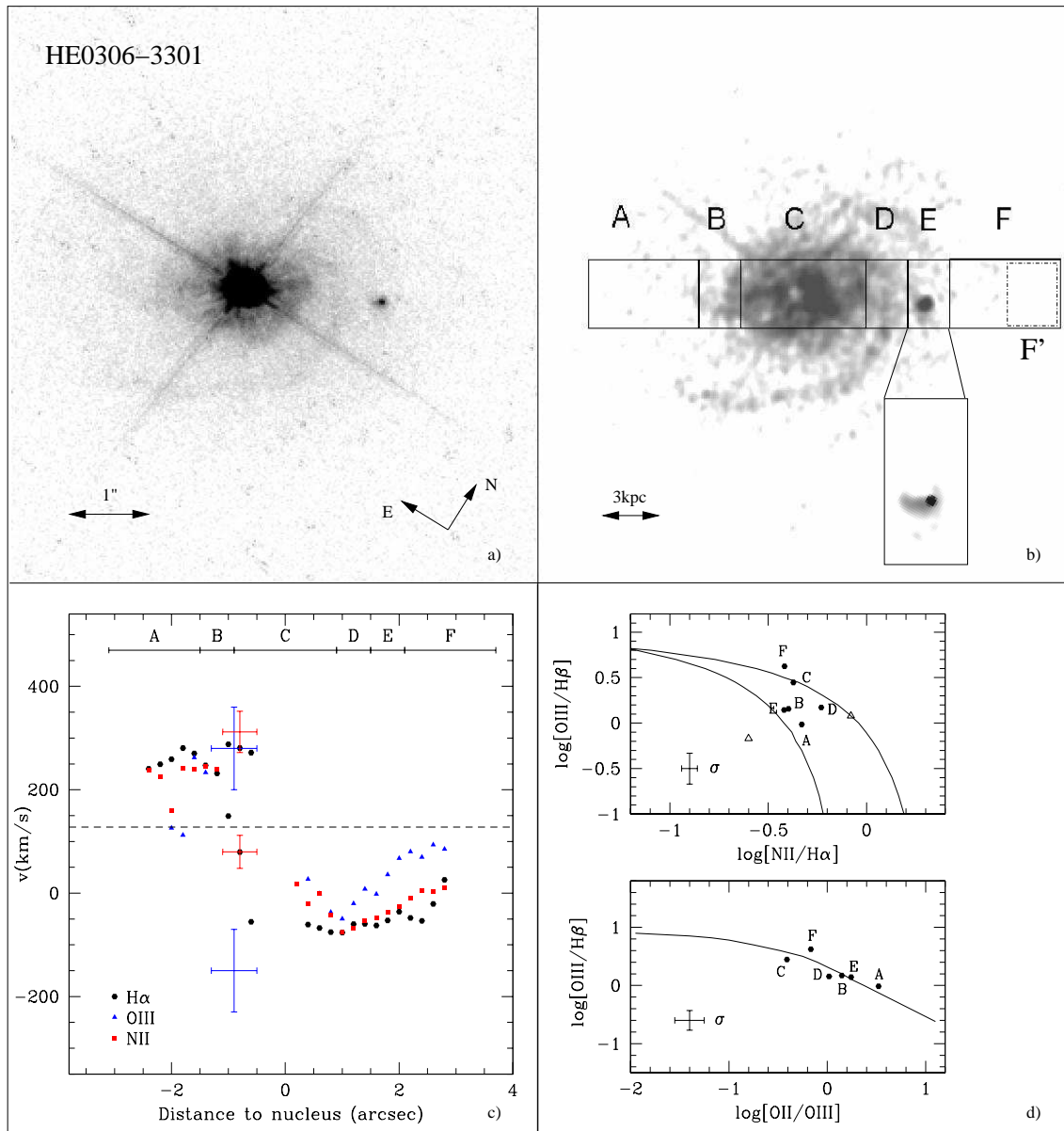


FIG. 3.12 – HE 0306–3301. a) Reduced image. b) Deconvolved host galaxy with the slits in overlay. As different smoothings had to be applied to the central regions and to the spot, a close-up of the spot with the appropriate smoothing is shown (with a point source). c) Radial velocity curve. In the region around -1 arcsec, the emission lines are resolved into 2 components. For $H\alpha$, the velocities of the 2 components are indicated. For the other emission lines, they are summarized by the crosses whose height corresponds to the range spanned by the measured velocities. The noise in the curve and the few discrepant points are due to the weakness of the emission lines. d) Diagnostic diagrams. The different ionizations measured on the separated components in the B-C region are indicated by open triangles.

all three main emission lines, i.e. $H\alpha$, [NII] and [OIII], the highest velocity component remains at about the same velocity as in the outer regions. Its position in the diagnostic diagrams shows a mix of ionization sources, as found in the other regions of the galaxy. The lowest velocity component displays radial velocities approaching zero in the QSO rest frame, as well as an ionization degree typical of star-forming regions.

The depth of the spectra does not allow to build a radial velocity curve based on the absorption lines. However, an average absorption lines radial velocity is determined on each side of the QSO by correlating the host spectrum with a template spiral galaxy spectrum in the spectral region between the [OII] and $H\beta$ lines, which is devoid of measurable emission lines. We obtain $+175 \text{ km s}^{-1}$ for the S-E side and $+80 \text{ km s}^{-1}$ on the N-W side, towards the spot. The error bars are of the order of 50 km s^{-1} . This means that the average velocity of the bulge stars is shifted by $\sim 130 \text{ km s}^{-1}$ with respect to the QSO.

Velocity shifts between different QSO emission lines are common, QSO lines being generally blueshifted with respect to their host galaxy restframe. One can thus wonder how to obtain a reliable measurement of the QSO redshift. This question was investigated by Letawe et al. [70], who compared the velocity shifts of different QSO emission lines with the host galaxy radial velocity, in five cases of spiral hosts with regular morphology and symmetrical rotation curves. In such cases, the host redshift can be determined accurately and without ambiguity. They found that, in these symmetrical cases, the velocity measured from the tip of the QSO $H\alpha$ and $H\beta$ emission lines agrees with the host velocity, while the bulk of these lines indicates a blueshift (related to the well-known extended blue wing). Narrow QSO emission lines are also generally blueshifted.

Following Letawe et al. [70], we have used the tip of the $H\alpha$ and $H\beta$ emission lines to estimate the QSO redshift. When compared to the results of Letawe et al. [70], which show an average velocity shift compatible with zero and a scatter of about 20 km s^{-1} , the 130 km s^{-1} difference found in this case is clearly an outlier. The velocity difference we measure between the QSO and the bulge of its host galaxy can be considered secure at the 6σ level.

Considering now the radial velocity curve on the N-W side of the QSO, Fig. 3.12 shows that all three emission lines indicate roughly the same velocity in the inner 1 arcsec, $\sim -50 \text{ km s}^{-1}$ with respect to the QSO, or $\sim -180 \text{ km s}^{-1}$ with respect to the average velocity of the stars. Then, the radial velocities of the three emission lines start to increase at different rates. The [OIII] emission line increases first, followed by [NII] and then by $H\alpha$. The differences are significant and maximal at $\sim 100 \text{ km s}^{-1}$, in the region of the spot. Figure 3.13 shows the flux in these three emission lines as a function of distance from the QSO. It shows that, in the region where the radial velocities disagree, the flux distribution is very different in the three lines. $H\alpha$ is maximal and [OIII] minimal at about $1.5''$ from the QSO, i.e. close to the spot. [OII] has intermediate strength. This is typical of a star formation region. Note that the absolute magnitude of the spot, as determined from the HST image, amounts to $M_V \sim -17.3$, which is also rather typical of starburst galaxies (Cox [29]). The spot might thus correspond to the core of an intense star-forming region.

Moving further away from the QSO, the radial velocity curves tend to converge to roughly the

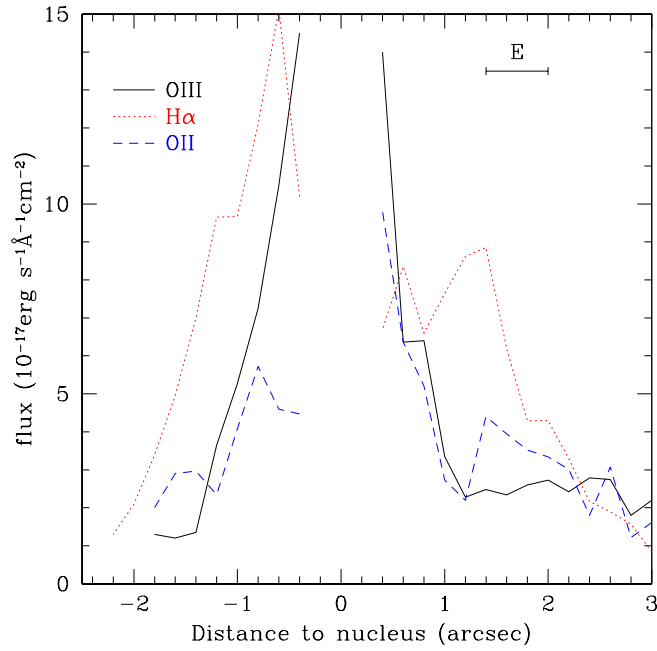


FIG. 3.13 – HE 0306–3301 : measured flux in the host galaxy spectrum for different emission lines ([OIII], [OII] and $H\alpha$) as a function of distance from the QSO. The region *E* corresponding to the spot is indicated.

same value, $v \sim +120 \text{ km s}^{-1}$ with respect to the QSO. The narrow emission lines become quite weak in this region which, in its outermost part (labelled *F'* in Fig.3.12), also displays a broad (reflected) $H\alpha$ line. Combining the radial velocity shifts measured on the narrow lines and on the reflected broad line indicates that the reflecting medium is moving away from the QSO at a speed $v \sim 370 \text{ km s}^{-1}$, and at an angle $\theta \sim 70\text{deg}$ with respect to the line-of-sight.

We are far from fully understanding the origin of all the peculiarities found in this QSO host galaxy. The discrepant velocities measured from different narrow emission lines may be due to the fact that several gas clouds with different ionization stages contribute to the spectral emission in some regions of the host. In other regions, their velocities are sufficiently different for the different components to be resolved. Moreover, the strange behaviour of the radial velocity curve in the region of the spot, as well as the velocity shift between the QSO and the galactic bulge, indicate that this system is undergoing violent phenomena, which might be related to a collision between two galaxies whose images are superimposed on the plane of the sky.

3.6.5 HE 0354–5500

The HST image (Fig. 3.2) reveals a distorted host galaxy, with the probable presence of a few spiral arms, as well as an extended structure to the North, suggestive of a (nearly edge-on?) galaxy in violent interaction with the host.

The diagnostic diagrams (Fig. 3.14) show that the source of ionization changes as one moves

along the slit, from the S-E (region *A*) to the N-W (region *E*) with a more important contribution from stellar light on the S-E parts (opposite to the colliding galaxy), a mixture of sources in the central regions and ionization completely dominated by the AGN in the N-W region *E*.

Figure 3.3 shows that region *E* may contain some contribution from the two colliding galaxies. However, its spectrum displays only emission lines, with no detectable continuum. Moreover, these emission lines extend to the outer regions, where no flux is measured on the HST image. We thus conclude that the spectrum is completely dominated by emission from AGN-ionized gas. The radial velocity curve shows velocities increasing from +300 to +550 km s⁻¹, as one moves away from the center.

Moreover, the spectrum of this region *E* displays a clear broad component in the H α emission (Fig. 3.7). This may be interpreted as either reflection of the QSO light by dust, or scattering by free electrons. The relative velocity of this broad component with respect to the QSO is $v = +460$ km s⁻¹, which is close to the average radial velocity measured on the narrow emission lines. This near equality shows that the gas moves away from the central QSO, in a direction opposite to us, and at an angle ~ 45 deg with respect to the line-of-sight.

Combining these two pieces of informations leads to the plausible interpretation that region *E* contains gas blown away by the AGN radiation. The radiation pressure, acting continuously as the gas moves away from the center, produces a continuous acceleration and a speed increasing from about 400 to 600 km s⁻¹ in the region where we can measure it (i.e. outside the visible image of the host galaxy).

This expanding cloud of ionized gas also scatters the QSO light. As it displays a range of velocities, the electron temperature, measured from the broadening of the H α line (Table 3.2), must be considered as an upper limit. However, this range of velocities (~ 200 km s⁻¹) is too small to sufficiently broaden the line, as ~ 2000 km s⁻¹ would be required.

Other interesting features appear in the bulge region. The H β line displays a complex structure (Fig. 3.15, top right), which can be interpreted as the sum of several components moving at different speeds. Indeed, the deconvolved HST image (Fig. 3.15, left) shows, next to the bulge, three bright regions which, because of the spread of light due to the seeing, cannot be separated in the VLT spectra. Figure 3.15 shows that the H β line can be fitted by 4 gaussians, which is also the number of emission regions seen on the HST images.

Due to the presence of the [NII] lines, the H α profile is not easy to interpret. However, Fig. 3.15 shows that a model with the same components as detected in H β can provide a satisfactory fit of the observations.

On the other hand, only the strongest component is detected in the [OIII] lines. As this component is at the same radial velocity as the QSO, it probably corresponds to the bulge. Its position in the diagnostic diagrams (region *C*) shows a mixture of ionization sources, with a dominant contribution by shocks. On the other hand, the other components, with no detectable [OIII], should be dominated by stellar ionization. They probably correspond to starbursts initiated by the galactic collision, which might also be the cause of the QSO ignition.

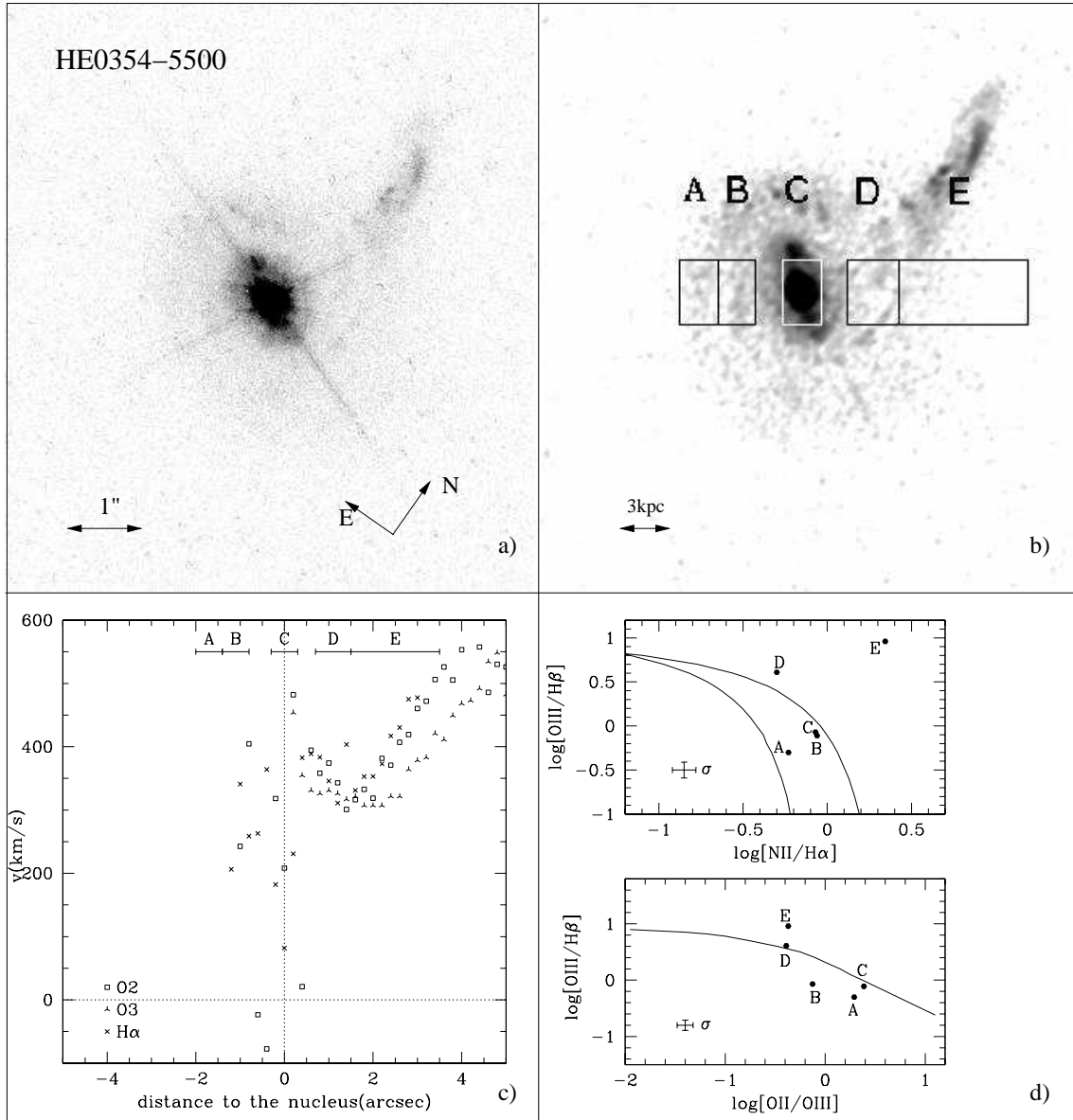


FIG. 3.14 – HE0354–5500. a) Reduced image. b) Deconvolved image with the slits in overlay (a zoom on the bulge is presented in Fig.3.15). c) Radial velocity curve. d) Diagnostic diagrams.

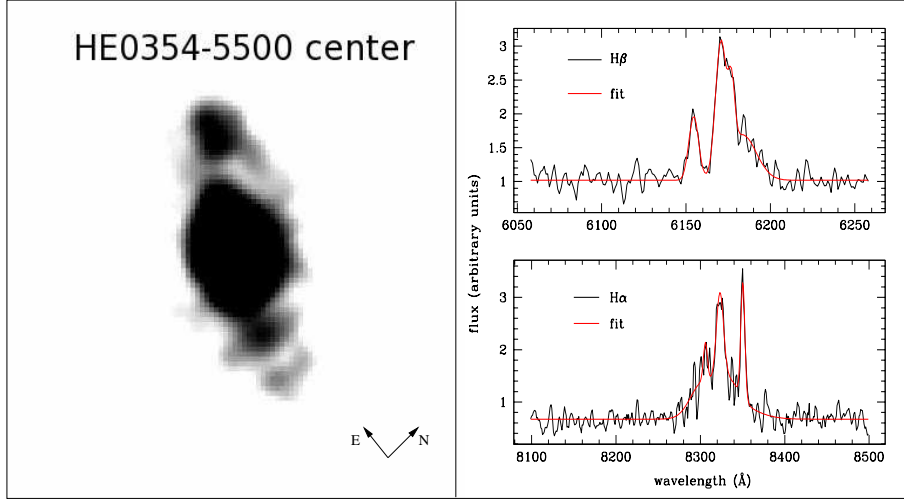


FIG. 3.15 – Left : deconvolved central region of HE 0354-5500 revealing different bright areas. Right : fit of the spectrum of the central region *C* (see Fig.3.14) around $H\beta$ (top panel) and $H\alpha$ (bottom panel).

3.6.6 HE 0450–2958

This very special case (Fig. 3.16) has been analyzed in Magain et al. [83]. No host is detected on the HST images, which allow to set an upper limit implying that it is underluminous by a factor of at least 6 for a QSO of that absolute magnitude. Merritt et al. [90], noting that the QSO spectrum displays rather narrow broad emission lines, suggest that the black hole might be of rather low mass, but with a high accretion rate.

A companion galaxy is found at about 7 kpc S-E of the QSO. It has a strongly distorted shape, probably resulting from a collision. Careful removal of the QSO light reveals a compact emission region (*C*) right next to the QSO. The size of this object is ~ 1 kpc and its spectrum shows that it consists of gas ionized by the QSO, with no detectable stellar continuum.

The diagnostic diagrams in Fig. 3.16 (bottom) show the clear separation between the companion galaxy spectrum and the other regions. The companion galaxy ionization is due to a mixture of star formation and shocks, whereas the other regions appear to be ionized by the QSO itself. This result tends to favour the view that, if there is star formation near the QSO, it is much weaker than the contribution of the ionization by the AGN.

A broad $H\alpha$ component is detected in the *B* region (Fig. 3.17), in between the QSO and the companion galaxy. Its shift relative to the QSO $H\alpha$ line center corresponds to a relative velocity of $+745 \text{ km s}^{-1}$, the highest one measured in the present study. It has no relation either with the velocities measured in the companion galaxy, which range from -60 to $+200 \text{ km s}^{-1}$ relative to the QSO. It is also completely different from the radial velocity measured from the narrow emission lines ($+160 \text{ km s}^{-1}$). Assuming that the matter responsible for the narrow line emissions and for the reflection (or scattering) of the QSO light share the same motion (it may indeed belong to the same gas cloud), we can combine the two measured radial velocities to derive a speed of $\sim +900 \text{ km s}^{-1}$

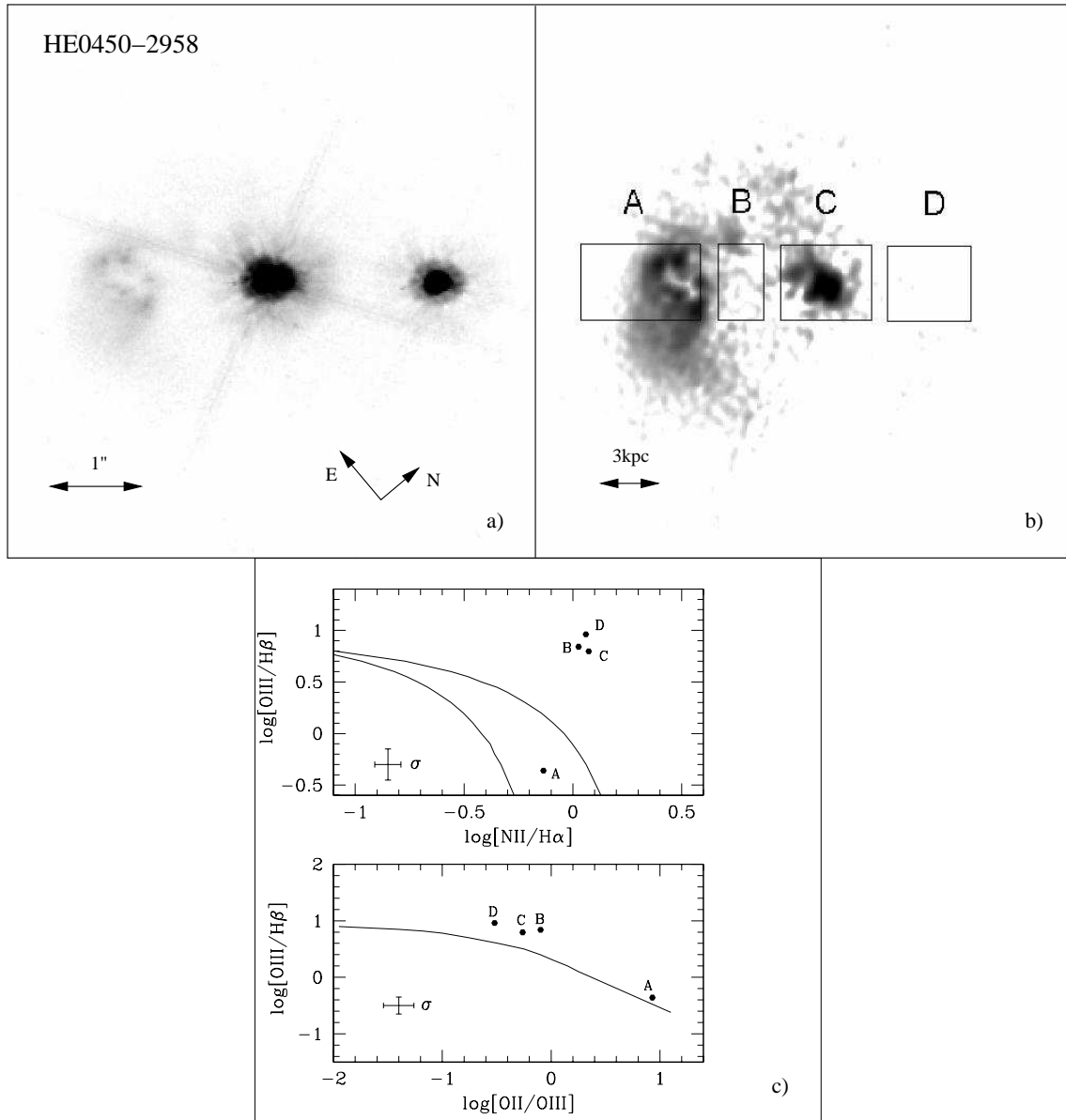


FIG. 3.16 – HE 0450-2958. a) Reduced image. b) Deconvolved image with the nucleus and the star removed thanks to the deconvolution process. c) Diagnostic diagrams.

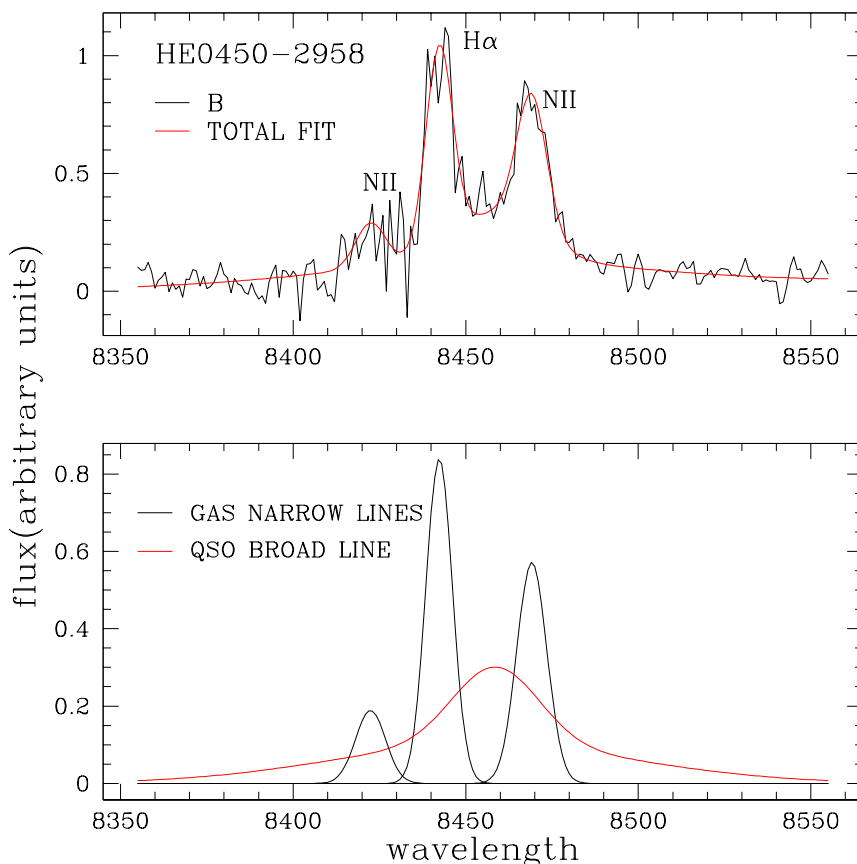


FIG. 3.17 – Top image : fit of the region *B* in HE 0450–2958 around the H α line. Bottom image : the different lines fit. The broad H α line is strongly shifted compared to the narrow line.

and an angle of $\theta \sim 80$ deg. Thus, this gas moves away from the QSO and towards the companion galaxy, in a direction close to the plane of the sky and at a speed close to 1000 km s^{-1} . This is one more indication that the system is undergoing violent interactions and that this powerful QSO has a profound influence on its large-scale environment.

3.7 General conclusions

The present study has shown that :

1. A joint analysis of spatially resolved VLT spectra and high-resolution HST images, both carefully processed with the MCS method, is a powerful way to characterize the QSO host galaxies ; it allows to discover phenomena which would not be accessible through imaging or spectroscopy alone.
2. The H α line, in regions far away from the center, has a broad component due to reflection of the nuclear light by dust or scattering by free electrons. Our study provides an extension of this phenomenon, only observed for Type 2 QSOs (i.e. objects in which the central engine is obs-

cured by dust), to Type 1 QSOs. Evidence for extended scattered light has been independently found by Borguet et al. [14].

3. In most cases, the AGN has long-range effects on its environment. This important point in the AGN-starburst interaction, already known for both Type 1 (with the “proximity effects”, see Bajltik et al. [5], Ferrarese & Merritt [39], Sijacki et al. [124]) and Type 2 QSOs (Kauffman et al. [59]), is confirmed here in a completely different and independent way for Type 1 QSOs.

We now summarize the main results on the individual objects, in order of increasing AGN luminosity.

The two lower luminosity objects, HE 1503+0228 and HE 2345–2906, which lie close to the somewhat arbitrary limit between Seyfert galaxies and QSOs, are spirals. One of these spiral hosts has a very prominent bar and the other one has an extended arm or shell of gas and stars, probably reminiscent of a past interaction.

HE 1434–1600 consists in a massive elliptical in gravitational interaction with a rather modest neighbor. Moreover, it contains shells of ionized gas blown up by the central QSO.

HE 0306–3301, which has about the same luminosity as the previous one, looks like a spiral but has an extremely odd radial velocity curve. The central QSO has a radial velocity of $\approx 130\text{km/s}$ with respect to the galactic bulge. Moreover, a compact spot is found at ~ 6 kpc from the center. This spot, which might correspond to an intense starburst region, seems to add further perturbations to the radial velocity curve.

HE 0354–5500 looks like a (barred?) spiral undergoing a violent collision. It shows compact starburst regions close to the center and an extended gas component most probably accelerated by the QSO radiation, up to distances as large as 8 kpc.

Finally, the most luminous object, HE 0450–2958 (which is a powerful infrared emitter and may also be the youngest QSO in the sample) has no detected host galaxy, but has a strongly distorted galactic companion and has long range influence on its neighborhood.

Although our sample is quite small, the fact that the most powerful QSOs seem associated to the most dynamically perturbed host galaxies might not be a mere coincidence and we might be tempted to conclude that dynamical perturbations are efficient means of feeding the central AGN. Of course, even if the idea of a link between AGN activity and interactions is already 20 years old (Sanders et al. [110]), larger samples of bright radio-quiet QSOs with combined high resolution imaging and 3D spectroscopy are needed to further check these findings, to shed more light on the dynamical processes responsible for the ignition and fueling of the most active AGNs and to allow a more precise assessment of their impact on their galactic-scale environment.

Acknowledgments

This work was supported by PRODEX Experiment Agreement 90195 (ESA and PPS Science Policy, Belgium). D. Hutsemékers is a senior research associate FNRS.

3.8 Compléments

3.8.1 Observations HST supplémentaires

4 AGNs supplémentaires ont été observés dans la même campagne d’observation que les précédents. Il s’agit de HE 1043-1346, HE 1110-1910, HE 1228-1637 et HE 1239-2426. Les caractéristiques de ces objets et de leurs observations sont données dans le Tableau 3.8.1. La luminosité de l’AGN est souvent plus faible que celle de la galaxie, ils se rapprochent donc des Seyferts de type 1.

HE 1110-1910

La galaxie hôte de HE 1110-1910 semble être elliptique et se modélise assez bien avec le modèle analytique et un faible fond numérique (voir Fig. 3.18). Toutefois, dans l’image des résidus apparaissent quelques zones d’émissions au Nord du quasar qui n’ont pu être modélisées par le fond, peut-être dues à la présence de gaz ionisé. Le rapport entre la luminosité du noyau et de l’hôte (N/H) vaut 0.48 et est donc plus faible que tous les quasars analysés dans l’article.

HE 1228-1637

La galaxie hôte de HE 1228-1637 (Fig. 3.19) possède une forme très particulière. Aucun modèle analytique ne donne de bons résultats tant elle est irrégulière. L’étoile observée pour construire la PSF s’avère ne pas être une étoile, mais plutôt une galaxie, comme en témoigne la Fig. 3.20. Dès lors, une autre étoile de PSF a été utilisée pour la déconvolution et il n’est pas étonnant que les résidus à la position quasar montrent encore des structures de PSF, bien que les “spikes” aient pu être bien enlevés. On remarque aussi que deux régions lumineuses à 3.5 kpc au Sud-Ouest du quasar n’ont pu être incorporées dans le fond, sans doute par leur aspect fort compact, ce qui rappelle le cas de HE 0306-3301 vu précédemment. Le rapport N/H vaut 1.41, plus en cohérence avec l’échantillon de l’article.

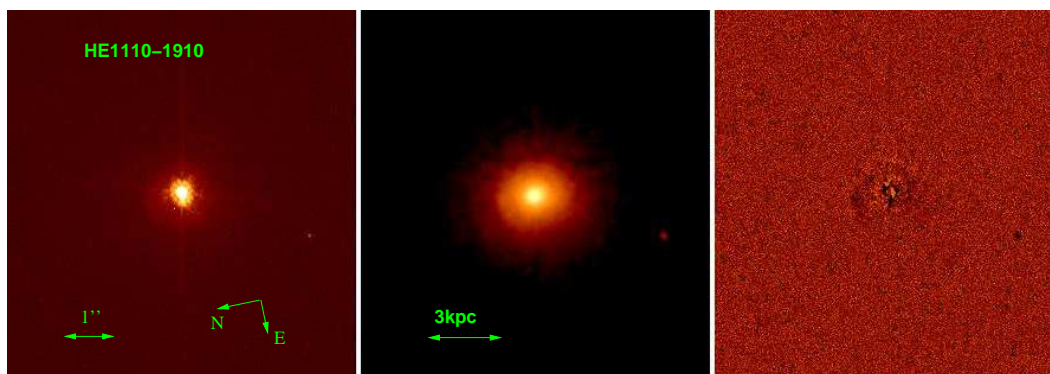


FIG. 3.18 – Déconvolution du quasar HE 1110-1910. A gauche : Un des trois longs temps de pose. Au milieu : Modèle analytique et fond numérique. A droite : Résidus laissant entrevoir des sous-structures asymétriques.

Tab. 3.4 – Caractéristiques observationnelles de l'échantillon (redshift, magnitude absolue du quasar M_B , courts et longs temps de poses, et angle de position (PA) de l'observation, compté positivement du Nord à l'Est.

Nom	Redshift	M_B (quasar+hôte)	Courte exposition (sec)	Longue exposition (sec)	PA (deg)
HE 1043-1346	0.204	-23.	40	340	109.7
PSF			5	30	
HE 1110-1910	0.111	-22.	40	340	101.7
PSF			8	35	
HE 1228-1637	0.117	-21.8	40	330	103.7
PSF			8	35	
HE 1239-2426	0.082	-21.	40	320	98.6
PSF			10	40	

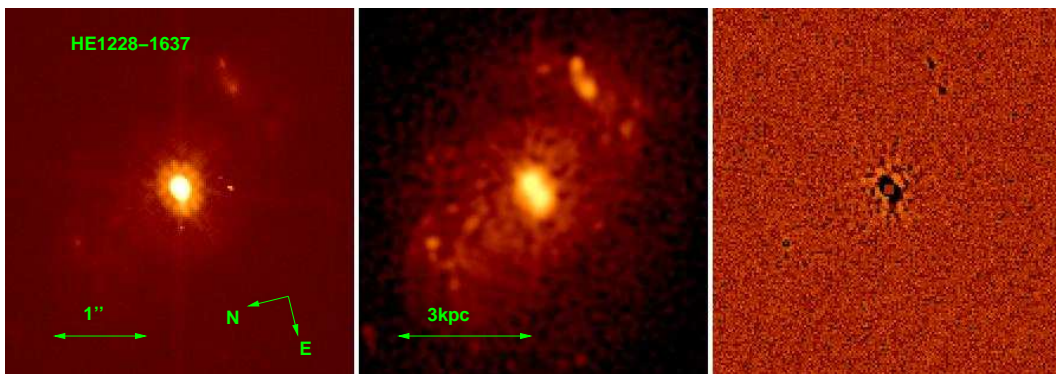


Fig. 3.19 – Déconvolution du quasar HE 1228-1637. A gauche : Un des trois longs temps de pose. Au milieu : Fond numérique. A droite : Résidus.

HE 1239-2426

La relative faiblesse du noyau ($N/H = 0.02$) et la grande étendue spatiale de l'hôte rendent plus aisé le processus de déconvolution simultanée, comme en témoignent les très faibles résidus (voir Fig. 3.21). L'hôte est une spirale semblant posséder des bras de deux types différents, des bras plus traditionnels à une échelle < 4 kpc d'une part, et des queues de marée à une échelle de ~ 10 kpc d'autre part. Ce genre de situation est connue pour être caractéristique de traces d'interactions gravitationnelles. Dans ce cas-ci, l'image entière (Fig. 3.22) révèle la présence d'une galaxie voisine, ~ 15 kpc à l'Est du noyau, justifiant les perturbations observées.

HE 1043-1346

Ce dernier AGN est à ranger parmi les Seyfert de type 1. Le noyau est encore une fois assez faible ($N/H = 0.09$). A l'instar de HE 1239-2426, la morphologie de la galaxie semble encore pouvoir se séparer en deux composantes (voir Fig. 3.23). La plus proche du centre, dans un rayon de ~ 5 kpc, possède des bras spiraux ainsi que des zones plus brillantes et compactes, alors qu'une grande structure étendue d'Est en Ouest est constituée d'une barre entourée de bras spiraux (visibles seulement dans le plus grand champ de l'image brute, voir Fig. 3.24) de plus de 15 kpc de long. Cette structure suggère encore une fois une interaction entre galaxies. Une inspection de l'entourage de la galaxie dans une minute d'arc permet de se rendre compte qu'il n'y a pas de galaxie voisine comme dans HE 1239-2426. Les deux composantes pourraient donc être une fusion déjà évoluée où deux galaxies auraient déjà fusionné leur centre.

Conclusion

En conclusion de cette brève analyse de 4 cas supplémentaires, on constate encore une fois que chaque galaxie hôte, elliptique ou spirale, possède de claires traces de perturbations gravitationnelles. Remarquons que les deux spirales possèdent le noyau le plus faible proportionnellement à la galaxie, ce qui s'accorde avec la majorité des observations de Seyferts de type 1.

3.8.2 PSF du HST

La PSF de l'ACS s'avère être assez instable. Ainsi, des différences notables peuvent apparaître entre deux observations d'une même étoile prise à des positions ou temps différents. Une bonne manière de quantifier cette variation est de déconvoluer l'observation d'une étoile par une PSF $s(\vec{x})$ construite sur base d'une autre observation de cette même étoile (voir Fig. 3.25). Les causes de ces variations sont nombreuses. Par exemple, si le centrage entre deux observations n'est pas exactement le même, les légères variations de la taille des pixels du détecteur entraînent de légères différences de PSF. De même, des effets thermiques lorsque le télescope vient d'être exposé au Soleil engendrent une dilatation des matériaux le constituant et font également varier l'observation d'une source ponctuelle. Une autre cause de variation provient de vibrations du télescope, connues sous le nom de

jitter. Ce point a été analysé dans le cadre du mémoire d'Evan Stoops en 2006. Nous résumons ici les principaux acquis de l'étude et la méthode utilisée.

Correction du jitter

Chaque observation est légèrement entachée du mouvement particulier du télescope pendant l'exposition. Ainsi, pour chaque observation est fourni un fichier "jitter" représentant le mouvement du télescope lors de la pose. Il est quantifié à l'aide d'un pointeur dont le mouvement est associé à celui du télescope, et qui pointe sur une matrice de pixels de $0.002''/\text{pxl}$. L'intensité d'un pixel du jitter est proportionnelle au temps passé dans ce pixel (voir l'exemple Fig. 3.26).

Lors d'une déconvolution, le jitter de l'étoile de PSF observée est toujours différent de celui du quasar observé. Dès lors, nous avons modifié le programme de déconvolution afin de construire une PSF indépendante du jitter, et puis de tenir compte du jitter correspondant à l'observation du quasar, en espérant améliorer la qualité de la déconvolution dans les régions centrales.

La principale modification se situe au niveau de la construction de $s(\vec{x})$. Au lieu de satisfaire à l'équation (2.2), on impose qu'elle satisfasse à

$$d(\vec{x}) = (r * j_{PSF})(\vec{x}) * s_{jit}(\vec{x}), \quad (3.5)$$

où $j_{PSF}(\vec{x})$ est le jitter correspondant à l'étoile de PSF, normalisé et rééchantillonné de la même manière que $r(\vec{x})$. Le choix de l'échantillonnage pour la convolution de la résolution $r(\vec{x})$ par le jitter est crucial. En effet, si on prend comme taille de pixel, un pixel de l'ACS/HRC ($0.025''$), le jitter se résume souvent à une fonction $\delta(\vec{x})$, et la modification n'est d'aucune utilité. C'est pourquoi l'échantillonnage choisi correspond à une taille de pixel de $0.003125''$, soit un huitième de pixel ACS. Bien entendu, le résultat de cette convolution est ensuite remis à la résolution du traitement habituel, c'est-à-dire, en "petits pixels" ($0.0125''/\text{pxl}$).

Sous ces conditions, la fonction $s_{jit}(\vec{x})$, indépendante du jitter, peut être construite. Avant de l'utiliser dans la déconvolution d'un quasar, il faut introduire dans le traitement le jitter propre à l'observation du quasar. Pour que le processus soit cohérent, il est important de l'introduire avec le même échantillonnage que celui utilisé pour construire $s_{jit}(\vec{x})$. Ainsi, dans l'équation (2.5), tous les termes où intervient $r(\vec{x})$ doivent être remplacés par $(r * j_{qso})(\vec{x})$, où la convolution se fait avec un échantillonnage semblable au précédent ($0.003125''/\text{pxl}$).

Une fois le programme de construction de $s(\vec{x})$ et de déconvolution modifiés, on peut enfin tester l'influence du jitter.

Pour ce faire, on déconvolue une observation d'étoile à l'aide d'une PSF construite sur base d'une autre observation de cette étoile, tout d'abord sans tenir compte du jitter ($s(\vec{x})$ habituelle), et puis en tenant compte du jitter ($s_{jit}(\vec{x})$). En comparant les résidus, on peut déterminer si oui ou non la correction du jitter est significative.

Malheureusement, la correction du jitter ne s'est pas montrée décisive dans l'obtention de meilleurs résidus de déconvolution. Ceci suppose que d'autres facteurs sont plus importants dans la stabilité de la PSF, tels que les effets thermiques évoqués plus haut. De plus, pour nos observations, les seuls cas

Tab. 3.5 – Statistiques sur les régions centrales des résidus de la Fig. 3.28.

Traitement	Moyenne	Déviation standard	Minimum	Maximum
Sans PAM	-2.14	5.43	-11.33	7.51
Avec PAM	-0.9	5.75	-10.12	10.64

où le jitter aurait pu être important sont les longs temps de pose. Or, ceux-ci sont saturés au centre, empêchant d’avoir la précision nécessaire pour améliorer les résultats grâce à la prise en compte du jitter.

Correction de la variation de la taille des pixels

Les pipelines de calibration automatique des données du HST/ACS fournissent les observations sous différentes formes. Principalement, certaines sont corrigées du flatfield (images FLT), c’est-à-dire de la variation de la sensibilité de chaque pixel, et d’autres sont à un stade ultérieur du traitement, correspondant à l’outil *drizzle* du logiciel IRAF (images DRZ). Cet outil permet d’une part de corriger les images des distorsions géométriques de l’appareil, et d’autre part de renormaliser chaque pixel en fonction de la portion de ciel qu’il couvre. Cette renormalisation vient du fait que le détecteur n’est pas parfaitement plat, ce qui entraîne des variations de la couverture du ciel différentes pour chaque pixel. Ces variations sont mesurées et contenues dans un fichier appelé *PAM*, pour Pixel Area Map (voir Fig. 3.27).

Ce sont les images FLT qui sont utilisées pour la déconvolution. En effet, les images DRZ sont corrigées de la distorsion en effectuant diverses interpolations entre les pixels, entraînant inévitablement une légère détérioration du signal. Cependant, les variations contenues dans le fichier PAM sont intrinsèques à chaque pixel, elles ne détériorent donc pas le signal. De plus, les quasars et les étoiles de PSF observés n’étant pas centrés au même pixel du détecteur (un décalage est nécessaire pour “nettoyer” des mauvais pixels), on s’attend à ce qu’une prise en compte de cet effet dans la construction de la PSF l’améliore.

Nous procédons essentiellement de la même manière que pour tester l’influence du jitter, en utilisant les observations à court temps de pose d’étoiles faites pour le quasar HE 1434-1600. Tout d’abord, la correction faite via le fichier PAM consiste simplement en la multiplication de ce fichier par l’observation, en veillant à ce que les deux images soient bien centrées au même pixel du détecteur. En théorie, deux observations de la même étoile centrées différemment sur le détecteur seront corrigées différemment par le fichier PAM. Dès lors, si on construit un noyau $s_{1,PAM}(\vec{x})$ sur base de $t_1(\vec{x})PAM_1(\vec{x})$ au lieu de la simple observation $t_1(\vec{x})$, et qu’à l’aide de ce noyau on déconvolue une autre observation de cette même étoile décentrée de 10 pixels $t_2(\vec{x})PAM_2(\vec{x})$ elle aussi corrigée, on s’attend à obtenir un meilleur résultat que sans tenir compte du fichier PAM. Sur la Fig. 3.28 sont montrés les résidus de la déconvolution l’observation 2 de l’étoile par la PSF construite sur l’observation 1 de cette même étoile, avec et sans la correction. Le tableau 3.5 montre quelques statistiques sur une région de $10 * 10$ pixels autour du centre de ces résidus.

Les résultats tendent à montrer que l'apport du fichier PAM est faible, si pas totalement négligeable. En effet, la moyenne diminue un peu, mais la déviation standard et les valeurs maximales ne s'améliorent pas. Nous en concluons que pour des décalages de centres si faibles (10 pixels au maximum pour nos observations), l'influence du fichier PAM peut être négligée.

PSF sans et avec correction de la distorsion

La même procédure que pour le fichier PAM a été effectuée cette fois en corrigeant de la distorsion en plus du fichier PAM (par l'outil *drizzle*) pour plusieurs observations d'étoiles. Fig. 3.29 montre la différence entre l'observation sans la correction et avec la correction. La PSF corrigée de la distorsion ainsi construite est utilisée pour déconvoluer une autre étoile également corrigée de la distorsion. La structure des résidus de la déconvolution sans et avec la correction de distorsion, montrée Fig. 3.30, prouve que les interpolations dues à la correction nuisent au processus de déconvolution, et justifient le choix de n'utiliser que les images non-corrigées.

Conclusion

Le processus de déconvolution a été adapté de différentes manières afin de tenir compte des effets de jitter, de variation de la couverture du ciel entre pixels (fichier PAM), et de la distorsion géométrique des appareils. Cette dernière, via les interpolations qu'elle nécessite, doit être évitée pour un traitement optimal des images. D'autre part, les influences du jitter et du fichier PAM s'avèrent négligeables dans le cadre de nos observations. Toutefois, les stratégies développées pourraient être utiles dans d'autres conditions d'observations, par exemple pour des images non saturées, ou pour des observations de sources ponctuelles plus décalées les unes des autres sur le détecteur.



FIG. 3.20 – Combinaison des trois longues expositions de l'objet sensé être utilisé pour la construction de la PSF.

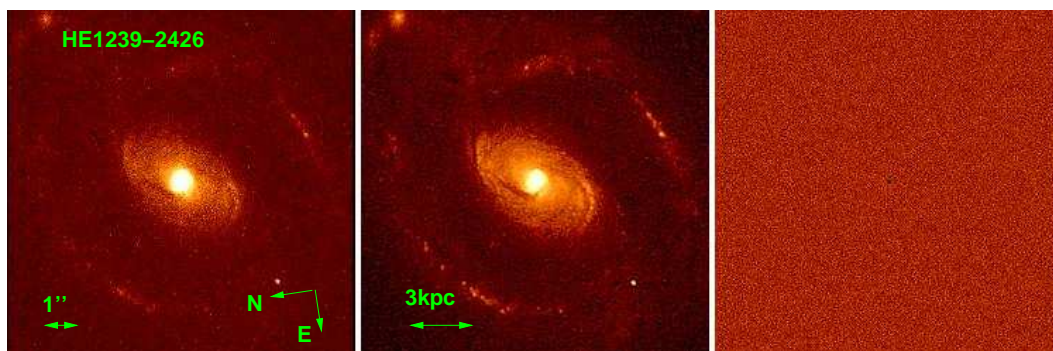


FIG. 3.21 – Déconvolution du quasar HE 1239-2426. A gauche : Un des trois longs temps de pose. Au milieu : Fond numérique. A droite : Résidus.

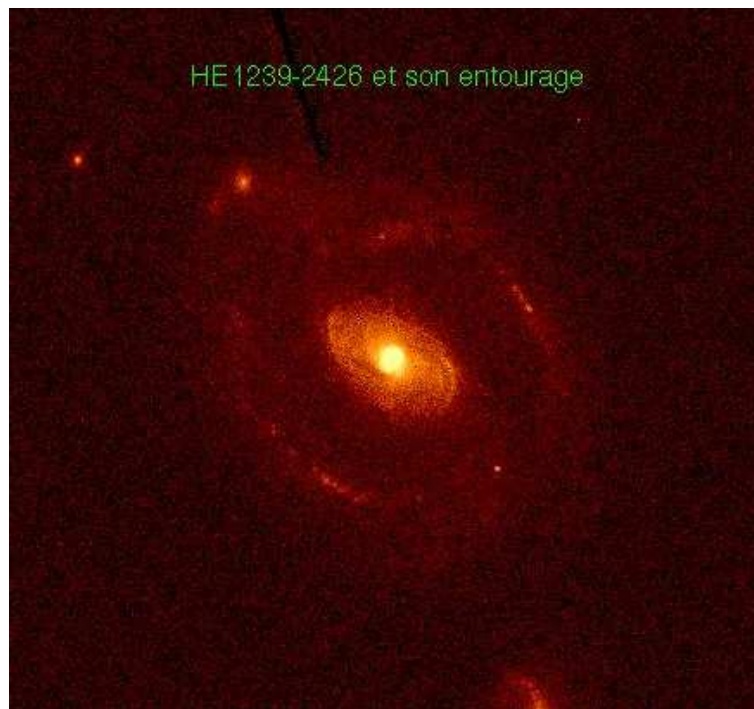


FIG. 3.22 – Image complète non-déconvoluée de HE 1239-2426. L'interaction gravitationnelle avec une galaxie voisine entraîne la création de queues de marées.

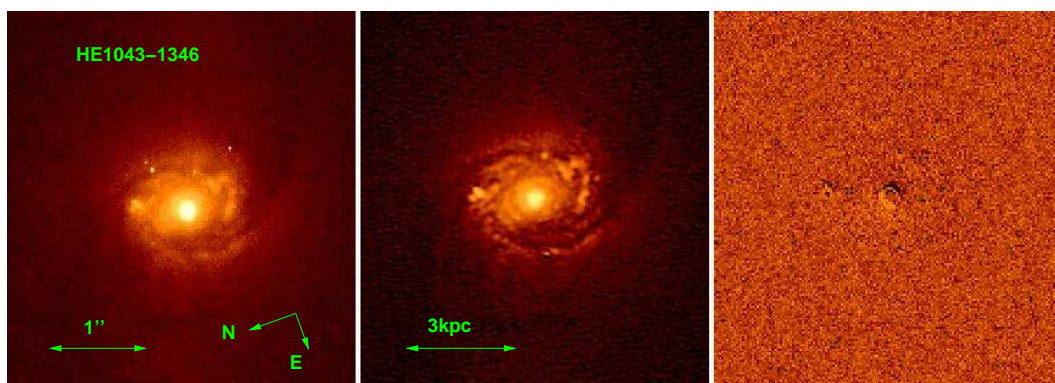


FIG. 3.23 – Déconvolution du quasar HE 1043-1346. A gauche : Un des trois longs temps de pose. Au milieu : Fond numérique. A droite : Résidus.

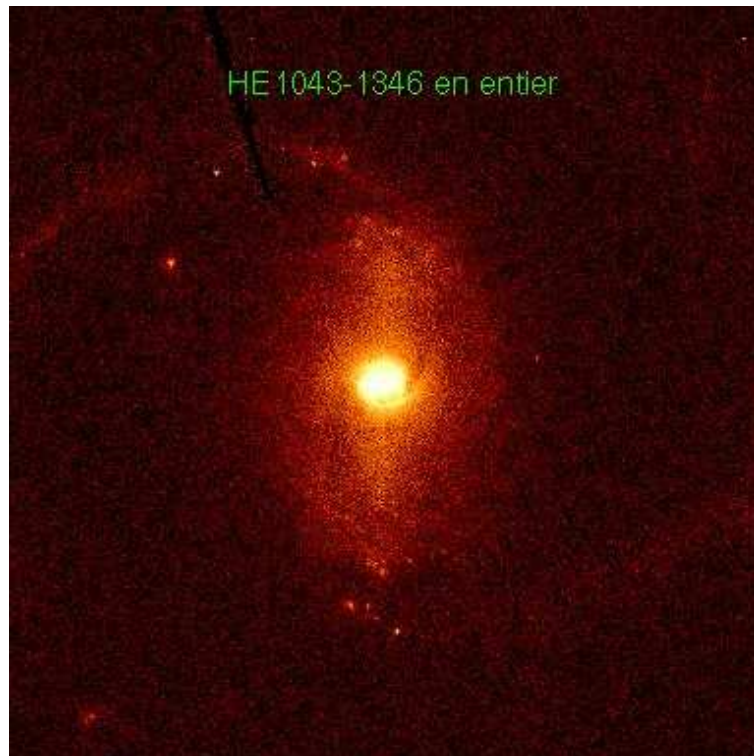


FIG. 3.24 – Image complète non-déconvoluée de HE 1043-1346. Une structure plus large constituée d'une barre et de deux queues de marée englobent la galaxie hôte. L'orientation est identique à la Fig. 3.23.

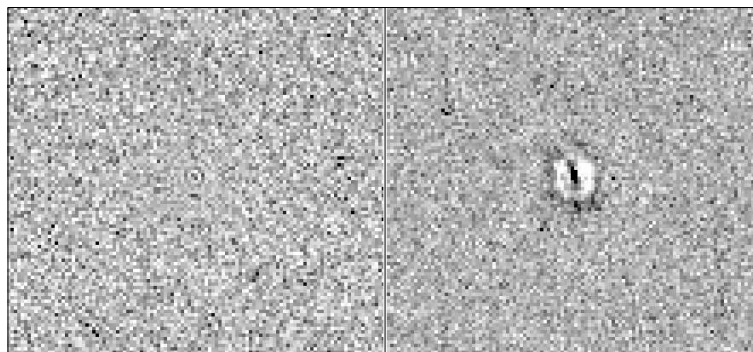


FIG. 3.25 – A gauche : Résidus de la déconvolution d'une étoile avec la fonction $s(\vec{x})$ construite sur cette même observation (ce qui correspond aux résidus de la construction de la fonction $s(\vec{x})$). A droite : Résidus de la déconvolution d'une autre observation de l'étoile par la même fonction $s(\vec{x})$. On voit très clairement la variation de la source ponctuelle d'une observation à l'autre.

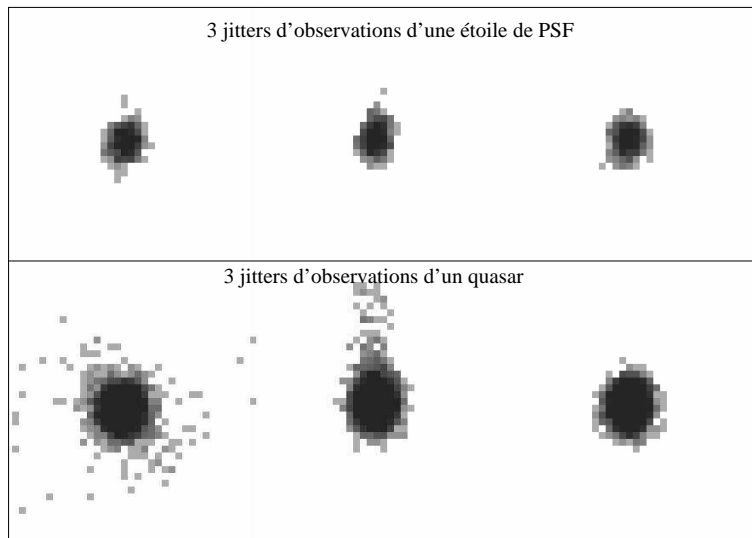


FIG. 3.26 – 6 jitters : les trois du dessus correspondent à 3 longs temps de poses d'étoile de PSF, les 3 du dessous à 3 longs temps de poses de quasar. 1 pxl=0.002". Chaque observation est influencée différemment par le mouvement du télescope.

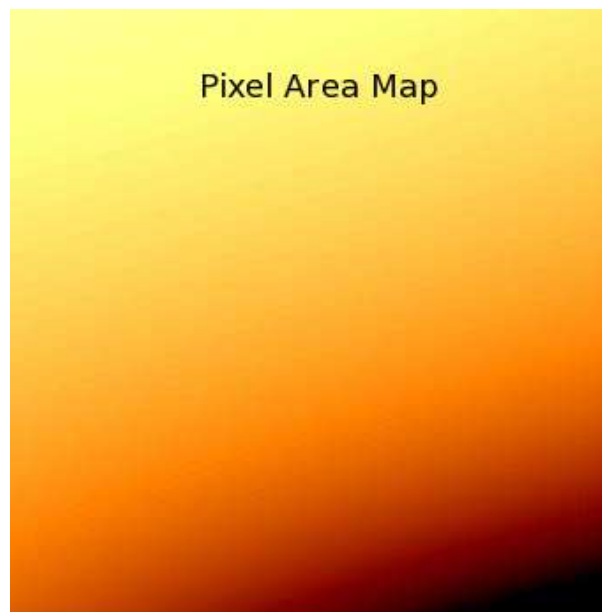


FIG. 3.27 – Pixel Area Map des observations HST/ACS/HRC. L'intensité en un pixel est le coefficient de proportionnalité à appliquer au pixel correspondant du détecteur.

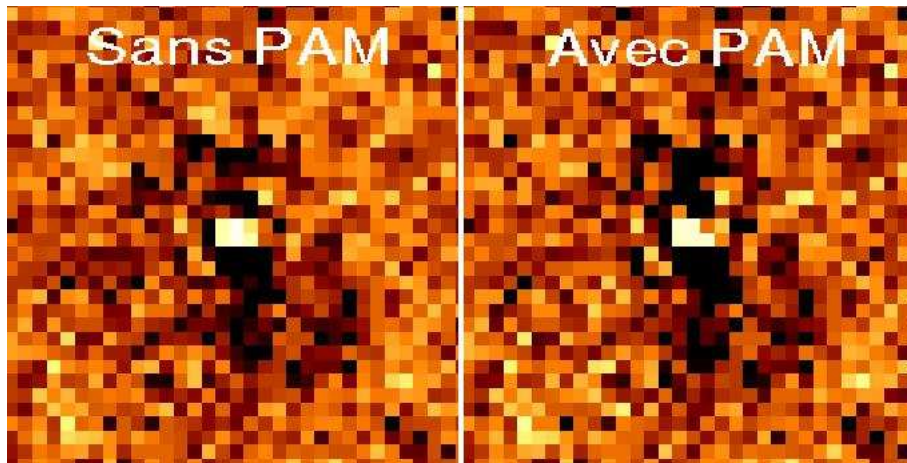


FIG. 3.28 – Résidus de la déconvolution d’une étoile par une PSF construite sur une autre observation décentrée de 10 pxl de la même étoile. A gauche : sans tenir compte du fichier PAM. A droite : en tenant compte du fichier PAM.

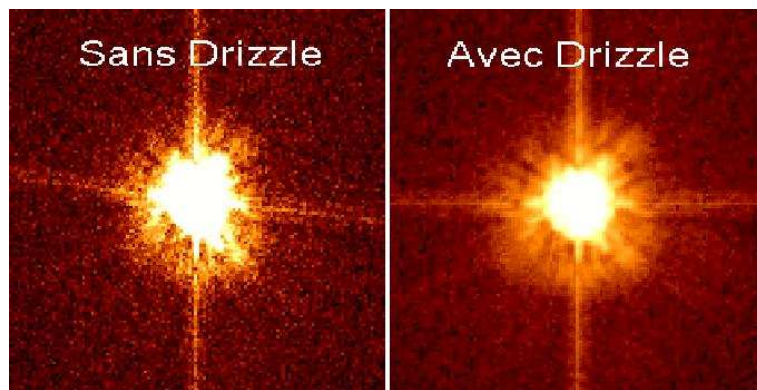


FIG. 3.29 – Observation d’une étoile sans corriger de la distorsion à gauche, et après l’avoir corrigé à droite.

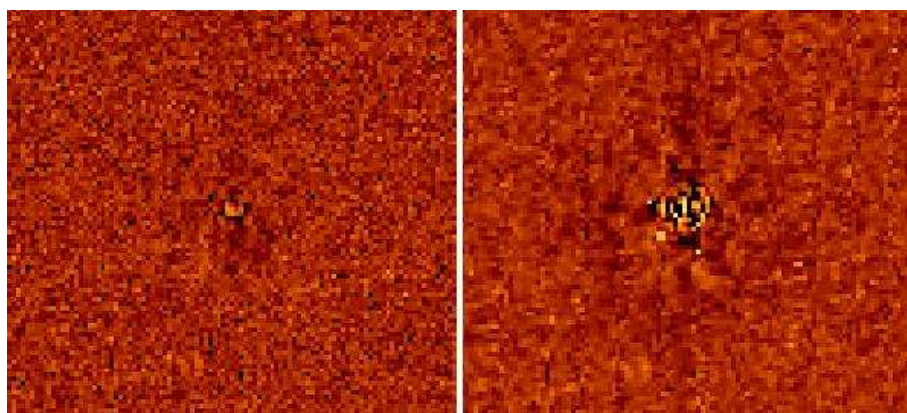


FIG. 3.30 – Résidus de la déconvolution d’une étoile par une PSF construite sur une autre observation de la même étoile. A gauche : sans corriger de la distorsion. A droite : en corrigeant de la distorsion.

Chapitre 4

Analyse de l'échantillon NTT/SUSI2

L'étude de l'échantillon vue au chapitre précédent soulève plusieurs interrogations. Tout d'abord, les traces d'interactions si fréquentes dans l'échantillon sont-elles significatives ? La petitesse de l'échantillon ne permettant pas de conclure avec certitude, l'étude d'un échantillon plus grand et moins biaisé s'avérerait très utile.

Ensuite, comment caractériser le degré d'interaction d'une galaxie ? En effet, il est difficile de juger quantitativement, sur base de la morphologie de l'hôte, de la force ou de l'importance d'une interaction gravitationnelle. Une méthode capable de caractériser ce facteur pour les galaxies hôtes de quasar devient indispensable et peu de tentatives ont déjà vu le jour.

Aussi, nous avons vu, par exemple dans la galaxie hôte de HE 0354-5500, que la répartition du gaz ionisé d'un hôte pouvait être fort différente de la répartition de ses étoiles. Une étude morphologique du gaz et des étoiles des galaxies hôtes en parallèle permettrait sans doute de mieux spécifier les relations quasar-hôte.

Enfin, à quel point est particulier un système tel que HE 0450-2958 ? S'il représente une étape de la vie d'un quasar (transition ULIRG \rightarrow QSO), ne pourrions-nous pas observer d'autres systèmes similaires ? De plus, si les fusions entre galaxies (*mergers*) sont liées à l'activité des quasars, ne devrions-nous pas nous attendre à observer des systèmes contenant plusieurs noyaux actifs rapprochés ?

Pour tout cela, l'étude d'un grand échantillon à une résolution plus faible que l'ACS, mais néanmoins suffisante pour résoudre les principales composantes morphologiques de l'hôte grâce à la déconvolution, semble appropriée et justifiée. C'est ce que nous entreprenons dans l'article suivant, en étudiant un échantillon de 69 quasars, dont 60 ont été observés avec le NTT/SUSI2 à travers deux filtres dans le visible (le V#812 et le WB#655).

Study of a homogeneous QSO sample : relations between the QSO and its host galaxy

Y. Letawe⁽¹⁾, G. Letawe⁽¹⁾, P. Magain⁽¹⁾

(1) Département d'Astrophysique, Géophysique et Océanographie, Ulg, Allée du 6 août, 13, 4000 Sart Tilman, Belgium

Submitted to MNRAS

keywords Galaxies : quasars : general, active, fundamental parameters.

Abstract

We analyse a sample of 69 QSOs which have been randomly selected in a complete sample of 104 QSOs ($R \leq 18$, $0.142 < z < 0.198$, $\delta < 10^\circ$). 60 have been observed with the NTT/SUSI2 at La Silla, through two filters in the optical band (WB#655 and V#812), and the remaining 9 are taken from previous archive databases. The filter V#812 contains the redshifted $H\beta$ and forbidden [OIII] emission lines, while WB#655 covers a spectral region devoid of emission lines, thus measuring the stellar continuum. The contributions of the QSO and the host are separated thanks to the MCS deconvolution algorithm, allowing a morphological classification of the host, and the computation of several parameters such as the host and nucleus absolute V-magnitude, distance between the luminosity center of the host and the QSO, difference in apparent magnitude between both filters and asymmetry coefficient. We find, amongst other results, that :

1. $M_V(Host)$ slightly correlates with $M_V(QSO)$, in agreement with previous results ;
2. The asymmetry coefficient is a good indicator of the degree of interaction ;
3. Highly asymmetric systems tend to have a higher gas ionization level ;
4. 25% of the total number of QSO hosts are spirals, 51% are ellipticals and 60% show signs of interaction ;
5. 4 systems contain more than one nucleus ;
6. 12 systems (21%) are too distorted or asymmetric to be identified as spirals or ellipticals, inviting for further studies with higher resolution apertures ;
7. Elliptical hosts contain a substantial amount of ionized gas, and some show off-nuclear activity. This agrees with hierarchical models merger driven evolution.

4.1 Introduction

Over the past decade, many observations and studies have been put forwards in order to reach a better understanding of the QSO-hosts interrelations. This has been made possible thanks to the availability of high resolution space based data, as well as ground base imaging. Several strong correlations have been found, such as the famous black hole mass-bulge stellar velocity dispersion relation for quiescent galaxies (Ferrarese & Merritt [39], Gebhardt et al. [44], Bernardi et al. [13]), extended to active galaxies (McLure & Dunlop [80, 81], Marconi & Hunt [76]). The most popular global picture that has emerged is to place the QSO phenomenon in an evolutionary context, in which galaxies evolve hierarchically by successive gravitational interactions or mergers, allowing more gas to reach the central regions and possibly trigger the QSO phase. Even if observational verification of this idea remains unsecure, convincing hints of merger induced QSOs were given using either hydrodynamical simulations (Hopkins et al. [53, 54]), high resolution imaging (Bahcall et al. [4], Bennert et al. [11], Letawe et al. [72]), or 2D-spectroscopy (Letawe et al. [70]). On the other hand, Schmitt [116] argued, by comparing samples of active and non active galaxies, that the percentage of merging or gravitationally interacting systems is not higher in QSOs than in other types of active or non-active galaxies. However, this study, based on low resolution images (1.7 arcsec/pxl), does not take into account faint tails or compact disruptions in the host typical of recent merging activity. Li et al. [73], with a sample of 10^5 low-redshift galaxies, find a strong correlation between the presence of a close companion and the star formation, but not between close companions and AGN activity. The puzzle is thus far from being solved.

In this framework, it is important (1) to find peculiar cases in specific stages of evolution, such as the famous HE 0450-2958 (Magain et al. [83]), which would allow to better assess the nature and creation mechanisms of the black hole-bulge coevolution (Elbaz et al. [36], Jahnke et al. [57]) and (2) to extract, in well resolved samples, correlations between observables as well as the proportion of interacting systems. In order to bring new insights on those issues, we study a sample of 69 QSOs extracted from a complete sample of 104 QSOs drawn from different catalogues. Section 4.2 explains the construction of the sample and the observations. Section 4.3 contains a description of how the contributions of the host and the QSO are separated. The parameters derived from the deconvolution (QSO and host magnitudes, center of luminosity, asymmetry coefficient), the correlations found between them, and subsequent discussion are given Sections 4.4 and 4.5. Then a few particularly interesting cases are analysed with more scrutiny before we conclude.

4.2 Sample and observations

4.2.1 Sample

We selected from the main catalogues available (Veron-Cetty & Veron [136], Schneider et al. [117], Hewitt & Burbidge [50], Wisotzki et al. [138], Green et al. [46]) all the brightest QSOs ($R \leq 18$) with $\delta \leq 10^\circ$ and $0.142 \leq z \leq 0.198$ (see Sect. 2.2 for the choice of the redshift range). This

provides a sample of 104 QSOs, 9 of which had already been observed at high resolution (see Table 4.5 for references), and 60 of which have been observed with NTT/SUSI2 (run A P077.B-0229 in August 2006 and run B P089.B-0081 in February 2007, Table 4.7) through two filters, V#812 and WB#665. Those 69 QSOs form the sample analysed here. Even if only 66% complete, we expect our sample to be statistically relevant. Indeed, the 35 remaining QSOs could not be observed with NTT/SUSI2 only because of bad weather conditions during parts of the two runs, which is a selection independent of the QSOs characteristics, and thus devoid of any bias. As we will compute percentages for the sample, it is important to ensure that its uncompleteness (69/104) will not substantially affect the results. The error at a 95% confidence level σ_{95} due to the sample uncompleteness is given by the statistical formula

$$\sigma_{95} = 1.96 * \sqrt{\frac{p(100-p)}{n}} \sqrt{\frac{N-n}{N-1}}, \quad (4.1)$$

where p is the calculated percentage, n our sample size (69), and N the total sample size (104). This gives a maximum error of 3.6% for a calculated percentage of 50%.

4.2.2 Observations

The observation strategy was motivated by two major points in the understanding of the QSO-host interactions. First of all, good resolution and sampling are necessary for detecting the host and revealing its morphology. SUSI2, in its $2 * 2$ binning mode, offers a sampling of 0.161 arcsec/pxl, which translates in our redshift range into ~ 0.45 kpc/pxl. Exposure times have been estimated with the NTT Exposure Time Calculator (ETC) in order to reach a S/N high enough to detect galaxies up to 3σ from the mean magnitude relation between quasar and host. Each QSO observation was divided into 3 or 4 exposures in each filter in order to avoid saturation and to efficiently remove bad CCD pxls. This set up, with typical seeing of $0.6''$, gives us observations deep enough to infer the major galactic morphology. Secondly, our previous study (Letawe et al. [72]) shows that the distribution of ionized gas in the host does not necessarily match the structure of the stars distribution. For instance, the host of HE 0354-5500, analysed in Letawe et al. [72] contains gas ionized by the QSO even in remote regions devoid of stars. This motivates to study the gas and stellar content separately for each host. That is why all the 60 SUSI2 QSOs have been observed through two filters : V#812 which, in our redshift range, contains the two forbidden [OIII] $\lambda 4959$ and [OIII] $\lambda 5007$ lines along with H β $\lambda 4861$. Consequently, this filter allows to map the morphology of the ionized gas in the host. The filter WB#665 contains a region devoid of emission lines, in which the stellar continuum should thus be the only contributor, allowing to map the morphology of the stellar content of the host. The filters response curves are plotted along with a typical QSO host spectrum in Fig. 4.1.

All observations were flatfielded and cleaned from bad pixels using PYRAF tools. Throughout the paper, we adopt the following cosmology : $H_0 = 71 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, $\Omega_m = 0.27$ and $\Omega_\Lambda = 0.73$.

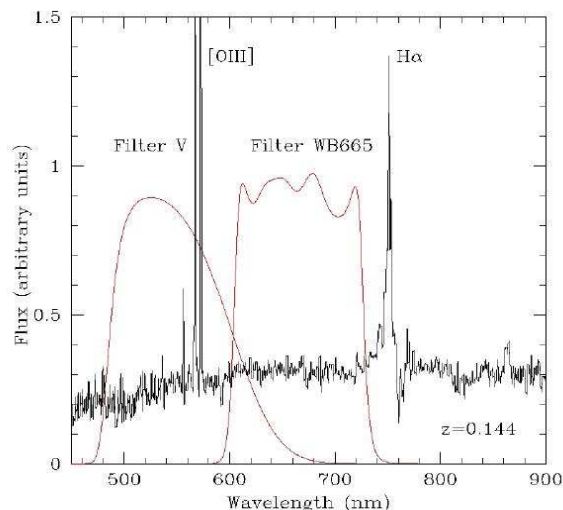


FIG. 4.1 – VLT FORS1 spectrum of the host galaxy of the QSO HE 1434-1600 after the separation from the QSO, at a redshift of $z = 0.144$ (Letawe et al. [68]), together with the response curves of the two filters used for probing the gaseous and stellar content.

4.3 Image analysis

4.3.1 NTT/SUSI2 data processing

Deconvolution method

The whole analysis of host galaxy and QSO properties rely on a good separation of those two components. We use a deconvolution method based on the MCS algorithm (Magain et al. [82]), which is known to be particularly well suited to separate point sources from a diffuse background (Letawe et al. [70, 68, 72], Magain et al. [83]). Its principle is to produce images with a resolution and sampling fixed by the user, provided that they conform to the sampling theorem. For our purpose, the deconvolved image has a pixel size two times smaller than the original image and a PSF (called r) of Gaussian shape, with a Full Width at Half Maximum (FWHM) of 2 CCD pixels (4 in the deconvolved images). The point sources are explicitly separated from the diffuse components, which allows to get an image of the host galaxy uncontaminated by the QSO.

PSF construction

A crucial point in the deconvolution process is the PSF construction : the more accurate the PSF at the position of the QSO on the CCD, the better the deconvolution. We construct the PSF as follows :

- Several stars (between 1 and 4) are selected on the same frame as the QSO on basis of their intensity and their position on the detector. Indeed, a star as luminous as the QSO has the same S/N and possibly suffers from the same deviations from linearity. Moreover, a star far

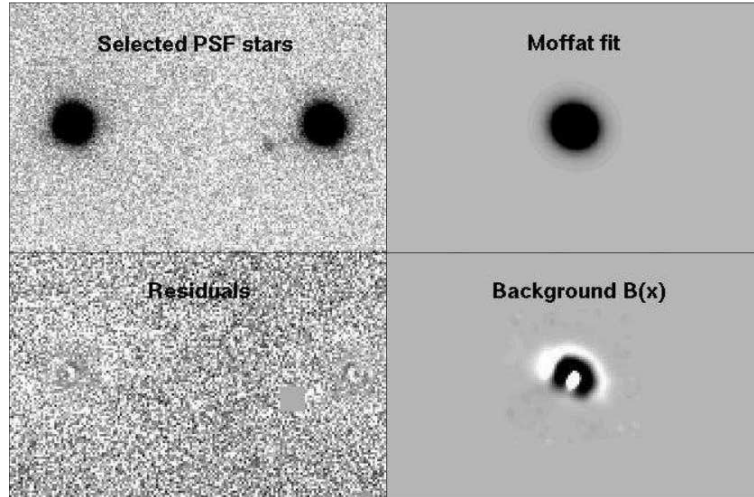


FIG. 4.2 – Upper-Left : Different PSF stars are selected on the CCD. Upper-Right : A Moffat profile is adjusted on all the stars simultaneously. Bottom-Left : Residuals showing only faint structures particular to each star. Bottom-Right : Numerical background added to improve the PSF.

from the QSO is more likely affected by PSF variations along the field, especially if located near the border.

- The kernel $s(\vec{x})$ of the deconvolution is then constructed by fitting on the selected stars a Moffat profile to which a numerical background $B(\vec{x})$ is added. A detailed description of the way the kernel is constructed can be found in Magain et al. [84]

An example of the whole process is given Fig. 4.2. Only very faint structures, different for each star, are left in the residuals, which are the differences between the model and the data for every pixel, in σ unit. It shows that all relevant available information (common to each star) are taken into account in $s(\vec{x})$.

Simultaneous deconvolution

After the construction of the PSF for each QSO exposure, the simultaneous deconvolution of the different images of a given QSO observed through a given filter can be run. The QSO image is decomposed into its point source component and a numerical diffuse background $b(\vec{x})$ identical for all exposures, thus containing the full available information on the host.

The parameters to fit are thus : the intensity and center of each point source, the common numerical background, which can be renormalised between different exposures if, for example, exposure times differ, and a global shift between images. An example of the whole process of simultaneous deconvolution is given Fig. 4.3. It clearly shows that simultaneous deconvolution allows to : (1) separate efficiently the QSO and its host, as the residuals are very good ; (2) reveal the morphology of the host.

We can now use the information provided by the deconvolution to compute some physical parameters such as the proportion of spiral and elliptical hosts, interacting systems, the host and QSO

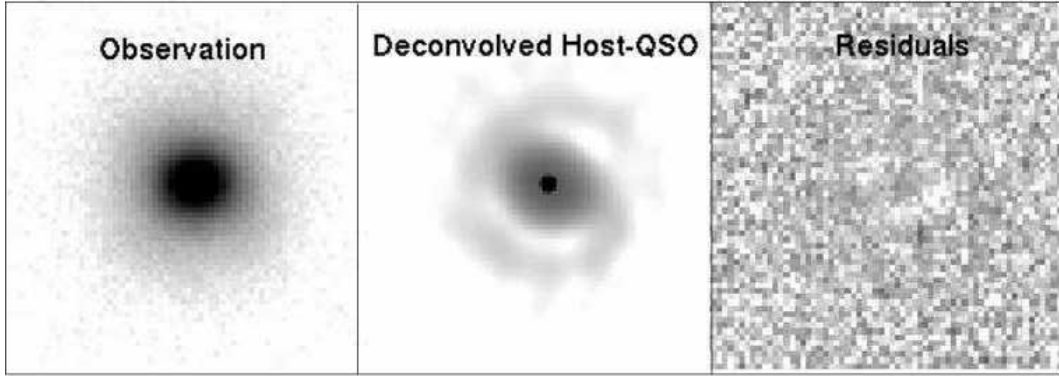


FIG. 4.3 – Left : One of the 3 exposures of the QSO 6QZJ2329-2938. Middle : The background and the point source at its fixed Gaussian-shaped resolution. Right : Residuals of the whole process, that is, the reconvolved model minus the observation.

magnitudes in both filters, the center of luminosity of the host, its asymmetry coefficient, and try to find some correlations between those parameters.

4.3.2 Archive data

As mentioned earlier, 9 QSOs were already observed at high resolution, with determined morphologies and magnitudes. If magnitudes are given in the B or R band in the original paper, host V magnitudes are deduced from galaxy colours tables found in Fukugita et al. [41], and QSO V magnitudes are deduced from apparent V magnitudes taken from the NED database, if available. They are upper limits as they include the host luminosity. A summary of these additional data is given in Table 4.7.

4.4 Analysis

Deconvolution of observations obtained in both filters provides separated host and QSO images, thus allowing the computation of different parameters, which we review one by one.

4.4.1 Magnitudes

Apparent magnitudes

The total flux of each component can be converted in apparent magnitudes. This requires the knowledge of the apparent magnitude of a standard star. Observations of the TPHE B standard K7-star from the Landolt standard stars catalogue (Landolt [66]) allow to infer the zero-point in the V-band, but apparent magnitude is not given for that star in the less common WB#665 filter. However, it spans a similar wavelength range as the usual R-band. Thus, we deduce the star WB#665-apparent magnitude by taking the fluxes of Vega and of a template K-star spectrum through the R-filter and

through the WB#665 filter :

$$m_R - m_{WB} = -2.5 \log \frac{\frac{F_{Kstar}^R}{F_{Vega}^R}}{\frac{F_{Kstar}^{WB}}{F_{Vega}^{WB}}} = -0.03. \quad (4.2)$$

Apparent magnitudes in both filters are listed in Table 4.7.

Absolute magnitudes

As host and QSO spectra are different, the conversion of apparent to absolute magnitudes uses different K-corrections for each component. Host galaxies are K-corrected taking into account their morphologies and redshift according to Pence [100], Table 14, which, although rather old, proved to be very reliable (Kinney et al. [64]). QSOs K-corrections are taken from Cristiani & Vio [31]. They are only available in the V-band, thus WB#665 absolute magnitudes could not be computed. V absolute magnitudes are given in Table 4.7. 2 QSOs, namely MS13591+0430 and 231711-003604, which fall very close to the line of sight of a very bright star, cannot be efficiently deconvolved. We thus removed them from Table 4.7. 8 QSOs suffer from significant flux variations between each exposure, indicating non-photometric observing conditions. This led us to consider the apparent magnitude taken from the brightest exposure in each filter as an upper magnitude (lower brightness limit). For them, absolute magnitude are not indicated.

Errors

Errors in the computation of magnitudes are dominated by two components : the photon noise inherent to the observation, and the accuracy of the QSO-host separation. The photon noise is estimated by taking the square root of the mean QSO+host flux of our sample. That leads to a mean error of $\approx 0.05\%$. On the other hand, we estimate the error on the QSO-host separation by changing, in the deconvolution program, the values of the QSO intensity until clear signs of bad PSF subtraction appear. As the error directly depends on the deconvolution residuals, we computed errors for QSO/host separations in three typical cases with different quality of the deconvolution residuals. It leads, from good to bad quality results, which correspond to QSOs 1241+095, HE 0146-3755, and Q 2252-2434, to errors ranging from 1.1% to 7.0%. The separation errors thus clearly tend to dominate the photon noise. Propagating these errors to magnitude errors leads to $\sigma_M \approx 0.02 - 0.05$, which is totally adequate for our purpose.

4.4.2 Morphology

One of the first natural steps in the study of QSO-host samples is to seek if there is a link between the host morphological type and the QSO activity. More precisely, the current open questions are : Do gravitational interactions trigger QSO activity ? If yes, what are the physical processes at work ? Are there other ways of triggering activity ? Which ones ? Once the nucleus is turned on, how does it evolve with its host ? One way to answer these questions is to find classification criteria

	Regular	Interaction	Multiple nuclei	Total
Spiral	17	8	0	25
Elliptical	23	28	4	51
Undef.	0	24	4	24
Total	40	60	9	

TABLE 4.1 – Occurency (in % of the whole sample) of morphology classes and irregular features.

for host galaxies that enable to compare them with quiescent galaxies. The bimodal distribution of galaxy colour-magnitude diagrams (Baldry et al. [6]) allows such a comparison. Namely, Martin et al. [87] find that the host galaxies of AGNs lie more often in between the red (corresponding to early-types) and blue (corresponding to late-types) sequence of such diagrams, suggesting that AGN phenomenon is a transitionary step between those sequences. Another possibility is to simply classify hosts by their morphological type and find out the frequencies of interacting, elliptical and spiral systems, in which QSOs are found to lie, and compare them with previous results.

We chose to classify each host galaxy according to its morphology. Namely, the different selection properties are : (1) Spiral, elliptical or undefined morphology (exclusive), where the undefined morphology corresponds to cases in which the merging process is violent enough to totally disrupt the host, preventing the determination of its morphology, and, (2) signs of gravitational interaction and presence of more than one point source (non-exclusive). The percentages, calculated on the total sample (SUSI2+archive sample), can be found in Table 4.1.

The proportion of ellipticals (51%) and spirals (25%) is essentially compatible with some previous results, such as Shade et al. [120], Letawe et al. [70]. However, we find a lower proportion of elliptical galaxies than in Dunlop et al. [35], Hamilton et al. [49], Floyd et al. [40], but this may be due to a selection effect in their sample, as mentioned in Letawe et al. [70]. Concerning the proportion of hosts showing signs of gravitational interaction, we just mention for the moment that the 60% we find are much higher than the 5 to 20% found for quiescent galaxies in some previous studies (Le Fèvre [67], Bell et al. [10], Zheng et al. [140]), although Shi et al. [121] argue in favour of a higher merger rate. On another hand, we find a proportion of interaction very similar to Schmitt [116] for both active and inactive galaxies. Namely, $\simeq 55\%$ of all our elliptical hosts show signs of gravitational interactions, and this proportion drops to $\simeq 32\%$ for spirals, while they find respectively $\simeq 50\%$ and $\simeq 25\%$. If we consider our *undefined* class as strong mergers, our percentage of 24% is very similar to Greene et al. [47], who find a proportion of one quarter for highly disturbed morphologies in obscured active galaxies. All in all, the major difficulty in comparing different studies lies in the definition and quantification of the degree of interaction in a system. It is often done by simple eye-check, which is always subjective. That leads us to define the following asymmetry coefficient.

4.4.3 Asymmetry

An idea that has been recurrent for the past 10 years is to quantify interactions and mergers via the asymmetry of the system. Several methods can be found in the literature. We briefly review the most relevant ones and their results. First of all, Abraham et al. [1], Conselice et al. [24, 25] and Shi et al. [121] used an asymmetry index defined essentially as the subtraction of the image of a galaxy by the same image rotated by 180° . This simple method proved to be a good tracer of the degree of interaction in merging galaxies. With the help of two supplementary parameters, the concentration index and the clumpiness, Conselice et al. [25] achieve to describe all usual morphological types in a totally quantitative way, solely from image analysis. Another method called Zurich Estimator of Structural Types (ZEST) has been proposed by Scarlata et al. [113]. It uses the Sersic index n returned from a galaxy fit and 5 other basic nonparametric diagnostics (amongst which the asymmetry coefficient) to quantify the properties of galaxy structure, using Principal Component Analysis. They find strong evolutionary effects between $z = 0$ and $z = 0.7$ for faint magnitudes ($M_B > -20.5$) galaxies.

Another morphological parameter used as a signpost of a nonequilibrium global dynamical state is the so-called lopsidedness. It is defined as the radially averaged $m = 1$ azimuthal Fourier amplitude measured between radii enclosing 50% and 90% of the galaxy light. Using this definition for a low-redshift sample ($z < 0.06$) of ~ 25000 galaxies, Reichard et al. [107] find a trend for more powerful AGN to be hosted by more lopsided galaxies, which is due to the strong link of the age of the stellar population in the galaxy bulge to both the AGN luminosity and to the lopsidedness of the host.

These analyses concentrate on type 2 AGNs or quiescent galaxies, and do not take into account type 1 QSOs, which considerably overweight central regions in the computation of the asymmetry index. In order to include QSOs in that kind of analysis, Gabor et al. [42] first separate QSO and host components with the GALFIT tool, and then compute the asymmetry index in the same way as Conselice et al. [24]. They find that, at $0.3 < z < 1.0$, QSO host asymmetries are no more prevalent than in quiescent galaxies. Another way of computing asymmetries for QSO host galaxies is proposed by Kim et al. [63], using an all-GALFIT computation. After separating the QSO and the host, Fourier components are fit to the images showing significant nonaxisymmetric features. Their result is that, for low redshift QSOs ($z < 0.35$), galaxy mergers and tidal interactions seem to play an important role in regulating and fueling the nuclear activity. The apparently opposite results in different redshift ranges from Gabor et al. [42] and Kim et al. [63] are suggestive of a cosmological evolution of the importance of interactions. It reinforces our belief that the study of asymmetries is a powerful tool to understand QSO-host interactions.

Here, we propose an alternative way to define the asymmetry, inspired by the statistical third order moment, called skewness indice. More precisely, let $I(\vec{x})$ be the intensity in the pixel \vec{x} , and N the total number of pixels of a square subimage defined by the user and containing the host galaxy, we define the center of luminosity of the host by

$$\vec{x}_{cL} = \frac{\sum_{\vec{x}} I(\vec{x}) \vec{x}}{\sum_{\vec{x}} I(\vec{x})}. \quad (4.3)$$

Then, we define an asymmetry coefficient with respect to a center c located at some position \vec{x}_c

$$a_c = \frac{\sum_{\vec{x}} I(\vec{x})(\vec{x} - \vec{x}_c)^3}{\sum_{\vec{x}} I(\vec{x})}. \quad (4.4)$$

This method has the advantage of being totally model independent, and takes into account the whole light from the host. It thus requires no a priori knowledge about the shape of a galaxy, which involves the risk to prevariate any interpretation.

Another advantage of this definition is that c can be chosen to be either the center of luminosity c_L , thus describing the asymmetry of the galaxy alone, or the QSO position as given by the deconvolution c_{QSO} , thus giving information about the asymmetry of the whole system (QSO+host). From now, unless clearly stated otherwise, the term ‘‘asymmetry coefficient’’ will refer to the asymmetry with respect to c_{QSO} . Indeed, a QSO located off-center in an otherwise seemingly symmetrical galaxy can be considered as a sign that something special is happening. For example, in the framework of binary black hole mergers, the resulting black hole is supposed to be ejected through the galaxy in a direction opposite to the gravitational wave emission. During this ejection, the accretion disc may stay bound to the hole and consequently shine off-centered. Simulations (Volonteri & Madau [137]) predict that a population of off-nuclear AGNs may already be detectable at low and intermediate redshifts.

In order to minimize the importance of border effects linked to the choice of the square subimage and to give a circular symmetry to the problem, intensities are convolved by a Gaussian function, centered on the center of luminosity. A typical FWHM of 30 pixels reveals to be appropriate in the majority of cases as it is not too narrow (which would give more weight to asymmetries due to shifts between c_L and c_{QSO}), and not too broad to be useless. In Fig. 4.4, six deconvolved QSOs and their hosts are shown along with their asymmetry coefficient. This illustrates the relevance of using the asymmetry coefficient as a measure of the degree of interaction of a system.

Errors

Errors on the asymmetry coefficient and c_L have been estimated by varying the input parameters (size of the square subimage in which we compute the coefficient and gaussian FWHM) and see how it influences the result. Firstly, it shows that c_L is very stable (a 10% variation of the subimage size leads to a $< 1\%$ variation of c_L). Conversely, the asymmetry coefficient is quite sensitive to the Gaussian FWHM (a 25% variation in FWHM leads to a $\approx 15\%$ variation in asymmetry coefficient). However, the restrictions for setting the FWHM value explained above do not allow such large variations, and thus we do not expect a $> 10\%$ change in asymmetry coefficient, which is clearly sufficient for the present purpose.

Two other sources of error must be taken into account : the variation in sampling due to the redshift range spanned, and S/N variations, which might change the influence of the background noise on the asymmetry.

First of all, the exposure times were chosen to reach a comparable S/N for all the hosts, thus considerably lowering the risk of error due to S/N variations. Secondly, it might be expected that higher- z

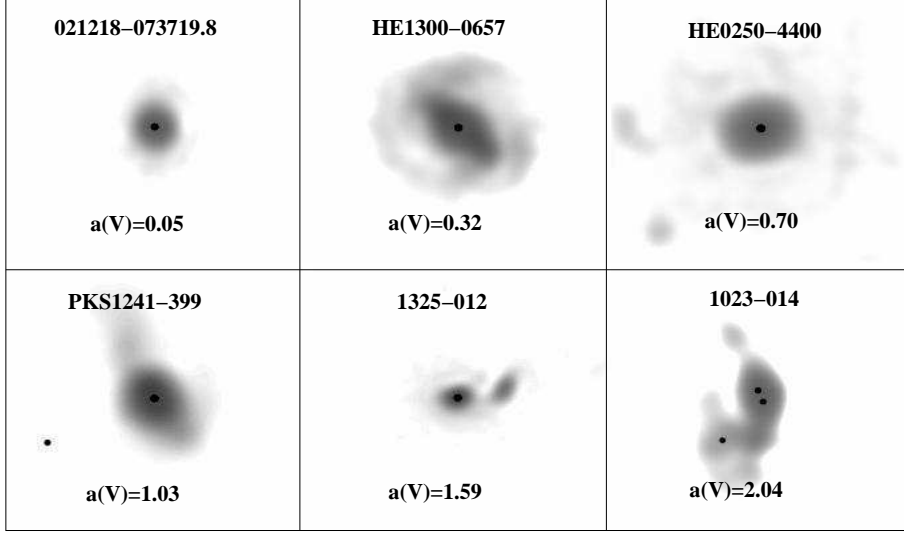


FIG. 4.4 – Asymmetry coefficients in the V-band $a(V)$ are displayed for 6 QSO hosts which are at different levels of interaction. A higher asymmetry value corresponds to a higher degree of interaction.

hosts would have a lower asymmetry than their lower- z counterparts, as the hosts substructures are less and less resolved with increasing redshift. In order to test the importance of this effect in our sample, we use the PYRAF tool “magnify” to decrease the resolution of the observation of HE 0227-4123 ($z = 0.143$, one of the lower redshift QSOs in the sample), with a 0.399 kpc/pxl scale, to a 0.52 kpc/pxl scale, corresponding to the upper limit $z = 0.198$, and compute the asymmetry on this new image. The result is that the asymmetry drops from 0.24 to 0.23. We can thus neglect both of these effects. The calculated asymmetries with respect to c_{QSO} and c_L are given for both filters in Table 4.7.

4.5 Results

Now that the parameters have been introduced, we aim to find correlations between them and try to specify some aspects of QSO-host interactions.

4.5.1 QSO-Host absolute magnitudes relation

A common question in QSO hosts studies is to seek if there is a correlation between QSO and host absolute magnitudes. Theoretically, such a trend is expected as a consequence of the more fundamental and well constrained $Mass(Spheroid)-Mass(Black\ Hole)$ relation (Ferrarese & Merritt [39], Marconi & Hunt [76]). However, it might be strongly disturbed by the variety of accretion rates found in AGN, which prevents from linking the black hole masses and magnitudes unequivocally. Equally, spheroid masses are not expected to match the galactic magnitudes, as they contain significant supplementary structures (tidal tails, spiral arms and bars, discs). Previous results (Ha-

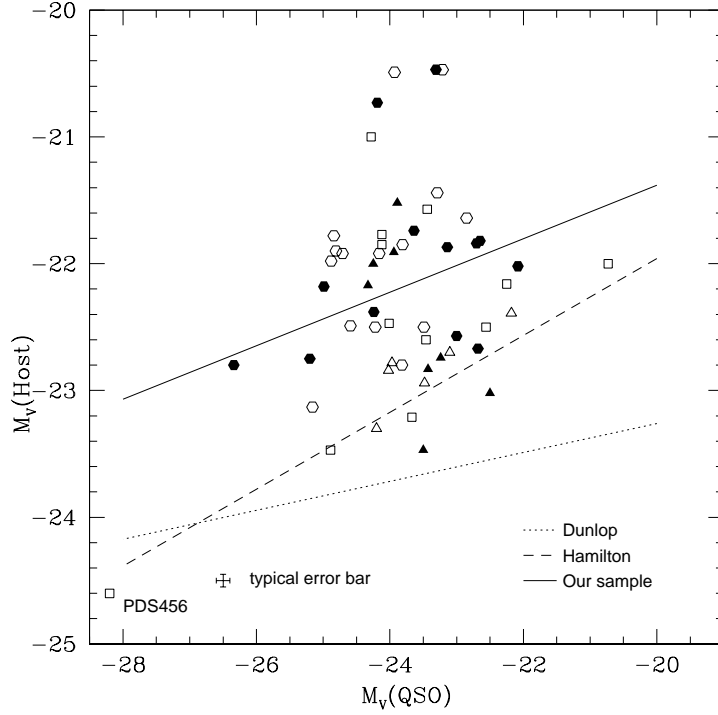


FIG. 4.5 – $M_V(QSO)$ is plotted versus $M_V(Host)$. Solid line : the best fit relation of our sample. Dashed line : fit from Hamilton et al. [49]. Dotted line : fit from Dunlop et al. [35]. Filled symbols represent non-interacting galaxies, while open ones are for galaxies showing signs of interaction. Triangles are for spirals, hexagones represent ellipticals, whereas squares stand for unclassified morphologies.

milton et al. [49], Floyd et al. [40], Shade et al. [120]) tend to indicate only a slight correlation, while other (Bahcall et al. [4], Dunlop et al. [35]) find a relation compatible with no correlation at all. An interesting discovery was made by Floyd et al. [40] who find that, for a given host magnitude, the nucleus does not radiate stronger than its Eddington accretion limit, even if super-Eddington limit accreting QSOs have already been found, and are thought to correspond to an early stage of the QSO evolution (Letawe et al. [70], Hamilton et al. [49]).

Our sample shows a slight correlation between host and QSO magnitude. Namely, we find that, if $\langle M_V(QSO) \rangle$ is the mean value of the whole sample,

$$M_V(Host) = (0.21 \pm 0.10)(M_V(QSO) - \langle M_V(QSO) \rangle) - (22.20 \pm 0.11), \quad (4.5)$$

with a Pearson's correlation coefficient $p = 0.28$ (the correlation is calculated with $M_V(QSO) - \langle M_V(QSO) \rangle$ instead of $M_V(QSO)$ so that the intersection with the $M_V(Host)$ -axis corresponds to the average case where $M_V(QSO) = \langle M_V(QSO) \rangle$). In Fig. 4.5, our correlation is compared with mean relations from other samples, and the morphology classification is indicated.

In Table 4.2, the relations found for different subclasses are shown with correlation coefficients.

Subclass	a	b	p
All	0.21 ± 0.10	-22.20 ± 0.11	0.28
Spirals	-0.28 ± 0.39	-22.35 ± 0.26	0.20
Spirals w/o inter.	-0.5 ± 0.61	-22.26 ± 0.32	0.26
Ellipticals	0.23 ± 0.14	-21.94 ± 0.13	0.31
Ellipticals w/o inter.	0.17 ± 0.17	-22.02 ± 0.20	0.29
Interactions	0.26 ± 0.12	-22.22 ± 0.14	0.39

TABLE 4.2 – $M_V(Host) = a(M_V(QSO) - \langle M_V(QSO) \rangle) + b$ relation for different morphological subclasses. p is the Pearson’s correlation coefficient.

We see that the relation for non interacting spirals is perpendicular to the total sample one, which is thus mainly created by the ellipticals. It can be interpreted as an indication that the total $M_V(Host) - M_V(QSO)$ relation is only a remnant of the $Mass(Spheroid) - Mass(Black\ Hole)$ relation, which is strongly disturbed by the presence of supplementary structures in spiral galaxies. However, it is hard to firmly conclude on that point as the deviations from the fit are quite large, and the correlations are often weak. In fact, we should not underestimate the fact that the QSO PDS456, which lies at the very high luminosity part of the graph, is likely to play a crucial role in the overall trend, but does not influence the trend found for the ellipticals and the spirals separately. We thus conclude that, in our sample, brighter ellipticals most probably harbour brighter QSOs, as theoretically expected, but this does not hold for spirals, resulting in a poor correlation between $M_V(Host)$ and $M_V(QSO)$ for the whole sample.

As explained above, the asymmetry coefficient is a good indicator of the degree of interaction in a system. Thus, we can replace the traditional morphology classification in Fig. 4.5 by an asymmetry-based classification. More precisely, the sample is divided into two subsamples, one with $a(V) \leq 0.7$, and the other with $a(V) > 0.7$. This value seems appropriate (see Fig. 4.4) for a good separation between minor interaction events and galactical-scale merger involving other galaxies. The low-asymmetry subsample contains 60% of the sample. Figure 4.6 shows the $M_V(Host) - M_V(QSO)$ relation, with this new subsample separation. Let us mention that asymmetry coefficients were not computed for the archive data because they were not separated from their nucleus. They are thus not included in Fig. 4.6.

It is clear that the high-asymmetry subsample shows a larger dispersion around the fitted relation. Indeed, the mean deviation from the fit for the high-asymmetry subsample is 0.19 ± 0.96 , while it is -0.10 ± 0.59 for the low-asymmetry subsample. This trend is even clearer when we plot the deviations from the fit as a function of the asymmetry (Fig. 4.6, lower graph). It shows a correlation between both variables indicating that the higher asymmetry hosts deviate more strongly from the fit.

Moreover, the asymmetric hosts tend to lie on average below the fit in Fig. 4.6. It means that, for a given nucleus magnitude, highly asymmetric systems tend to have brighter host galaxies. It can simply be explained by the fact that important mergers, corresponding to high $a(V)$ values, contain two

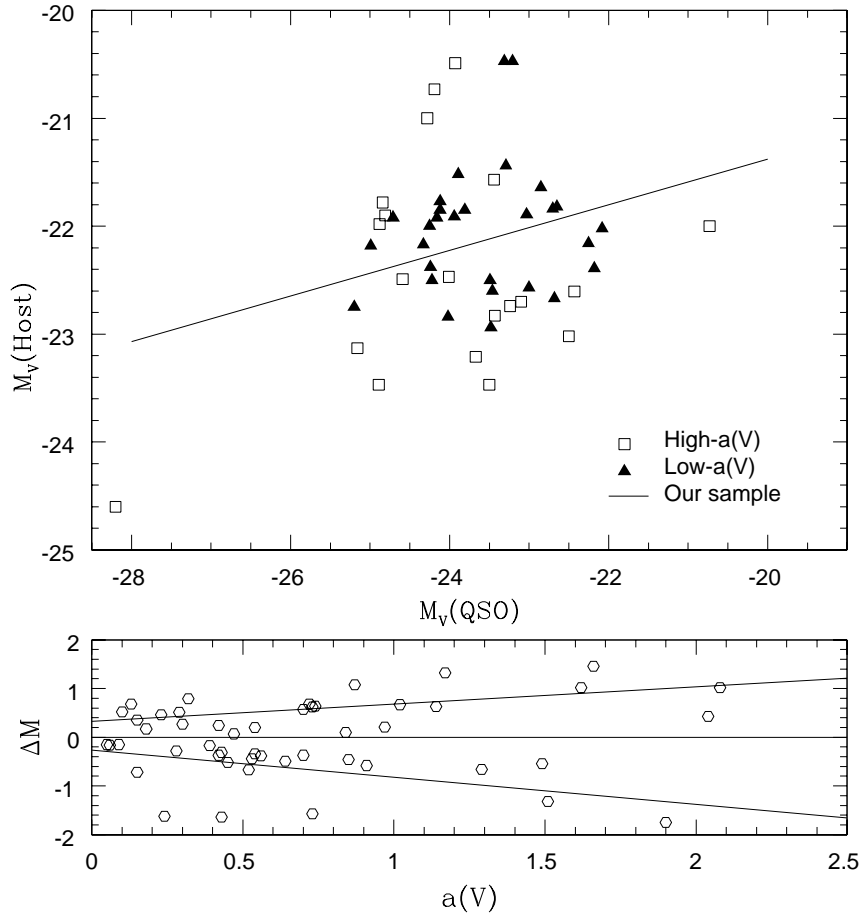


FIG. 4.6 – Top. $M_V(\text{Host})$ is plotted versus $M_V(\text{QSO})$ with the QSOs labelled according to their asymmetry subsample. Bottom. Deviations ΔM from the best fit are plotted against the asymmetry coefficient, with a linear fit on the positive and negative values of ΔM separately.

or more galaxies which tend to boost the value of the computed magnitudes. More interesting are the systems which have a surprisingly low-luminosity host (or powerful nucleus) along with highly asymmetric features (Open squares at the top of Fig. 4.6). Most probably, they are systems where interactions have abnormally enhanced the QSO activity and luminosity, as suggested for example in Letawe et al. [70].

4.5.2 Colours

As explained in Section 4.2, one of the goals of the study is to compare the stellar and gas distributions in order to seek for cases where there are significant differences between both components. A first test is to take the difference in apparent magnitudes between both filters, $m_V - m_{WB}$, for the host and the QSO separately. Classical morphological classification and asymmetry-based classification are shown in Fig. 4.7.

First of all, one might expect QSOs to be brighter in the V-filter, as it contains the strong H β and [OIII] emission lines. We find a mean difference in magnitude for the QSO of $\Delta m(QSO) = 0.03 \pm 0.17$. In order to check if this is not due to any processing error, the spectrum of the QSO HE 1302-1017 (Letawe et al. [70]) ($z = 0.278$) has been integrated in both filters. Converting the flux ratios into magnitude differences leads $\Delta m(\text{HE 1302-1017}) = 0.08$, which lies within our error bars. The same method is applied to a few galaxy templates from Mannucci et al. [75]. We find expected magnitude differences $\Delta m(\text{Im}) = 0.55$, $\Delta m(\text{Sc}) = 0.65$, $\Delta m(\text{Sb}) = 0.76$, $\Delta m(\text{Sa}) = 0.85$, $\Delta m(\text{S0}) = 0.86$ and $\Delta m(\text{E}) = 0.87$, whereas our sample has a mean $\Delta m(\text{Host}) = 0.41 \pm 0.58$, while $\Delta m(\text{Spir}) = 0.60 \pm 0.15$, $\Delta m(\text{Ell}) = 0.27 \pm 0.78$ and $\Delta m(\text{Undef}) = 0.58 \pm 0.28$.

On the one hand, the asymmetry classification in Fig. 4.7 unveils the tendency for the more asymmetric hosts to lie at lower $\Delta m(\text{Host})$ than the more symmetrical ones. More precisely, $\Delta m(\text{low-a(V) hosts}) = 0.61 \pm 0.24$, whereas $\Delta m(\text{high-a(V) hosts}) = 0.17 \pm 0.81$. Even if the standard deviation is quite large, this trend is likely to correspond to some physical process. Indeed, it means that highly asymmetric merging hosts tend to have a higher proportion of ionized gas than non-interacting ones. A similar tendency has been found in Letawe et al. [70, 72], where they observe links between gas ionized by the QSO radiation and gravitational interactions. Thus, it is tempting to propose that our observations give a statistically more relevant proof of this kind of interrelation between QSOs and their hosts. However we cannot disentangle the different ionization processes, namely ionization by the QSO, by shocks, or by stars. Consequently, the higher degree of ionization in highly asymmetric hosts might also be interpreted as due to prominent HII regions typical of strong star formation, enhanced during the interaction process.

On the other hand, even if a morphological classification does not allow to determine clear trends, we point out the fact that all hosts that have a $\Delta m(\text{Host}) < 0$ are ellipticals. Thus, the lower part of Fig. 4.7 is constituted exclusively of highly asymmetric elliptical systems. It is a surprising result as ellipticals are often supposed to be evolved galaxies with old stellar populations with only a weak quantity of gas and dust. We suggest that these outliers correspond to a class similar to the already studied QSO HE 1434-1600 (Letawe et al. [68, 72]), which has a seemingly normal elliptical

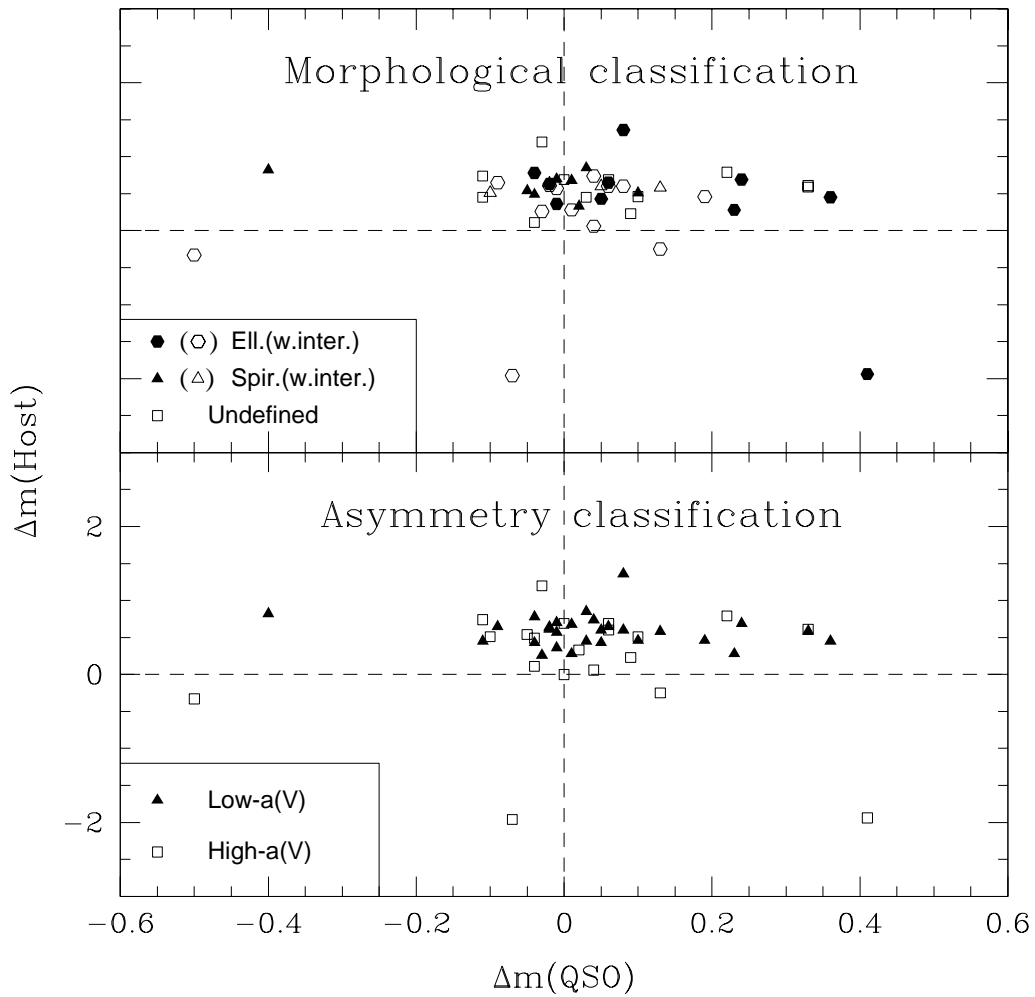


FIG. 4.7 – The difference in apparent magnitudes of both filters for the host and the QSO are plot with the morphological classification (top) and the asymmetry classification (bottom). Symbols are identical to those in Fig. 4.5 for the top image and Fig. 4.6 for the bottom one.

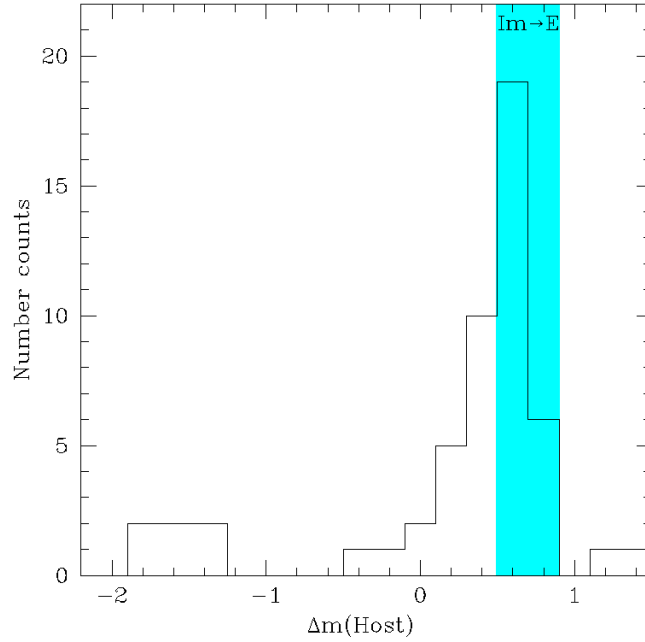


FIG. 4.8 – Histogram of $\Delta m(\text{Host})$ with 0.2 mag bins. Typical values for Im to E galaxies are indicated by the shaded strip. Hosts with the strongest emission lines appear to the left.

host, but also filamentary structures consisting of gas ionized by the central nucleus on both sides of it. This system is in gravitational interaction with a smaller neighbouring elliptical. Indeed, if the ionization was due to stars in those elliptical outliers, it should as well, if not more, be present in spirals, which is not the case. Thus, if an ionization source had to be favoured, QSO or shock ionization would be preferred.

Another way to extract information from the colours of the hosts is to build an histogram as in Fig. 4.8 for the whole sample. We plot the number of hosts whose Δm is contained in a bin of 0.2 mag, for bins going from $-2.$ to $1.5,$ and compare it to the template galaxy colours mentioned above. The range spanned in Δm for our hosts is much larger than the range spanned by the templates, only covering the $0.5 - 1$ region. Moreover, the majority of the hosts seems to have colour typical of Im-Sc galaxies, with a prominent amount of ionized gas. Splitting the sample into low and high asymmetry subsamples (Fig. 4.9) confirms that high-asymmetry hosts have a more prominent ionized gas component, and cover a much wider Δm range.

It is fruitful to check how ellipticals and spirals are distributed in such diagrams. We see in Fig. 4.10 that spirals better match with classical values (inactive galaxies) than ellipticals, which cause the broadening of the range spanned in the whole sample.

This hosts colour analysis reveals the difference between QSO hosts and quiescent galaxies. QSO hosts tend to contain more ionized gas than their quiescent counterparts, and this trend is stronger in ellipticals and highly asymmetric systems. It is consistent with the previous study of Scoville et al. [119], who find, by analysing CO emission of 12 low redshift ($z < 0.1$) PG QSOs, that elliptical hosts are gas-rich and therefore cannot be normal ellipticals. Our findings prove that not only elliptical

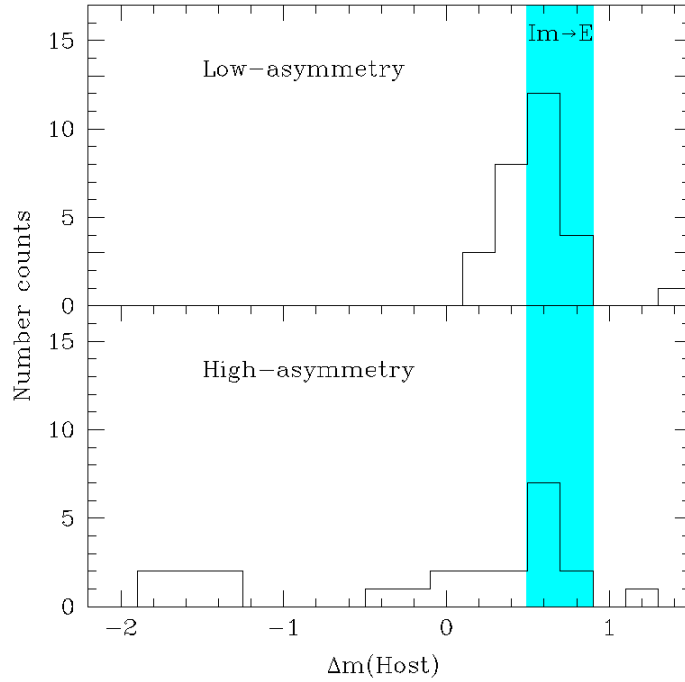


FIG. 4.9 – Histogram of $\Delta m(\text{Host})$ with 0.2 mag bins for the low and high-asymmetry subsamples, which have a different shape, the high asymmetry being shifted to lower V magnitudes, meaning that they display stronger emission lines.

hosts contain more gas, but that this gas has a significant level of ionization compared to quiescent ellipticals. However, the available data do not allow to determine unambiguously the ionization source. For instance, the ionization might be due either to the QSO radiation or to shock waves during a merger event.

It is also interesting to check if asymmetric hosts in a filter are also asymmetric in the other one. Figure 4.11 shows that for the vast majority of the QSOs observed, asymmetries are, as expected, comparable in both filters. The best fit is $a(WB) = (0.86 \pm 0.08)a(V) + (0.15 \pm 0.07)$, with a correlation coefficient $p = 0.85$. However, some objects lie way out of the mean relation. They will be discussed individually in Section 6. Figure 4.11 is useful to describe the link between the two classification methods (morphology vs asymmetry). It is clear that the most disturbed cases, morphologically undefined and indicated by an open square, also have the highest asymmetry value. Spirals and ellipticals have comparable asymmetries, whatever the filter. Table 4.3 summarizes the mean asymmetries in both filters as a function of morphology.

4.5.3 Magnitude-Asymmetry relations

If mergers and/or gravitational interactions are to trigger or enhance QSO activity, we might expect a correlation between the QSO magnitude and the degree of asymmetry of the system. The relation is shown in Fig. 4.12 for ellipticals and spirals separately because they have a different

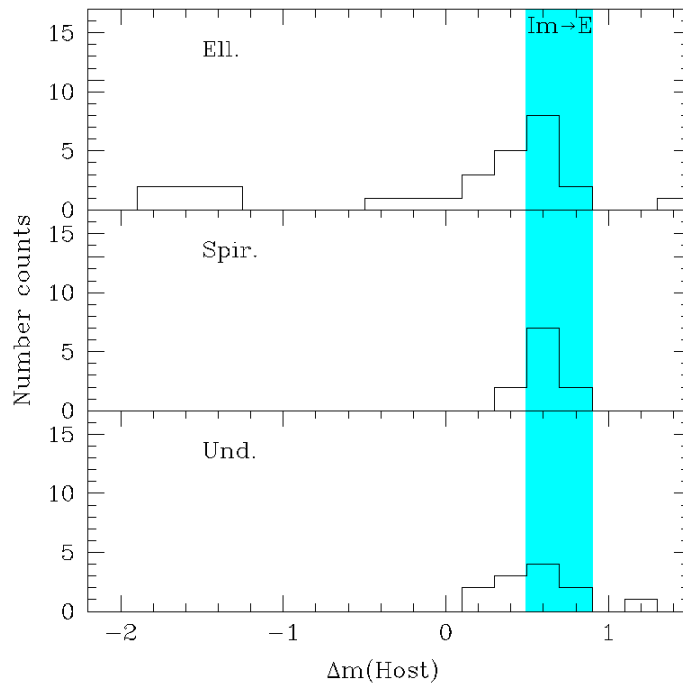


FIG. 4.10 – Histogram of $\Delta m(\text{Host})$ with 0.2 mag bins for ellipticals, spirals, and undefined galaxies. Elliptical hosts have the broadest range of values.

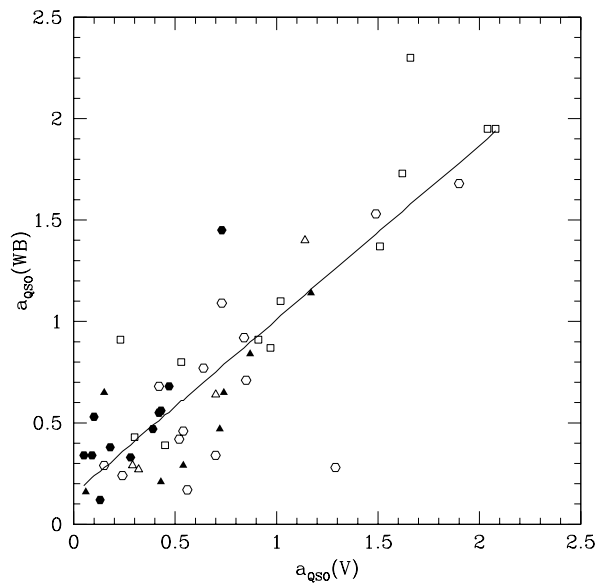


FIG. 4.11 – Correlation between the asymmetry coefficients measured in both filters. Note that all the high asymmetry systems have also been classified as interacting systems. Filled symbols represent non-interacting galaxies, while open ones are for galaxies showing signs of interaction. Triangles are for spirals, hexagones represent ellipticals, whereas squares stand for unclassified morphologies.

Subclass	$\langle a(V) \rangle$	$\sigma(V)$	$\langle a(WB) \rangle$	$\sigma(WB)$
Spirals	0.59	0.36	0.58	0.39
Ellipticals	0.57	0.45	0.61	0.42
Interactions	1.11	0.66	1.23	0.63

TABLE 4.3 – Average asymmetries are given in the two filters for spirals, ellipticals, and hosts with signs of interaction.

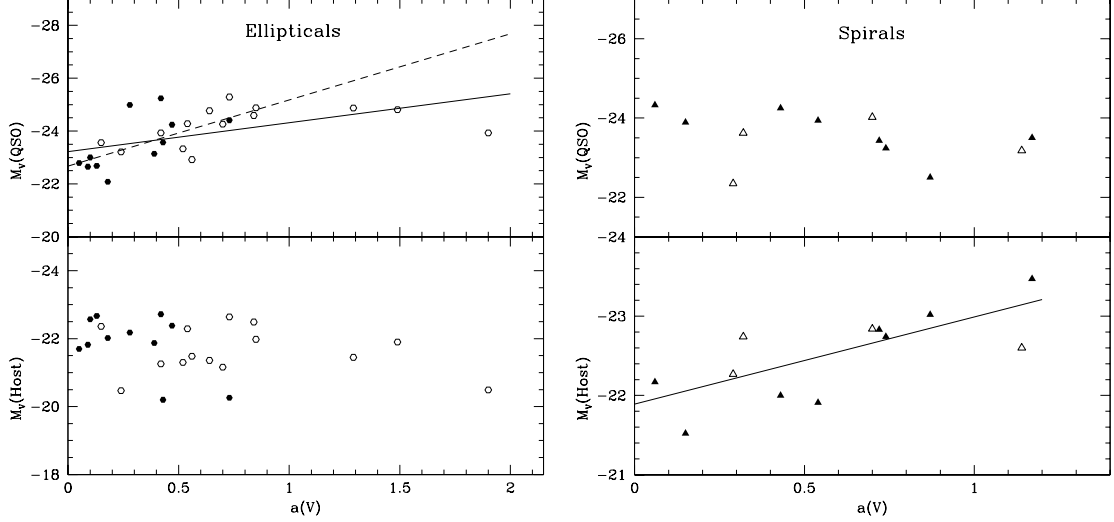


FIG. 4.12 – Asymmetry is plotted against QSO and host absolute magnitude in the V filter for ellipticals and spirals separately. Open symbols indicate the presence of interactions or mergers.

behaviour. Indeed, for the ellipticals, a reliable correlation ($p = 0.54$) exists between the absolute magnitude and the asymmetry coefficient (solid line in Fig. 4.12): $M_V(QSO) = (-1.1 \pm 0.36)a(V) + (-23.22 \pm 0.26)$. It is even more robust ($p = 0.68$, dashed line) if the three higher asymmetry systems are removed from the fit, with a relation

$$M_V(QSO) = (-2.51 \pm 0.61)a(V) + (-22.67 \pm 0.30). \quad (4.6)$$

A similar relation is not found for the host magnitude. Conversely, the asymmetry of spiral hosts does not correlate with QSO magnitude, but does correlate with host magnitude as $M_V(Host) = (-1.09 \pm 0.34)a(V) + (-21.89 \pm 0.24)$, with $p = 0.71$.

For ellipticals, in the low asymmetry range ($a(V) < 0.7$), asymmetry is mainly due to shifts between the position of the QSO (c_{QSO}) and the center of luminosity of the host (c_L). To illustrate this statement, we plot on Fig. 4.13 the asymmetry according to c_{QSO} ($a_{QSO}(V)$, left plot) and the asymmetry according to c_L ($a_{Host}(V)$, right plot) versus the distance between both centers c_{QSO} and c_L . While the distance is strongly correlated to $a_{QSO}(V)$, it is not the case for $a_{Host}(V)$, proving that, for elliptical hosts, the asymmetry is due to relatively symmetrical galaxies which are not centered on the nucleus position. In the framework of galaxy evolution via mergers, it is expected that ellipticals are created during major mergers involving galaxies of similar masses. Such mergers

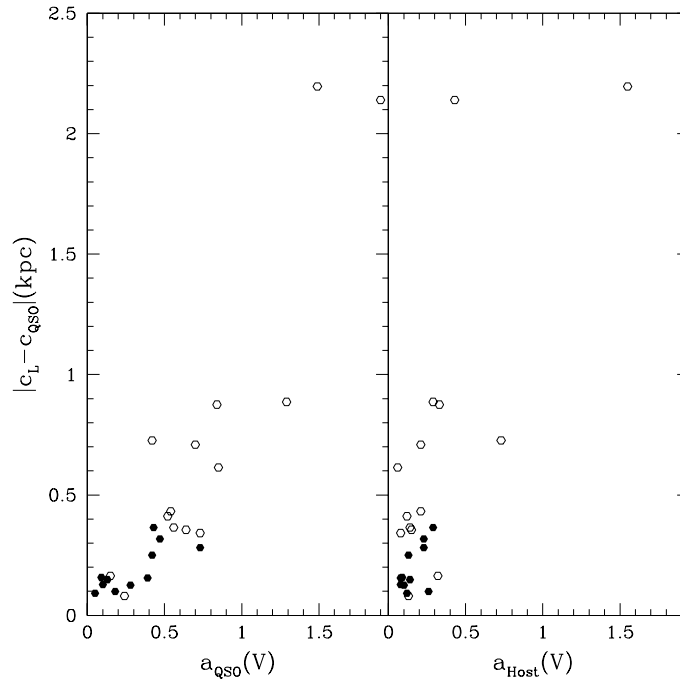


FIG. 4.13 – Left (resp. right) : distance in kpc between the center of luminosity of the galaxy and the QSO center against the asymmetry coefficient computed on the QSO position (resp. the center of luminosity of the host).

are also likely to trigger the activity of the nucleus. However, recent findings (Lobanov [74]) prove that the proximity of two similar supermassive black holes (SMBH) can suppress the accretion disc activity via the strong tidal shears between each other. Thus, it would not be surprising, if the activity is triggered via major mergers in ellipticals, to detect off-centered activity, where the two SBMH are still sufficiently far from each other. Alternatively, an off-centered activity might also be due to a black hole recoil with its accretion disc after the fusion of a black holes binary. Simulations from Volonteri & Madau [137] predict the existence and observability of such off-centered activity.

For spirals, the observed correlation with $a(V)$ concerns $M_V(Host)$ instead of $M_V(QSO)$. Tidal disturbances in spirals are believed to arise either from minor mergers between different mass galaxies (4 : 1 to 10 : 1 or higher mass ratios, see Bournaud et al. [16]) or in young mergers which have not evolved during enough time to reach their final state. The lack of correlation found between asymmetry and QSO magnitude supports the idea that young or minor mergers have not influenced the activity of the central nucleus yet. This idea matches well with the concluding remark in Reichard et al. [107], who suggest that the period of black hole growth may be preferentially associated with the end stages of minor mergers. On the other hand, morphological disturbances are already visible and contribute to raise the asymmetry in proportion to their luminosity, giving rise to the observed correlation.

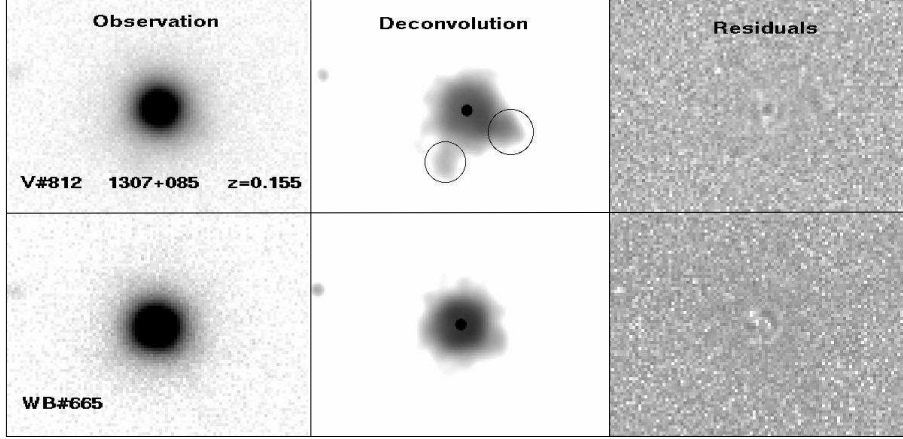


FIG. 4.14 – Observations of QSO 1307 + 085 in both filters. The top row (resp. bottom) shows, from left to right, an observation, the deconvolved host and source (with the special features discussed encircled), and the residual map for the V#812 filter (resp. WB#665).

4.6 Peculiar cases

One of the goals of the present study is to find candidate hosts which would represent a particular stage of evolution in a QSO’s lifetime (for example, similar to the famous HE 0450-2958 case studied in Magain et al. [83], Letawe et al. [72, 71], Elbaz et al. [36], Jahnke et al. [57]), in preparation for higher resolution observations which would go deeper into the central regions and would allow to better assess the nature of QSO-host interactions. Hereunder, we review some special cases, which are essentially outliers from the main trends described in the previous section. All images have a zero position angle (North is up, and West is to the left), and all distances are projected distances.

4.6.1 1307+085

First of all, this QSO lies amongst the very few systems which have substantially different asymmetry coefficients in the two filters ($a(V) = 1.29$, $a(WB) = 0.28$). Secondly, the very negative difference in magnitudes $\Delta m(QSO) = -0.5$ reveals that the nucleus has either strong emission lines, or a steep bluer continuum. Moreover, the comparison of the deconvolved images in both filters (Fig. 4.14) reveals two zones (encircled) in the host that show a prominent emission in the V-filter not seen in the continuum, which we thus associate to strong emission lines. Those elements put the host in the subclass of asymmetric ellipticals with substantial gas ionization, where the strong emission zones increase the asymmetry coefficient and the magnitude in the V-filter, whereas its stellar component looks like a rather regular elliptical. An emission zone appears in both filters at ≈ 22.5 kpc West from the nucleus. However we see no obvious trace of interaction between this feature and the host.

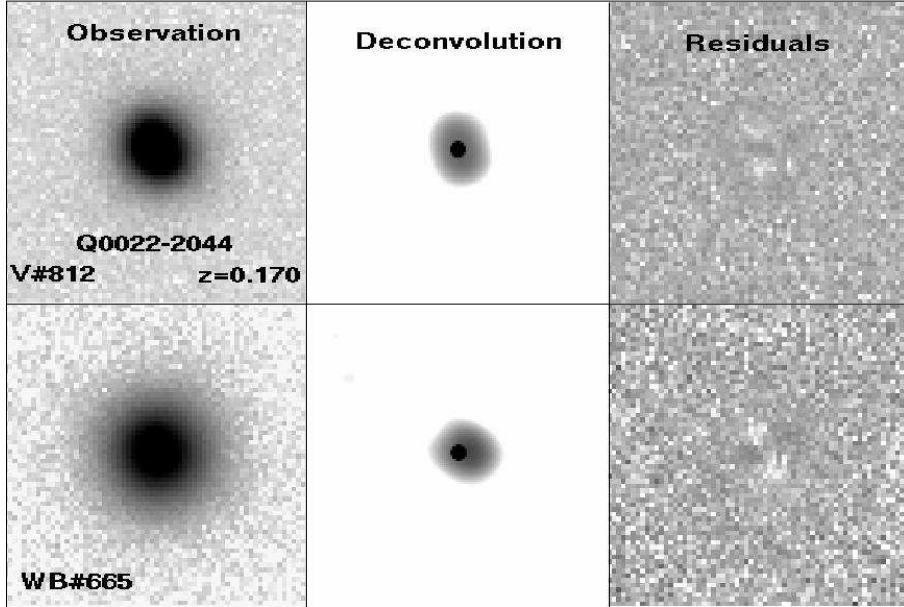


FIG. 4.15 – Observations of QSO *Q0022 – 2044* in both filters. The top row (resp. bottom) shows, from left to right, an observation, the deconvolved host and source, and the residual map for the V#812 filter (resp. WB#665)

4.6.2 Q0022-2044

Q0022-2040 has also substantially different asymmetries in both figures ($a(V) = 0.73$, $a(WB) = 1.45$). The high asymmetry in the WB#665 filter is due to a shift of $2\text{pxl} = 0.9$ kpc between the center of luminosity of the galaxy and the position of the nucleus, as shown in Fig. 4.15. This shift, along with its strongly negative $\Delta m(\text{Host}) = -1.94$, indicate that *Q0022-2044* is a typical example of the class of ionized ellipticals harbouring off-centered activity already discussed in Section 4.5.3. Let us also mention that the QSO is particularly bright in the WB#665 filter ($\Delta m(\text{QSO}) = 0.41$).

4.6.3 PDS456

PDS456 is known as the most powerful QSO of the local Universe ($z < 0.3$). It is thought to be a radio-quiet analogue of the famous 3C273 (Schmidt [115]). Spectra have already been obtained in basically all wavelength ranges and K-band, radio and CO(1-0) images are also available (see O’Brien et al. [94] or Yun et al. [139] for a complete review and references). It was suggested that it is in a critical transition phase between an Ultra Luminous InfraRed Galaxy (ULIRG) and a QSO (Sanders & Mirabel [111]), as it shows an optical spectrum dominated by broad emission lines, large IR and X-ray luminosity, as well as a large dust/cold gas content. Moreover, UV and X-ray spectra reveal the presence of decelerating cooling outflows probably driven by radiation or magnetic field. The deconvolved host (Fig. 4.16) shows 2 compact sources, indicated by E1 and E2, compatible with the three blended sources of the K-band image in Yun et al. [139]. Deconvolution allows to

	$m(S1)$	$m(S2)$	$m(Host)$	$m(E1)$	$m(E2)$
V	14.17	14.17	17.56	19.35	19.27
WB	13.31	14.99	17.10	18.73	18.54

TABLE 4.4 – Magnitudes of the different components of the deconvolution of PDS456 with two point sources.

disentangle the underlying host, which seems elliptically shaped. It is, to our knowledge, the first image of the galaxy hosting the QSO in the visible. Magnitudes and asymmetries are given in Table 4.7 for the whole system (E1+E2+Host). If we take them separately, we find $m_V(Host) = 17.56$, $m_V(E1) = 19.35$, $m_V(E2) = 19.27$, and $m_{WB}(Host) = 16.43$, $m_{WB}(E1) = 18.53$, $m_{WB}(E2) = 18.34$. The difference in magnitude between the host and the QSO (-4.24) is the highest of the sample, which indicates a strong activity of the nucleus.

We focus on the residuals map shown in Fig. 4.16 for the V filter. It has a structure typical of the presence of two blended point sources. Indeed, if a point source is to be fit where in fact there are two, the two peaks will not be correctly fit and this will result in a double hole in the residual map. If such a feature is real, and does not correspond to a PSF mismatch on that particular observation, we expect to find it in each exposure residuals. Figure 4.17 shows an average of the 4 residuals resulting from the simultaneous deconvolution of 4 observations. The double-hole structure is clearly present. We tested the hypothesis of a double nucleus by adding in the deconvolution process a second point source, along with the usual diffuse background. The result is displayed on Fig. 4.18. In the V-filter, the two point sources, of comparable magnitude $M_V \sim -27.45$ are only separated by 0.51 kpc and the host nearly disappears, with only a faint tail starting from the nucleus. For the WB filter, the separation is only 0.22 kpc, and a faint host, whose morphology can hardly be determined because of its faintness and its small angular size, is detected. Magnitudes in both filters for the two point sources fit are given in Table 4.4

Let us now examine arguments in favour and against the double active nucleus hypothesis. The very good quality of the deconvolution with two point sources makes clear that there is at least a very compact source in both filters next to the “main” nucleus. Moreover, for the one point source fit, the value $\Delta m(Host) = 1.13$ is the highest of our sample and surpasses the typical elliptical value, indicating an abnormally strong continuum. This strong compact continuum is better fitted with a point source, in coherence with an hypothetical AGN activity. The presence of two separate nuclei might explain its frightening high luminosity, and is not inconsistent with the accepted scenario of a transitory system between ULIRG and QSO via a merging process. It could also account for the exceptionally broad absorption (O’Brien et al. [94]) and emission (Yun et al. [139]) features observed.

Conversely, if both sources were to correspond to AGN activity, we would expect a common center in both filters, which is not really the case ($\delta c \sim 0.32$ kpc). Also, their magnitudes behave differently in each filter (see Table 4.4), their relative intensity being much more different in the WB filter than in the V filter. Moreover, the value $\Delta m(Host) = 1.13$ might be interpreted as strong reddening of the

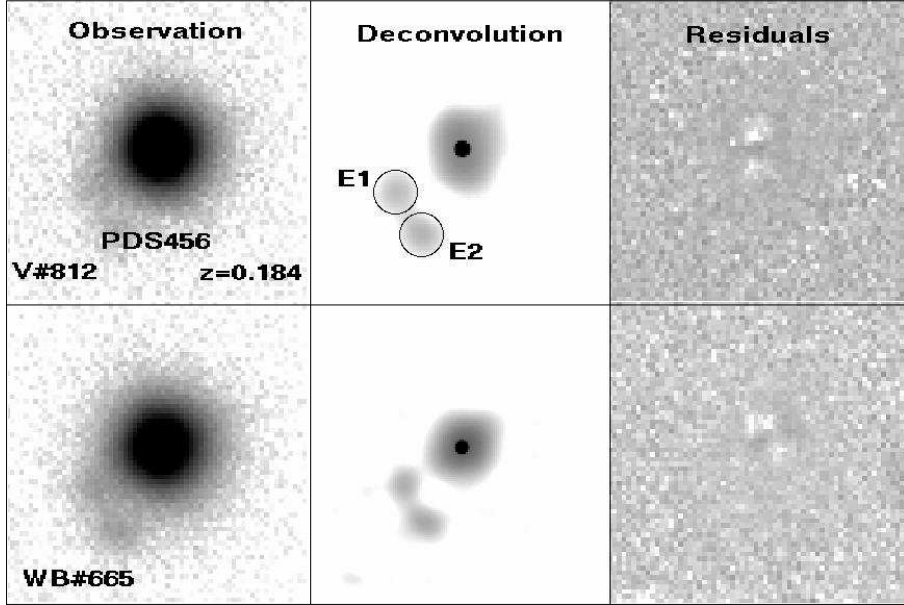


FIG. 4.16 – Observations of QSO PDS456 in both filters. The top row (resp. bottom) shows, from left to right, an observation, the deconvolved host and source, and the residual map for the V#812 filter (resp. WB#665).

host, which would match the ULIRG hypothesis. Thus, from our observations, it is risky to assess their true nature unequivocally.

However, it is clear that PDS456 is an exceptional object. Deep high resolution optical imaging, or 3D integral field spectroscopy, processed with a similar method as the one used in Letawe et al. [72], might help clarifying its status.

4.6.4 PG 1012+008

From Fig. 4.19, it is clear that PG1012 + 008 is involved in a merger containing at least 2 galaxies separated by $\simeq 10$ kpc, and a third one 20 kpc N-W from the QSO, which might also be interacting gravitationally. The best fit is obtained by using 3 point sources in the deconvolution, located at each galactic center position. However, Bahcall et al. [4] have already observed this system with HST-WFPC2, and no other point source was found. There are two ways of clarifying the situation. Firstly, other point sources were not reported in Bahcall et al. [4] because they are too faint (the luminosity ratio between the nearest source and the main QSO in WB#665 being $\sim 1/13$) to be taken into account with their PSF-subtraction method. Secondly, given the difference in resolution between both observations ($0.1''/\text{pxl}$ compared to $0.161''/\text{pxl}$), a very compact and intense stellar emission just resolved by WFPC2 might look unresolved for SUSI2. At the QSO redshift, the size range in which an emission zone will be resolved with WFPC2 and not with SUSI2 is $0.2 - 0.5$ kpc. We analysed the morphology of those two putative point-like sources using WFPC2 archives. Figure 4.20 reveals that the nearest point-like source from the QSO looks like a compact emission zone whose FWHM in the defined circle is 4pxl . The QSO FWHM in that image being only 2pxl ,

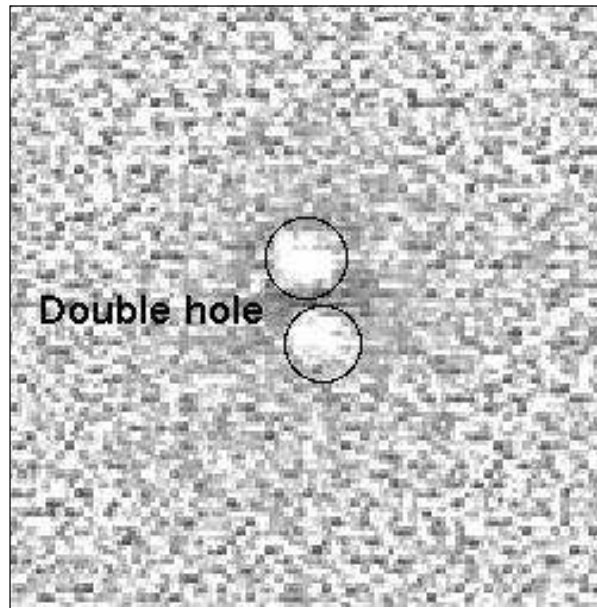


FIG. 4.17 – Average residuals from the simultaneous deconvolution of 4 observations of the QSO PDS456 in the V filter. The two holes in the residuals suggest the presence of a second point source.

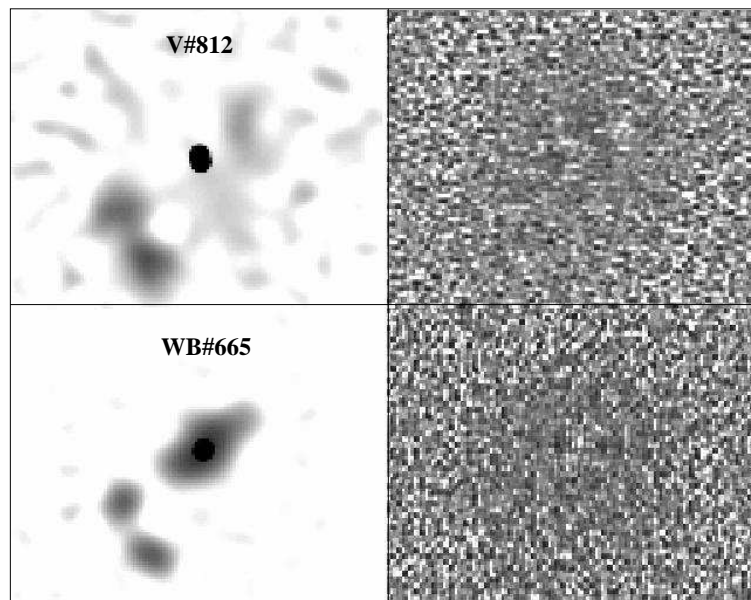


FIG. 4.18 – Deconvolved image in both filters of PDS456, with two point sources very near from each other. The average residuals are considerably improved, without any relevant structure.

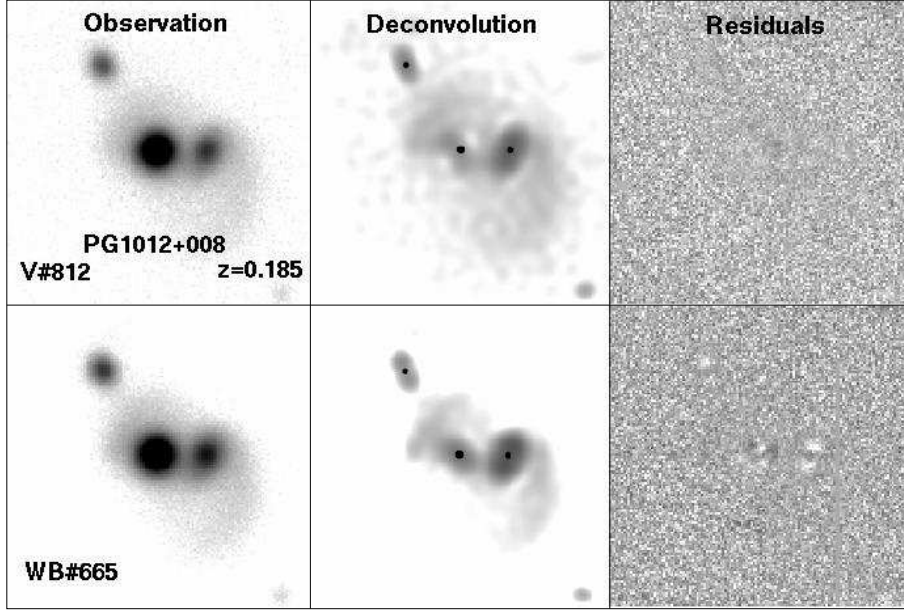


FIG. 4.19 – Deconvolution process for PG1012 + 008, where 3 point sources are included, which don't necessarily correspond to any AGN-activity.

this zone is clearly not point-like. However, this 4pxl width converts in SUSI2 pixels to 2.5pxl , which approaches the resolution fixed by the deconvolution process (2pxl FWHM), making it look like a point-source. Moreover, the flux ratio between the QSO and the compact emission is the same (≈ 0.045) as the flux ratio between the QSO and the point source in the SUSI2 images, reinforcing the hypothesis that the compact emission in WFPC2 and the second point source in SUSI2 are the same object. The same arguments hold for the third point source. Another indication that the additional compact regions are not related to any AGN activity is that the colours computed for the nearest galaxy center and the other one are $\Delta m(QSO) = 0.57$ and 0.62 . Those values are the highest of the whole sample, revealing an important contribution of the continuum compared to emission lines. This fact tends to favour the view that the 2 added point sources do not correspond to AGN activity, but rather to compact (0.2 to 0.5 kpc) luminous stellar regions, characterized by a prominent continuum.

4.6.5 1151+117

Apart from the central QSO, the observation of 1151+117 reveals the presence of two emitting regions 20.6 kpc S-W, and 11.5 kpc N-E of the QSO. Both need a point source component to achieve good residuals. Deconvolution reveals that the S-E one is well fit with a single point source, and thus is considered as a foreground star. On the other hand, the N-E one needs a smooth background to achieve a good fit. This point source is quite weak ($M_V = -19.32$), and has a dominant continuum emission $\Delta m = 0.33$. Similarly to PG1012+008, this high value of Δm might indicate that the point-like emission is due to a compact stellar region, even if it is still a reasonable value for an active nucleus.

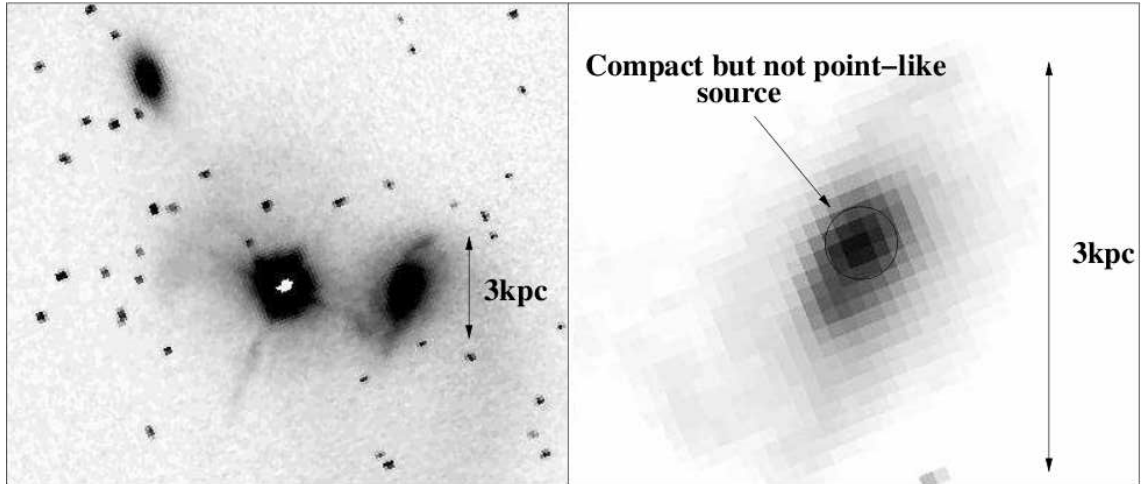


FIG. 4.20 – PG1012 observed with HST/WFPC2 and a zoom on the companion galaxy containing a compact, but not point-like, emission zone.

The background needed around the second point source shows clear signs of gravitational interactions with the host, especially on the WB#665 deconvolved image, where the galaxies seem to share a tidal tail, suggesting a configuration similar to the well known M51 (Salo & Laurikainen [108], Toomre & Toomre [129]), where two galaxies of mass ratio 3 : 1, viewed nearly face-on, probably encountered for the first time 300 ± 100 Myr ago. Two additional faint emissions are also present in both filters (N-W and N), and may also be linked to the merging process.

4.6.6 HE 1202-0501

The host of HE 1202-0501 (Fig. 4.22) is very atypical, with a 45 kpc nearly straight tail extending from the center to the S, containing a few minor substructures and another tail of ~ 27 kpc extension starting from the center to N-W. Such a special configuration is very similar to the gas distribution of a 1.2 – 1.3 Gyr major merger of equal mass disc galaxies (Springel et al. [127], Fig. 7). These simulations also reveal very complex intense features next to the center, which might not be resolved by SUSI2, but can substantially contribute to the observed total central nucleus luminosity, leading to PSF mismatches and thus decreasing the quality of the deconvolution around the center, as can be seen in the residuals of Fig. 4.22. HE 1202-0501 also looks very similar to the famous “Mice” merger, NGC4746, which is also well modelled (Toomre & Toomre [129], Mihos et al. [91], Barnes [9]) by a two identical disc galaxies merger event, where one of the two discs is viewed edge-on in order to mimic the elongated bar. They are a few major differences between NGC4746 and HE 1202-0501. In “The Mice”, the galactic centers are separated by 20 kpc, and both tails have approximately the same length and luminosity, whereas HE 1202-0501 shows only one nucleus, and different size tails. Different tail size and luminosities are suggestive of different mass galaxies. We thus conclude that HE 1202-0501 is most probably a merger between two disc galaxies of different masses containing a sufficient amount of gas to induce AGN activity, one of the two discs being viewed edge-on. The poor residuals near the center may result from intense star formation activity,

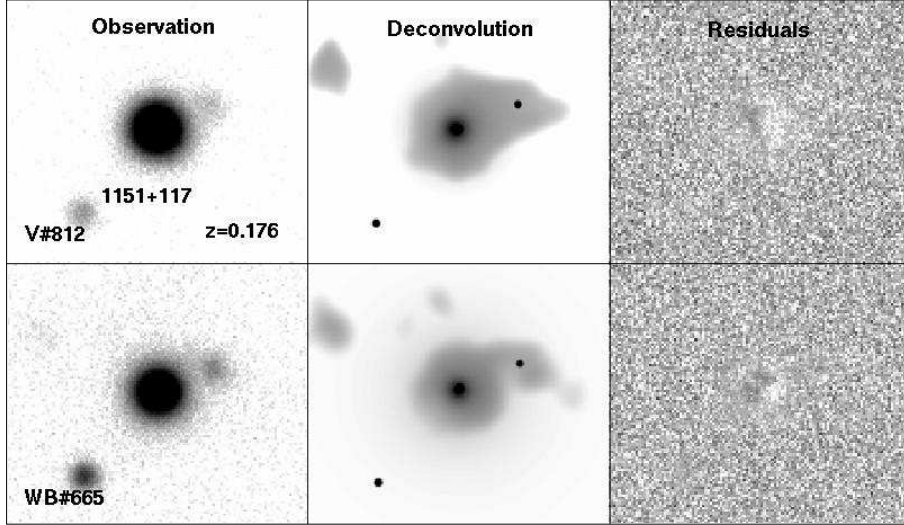


FIG. 4.21 – Deconvolution of 1151+117, with 3 point sources. One is probably a foreground star, whereas the two others are hosted by interacting galaxies.

or even from the presence of a second compact source, which blends with the QSO and affects the deconvolution.

4.6.7 1023-014

The QSO 1023-014 is a major merger involving two galaxies of comparable size. The best deconvolution is achieved with 3 point sources, labelled A, B and C on Fig. 4.23. While A and B have are very similar in both filter ($m_V(A) = 19.54$, $m_V(B) = 19.67$, $\Delta m(A) = -0.06$, $\Delta m(B) = -0.01$), C has a quite different behaviour, with $m_V(C) = 20.55$ and $\Delta m(C) = 0.51$, which deviates strongly from the mean $\Delta m(QSO)$. As in the case of PG 1012+008, it indicates that the source C might not be related to AGN activity but rather to strong unresolved stellar emission. Moreover, this system lies significantly below the $M_V(QSO)-M_V(Host)$ relation, having an underluminous QSO compared to its host ($M_V(QSO) - M_V(Host) = 1.27$ is the highest value of the whole sample). All in all, and given the fact that the QSO and total host are more powerful in the WB#655 filter, 1023 – 014 could be a quite dry merger, with no sufficient amount of gas to create powerful AGN activity. Further studies would be necessary to test this hypothesis.

4.6.8 HE 1211-1905

The QSO HE 1211-1905 is surrounded by a spiral galaxy which shows clear signs of gravitational interaction via extended tidal tails N and E of the nucleus, corresponding to the T1 and T2 boxes in Fig. 4.24. Given the significant area of those tails ($\sim 10\text{kpc}^2$), it makes sense to check differences in magnitudes between both filters in those regions in order to specify their nature.

The analysis reveals that T1 and T2 are very similar, as they both have $\Delta m = -0.05$. This negative value is much lower than the value computed for the whole host (0.5). It indicates that ionized gas

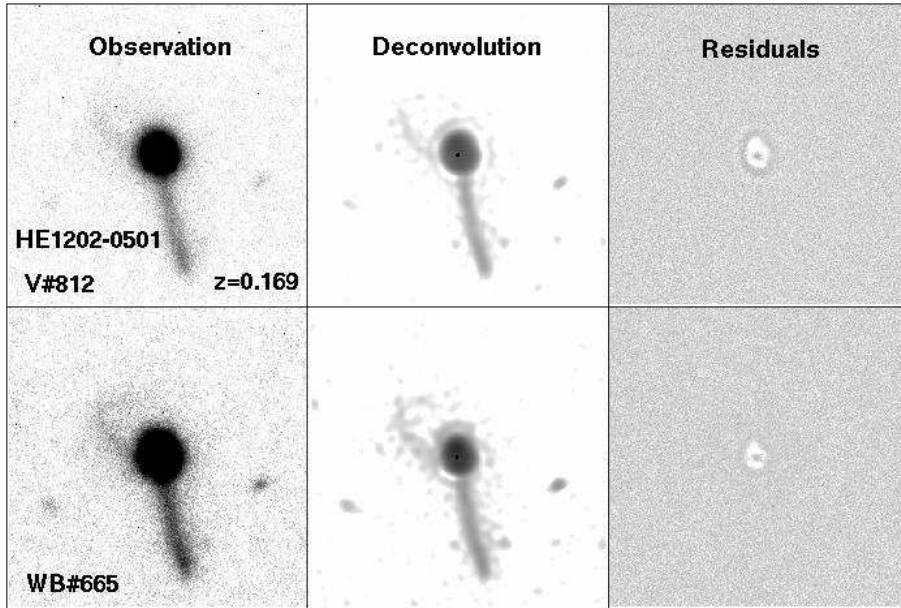


FIG. 4.22 – Deconvolution process for HE 1202-0501. The very atypical morphology may be created by the collision of two galaxies of different disc mass. Significant substructures around the center are likely to affect the quality of the residuals.

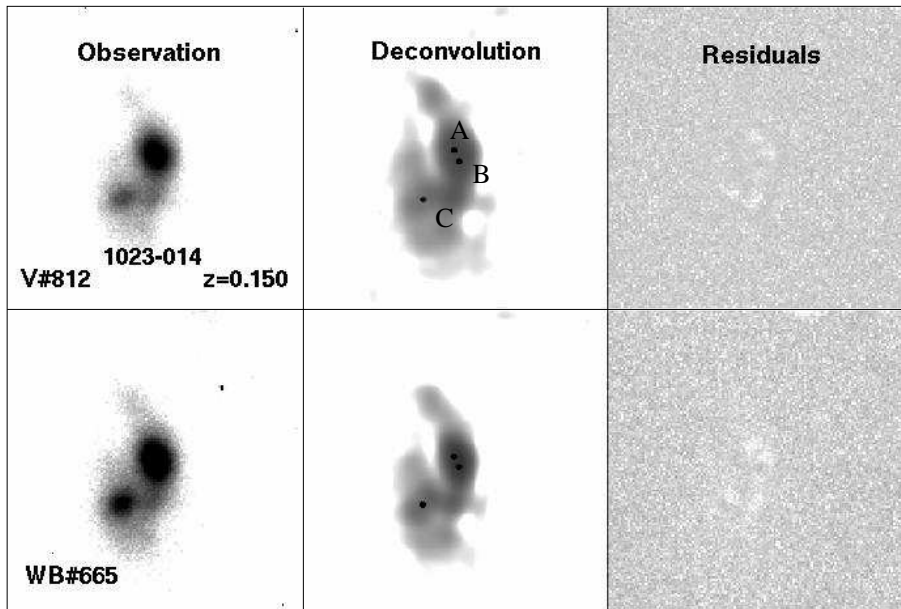


FIG. 4.23 – Deconvolution process for the major merger of the QSO 1023-014. 3 point sources are necessary to achieve satisfactory residuals.

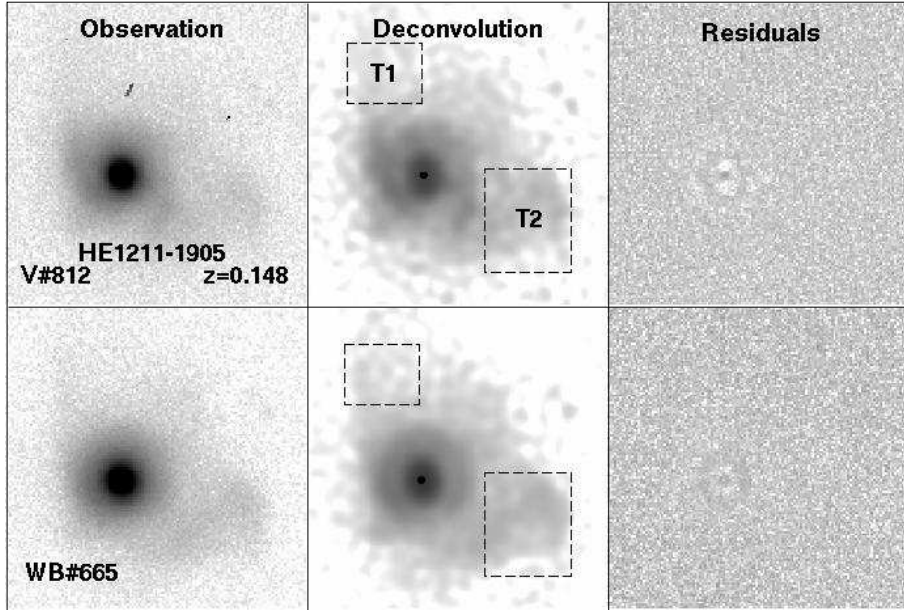


FIG. 4.24 – Deconvolution process for the strongly disturbed host of the QSO HE 1211-1905.

is more prominent in the faraway regions T1 and T2 than in the host’s central regions. The tail T1 goes even beyond the extracted image. Fig. 4.25 shows a larger area around the QSO, where the size of T1 can be estimated to ~ 40 kpc. The cause for such disturbances is unclear because HE 1211-1905 appears quite lonely, apart from a tiny galaxy, probably elliptical, lying 35 kpc from it. Let us mention that there are also a few spots in the direction of that companion galaxy, which may also be linked to the system.

4.7 Conclusions

We have studied a sample of 69 QSOs, amongst which 60 have been observed with NTT/SUSI2. Our QSO-host separation technique, based on the MCS deconvolution method, is very well adapted for that kind of data.

We show that a morphology classification method based on the asymmetry of the system is an efficient tool to compare the properties of mergers and non interacting hosts. More precisely, high asymmetry systems tend to have a higher degree of ionization than low asymmetry systems.

Another interesting finding is that the QSO hosts tend to contain in average more ionized gas than quiescent galaxies. This trend is especially strong for ellipticals. It is consistent with the scenario in which AGN host galaxies lie in a transition phase in between the red and blue modes in the colour-magnitude diagram (Martin et al. [87]). Nevertheless, our data do not allow to firmly determine if the ionization source is the QSO itself or shocks induced during merger events.

The relation between the QSO and host magnitudes is quite weak, and mainly found in ellipticals. It reinforces our belief that the correlation observed is only a remnant of the more fundamental black hole-spheroid relation. We also find that high asymmetry systems cover a wider range of host ma-

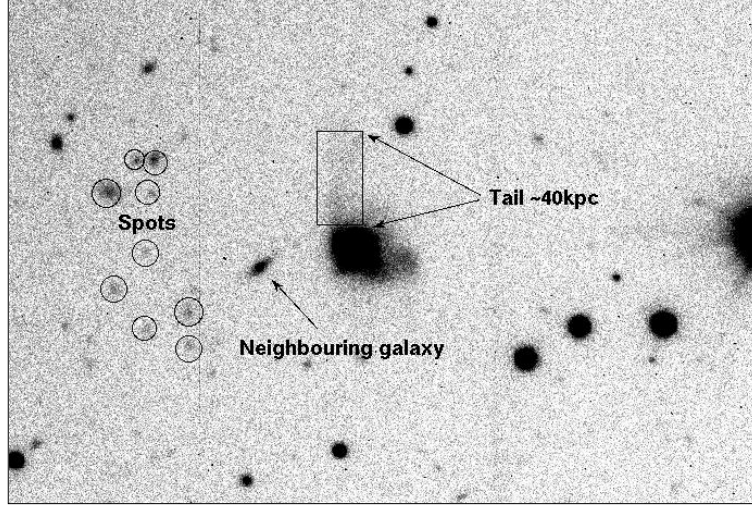


FIG. 4.25 – Surrounding of HE 1211-1905. The tidal tail of ~ 40 kpc is surprisingly long. A companion galaxy and a few spots which are present on the same side may be linked to the host disturbances.

Name	RA	Dec	z	Instrument	Filter	Reference
PHL909	00 54 32	14 29 58	0.171	HST/ACS/WFC	F606W	(1)
0205+024	02 05 14.53	02 28 42.7	0.155	HST/ACS/WFC	F606W	(1)
PKS 0736+017	07 36 42.49	01 44 00.1	0.191	HST/ACS/WFC	F675W	(2)
PKS 1020-103	10 20 04.2	-10 22 33.6	0.197	HST/ACS/WFC	F675W	(3)
MC 1635+119	16 35 25.88	11 55 46.4	0.146	HST/ACS/WFC	F606W	(4)
PG 2349-014	13 49 22.3	-01 25 54	0.174	HST/ACS/WFC	F675W	(3)
3C273	12 29 06.7	02 03 08	0.158	HST/ACS/WFC	F606W	(1)
HE 1405-1545	14 08 24.5	-15 59 28	0.194	NTT/EFOSC2	B	(5)
HE 1434-1600	14 36 49.6	-16 13 41	0.144	HST/ACS/HRC	F606W	(5),(6)

TABLE 4.5 – List of the QSOs already observed. Reference : (1) : Bahcall et al. [4], (2) : Dunlop et al. [35], (3) : Kim et al. [63], (4) : Canalizo et al. [22]; (5) : Jahnke et al. [56], (6) : Letawe et al. [68].

gnitudes at a given QSO magnitude, which is interpreted either as luminosity excess due to galactic fusion or to particularly powerful nuclear activity.

A few ellipticals have an off-centered activity which might be due to a black hole recoil or to a merger induced activity between similar mass galaxies.

Moreover, some peculiar cases are reported for the first time and described in more detail. They seem to have experienced a wide variety of merging scenarios, and certainly deserve further investigations. Finally, we report the first image of the underlying host of PDS456, and discuss the possibility that this system may contain a double QSO.

Acknowledgments

This work was supported by PRODEX Experiment Agreement 90312 (ESA and PPS Science Policy, Belgium).

Name	RA	Dec	z	Run	V (s)	WB (s)	Morphology	Interaction ?
005709+144610.1	00 57 09.9	14 46 10	0.172	A	1500	1800	Ell.	Y
011110-101631.8	01 11 10.0	-10 16 32	0.179	A	750	930	Spir.	Y
011845+133327.1	01 18 45.5	13 33 27	0.189	A	2100	2625	Ell.	N
015530-085704.0	01 55 30.0	-08 57 04	0.165	A	640	800	Und.	Y
021218-073719.8	02 12 18.3	-07 37 20	0.174	A	1350	1650	Spir.	N
021360+004226.7	02 13 59.8	00 42 27	0.182	A	1350	1800	Und.	Y
025007+002525.3	02 50 07.0	00 25 25	0.198	A	1200	1600	Und.	Y
032214+005513.4	03 22 13.9	00 55 13	0.185	A	640	800	Ell.	Y
101044+004331.3	10 10 44.5	00 43 31	0.178	B	576	720	Spir.	N
113706+013947.9	11 37 06.8	01 39 48	0.193	B	1536	1720	Spir.	N
122534-024757.2	12 25 34.8	-02 47 57	0.195	B	1260	1630	Ell.	N
161532-002730.3	16 15 32.3	00 27 30	0.146	B	1260	1310	Ell.	N
205032-070131.2	20 50 32.3	-07 01 31	0.168	A	2400	2800	Spir.	N
231712-003603.6	23 17 11.8	-00 36 04	0.186	A	1940	2320	Und.	Y
232260-005359.3	23 23 00.0	-00 53 59	0.150	A	1260	1440	Spir.	N
235156-010913.3	23 51 56.1	-01 09 13	0.174	A	400	500	Ell.	N
Q 0022-2044	00 25 08.4	-20 27 35	0.170	A	240	300	Ell.	N
CT 289	01 00 39.5	-25 38 28	0.158	A	600	800	Ell.	Y
MS 01325-4151	01 34 42.7	-41 36 13	0.172	A	600	750	Und.	Y
MS 10302-2757	10 32 36.1	-28 13 26	0.148	B	600	750	Ell.	N
PKS 1241-399	12 44 29.4	-40 12 46	0.191	B	1816	2160	Und.	Y
MS 13591+0430	14 01 36.7	04 16 25	0.163	B	1272	1590	Ell.	Y
Q 1421-0013	14 24 03.8	-00 26 58	0.151	B	600	750	Spir.	N
PDS 456	17 28 19.9	-14 15 56	0.184	A	60	60	Und.	Y
MS 20078-3622	20 11 08.8	-36 13 10	0.177	A	420	520	Ell.	Y
Q 2240-2411	22 43 40.9	-23 55 16	0.184	A	1050	1200	Spir.	N
Q 2252-2434	22 55 25.0	-24 18 30	0.147	A	450	240	Und.	Y
6QZ J232927-2938	23 29 27.4	-29 38 47	0.193	A	560	720	Spir.	N
HE 0027-3118	00 29 37.3	-31 02 10	0.145	A	900	1125	Ell.	Y
HE 0108-5422	01 10 38.4	-54 06 40	0.186	A	750	900	Ell.	N
HE 0146-3755	01 48 21.1	-37 40 20	0.147	A	600	750	Spir.	N
HE 0226-5209	02 27 59.6	-51 56 32	0.145	A	1200	1530	Und.	Y
HE 0227-4123	02 29 13.3	-41 10 10	0.143	A	1200	0	Ell.	Y
HE 0250-4400	02 52 23.0	-43 47 55	0.168	A	540	600	Ell.	Y
HE 0441-2826	04 43 20.7	-28 20 52	0.155	A	150	180	Ell.	Y
HE 1101-0959	11 04 16.7	-10 16 08	0.186	B	1060	1260	Ell.	N
HE 1202-0501	12 04 53.0	-05 18 13	0.169	B	1332	1668	Und.	Y
HE 1211-1905	12 14 03.4	-19 21 43	0.148	B	1590	1935	Spir.	Y
HE 1236-2001	12 39 01.7	-20 17 30	0.196	B	1248	1500	Ell.	Y

To be continued...

Name	RA	Dec	z	Run	V (s)	WB (s)	Morphology	Interaction ?
HE 1255-0437	12 58 31.0	-04 53 49	0.172	B	1104	1380	Ell.	Y
HE 1256-2139	12 59 02.4	-21 55 38	0.146	B	1200	1500	Ell.	Y
HE 1300-0657	13 02 46.7	-07 13 55	0.181	B	1470	1830	Spir.	Y
HE 2345-3939	23 48 12.1	-39 23 07	0.196	A	1090	1125	Spir.	N
0056-363	00 56 15.8	-36 22 17	0.162	A	800	1000	Ell.	Y
0132+077	01 32 31.7	07 43 47	0.147	A	1050	1320	Spir.	Y
0213-484	02 13 52.6	-48 26 55	0.168	A	1080	1260	Ell.	Y
0357+107	03 57 27.1	10 46 48	0.182	A	544	680	Ell.	Y
1001+054	10 01 43.3	05 27 34.8	0.161	B	750	900	Ell.	Y
1012+008	10 12 20.8	00 48 33	0.185	B	684	855	Und.	Y
1023-014	10 23 03.9	-01 24 45.4	0.150	B	2060	2350	Und.	Y
1047+067	10 47 00.8	06 45 15.0	0.148	B	1176	1470	Ell.	N
1047-281	10 47 55.3	-28 07 45.0	0.190	B	576	720	Ell.	N
1151+117	11 51 15.7	11 45 10.0	0.176	B	366	456	Ell.	Y
1226+136	12 26 54.6	13 36 54.0	0.150	B	1700	2250	Ell.	N
1241+095	12 41 10.1	09 33 31.3	0.190	B	2064	2580	Spir.	N
1307+086	13 07 16.2	08 35 47	0.155	B	684	884	Ell.	Y
1325-012	13 25 59.8	-01 13 47.2	0.150	B	1032	1290	Und.	Y
1850-782	18 50 08.0	-78 15 00.0	0.162	A	180	208	Ell.	N
2140-457	21 40 10.0	-45 42 29	0.171	A	840	990	Und.	Y

TABLE 4.6 – The NTT/SUSI2 sample observational characteristics, along with hosts morphologies (spiral, elliptical, or undefined). The presence of signs of interaction is also indicated.

Name	$M_V(QSO)$	$M_V(host)$	Morphology	Interaction ?
PHL909	-23.64	-21.74	Ell.	N
0205+024	-23.74	-19.84	Spir.	N
PKS 0736+017	-23.97	-22.78	Spir.	Y
PKS 1020-103	?	-21.29	Ell.	N
MC 1635+119	-22.74	?	?	Y
PG 2349-014	?	-22.93	?	Y
3C273	-26.34	-22.84	Ell.	N
HE 1405-1545	-24.2	-23.3	Spir.	Y
HE 1434-1600	-23.82	-22.87	Ell.	Y

TABLE 4.7 – Properties of the QSOs observed by other teams. A question mark in $M_V(QSO)$ is when both absolute V-magnitude and apparent V-magnitude are unknown.

Name	Magnitudes						Asymmetry			
	QSO			Host			a_{QSO}		a_{Gal}	
	m_V	M_V	m_{WB}	m_V	M_V	m_{WB}	V	WB	V	WB
005709+144610.1	15.31	-24.59	15.26	16.95	-22.49	16.34	0.84	0.92	0.26	0.8
011110-101631.8	15.94	-24.02	15.81	16.87	-22.84	16.29	0.7	0.64	0.27	0.21
011845+133327.1	17.49	-22.68	17.24	16.97	-22.97	16.28	0.13	0.12	0.14	0.1
015530-085704.0	16.26	-23.46	16.16	17.02	-22.6	16.55	0.23	0.91	0.38	0.53
021218-073719.8	17.16	-22.70	17.17	17.55	-21.84	17.19	0.05	0.34	0.12	0.12
021360+004226.7	14.55	-	-	19.54	-	-	1.34	1.54	0.34	0.19
025007+002525.3	16.93	-23.44	16.87	18.69	-21.57	18.01	0.91	0.91	0.23	0.13
032214+005513.4	15.6	-24.71	15.52	17.87	-21.92	17.27	0.64	0.77	0.15	0.35
101044+004331.3	15.6	-24.33	16.	17.52	-22.17	16.7	0.06	0.16	0.16	0.07
113706+013947.9	16.22	-23.89	16.23	18.34	-21.52	17.64	0.15	0.65	0.26	0.8
122534-024757.2	16.93	-	16.85	18.39	-	17.86	0.41	0.09	0.16	0.22
161532-002730.3	16.7	-23.00	16.47	16.71	-22.57	16.43	0.1	0.53	0.08	0.08
205032-070131.2	16.95	-	16.96	16.75	-	16.1	0.24	0.39	0.15	0.28
232260-005359.3	16.73	-	-	16.56	-	-	0.74	0.71	0.45	0.17
235156-010913.3	14.55	-	-	19.54	-	-	1.38	0.82	1.25	0.34
Q 0022-2044	15.59	-24.19	15.18	18.59	-20.73	20.52	0.73	1.45	0.23	0.33
CT 289	16.41	-23.21	16.38	18.71	-20.47	17.97	0.24	0.24	0.13	0.22
MS 01325-4151	17.54	-22.25	17.21	17.53	-22.16	16.94	0.30	0.43	0.38	0.22
MS 10302-2757	15.35	-24.24	15.40	16.79	-22.38	16.36	0.47	0.68	0.23	0.05
PKS 1241-399	17.96	-22.43	17.74	17.67	-22.60	16.88	1.02	1.1	0.65	0.64
Q 1421-0013	15.65	-23.94	15.64	17.47	-21.91	17.64	0.54	0.29	0.13	0.23
PDS 456	13.42	-28.20	13.10	16.91	-24.60	16.30	1.66	2.3	1.4	0.36
MS 20078-3622	16.27	-23.81	16.30	17.73	-21.85	17.48	0.42	0.68	0.73	0.71
Q 2240-2411	17.49	-22.50	17.39	16.73	-23.02	16.22	0.87	0.84	0.18	0.28
Q 2252-2434	15.44	-24.01	15.55	16.89	-22.47	16.15	0.97	0.87	0.33	0.14
6QZ J232927-2938	15.85	-24.25	15.82	17.83	-22.00	16.98	0.43	0.21	0.14	0.05
HE 0027-3118	16.10	-23.29	16.19	17.53	-21.44	16.88	0.52	0.42	0.12	0.26
HE 0108-5422	16.70	-23.31	16.62	19.01	-20.47	17.65	0.43	0.56	0.29	0.04
HE 0146-3755	15.98	-23.43	16.03	16.38	-22.83	15.89	0.72	0.47	0.21	0.35
HE 0226-5209	16.64	-	17.26	16.84	-	16.74	1.12	1.21	0.66	0.58
HE 0227-4123	18.84	-	-	19.59	-	-	0.24	-	0.37	-
HE 0250-4400	15.57	-24.16	15.56	17.35	-21.92	17.06	0.7	0.34	0.21	0.07
HE 0441-2826	14.45	-25.16	14.32	16.04	-23.13	16.29	0.73	1.09	0.08	0.11
HE 1101-0959	17.08	-23.03	17.04	17.69	-21.89	17.26	0.39	0.47	0.08	0.08
HE 1202-0501	16.15	-23.67	16.06	16.5	-23.21	16.28	1.62	1.73	1.23	1.22
HE 1211-1905	16.45	-23.10	16.55	16.64	-22.70	16.13	1.14	1.4	0.41	0.60
HE 1236-2001	16.04	-24.22	15.85	17.21	-22.50	16.75	0.51	0.46	0.21	0.16

To be continued...

Name	Magnitudes						Asymmetry			
	QSO			Host			a_{QSO}		a_{Gal}	
	m_V	M_V	m_{WB}	m_V	M_V	m_{WB}	V	WB	V	WB
HE 1255-0437	16.34	-23.49	16.35	16.86	-22.50	16.25	0.15	0.29	0.32	0.45
HE 1256-2139	15.79	-23.93	15.75	18.81	-20.49	18.75	1.9	1.68	0.43	0.61
HE 1300-0657	16.53	-23.48	16.48	16.82	-22.94	16.22	0.32	0.27	0.13	0.04
HE 2345-3939	16.61	-23.50	16.65	16.37	-23.47	15.83	1.17	1.14	0.47	0.38
0056-363	14.83	-24.81	14.9	17.31	-21.9	19.27	1.49	1.53	1.55	1.54
0132+077	17.37	-22.18	17.4	16.96	-22.39	16.32	0.29	0.29	0.06	0.08
0213-484	16.92	-22.85	16.92	17.67	-21.64	17.09	0.56	0.17	0.14	0.19
0357+107	15.81	-	-24.88	18.21	-	-21.98	0.85	0.71	0.06	-
1001+054	15.57	-24.12	15.69	17.76	-21.85	17.31	0.53	0.8	0.24	0.37
1012+008	15.15	-24.89	15.15	16.45	-23.47	15.76	2.08	1.95	0.85	0.6
1023-014	18.85	-20.73	18.89	17.49	-22	17.38	2.04	1.95	0.51	0.18
1047+067	16.82	-22.65	16.84	17.12	-21.82	16.49	0.09	0.34	0.09	0.12
1047-281	15.27	-24.99	15.31	17.54	-22.18	16.76	0.28	0.33	0.1	0.48
1151+117	15.61	-24.28	15.64	18.79	-21.00	17.59	1.51	1.37	0.4	0.32
1226+136	17.43	-22.08	17.07	17.06	-22.02	16.61	0.18	0.38	0.26	0.22
1241+095	16.81	-23.24	16.79	17.06	-22.74	16.73	0.74	0.65	0.18	0.07
1307+086	14.79	-24.84	15.29	17.42	-21.78	17.75	1.29	0.28	0.29	0.15
1325-012	16.95	-	16.96	17.24	-	16.36	1.59	1.55	0.19	0.18
1850-782	14.99	-25.20	14.94	17.00	-22.75	16.35	0.42	0.55	0.13	0.1
2140-457	15.68	-24.12	15.64	17.92	-21.77	17.47	0.45	0.39	0.12	0.12

Tab. 4.8 – Apparent and absolute magnitudes are given separately for the QSO and the host in the V-band, while only apparent magnitudes could be computed in the WB#665-filter. For non photometric observations, absolute V-magnitudes are not displayed and apparent magnitudes must be taken as a lower limit. Asymmetries with respect to the QSO center and to the center of luminosity of the host are given in both filters.

4.8 Données EFOSC2

4.8.1 Contexte

L'échantillon étudié dans la section précédente contenait 69 quasars, sélectionnés aléatoirement parmi un échantillon complet de 104 quasars. L'objectif initial était d'observer les 104 objets avec SUSI2 lors des deux premiers runs d'observation, mais les mauvaises conditions climatiques ont empêché d'observer durant 4 nuits sur les 9 disponibles. SUSI2 a ensuite été décommissionné et remplacé par EFOSC2 en avril 2008. EFOSC2 possédant en imagerie une résolution comparable à SUSI2 (0.157"/pxl pour EFOSC2 contre 0.161"/pxl pour SUSI2), et disposant de filtres équivalents à ceux utilisés avec SUSI2 (le filtre V traditionnel est identique, et le WB#665 est remplacé par le filtre Gunn r qui couvre la même région), nous avons décidé de demander de compléter notre échantillon avec cet appareil¹. Une fois les données collectées, les premiers tests de déconvolution ont été effectués. Ceux-ci ont révélé la difficulté, voire l'impossibilité d'utiliser la même méthode que pour les données SUSI2 à cause de l'instabilité importante de la PSF en fonction de la position sur le détecteur. Ces observations n'ont dès lors pas été incorporées dans l'article.

4.8.2 Instabilité de la PSF

Le système optique du réducteur focal de EFOSC2 entraîne des variations de PSF dans le champ. Afin de pouvoir les quantifier, une solution est d'observer dans des conditions optimales un amas globulaire dans lequel les étoiles sont réparties de manière suffisamment homogène et dense. En analysant l'ellipticité de ces étoiles, on peut construire une carte des distorsions de PSF dans le champ. Le manuel d'EFOSC2 contient une telle carte (voir Fig. 4.26). On constate que les distorsions sont plus fortes loin du centre, mais aussi que même deux étoiles proches dans la région centrale peuvent avoir des distorsions substantiellement différentes.

Cependant, elle ne représente encore qu'une limite inférieure sur les distorsions. En effet, elle a été réalisée sur base d'observation de qualité optimale (bon seeing, bonne transparence du ciel), mais d'autres facteurs tels qu'une mauvaise focalisation du télescope, de la position du télescope lui-même ou encore des effets de tracking du télescope, peuvent modifier aussi les distorsions. De plus, toutes les étoiles de l'amas ne sont pas représentées, mais seulement celles dont l'ellipticité ne dépasse pas une certaine valeur. Sur la Fig. 4.27, on trouve en abscisse la distance au centre, et en ordonnée l'ellipticité de chaque étoile. Les étoiles utilisées Fig. 4.26 sont uniquement celles se trouvant sous la courbe discontinue verte.

Dans le cadre des méthodes de déconvolution, il est crucial de pouvoir déterminer avec précision la forme de la PSF à l'endroit où se trouve le quasar. Pour le faire dans le cadre des données EFOSC2, il faut donc parvenir à incorporer la carte de distorsion dans le processus de construction de la PSF $s(\vec{x})$. Seulement, cela n'a de sens que si ces distorsions sont assez précisément prédictibles d'une observation à l'autre. Afin de déterminer la prédictibilité et éventuellement incorporer

¹ Programmes P082B-0281A et B exécutés en octobre 2008 et février 2009 respectivement par V. Chantry et Y. Letawe.

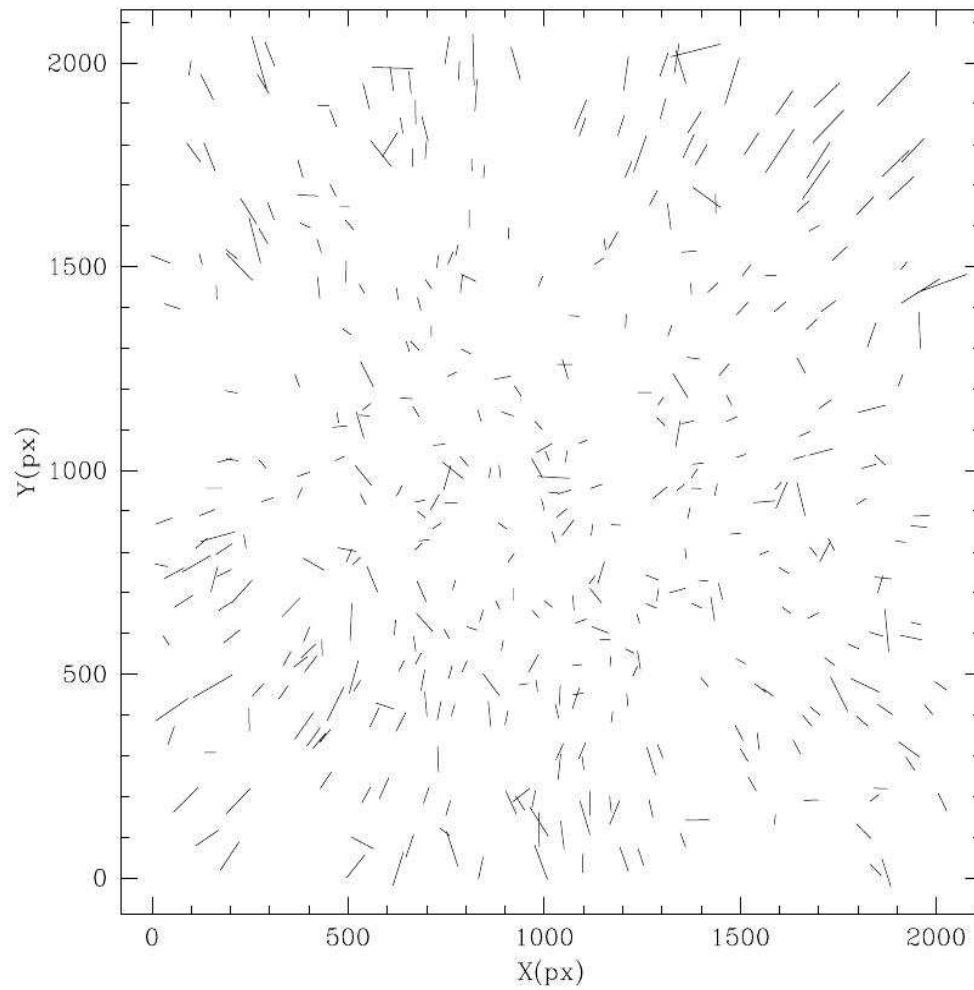


FIG. 4.26 – Carte de distorsion de la PSF le long du champ d'EFOOSC2 sur base d'une observation de l'amas globulaire Pyxis. La direction et la grandeur des traits indiquent la direction et la valeur de l'ellipticité des PSFs.

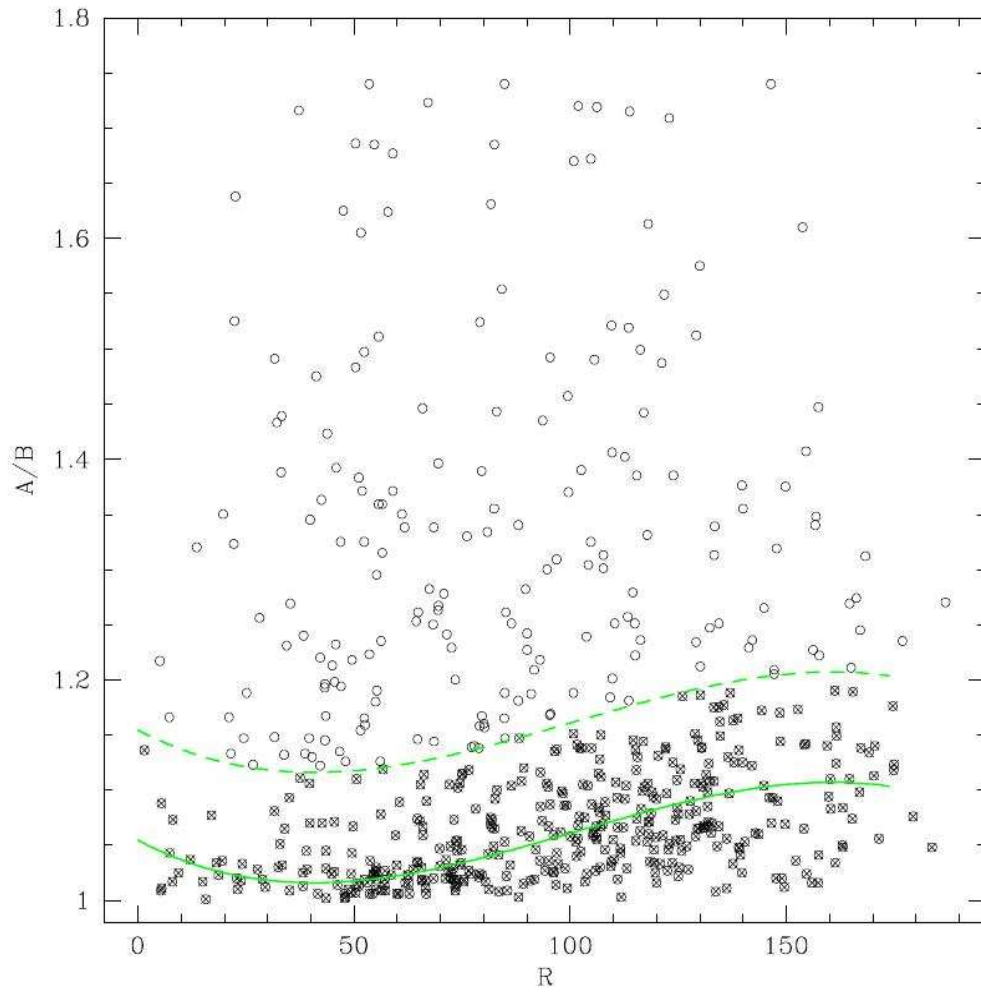


FIG. 4.27 – L'ellipticité des étoiles de l'amas est indiquée en fonction de la distance au centre du détecteur. Seules les étoiles dont l'ellipticité se trouve en dessous de la courbe discontinue verte sont utilisées pour construire la carte de distorsion.

la distorsion dans le programme, nous avons observé à plusieurs reprises durant chaque campagne d'observations un amas globulaire. L'analyse de ces observations est l'objet du point suivant.

4.8.3 Analyse des données

Nous nous basons sur les observations de l'amas globulaire NGC104, observé 4 fois dans chaque filtre avec des temps de pose de 45 sec. Un exemple d'observation est donné à la Fig. 4.28. 16 étoiles de l'amas sont sélectionnées du coin inférieur gauche au coin supérieur droit du détecteur. Sur ces 16 étoiles, on ajuste un profil Gaussien bi-dimensionnel de la forme

$$G(x, y) = G_0 \exp \frac{-r(x, y)^2}{2\sigma^2},$$

où

$$r(x, y) = \left(|x - x_c|^2 + \left| \frac{y - y_c}{q} \right|^2 \right)^{1/2},$$

avec (x_c, y_c) le centre de la gaussienne et q le rapport petit axe/grand axe. L'objectif n'étant pas de déterminer le plus précisément possible la forme de la PSF, mais de pouvoir estimer facilement sa largeur et son excentricité, un profil Gaussien semble adéquat. Il est ajusté indépendamment pour chacune des étoiles à l'aide du programme GALFIT (Peng [101]). L'angle de position par rapport au Nord (PA), l'ellipticité, et le rayon effectif sont ensuite calculés. Les objectifs sont (1) de déterminer la manière dont ces trois paramètres (le PA, ellipticité et rayon effectif) sont liés à la position sur le détecteur sur une observation et (2) de voir si ces corrélations se retrouvent dans chaque observation. Avant toute chose, précisons que les observations ont été réalisées pour chaque filtre dans les mêmes conditions de seeing, à savoir $0.87 \pm 0.02''$ pour le filtre Gunn r et 0.92 ± 0.01 pour le filtre V. Un exemple de modélisation pour une observation dans le filtre Gunn r est montré Fig. 4.29, et donne un χ^2 réduit de 2.256.

Le même processus est effectué sur chaque observation dans chaque filtre, les résidus sont donnés pour les 4 observations du filtre Gunn r à la Fig. 4.30. On découvre tout d'abord que la forme de ces résidus varie d'une observation à l'autre alors qu'elles ont été effectuées successivement et avec le même seeing. Ceci suggère déjà une forte instabilité de la PSF. Toutefois, si les profils Gaussiens ajustés sont cohérents entre chaque observation, on peut espérer que les résidus obtenus, ayant une structure semblable sur les différentes étoiles d'une même observation, puissent être pris en compte dans le fond numérique $h(\vec{x})$ de la construction de la PSF.

Nous analysons donc les différents profils elliptiques obtenus en portant sur un graphe le PA, l'ellipticité et le rayon effectif en fonction de la distance en pixels au centre de l'image. Le résultat se trouve Fig. 4.31.

Tout d'abord, pour une observation donnée, le rayon effectif R_{Eff} et le PA semblent stables le long du champ, mais varient d'une observation à l'autre. Du moins, les variations le long du champ de ces deux paramètres sont négligeables par rapport aux variations d'une observation à l'autre. Cette constatation fait ressortir le caractère non-prédictible des distorsions de la PSF, obstacle très gênant si l'on veut construire une carte de distorsion fiable pour l'introduire dans les algorithmes de

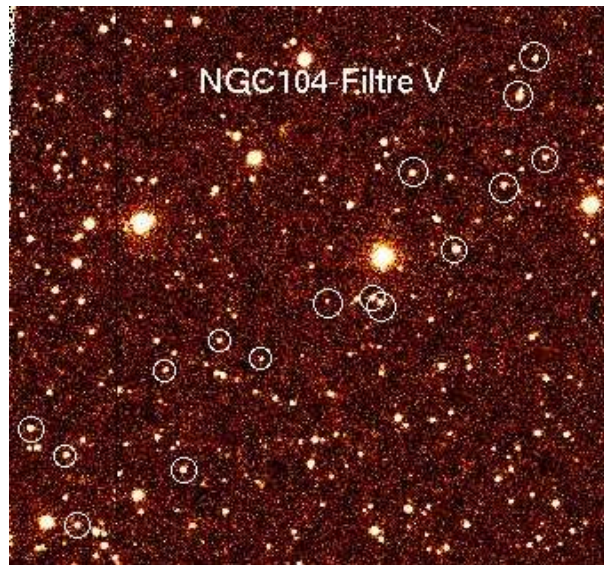


FIG. 4.28 – Observation à travers le filtre V de l'amas globulaire NGC104. Les étoiles sélectionnées pour l'analyse sont entourées d'un cercle blanc.

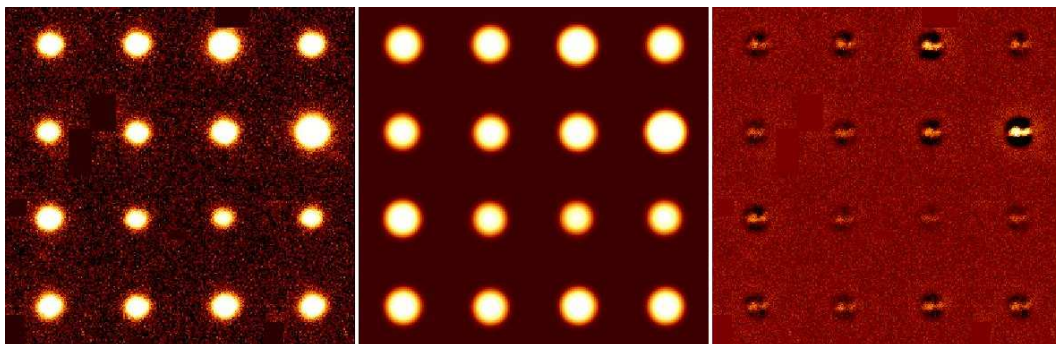


FIG. 4.29 – Un profil Gaussien est ajusté indépendamment sur chacune des étoiles. Les résidus pour chaque étoile possèdent essentiellement la même forme.

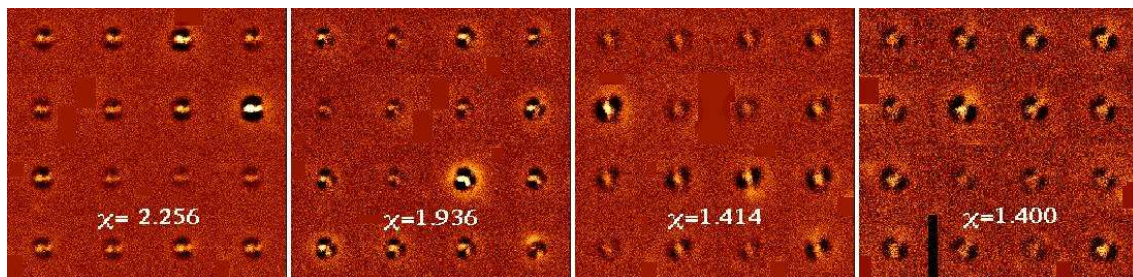


FIG. 4.30 – Résidus de l'ajustement du profil elliptique sur 16 étoiles, pour 4 observations dans le filtre Gunn r.

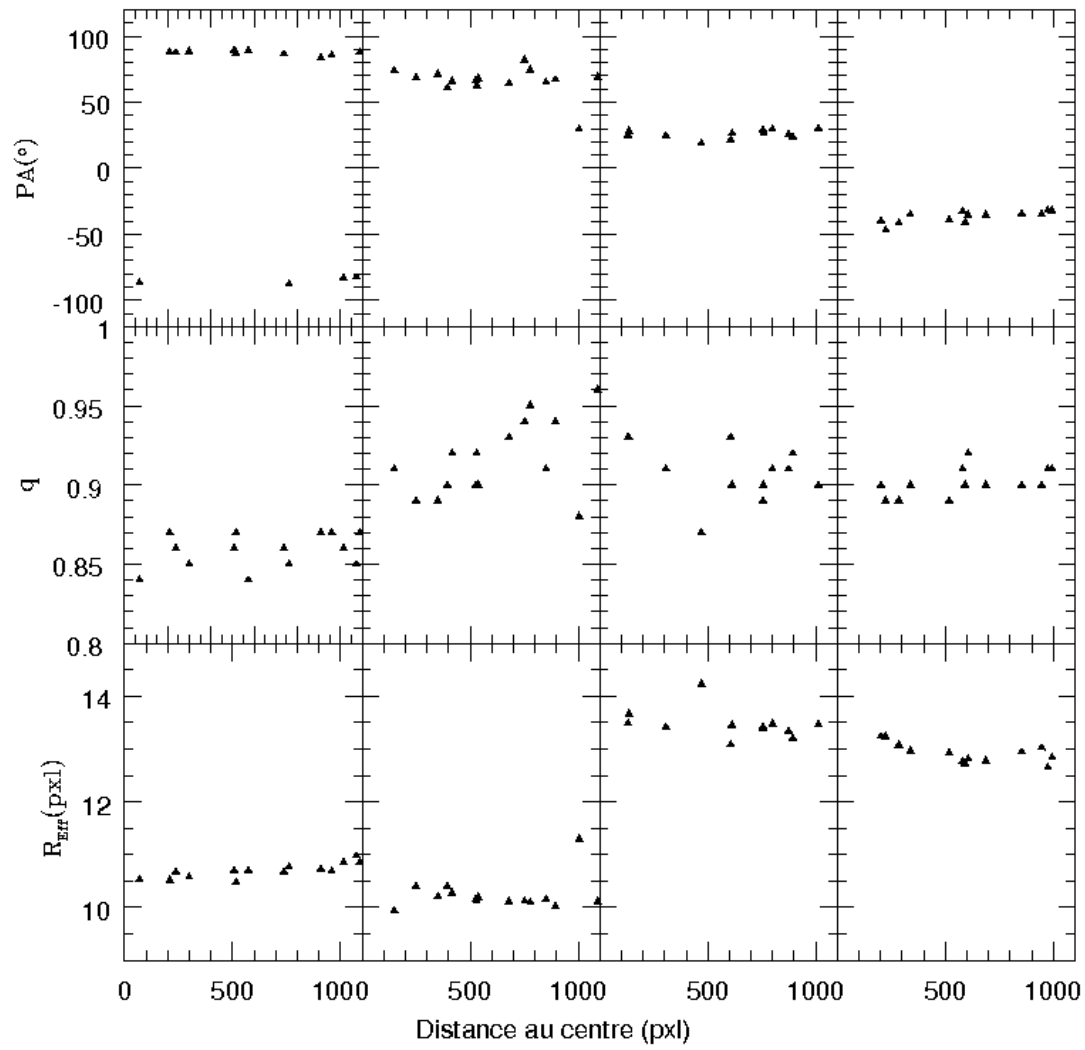


FIG. 4.31 – L'angle de position, l'ellipticité, et le rayon effectif issus de l'ajustement du profil elliptique pour chacune des 4 observations du filtre Gunn r.

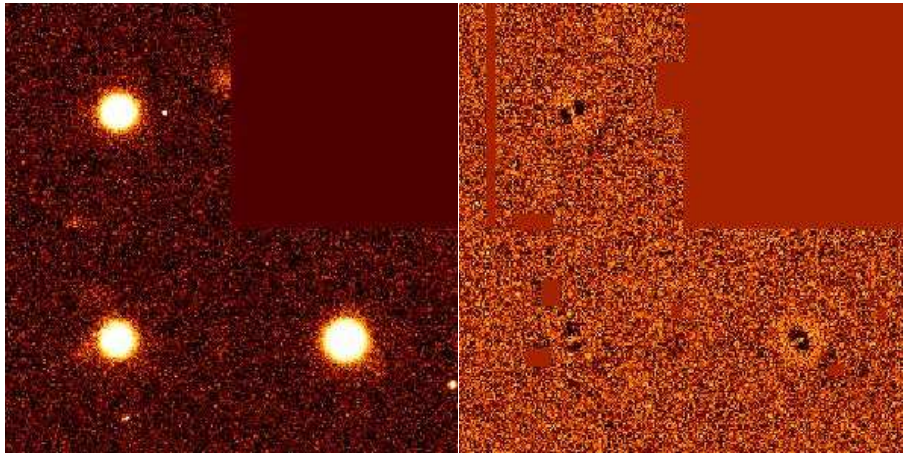


FIG. 4.32 – Construction d’une PSF sur base de 3 étoiles du champ du quasar 022556-073248. A gauche, les étoiles choisies. A droite, les résidus de la construction. Les différences de structures à la position de chaque étoile empêchent d’avoir une PSF fiable pour la déconvolution.

déconvolution.

Les variations d’ellipticité le long du champ sont quant à elles du même ordre que les variations d’une observation à l’autre. Cependant, il ne semble pas y avoir de corrélation commune d’une observation à l’autre entre la position le long du champ et l’ellipticité, renforçant encore une fois le caractère non prédictible de ces variations. Une analyse en tout point similaire pour le filtre V atteste également de la difficulté de traiter efficacement les distorsions.

Plusieurs tests de construction de PSF par la méthode utilisée pour SUSI2 ont été effectués. La Fig. 4.32 montre les résidus de la construction d’une PSF sur base de 3 étoiles du champ provenant d’une observation du quasar 022556-073248. Les structures rémanentes à la position de chaque étoile sont la preuve des différences intrinsèques entre chaque étoile empêchant la construction d’une PSF appropriée à la position du quasar.

Une autre particularité de la PSF d’EFOOSC2 assez difficile à gérer est une excroissance n’apparaissant que pour des étoiles suffisamment brillantes, bien qu’en deçà du seuil de saturation du détecteur ($\sim 65000e^-$). Elle n’apparaît que dans le filtre Gunn r. Un exemple est donné Fig. 4.33. Cette structure supplémentaire, de par son étendue et son caractère assez lisse, est difficile à prendre en compte dans le fond et perturbe l’ajustement de la Moffat. C’est donc un obstacle supplémentaire dont il faut tenir compte si l’on veut obtenir une PSF fiable pour la déconvolution.

En conclusion, les arguments expliqués dans cette section nous poussent à trouver une autre manière d’analyser ces données. Une idée qui pourrait être développée dans le futur et permettant de comparer les flux dans les deux filtres est proposée ci-après.

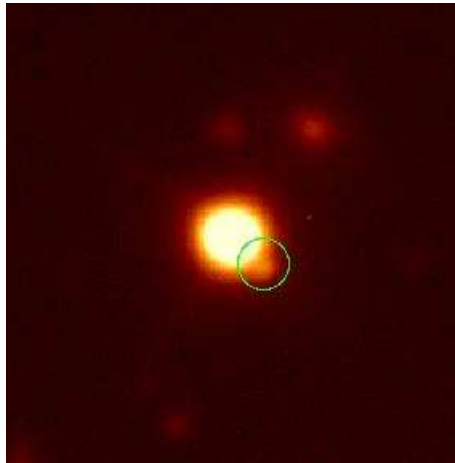


FIG. 4.33 – L'excroissance entourée en vert, conséquente pour des étoiles brillantes, est un obstacle supplémentaire à l'obtention d'une bonne PSF pour la déconvolution.

Chapitre 5

Conclusion

Au cours de ce travail, nous avons mis au point différents outils d'analyse originaux permettant d'étudier les galaxies hôtes de quasars. Nous résumons ici les méthodes utilisées et ensuite les résultats sur les galaxies hôtes.

5.1 Méthodes

Tout d'abord, nous avons adapté la technique de déconvolution simultanée basée sur la méthode MCS à des observations HST/ACS/HRC de 6 quasars, la principale difficulté étant de prendre en compte la complexité de la PSF du HST. Parallèlement, nous avons utilisé des spectres à fentes du VLT/FORS1 déjà déconvolués de ces mêmes quasars. Ils nous ont permis, en regroupant les pixels dans la direction spatiale correspondant à des structures de la galaxie observées sur les images HST, de construire des diagrammes de diagnostic, de calculer la métallicité correspondant à ces structures et de tracer les courbes de rotation le long de la fente. Un programme d'ajustement de raies d'émission et d'absorption par des profils Gaussiens a été construit pour étudier certaines zones présentant des caractéristiques particulières.

Ensuite, afin d'analyser l'échantillon NTT/SUSI2, nous avons utilisé une version plus classique de l'algorithme de déconvolution simultanée, bien qu'ayant subi quelques améliorations dans la construction de la PSF, afin de séparer la galaxie hôte du quasar pour 60 systèmes dans deux filtres (V#812 et WB#665). Les magnitudes du quasar et de la galaxie ont pu être calculées directement, et une méthode d'estimation quantitative du degré de perturbation du système, adaptée à l'étude des galaxies hôtes de quasar, a été proposée. Elle se base sur le calcul du coefficient d'asymétrie du système et rend compte de l'asymétrie due à la fois aux traces d'interactions dans la galaxie et à une éventuelle position décentrée du quasar.

Enfin, la déconvolution semble inappropriée pour les données NTT/EFOSC2. Cela est dû à, d'une part, l'importante variabilité de la PSF le long du champ et, d'autre part, au côté imprédictible de ces variations.

5.2 Résultats

Nous passons maintenant aux principaux résultats scientifiques obtenus.

De manière générale, nos analyses ont mis en évidence de nombreux liens unissant le quasar et sa galaxie hôte. Ainsi, des traces du rayonnement du quasar se retrouvent dans la galaxie hôte sous la forme de gaz ionisé ou encore par réflexion du rayonnement du noyau sur de la poussière ou des électrons libres de la galaxie. Cette dernière n'était connue que pour les objets de type 2 dont le noyau est obscurci par le tore de poussière. De plus, ces traces peuvent se situer dans des régions dépourvues d'étoiles, où le gaz semble soufflé par la pression de radiation du quasar.

Nous avons également trouvé que les galaxies hôtes de quasar contiennent en moyenne une plus grande quantité de gaz ionisé que les galaxies inactives. Cette tendance est renforcée pour les galaxies possédant de fortes traces d'interactions gravitationnelles (matérialisées par un coefficient d'asymétrie élevé), ainsi que pour les hôtes elliptiques, ce qui les différencie fondamentalement des elliptiques inactives. Aussi, il n'est pas rare de trouver le noyau actif des elliptiques décentré par rapport à la galaxie, suggérant un déclenchement de l'activité du noyau suite à une fusion de galaxies de masses équivalentes.

Pour terminer, nous avons épinglé quelques cas particuliers tels que des quasars paraissant doubles, des interactions violentes, des morphologies hautement perturbées, qui mériteraient d'être investigués avec de l'imagerie à plus haute résolution, ou encore de la spectroscopie 3D, car ils représentent sans doute des étapes fondamentales encore mal comprises dans la vie d'un quasar.

5.3 Perspectives

Ceci nous mène aux perspectives que laisse entrevoir cette thèse :

- L'efficacité de la méthode de combinaison images HST/spectroscopie à fentes nous pousse à vouloir compléter l'échantillon de 6 quasars analysés. L'ACS/HRC ne fonctionnant plus, une solution serait de le compléter en observant les 14 quasars restant de Letawe et al. [70] avec, par exemple, le WFC3.
- La méthode de calcul du coefficient d'asymétrie pourrait être généralisée à d'autres résolutions, ou d'autres gammes de redshifts, ce qui permettrait d'étudier l'évolution de l'influence des interactions gravitationnelles en fonction de l'époque.
- Les cas les plus particuliers de l'échantillon NTT/SUSI2 ont fait et feront encore l'objet de demandes de temps afin de pouvoir les étudier en spectroscopie 3D. Ceci permettrait une description globale de la répartition et des mouvements du gaz et de ses sources d'ionisation, ainsi que du contenu stellaire lors d'importantes collisions galactiques ou lorsque plusieurs noyaux sont présents.
- On pourrait créer une version du programme de déconvolution dans laquelle le profil de Moffat servant de base à la PSF peut être estimé en même temps que le fond afin de minimiser les résidus. Ainsi, les variations d'ellipticité de la PSF le long de champs tels que celui d'EFOSC2 seraient prises en compte.

Chapitre 6

Annexes

J'ai apporté ma contribution à quelques articles parus durant ma thèse. Ils sont ici brièvement résumés.

6.1 Collaborations

- Magain P., Courbin F., Gillon M., Sohy S., Letawe G., Chantry V., Letawe Y., *A deconvolution-based algorithm from crowded field photometry with unknown point spread function*, 2006, A&A, 461, 373.

Cet article présente une application de la méthode MCS aux champs d'étoiles encombrés. Il montre comment utiliser toute l'information disponible pour construire le plus fidèlement possible la PSF de l'instrument et réaliser une photométrie précise des sources ponctuelles présentes.

- Borguet B., Hutsemékers D., Letawe G., Letawe Y., Magain P., *Evidence for a Type 1/Type 2 dichotomy in the correlation between quasar optical polarization and host galaxy/extended emission position angle*, 2007, A&A, 478, 321.

De nombreuses preuves des théories d'unification des AGN ont été fournies pour les galaxies Seyfert via des observations en lumière polarisée, mais beaucoup moins pour les quasars, principalement à cause de la difficulté d'en observer les régions centrales. Cet article tente de renforcer le scénario d'unification pour les quasars en étudiant un échantillon de quasars de types 1 et 2 dont on connaît la polarisation en imagerie dans l'UV. Une corrélation entre l'angle de position de la galaxie et l'angle de polarisation est trouvée. Plus précisément, il s'avère que l'angle de position est aligné avec l'angle de polarisation pour les quasars de type 1 et est anti-aligné à l'angle de polarisation pour les quasars de types 2. L'explication proposée, identique pour les deux types de quasars indépendamment de leurs propriétés radio, est que la lumière polarisée se compose de deux parties : une polarisation polaire et une polarisation équatoriale, suivant le schéma de la Fig. 6.1.

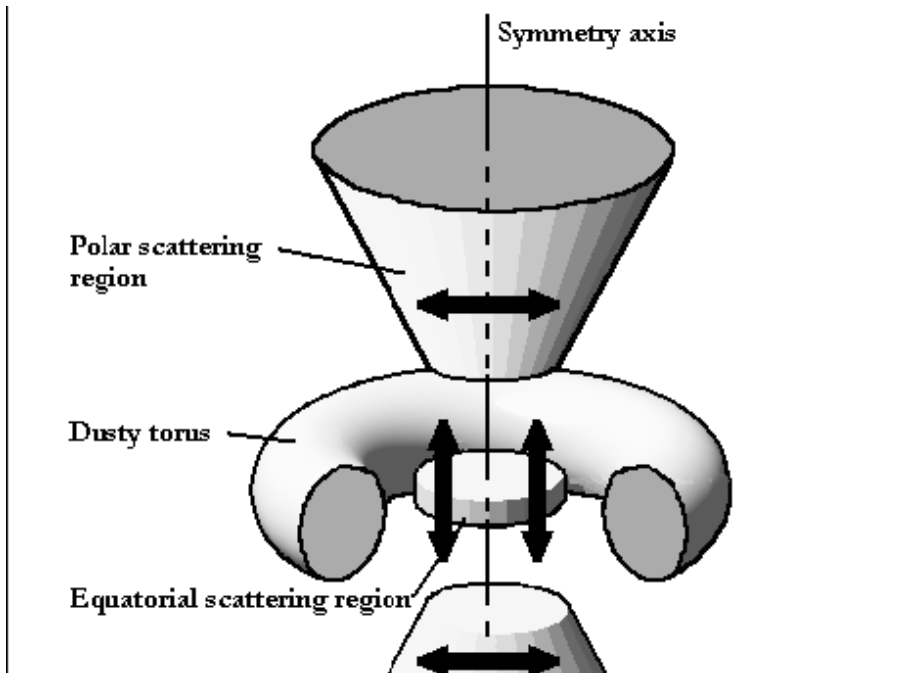


FIG. 6.1 – Modèle de polarisation à deux composantes permettant d’élucider la dichotomie Type1/Type2 pour les quasars et les Seyferts.

- Letawe G., Magain P., Chantry V., Letawe Y., *Near-IR observations of the HE 0450-2958 system : discovery of a second AGN ?*, 2009, MNRAS, 396, 78.

Différentes observations dans l’infrarouge moyen et proche (HST/NICMOS, VLT/ISAAC et VLT/VISIR) de l’énigmatique quasar HE 0450-2958 sont présentées. Le principal résultat est que la galaxie voisine du quasar, classée comme ULIRG, contient également un AGN caché derrière un épais nuage de poussières, empêchant sa détection dans le visible. La présence d’un second AGN dans ce système forme une condition nécessaire mais néanmoins pas suffisante pour une éventuelle éjection d’un trou noir super-massif lors d’une interaction à trois corps, scénario déjà avancé pour ce système par Hoffman & Loeb [52].

6.2 Autres articles

- Courbin F., Letawe G., Meylan G., Magain P., Jablonka P., Jahnke K., Wisotzki L., Letawe Y., North P., *The Host galaxies of quasars of the brightest quasars : Gas-Rich Galaxies, Mergers and Young Stars*, 2006, The Messenger, 124.
- Letawe Y., Magain P., Letawe G., Courbin F., Hutsemékers D., *Study of the QSO HE 0354-5500 with combined HST imaging and VLT spectroscopy*, 2008, Memorie della Società Astronomica Italiana, 79 :4, 1251.
- Borguet B., Hutsemékers D., Letawe G., Letawe Y., Magain P., *New Insights into the Quasar Type1/Type2 Dichotomy from Correlations between Quasar Host Orientation and Polarization*, 2009, ASP conference series, 4.

6.3 Communications

- Présentation orale au 41st ESLAB symposium : The impact of HST on European Astronomy, mai 2007, Noordwijk (ESTEC), Pays-Bas.
- Présentation d'un poster au RadioNet Science Workshop : The Central Kiloparsec, Active Galactic Nuclei and Their Hosts, juin 2008, Ierapetra, Crète.
- Les derniers résultats sur l'échantillon NTT/SUSI2 ont été présentés en poster par G. Letawe au meeting de l'UAI, Co-evolution of central black holes and galaxies, août 2009, Rio de Janeiro, Brésil.

Bibliographie

- [1] Abraham R. G., Valdes F., Yee H., van den Bergh S. , 1994, ApJ, 432, 75
- [2] Alard C. & Lupton R.H., 1998, ApJ, 503, 325
- [3] Antonucci R., 1993, A&A, 31, 473
- [4] Bahcall J.N., Kirhakos S., Saxe D.H., Schneider D.P., 1997, ApJ, 479, 64
- [5] Bajltik S., Duncan R. C., Ostriker J. P., 1988, ApJ, 327, 570
- [6] Baldry I., Glazebrook K., Brinkmann J., et al., 2004, ApJ, 600, 681
- [7] Baldwin J., Phillips M. and Terlevich R., 1981, ASP, 93, 5
- [8] Barai P., Germain J., Martel H., 2009, AAS, 41, 500
- [9] Barnes J., 2004, MNRAS 350, 798
- [10] Bell E. F., 2005, ApJ, 625, 23
- [11] Bennert N., Canalizo G., Jungwiert B. et al., 2008, ApJ, 677, 846
- [12] Bernardi M., Nichol, R. C., Sheth, R. K., Miller, C. J. et al., 2006, AJ, 131, 1288
- [13] Bernardi M., Sheth R.K., Tundo E., Hyde J.B., 2007, ApJ, 660, 267
- [14] Borguet B., Hutsemékers D., Letawe G., Letawe Y., Magain P., 2008, A&A, 478, 321
- [15] Boroson T. A., Persson S. E., Oke J. B., 1985, ApJ, 293, 120
- [16] Bournaud F., Jog C.G., Combes F., A&A, 418, 27
- [17] Boyce P.J., Disney, M.J., Blades J.C. et al., 1996, ApJ, 473, 760
- [18] Buta R., 1990, ApJ, 356, 87
- [19] Buta R., Alpert A.J., Cobb M.L. et al., 1998, AJ, 116, 1142
- [20] Buta R., Purcell G.B., Cobb M.L. et al., 1999, AJ, 117, 778
- [21] Canalizo G., Stockton A., 2001, ApJ, 555, 719

- [22] Canalizo G., Bennert N., Jungwiert B. et al., 2007, ApJ, 669, 801
- [23] Cid Fernandes R., Gu Q., Melnick J. et al., 2004, MNRAS, 355, 273
- [24] Conselice C., Bernshady M, Jangren A., 2000, ApJ, 529, 886
- [25] Conselice C., 2003, ApJS, 147, 1
- [26] Condon J., Cotton W.D., Greisen E.W. et al., 1998, AJ, 115, 1693
- [27] Courbin F., Magain P., Kirkove M., Sohy S., 2000, ApJ, 539, 1136
- [28] Courbin F., Letawe G., Magain P. et al., 2002, A&A, 394, 863
- [29] Cox N.A., *Allen's astrophysical quantities*, 4th edition, AIP Press, Los Alamos, 1999
- [30] Crenshaw D.M., Kraemer S.B., Gabel J.R., 2003, AJ, 126, 1690
- [31] Cristiani S. & Vio R., 1990, A&A, 227, 385
- [32] Croome S.M., Boyle B.J., Shanks T., et al., 2004, MNRAS, 349, 1397
- [33] Dey A. & Spinrad H., 1996, ApJ, 459, 133
- [34] Disney M. J., Boyce P. J., Blades J. C., 1995, Nature, 376, 50
- [35] Dunlop J.S., McLure R.J., Kukla M.J., Baum S.A., O'Dea C.P., and Hughes D.H., 2003, MNRAS, 340, 1095
- [36] Elbaz D., Jahnke K., Pantin E., Le Borgne D., Letawe, G, 2009, arXiv0907.2923
- [37] Elitzur M., 2008, Mem. S.A.It., 79, 1124
- [38] Fabian A.C., 1999, MNRAS, 308, 39
- [39] Ferrarese L., Merritt D., 2000, ApJ, 539, 9
- [40] Floyd D.J.E., Kukula M.J., Dunlop J.S. et al., 2004, MNRAS, 355, 196
- [41] Fukugita M., Shimakatsu K., Ichikawa T., 2005, ASP, 107, 945
- [42] Gabor J. M., 2009, ApJ, 691, 705
- [43] Gaskell J.M. & Goosmann R.W., submitted to ApJ, astro-ph, id0805.4258
- [44] Geibhardt K., Bender R., Bower G. et al., 2000, ApJ, 539, 13
- [45] Germain J., Barai P., Martel H., 2009, astro-ph, id0905.3560
- [46] Green R.F., Schmidt M., Lieber J., 1986, ApJS, 61, 305
- [47] Greene J.E., Zakamska N.L., Liu X., Berth A.J., Ho L.C., 2009, ApJ, 702, 441

- [48] Hamilton T., Casertano S., Turnshek D., 2006, NAR, 50, 758
- [49] Hamilton T., Casertano S., Turnshek D., 2008, ApJ, 678, 22
- [50] Hewitt A. & Burbidge G., 1993, ApJS, 87, 451
- [51] Ho L.C., 2002, ApJ, 564, 120
- [52] Hoffman L. & Loeb A., 2006, ApJ, 638, 75
- [53] Hopkins P.F., Hernquist L., Martini P. et al. 2005, ApJ, 625, L71
- [54] Hopkins P.F., Hernquist L., Cox T.J. et al. 2006, ApJ, 652, 864
- [55] Hughes D.H., Kukula M.J., Dunlop J.S., Boroson T., 2000, MNRAS, 316, 204
- [56] Jahnke K., Kuhlbrodt B., Wisotzki L., MNRAS, 352, 399
- [57] Jahnke K., Elbaz D., Pantin E. et al., 2009, ApJ, 700, 1820.
- [58] Kauffmann G. & Charlot S., 1998, MNRAS, 294, 705
- [59] Kauffman G., Heckman T.M., Tremonti C. et al., 2003, MNRAS, 346, 1055
- [60] Kelm B., Focardi P., Zitelli V., 2004, A&A, 418, 25
- [61] Kennicutt R.C., 1992, ApJ, 388, 310
- [62] Kewley L.J., Groves B., Kauffmann G., Heckman T., 2006, MNRAS, 372, 961
- [63] Kim M., Ho L.C., Peng C.Y. et al., 2008, ApJ, 687, 767
- [64] Kinney A.L., Calzetti D., Bohlin R.C., 1996, ApJ, 467, 38
- [65] Krolik J.H., 1999, Princeton Series in Astrophysics, *Active Galactic Nuclei (From the Central Black Hole to the Galactic Environment)*
- [66] Landolt A. U., 1992, AJ, 104, 340
- [67] Le Fèvre O., Abraham R., Lilly S.J. et al., 2000, MNRAS, 311, 565
- [68] Letawe G., Courbin F., Magain P. et al., 2004, A&A, 424, 455
- [69] Letawe G., 2006, Thèse de doctorat, Université de Liège.
- [70] Letawe G., Magain P., Courbin F. et al., 2007, MNRAS, 378, 83
- [71] Letawe G. et al. MNRAS 2009 396,78
- [72] Letawe Y., Magain P., Letawe G., Courbin F., Hutsemékers D., 2008, ApJ, 679, 967
- [73] Li C., Kauffmann G., Heckman T. et al., 2008, MNRAS 385, 1912

- [74] Lobanov A.P., 2007, *Relativistic astrophysics and Cosmology - Einstein's Legacy*, eds B. Aschenbach et al., 242
- [75] Mannucci F., Basile F., Poggianti B.M. et al., 2001, MNRAS, 326, 745
- [76] Marconi A. & Hunt L.K., 2003, ApJ 589, 21
- [77] McLeod K. K. & Rieke G. H., 1995, ApJ, 454, L77
- [78] McLeod K. K., Rieke, G. H., Storrie-Lombardi, L. J., 1999, ApJ 511, L67
- [79] McLure R. J., Kukula M. J., Dunlop J. S., et al., 1999, MNRAS, 308, 377
- [80] McLure R.J. & Dunlop J.S., 2001, MNRAS, 327, 199
- [81] McLure R.J. & Dunlop J.S., 2002, MNRAS, 331, 795
- [82] Magain P., Courbin F., Sohy S., 1998, ApJ, 494, 452
- [83] Magain P., Letawe G., Courbin F. et al., 2005, Nature, 437, 381
- [84] Magain, P. ; Courbin, F. ; Gillon, M. et al., 2007, A&A, 461, 373
- [85] Magorrian J., Tremaine S., Richstone D. et al., 1998, AJ, 115, 2285
- [86] Manners J.C., 2002, PhD Thesis, Univ. of Edinburgh
- [87] Martin D.C., Wyder T.K., Schiminovich D. et al. 2007, ApJSS, 173, 342
- [88] Merloni A., Heinz S., Di Matteo T., 2003, MNRAS, 354, 1057
- [89] Merloni A. & Heinz S., 2008, MNRAS, 388, 1011
- [90] Merritt D., Storchi-Bergmann T., Robinson A. et al., 2006, MNRAS, 367, 1746
- [91] Mihos J.C., Bothun J.D., Richstone D.O., 1993, ApJ, 418, 82
- [92] Miller J.S. & Mathews W.G., 1972, ApJ, 172, 593
- [93] Miller J.S., Goodrich R.W., Mathews W.G., 1991, ApJ, 378, 47
- [94] O'Brien P., Reeves J.N., Simpson C., Ward M., 2005, MNRAS, 360, 25
- [95] Ogle P.M., Cohen M. H., Miller J.S. et al., 1997, ApJ, 482, L37
- [96] Orndhal E. & Rönnback J., 2005, A&A, 443, 61-78
- [97] Osterbrock D.E., *Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei*, *University Science Book*, Mill Valley, 1989
- [98] Page M., Reeves J.N., O'Brien P.T., Turner M.J.L., Worrall D.M., 2004, ApJ, 611, 85

- [99] Panessa F. & Bassani L., 2002, A&A, 394, 435
- [100] Pence W., 1976, ApJ, 203, 39
- [101] Peng Y.P., 2001, Galfit's user manual for GALFIT 3.0 and more recent versions
- [102] Peng C.Y., Impey C.D., Ho L.C. et al., 2006, ApJ, 640, 114
- [103] Peterson B.M., 1997, Cambridge University Press, *An introduction to active galactic nuclei*
- [104] Polletta M., Weedman D., Hönig S. et al., 2008, ApJ, 675, 960
- [105] Press W.H., Flannery B.P., Teulosky S.A., Vetterling W.T., *Numerical recipes, The Art of Scientific Computing [Fortran Version]*, chap.14, Cambridge University Press, 1989
- [106] Ramos Almeida C., Levensonn N.A., Rodriguez Espinoza J.M. et al., 2009, 702, 1127
- [107] Reichard T.A., Heckman T., Rudnick G. et al., 2009, ApJ, 691, 1005
- [108] Salo H. & Laurikainen E., MNRS, 319, 377
- [109] Sanchez S.F. et al., 2004, ApJ, 614,586
- [110] Sanders D.B., Soifer B.T., Elias J.H. et al. 1988, ApJ, 325, 74
- [111] Sanders D. & Mirabel I., 1996, ARAA, 34, 749
- [112] Sellwood J.A., 2000, ASPC, 197, 3
- [113] Scarlata C., Carollo C.M., Lilly S. et al., 2007, ApJS, 172, 406
- [114] Schawinski K., Thomas D., Sarzi M., 2007, MNRAS, 382, 1415
- [115] Schmidt M., 1963, Nature, 197, 1040
- [116] Schmitt H.R., 2001, AJ, 122, 2243
- [117] Schneider P., Hall P.B., Richards G.T., et al., 2005, AJ, 130, 367
- [118] Schneider P., 2006, Springer, *Extragalactic astronomy and cosmology*
- [119] Scoville N., Frayer D.T., Schinnerer E., Christopher M., 2003, ApJ, 585, 105
- [120] Shade D.J., Boyle B.J., Letawsky M., 2000, MNRAS, 315, 498
- [121] Shi Y., Rieke G., Lotz J., Perez-Gonzalez P.G., 2009, ApJ, 697, 1764
- [122] Shields J.C. & Filippenko A.V., 1996, aap, 311, 393
- [123] Shields G.A., Menezes K.L., Massart C.A., Vanden Bout P., 2006, ApJ, 641, 683
- [124] Sijacki D. Springel V., di Matteo T., Hernquist L., 2007, MNRAS, 380, 877

- [125] Simpson J.P., Colgan S.W.J., Erickson E.F. et al., 2002, ApJ, 574, 95
- [126] Somerville R., Hopkins P.F., Cox T.J., Robertson B.E., Hernquist L., 2008, MNRAS, 391, 481
- [127] Springel V., Di Matteo T., Hernquist L., 2005, MNRAS, 361, 776
- [128] Tomaney A.B. & Crofts A.P., 1996, AJ, 122, 2872
- [129] Toomre A. & Toomre J., 1972, ApJ, 178, 623
- [130] Tran H.D., Cohen M.H., Villar-Martin M., 2000, AJ, 120, 562
- [131] Tresse L., Rola C., Hammer F. et al., 1996, MNRAS, 281, 847
- [132] Teu T., Woo J.H, Malkan A., Blandford R.D., 2007, ApJ, 667, 117
- [133] Vanden Berk D., Daniel E., Shen J. et al., 2006, AJ, 131, 84
- [134] Veilleux S. & Osterbrock E.D., 1987, ApJs, 63, 295
- [135] Veilleux S., 1991, ApJs, 75, 357
- [136] Veron-Cetty M-P, Veron P., 2006, A&A, 455, 773
- [137] Volonteri M. & Madau P., 2008, ApJ, 687, 57
- [138] Wisotzki L., Christlieb N., Bade N., et al., 2000, A&A, 358, 77
- [139] Yun M., Reddy N.A., Scoville N.Z. et al., 2004, ApJ, 601, 723
- [140] Zheng X.Z., Hammer F., Flores H., Assémat F., Pelat D., et al., 2004, A&A, 421, 847