



HAL
open science

Optique adaptative, traitement d'image et étude des noyaux actifs de galaxie

Damien Gratadour

► **To cite this version:**

Damien Gratadour. Optique adaptative, traitement d'image et étude des noyaux actifs de galaxie. Astrophysique [astro-ph]. Université Paris-Diderot - Paris VII, 2005. Français. NNT : . tel-00011382

HAL Id: tel-00011382

<https://theses.hal.science/tel-00011382v1>

Submitted on 17 Jan 2006

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Université Paris VII - Denis Diderot
École Doctorale d'Astronomie et d'Astrophysique d'Ile-de-France
Observatoire de Paris-Meudon - ONERA

THÈSE

présentée pour obtenir le diplôme de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DENIS DIDEROT - PARIS VII
Spécialité : ASTROPHYSIQUE ET MÉTHODES ASSOCIÉES

par

Damien Gratadour

Optique adaptative, traitement d'image et étude des noyaux actifs de galaxie

Soutenue le 30 Novembre 2005 devant le Jury composé de :

Jacques Le bourlot	Président
Daniel Rouan	Co-directeur de thèse
Laurent Mugnier	Co-directeur de thèse
Reihnard Genzel	Rapporteur
Éric Thiébaud	Rapporteur
Hélène Sol	Examinatrice
François Rigaut	Examineur

Visas

Visas



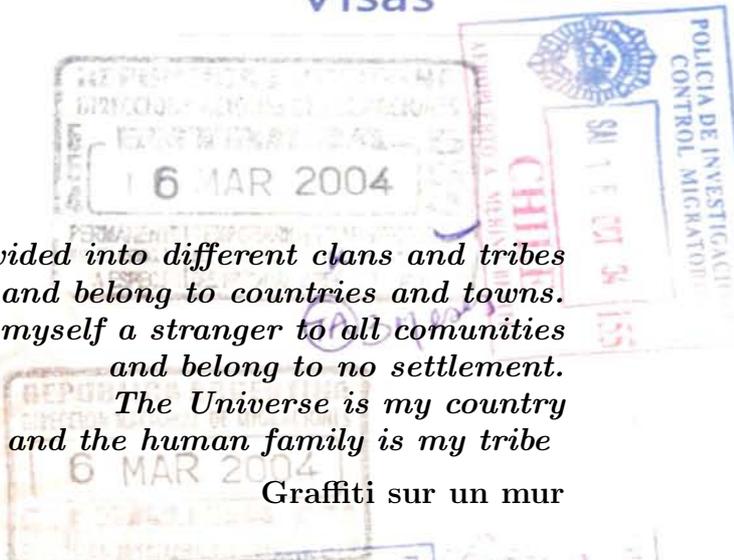
Visa



17 02 04 5 1 3 1

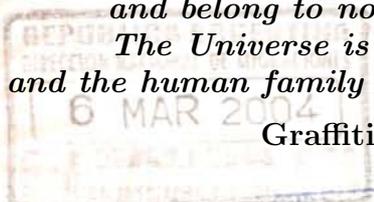
Visas

Visas



Humans are divided into different clans and tribes and belong to countries and towns. But I find myself a stranger to all communities and belong to no settlement. The Universe is my country and the human family is my tribe

Graffiti sur un mur



Remerciements

Il est coutume, pour l'auteur d'un tel recueil, d'exprimer sa gratitude envers ceux qui l'ont soutenu, épaulé, aidé ou tout simplement suivi pendant ces trois années d'efforts. Après la rédaction de plusieurs chapitres de thèse, ces quelques lignes de remerciements semblent une tâche facile.

Il n'en est rien et toute une problématique se met en place au moment de remplir la dernière page blanche de cet ouvrage.

En effet, un tel discours de circonstance pourrait cacher la réelle sincérité de l'auteur, pourtant plein de reconnaissance, au moment où il l'écrit. De plus, l'ordre d'apparition des différents noms est aussi souvent trompeur, manifestement dicté par l'usage et parfois peu représentatif du réel impact de chaque personnage.

Mais, comme il est question de circonstances sincères, mon premier sentiment va vers Daniel Rouan. Après avoir dirigé le DEA dans lequel j'ai fait mes premières armes et y avoir enseigné le transfert radiatif, il a accepté de superviser mon stage, puis ma thèse, malgré le piètre résultat que j'ai obtenu lors de l'examen final qu'il a donné. Son ouverture d'esprit n'a d'égale que la sérénité avec laquelle il jongle entre ces multiples responsabilités, et il me semble bien naturel que nos Pairs aient récemment décidé de l'immortaliser. Je ne sais comment lui dire tout le plaisir que j'ai eut de travailler avec lui et toute ma reconnaissance pour le merveilleux sujet d'étude qu'il a mis en place.

La seconde personne à qui j'aimerais exprimer mes sincères remerciements est Laurent Mugnier, l'autre instigateur et, par voie de conséquence, responsable de ces travaux de thèse. À son contact j'ai appris à utiliser, à concevoir et tout simplement à apprécier les techniques de traitement d'image. Sa rigueur et son esprit m'impressionneront toujours ainsi que sa bonne humeur (et son penchant pour les blagues sur le *boulot d'astronome*, auxquelles, je l'avoue, j'ai souvent tendu la perche ...). J'espère que nous continuerons à collaborer longtemps.

Ce sujet est le fruit d'une volonté d'unir les forces de deux laboratoires : le LESIA à l'Observatoire de Meudon et le DOTA à l'ONERA. Je tiens donc à remercier particulièrement leurs équipes de direction, Jean-Louis Bougeret pour le LESIA ainsi que René Jallin, Marc Séchaud, Vincent Michau et Gérard Rousset pour le DOTA, de m'avoir permis d'évoluer au sein de ces deux laboratoires. Je remercie aussi le CNRS et l'ONERA en général pour avoir co-financé cette thèse à travers une bourse BDI.

La dualité de ce sujet a marqué mes travaux de recherches sur tous les plans, tant au niveau des différents thèmes abordés que des lieux de travail et des rencontres et collaborations. Ainsi, deux groupes, qui ne demandent qu'à s'unir ont partagé mes journées de dur labeur et surtout de franche rigolade.

D'un côté, le bâtiment Lyot, un petit groupe de bureaux perdu au milieu des potagers de

l'Observatoire et à peine protégé du soleil, du vent ou du froid par quelques murs plutôt minces et un toit probablement habité d'une faune encore inconnue ... Même s'il peut y faire un peu froid en hivers, surtout pour les fumeurs, la chaleur y règne dans les coeurs et dans les esprits. Aussi, merci à Rico, Zoltan, David, Flo, Yann, Denis, Marie, François, Marc, Geneviève, Lucien et Claude de m'avoir initié, fait réfléchir, fait rire ou tout simplement d'avoir été là.

D'un autre côté, l'aile C du septième étage de l'immeuble de l'ONERA à Chatillon, dont le toit est habité par une faune bien connue : des pigeons et parfois quelques faucons qui les chassent. D'un abord moins bucolique, la bonne humeur et l'imagination y sont tout autant présents. Merci ainsi à Jean-Marc, Thierry, Serge, Magalie, Jef, Luc, Ruy, Bruno, Marie-Thérèse, Jo, Frédérique, Brice, Guillaume, Clelia et Béatrice avec qui j'ai autant réfléchi, rit ou tout simplement discuté au hasard d'un couloir ou dans l'embrasement d'une porte.

Ma thèse a aussi été l'occasion de nombreux voyages, notamment outre-atlantique, au nord comme au sud.

J'ai ainsi apprécié le contact de Nancy, Olivier, Gaël ou encore Chris, dans la *control room* du VLT au Chili. Merci une nouvelle fois à Rico de m'avoir tenu la main pour ma première et pour la nuit d'observation la plus excitante qu'on puisse rêver, une certaine nuit de Mars 2003 (voir p.54-55). Merci à Roberto pour les quelques discussions avisées dans la control room ou le taxi à Santiago. Merci à Gautier d'avoir accepté les quelques changements de programmes que m'ont imposés la météo. Merci enfin à Emmanuel pour les nombreuses discussions sur notre objet préféré : NGC 1068 et pour les quelques soirées bien arrosées (comme il se doit).

Côté nord américain, trois rencontres ont marqué mon parcours : Olivier, pour les bonnes soirées passées ensemble à Paris ou Waimea (mon petit doigt me dit qu'il y en aura d'autres) et notre collaboration sur NGC 7469, François, pour les bonnes soirées aussi mais surtout pour m'avoir embauché et Jean Pierre, pour nos discussions acharnées sur la reconstruction de FEP à Victoria.

Cette thèse ne serait jamais arrivée à son terme sans tous mes proches qui me soutiennent dans le privé : Yvain, Nico, Gaby, Stéphanie, Nico, Maia, Jul, Cecilia, Marchou, Valentin, Julie, Ulysse, Béno, Thierry, Nadège, Biquet, Alex, Scalpa et j'en oublie, qui me pardonneront j'espère. L'amitié est le ciment du coeur, elle nous permet de rester humain.

Mes parents bien sûr et toute ma famille en général ont eux aussi une grande part de responsabilité. Leur soutien, sans faille, m'a toujours permis d'aller au bout de mes ambitions.

Enfin, il est une femme qui me donne le bonheur et l'envie de me dépasser, qui m'accompagne dans les moments difficiles et partage les meilleurs moments de ma vie, Vessela, à qui les pages qui suivent sont dédiées.

Table des matières

<i>Prologue</i>	1
Introduction	11
1 Recentrage sub-pixelique - étude d'Arp 220	43
1.1 Le recentrage d'image sub-pixelique	44
1.1.1 Le modèle de données	46
1.1.2 La méthode MV à deux images	46
1.1.3 Bruit gaussien stationnaire : la corrélation croisée	47
1.1.4 Généralisation à un cas réaliste	48
1.1.5 La méthode MV à n images	49
1.1.6 Performances de l'estimation MV	50
1.1.7 Application à l'imagerie d'Arp 220	54
1.2 Étude d'Arp 220	57
1.2.1 La petite histoire d'Arp 220	57
1.2.2 Observations avec NaCo	59
1.2.3 Traitement d'images standard	59
1.2.4 Résultats	62
1.2.5 Observations d'autres ULIRGs avec NaCo	68
2 Déconvolution d'images - étude de NGC 1068	73
2.1 Principes de déconvolution	74
2.1.1 Méthodes classiques en astronomie	75
2.1.2 Régularisation sur l'objet	76
2.1.3 MISTRAL	78
2.2 Application à l'imagerie de NGC 1068	79
2.2.1 Détermination du spectre spatial de l'objet	79
2.2.2 Déconvolution avec MISTRAL	84
2.2.3 Analyse des résultats	87
2.3 Étude de NGC 1068	88
2.3.1 La petite histoire de NGC 1068	89
2.3.2 Observations PUEO-GriF : premier regard sur la <i>bête</i>	91
2.3.3 Imagerie avec NaCo : dissection du coeur de la <i>bête</i>	102
2.3.4 Coronographie avec NaCo : filaments infrarouges	115
2.3.5 Spectroscopie avec NaCo : zoom sur la CLR	121

3	Reconstruction de FEP – étude de NGC 7469	135
3.1	Description générale de la FEP longue pose	136
3.1.1	Expression analytique de la FEP longue pose	137
3.1.2	Estimation de la composante atmosphérique	137
3.1.3	Estimation de $\overline{D}_{\epsilon_{\perp}}$	138
3.2	Estimation de $\overline{D}_{\epsilon_{\parallel}}$: la méthode MC	139
3.2.1	Principe de la méthode MC	139
3.2.2	Caractérisation de la méthode MC	142
3.2.3	Limites de l’approche MC	153
3.3	Nouvelles méthodes d’estimation	155
3.3.1	Principe de l’approche MAP pour le reconstruction de la phase	155
3.3.2	Application à la reconstruction de FEP	158
3.3.3	Validation sur un cas idéal	160
3.3.4	Performances et critiques	163
3.3.5	Estimation MV des paramètres de la phase résiduelle	164
3.3.6	Validation sur un modèle simple	166
3.3.7	Extension à un cas réaliste	170
3.3.8	Conclusions	171
3.4	Déconvolution d’images avec FEP reconstruite	171
3.4.1	Les données : NGC 7469 avec PUEO	171
3.4.2	La méthode : reconstruction MC et MISTRAL	175
3.4.3	Résultats de déconvolution	175
3.5	Étude de NGC 7469	177
3.5.1	La petite histoire de NGC 7469	177
3.5.2	Interprétation des images PUEO : micro-spirale et flambée d’étoile	178
3.5.3	Imagerie avec NaCo : couleurs IR du coeur	184
3.5.4	Coronographie avec NaCo : environnement du monstre	185
3.5.5	Spectroscopie avec NaCo : plongée dans la BLR	186
	Conclusion	199
	A Estimée MV de la référence pour le recentrage à N images	205
	B Tests complémentaires de la méthode MAP de reconstruction de FEP	207
	C Article en préparation	209

*Un homme de connaissance est celui qui a subi intégralement,
loyalement les épreuves de l'apprentissage ;
un homme qui, sans hâte et sans erreur,
a avancé aussi loin qu'il a pu sur les chemins secrets
de la puissance et du savoir.*

*[...] Un homme va à la connaissance comme il part en guerre,
avec lucidité, crainte, respect et une ferme assurance.*

Carlos Castaneda - *"L'herbe du diable et la petite fumée"*
(dialogue avec Don Juan)

Prologue

Les noyaux actifs de galaxie (NAG) sont des objets astronomiques complexes et distants. Leur étude nécessite des observations à toutes les longueurs d'onde, avec les meilleures résolutions spatiales et spectrales disponibles. L'avènement des grands télescopes permet d'accéder à des résolutions suffisantes pour sonder le coeur de ces monstres et comprendre ce qui le fait battre, mais les effets néfastes de la turbulence atmosphérique limitent leurs performances depuis le sol. L'infrarouge (IR) devient alors un domaine de prédilection, lorsque notre grand télescope est muni d'une optique adaptative (OA), corrigeant la turbulence, et lui rendant ainsi pratiquement toutes ses capacités. L'IR est aussi un domaine intéressant, étant principalement celui où domine l'émission de poussières chaudes et l'émission de molécules et d'ions, ingrédients prépondérants dans la recette standard des NAG. Néanmoins, malgré sa taille, notre grand télescope ne parvient à capter qu'une faible fraction de la lumière émise par ces objets lointains, rendant les observations souvent difficiles. Pour tirer le meilleur parti des observations, il est alors nécessaire de traiter soigneusement les données obtenues afin de restaurer toute l'information qu'elles contiennent. Une parfaite connaissance des instruments utilisés et des conditions de détection est alors nécessaire.

Ainsi, cette thèse traitera de toutes ces thématiques, dont l'approfondissement semblait nécessaire à l'étude de la phénoménologie des NAG dans l'IR. Elle est composée d'une introduction, de 3 parties principales, regroupant les travaux que j'ai pu effectués sur des objets représentatifs de l'activité des NAG, et des techniques de traitement et de restauration d'images adaptées aux observations réalisées avec une OA.

Cette thèse a été financée grâce à une bourse du CNRS co-financée par l'ONERA. Ces deux organismes appartiennent tous deux au consortium ayant mis au point NAOS, le premier système d'OA installé sur le Very Large Telescope (VLT) et l'instrument avec lequel j'ai pu mener plusieurs campagnes d'observations de NAG. Il me semble donc important dans un premier temps, de décrire plus en détail ce projet ainsi que ces deux partenaires ayant à la fois collaboré à la sa construction et au financement de ma thèse. Ainsi, nous verrons comment, au carrefour des intérêts de ces deux laboratoires, mon projet de thèse est né et a évolué jusqu'à l'écriture de ce recueil. Le plan de ce dernier apparaîtra alors plus naturel.

L'instrument NaCo au VLT

L'instrument NAOS-CONICA (NaCo dans la suite de ce recueil) a été installé sur l'un des foyer Nasmyth de Yepun, le quatrième des VLT en Décembre 2002. Il est composé d'une caméra IR, équipée de modes spectroscopiques, polarimétriques, coronagraphiques et d'une multitude de filtres larges et étroits : CONICA (Lenzen et al. 1998), et d'un système d'OA capable d'analyser la lumière dans le visible et l'IR suivant de nombreuses configurations et équipé d'un miroir déformable (MD) de 185 actionneurs et d'un miroir de basculement permettant de corriger les

effets de la turbulence en temps réel : NAOS (Rousset et al. 2000). CONICA a été réalisé par un consortium allemand composé du Max Planck Institute for Astronomy d'Heidelberg et du Max Planck Institute for Extraterrestrial Physics.

La partie OA de l'instrument, le projet NAOS (pour Nasmyth Adaptive Optics System), est quant à elle le fruit d'une collaboration entre l'Observatoire de Paris, l'ONERA et le LAOG (Laboratoire d'AstrOphysique de Grenoble). Elle représente un effort de 65 hommes-an sur 5 ans, pour un coût consolidé de 11.5M€. Le retour pour les instituts qui ont participé à sa conception est de 50 nuits de temps garanti, c'est à dire pendant lesquelles ils peuvent observer un certain nombre de cibles astronomiques réservées déterminées préalablement, et bénéficier des données ainsi acquises pendant 2 ans avant qu'elles ne soient rendues publics. C'est dans le cadre de ce temps garanti que j'ai effectué les observations ayant menées à la majorité des résultats présentés dans ce recueil, qui représentent, au total, plus d'une dizaine de nuits d'observation sur l'un des VLT. Pour ma part, j'ai participé à une vingtaine de nuits d'observation supplémentaires avec NaCo, sur d'autres programmes.

On décrira en détail le principe de fonctionnement des systèmes d'OA dans le chapitre d'introduction. Je donne ci-dessous une description des principales caractéristiques de NAOS.

Son diamètre de 2 m permet à NAOS de s'installer directement sur le foyer Nasmyth d'un VLT. Il possède une épaisseur de 70 cm, pour un poids total de 2,3 tonnes. Grâce à son miroir déformable de 185 actionneurs possédant une bande passante de 650 Hz, et son miroir de basculement de 250 Hz de bande passante, il permet de corriger en temps réel les effets de la turbulence atmosphérique.

Pour la partie analyse de front d'onde, il possède un Shack-Hartmann (SH) fonctionnant dans le visible (sensible de 0.45 à $1\mu\text{m}$) ainsi qu'un SH fonctionnant dans l'IR (sensible de 0.8 à $2.4\mu\text{m}$) et 7 lames dichroïques différentes, permettant d'analyser la lumière dans des bandes plus étroites. Les analyseurs peuvent adopter deux configurations différentes : 7x7 sous-pupilles (36 utiles) et 14x14 sous-pupilles (144 utiles) . Le premier est équipé d'une caméra CCD EEV de 128x128 pixels, et permet d'utiliser des sources de référence de magnitude visible allant jusqu'à 17. Le second est équipé d'un détecteur Rockwell Hawaii de 1024x1024 pixels sensible aux magnitude K allant jusqu'à 12. NAOS peut délivrer un taux de correction supérieur à 40% à $2.2\mu\text{m}$ avec une source brillante dans un cas

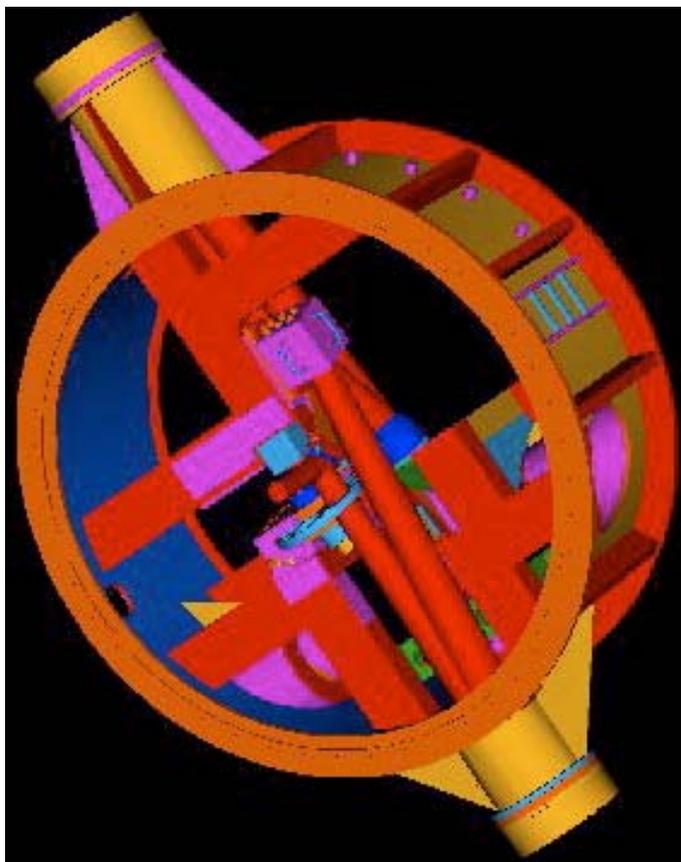


FIG. 1 – Le banc NAOS avec la représentation des chemins optiques. Le miroir déformable est notamment visible en rose, au centre, ainsi que la roue à dichroïque en bleu.

de turbulence classique, et son angle isoplanétique est d'environ 20''.

J'ai eu la chance d'effectuer ma thèse au sein de deux des trois laboratoires qui ont participé à sa réalisation : le LESIA à l'Observatoire de Paris, chargé de la fabrication du miroir de basculement, de l'analyseur IR et de l'étalonnage des reconSTRUCTEURS et le DOTA à l'ONERA chargé du management général que j'introduis tous deux dans la partie suivante.

Une thèse au carrefour de deux laboratoires

Dans ce type de projet, les motivations et les savoir-faire se rencontrent pour accéder aux désirs d'efficacité et de fiabilité des astronomes. L'exploitation scientifique de ce type d'instrument doit bénéficier de cette rencontre au même titre que la fabrication et la mise en service. Ma thèse se situe dans ce contexte d'optimisation de l'exploitation scientifique de l'instrument NaCo, au sein de deux des partenaires de sa mise en oeuvre. Mon travail est financé par une bourse CNRS pour doctorant ingénieur (BDI) co-financée par l'ONERA qui permet de rendre possible ce genre de collaboration. Cette bourse est attribuée pour une durée maximale de 3 ans et un contrat est établi entre l'entreprise (l'ONERA dans mon cas) et le CNRS, précisant les participations des deux parties, le déroulement des travaux de recherche, les publications et la propriété industrielle.

Le LESIA à l'observatoire de Paris

L'observatoire de Paris, implanté sur 3 sites, est un centre de recherche en astronomie et astrophysique. Placé sous la tutelle du ministère de la Jeunesse, de l'Éducation Nationale et de la Recherche (MJER) et faisant partie des Grands Établissements il revêt un statut d'université à caractère dérogatoire. Il est financé par le MJER (à hauteur de 25%) et par le CNRS (20%) par contrat, le reste de son financement provenant du CNES, de l'Union Européenne, du secteur privé et de ressources propres. L'Observatoire est dirigé par un Président élu, assisté de deux Vice-présidents, d'un conseil d'administration et d'un conseil scientifique. Il regroupe environ un millier de personnes, dont 750 permanents, ce qui, associé à son budget annuel de 15M€(hors salaires) en font le plus grand centre de recherche astronomique en France (il représente un tiers de l'astronomie française).

Outre ses missions d'enseignement et de diffusion des connaissances, il est chargé de mener des recherches permettant de contribuer au progrès de la connaissance de l'univers. Pour se faire, l'Observatoire est structuré en cinq laboratoires, une unité scientifique et un institut. Chacune de ces composantes étant associée au CNRS en tant qu'unité mixte.

Le LESIA, Laboratoire d'Études et d'Instrumentation en Astrophysique, créé le 1^{er} Janvier 2002 est l'un de ces cinq départements scientifiques. Il constitue l'Unité Mixte de Recherche UMR-8109 du CNRS et est lié par une convention d'association aux UFR de Physique et de Sciences Physiques de la Terre de l'Université Denis Diderot (Paris VII) et à l'UFR de Physique 924 de l'Université Pierre et Marie Curie (Paris VI).

La vocation du LESIA est la recherche scientifique dans différents domaines de l'astrophysique (physique des plasmas, physique solaire, planétologie et astrophysique) par le biais de la conception et de la réalisation d'instruments scientifiques. Même si l'instrumentation spatiale reste sa principale activité, le LESIA tient un rôle de premier plan dans le développement de techniques de haute résolution angulaire pour l'instrumentation au sol (comme l'interférométrie optique et IR, ou l'optique adaptative).

Outre ces activités de recherche, le LESIA est aussi très actif en terme de formation et d'enseignement. Il compte parmi son personnel 4 professeurs et 4 maîtres de conférence, un directeur de DESS, un directeur de DEA et le directeur de l'Unité de Formation et d'Enseignement (UFE) de l'observatoire. On y compte aussi 35 astronomes et astronomes adjoint ainsi que de nombreux chercheurs et ITA du CNRS participant aux activités d'enseignement. 75 thèses ont été ou sont effectuées au sein du LESIA depuis 1995. Le LESIA accueille aussi des étudiant en stage de DEA et en stage de premier et second cycle d'universités ou de grandes écoles.

Le LESIA est dirigé par un directeur, nommé, secondé par deux adjoints et un administrateur et, ses effectifs regroupent au total 212 personnes dont 144 permanents qui sont répartis en :

- 120 chercheurs : 72 permanents (30 CNRS + 35 astronomes + 7 universitaires), 5 éméritats (4 CNRS + 1 astronome), 6 post-doctorants, 24 doctorants et une dizaine de visiteurs
- 92 ITA : 72 permanents (52 CNRS + 20 MEN), 17 ingénieurs en CDD (dont 14 CNES) et 3 usagers.

En 2003, le budget global du LESIA s'élève à 2859 K €, dont 1814 K € de contrats, essentiellement CNES et ESO. Le reste est constitué par les crédits CNRS et MEN.

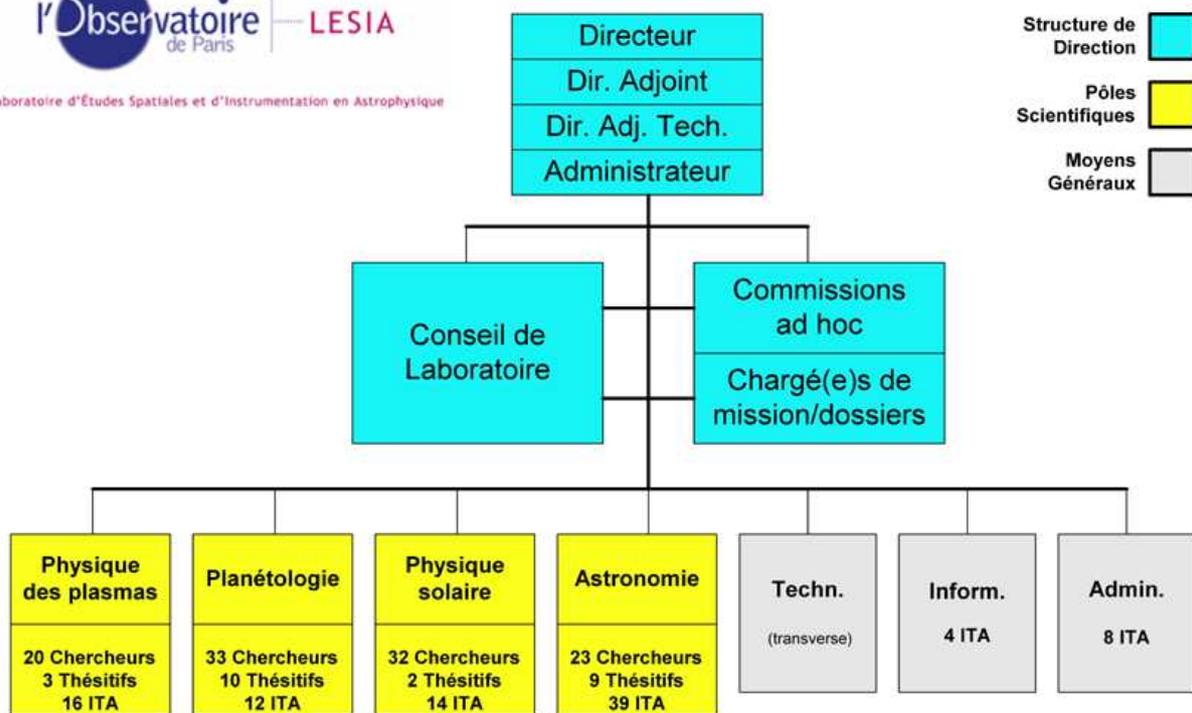
Le LESIA a livré des instruments pour 11 sondes spatiales (ULYSSES, CASSINI, CLUSTER, MARS EXPRESS, ROSETTA, ...) et en fabrique actuellement ou en projette la fabrication pour 4 autres (VENUS EXPRESS, STEREO, COROT et JWST). Il a supervisé la construction de grands instruments au sol tels que le radio héliographe et le réseau décamétrique de Nançay, l'héliographe et le spectro-héliographe de l'observatoire de Meudon. Il a aussi développé et construit des instruments tels que Hécate sur ARTEMIS, Fluor sur CHARA, PUEO et GriF sur le CFHT, VINCI sur le VLT ainsi que de nombreux Tip/tilt (MégaCam sur le CFHT, MACAO, SINFONI). D'autres sont en cours de développement (pour le SUBARU, WIRCAM pour le CFHT) ainsi que d'autres instruments tels OEIL, SESAME, OHANA, VLT Planet Finder. Le LESIA dispose aussi d'un banc de recherche et développement en OA : SESAME, sur lequel sont testés des nouveaux concepts d'analyse de front d'onde et de MD.

Ces activités scientifiques sont réparties dans 4 pôles ("physique des plasmas", "planétologie", "physique solaire" et "astronomie"), dirigés chacun par un coordinateur scientifique.

Pour ma part, j'ai effectué une partie de ma thèse au sein du pôle "astronomie" dirigé par Daniel Rouan. Ce pôle regroupe actuellement 71 personnes dont 23 chercheurs, 9 thésitifs et 39 ITA. Les recherches qui y sont menées suivent deux thématiques principales : d'une part la structure interne des étoiles, étudiée au moyen de l'astérosismologie et de modèles numériques, et d'autre part l'astrophysique des objets compacts comme les noyaux actifs de galaxies, les étoiles en formation, les étoiles évoluées ou les exoplanètes, grâce aux techniques d'imagerie IR à haute résolution angulaire que sont l'optique adaptative, l'interférométrie et la coronographie.

Le DOTA à l'ONERA

L'Office National d'Études et de Recherche Aérospatiales est le premier acteur français de la recherche aéronautique et spatial. Il a pour mission d'orienter et conduire des recherches dans des domaines liés à l'aérospatiale et de les valoriser pour l'industrie. Ces activités couvrent l'ensemble des besoins de l'industrie aérospatiale et sont réparties par tiers entre recherche de défense, civile et duale. La recherche sur les avions couvre 35% des activités et celle sur l'espace et les missiles près de 30%. Implanté dans huit centres en France, il regroupe environ 2000 personnes dont plus de 1000 scientifiques et son budget annuel dépasse les 350 M€. Partenaire en amont des centres de recherches et laboratoires universitaires tels que le LESIA, ses partenaires privilégiés



Organigramme du LESIA - Juin 2004

FIG. 2 – Organigramme du LESIA

en aval sont les agences (DGA, ESA, CNES, DGAC, ...), des instituts tels que l'ESO et des industriels. Les activités de l'ONERA sont fortement ancrées dans le contexte européen, avec notamment sa participation à l'EREA (association des Établissements de Recherche Européens en Aéronautique) et son partenariat privilégié avec le DLR, son homologue allemand. Il est impliqué dans plus de 180 contrats européens pour un budget de 39 M€.

L'ONERA compte parmi ses effectifs 162 doctorants et post-doctorants, et plus de 300 de ses ingénieurs participent à des activités d'enseignement et animent des séminaires dans les universités et grandes écoles françaises.

Il est dirigé par un président directeur général assisté d'un directeur technique général et d'un directeur scientifique général. Ses activités sont réparties d'une part vers la direction des grands moyens techniques réunissant les sites de soufflerie, les réseaux et les techniques expérimentales et, d'autre part, 4 branches scientifiques (mécanique des fluides et énergétique, physique, matériaux et structures, traitement de l'information et systèmes) regroupant 17 départements scientifiques.

La seconde partie de ma thèse c'est effectuée au DOTA (Département d'Optique Théorique et Appliquée) l'un de ces 17 départements scientifiques, implanté notamment sur le site de Châtillon. Il a pour mission de mener des recherches dans le domaine de l'optique (de l'UV à l'IR) intéressant l'aéronautique. Les grands thèmes d'études au DOTA sont : la caractérisation des signatures optiques dans l'UV, le visible et l'IR par la modélisation numérique et l'expérimentation, le développement et la qualification de nouveaux instruments d'observation, l'imagerie à haute résolution par optique adaptative et synthèse d'ouverture, la restauration d'images, les radar laser et la transmission optique d'information.

Plus de 60% des activités du DOTA relèvent de travaux commandés par la DGA, environ 10% par le CNES, l'ESA et l'ESO et le reste provenant d'industriels et de fonds propres. Le DOTA entretient en outre une étroite collaboration avec d'autres établissements publics, laboratoires et industriels, tels que le LETI, le Laboratoire d'Optique Atmosphérique, le Centre National de Recherche en Météorologie, les observatoires français (Côte d'Azur, Paris et Grenoble) et des industriels tels que Aérospatiale-Matra, SAGEM, SFIM, SNECMA et Thomson. Au niveau européen, il collabore notamment avec la DERA, la DLR, l'ESO et le FGAN, et aux États Unis avec Air Force Research Laboratory, Université d'Arizona et l'Université d'Hawaii. Plusieurs programmes font la notoriété du DOTA parmi lesquels le radiomètre IR TIMBRE-POSTE monté sur hélicoptère pour la prise d'images de terrain, COME-ON le premier système d'optique adaptative au monde dédié à l'astronomie ou encore la qualification en vol des satellites d'observations civils (SPOT) et de reconnaissance militaire (HELIOS) et bien sûr NAOS, le premier système d'OA installé sur le VLT.

Le DOTA est le plus grand département de l'ONERA, comptant 120 personnes (parmi lesquels 87 chercheurs et ingénieurs et une quinzaine de doctorants) réparties dans 10 unités sur 4 sites. Je faisais pour ma part partie de l'unité ASO, pour Analyse de Surface d'Onde, qui s'intéresse à ce sujet, bien sûr, mais aussi à la restauration d'images et plus généralement à l'imagerie haute résolution. Ce groupe de recherche est en étroite collaboration avec l'OASO, pour optique adaptative et synthèse d'ouverture, autre unité du DOTA. Ces deux équipes ont mis au point plusieurs bancs d'optique dont BOA, le Banc d'Optique Adaptative qui possède un générateur de turbulence mais a aussi été testé sur un des télescopes de l'Observatoire de Haute Provence et BRISE un banc d'interférométrie.

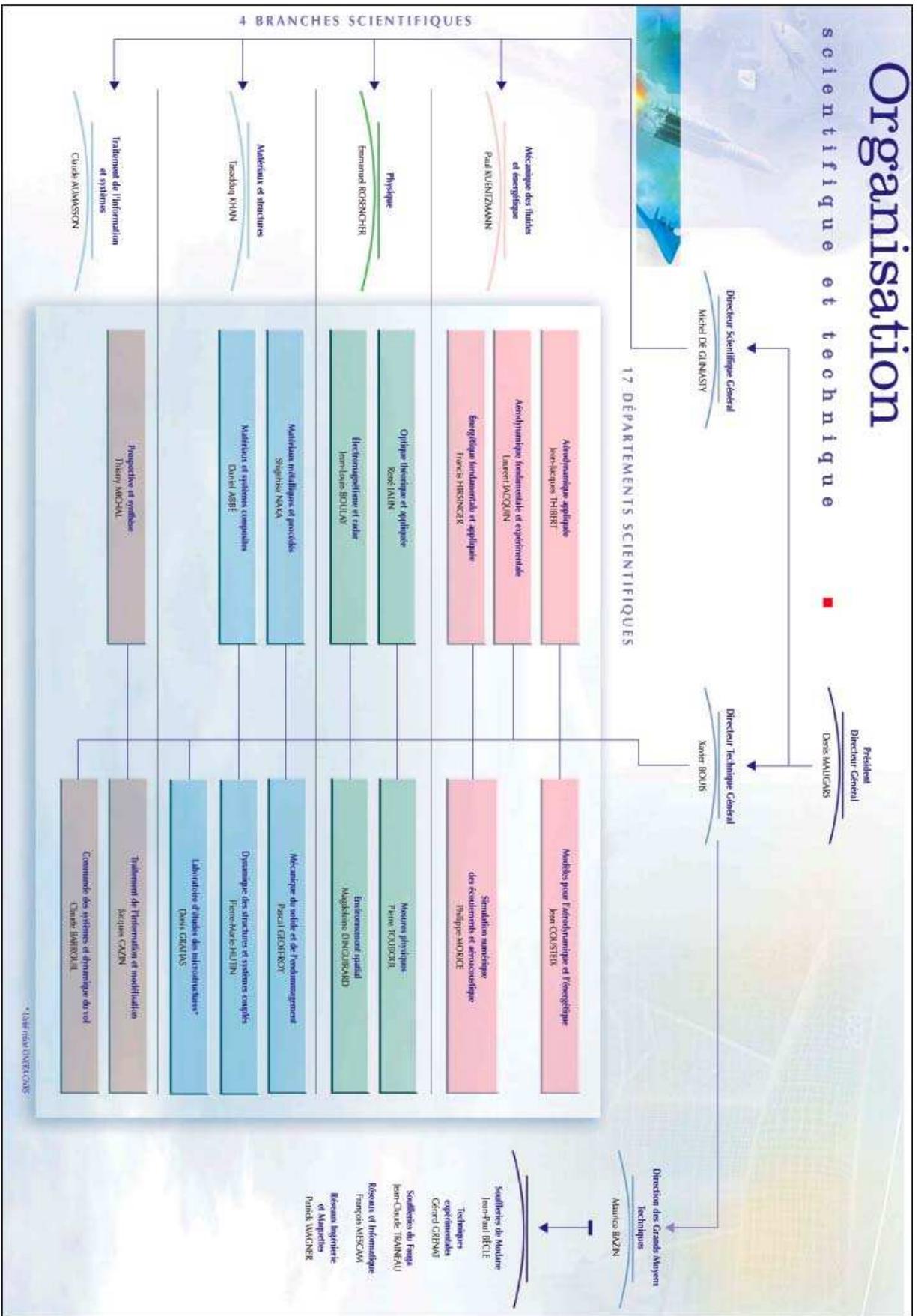


FIG. 3 – Organigramme de l'ONERA

Les intérêts communs et le but de cette thèse

À la mise en service d'un instrument tel que NaCo, les partenaires ont pour intérêt premier un bon fonctionnement et une exploitation rapide et efficace des premiers résultats scientifiques. C'est dans le cadre de ce deuxième point que mon projet de thèse est né. Il s'agit en effet d'optimiser l'utilisation de l'instrument pour obtenir les images les plus précises possible, de les traiter et en restaurer les moindres détails afin de les interpréter dans les meilleures conditions et d'en tirer un maximum de résultats scientifiques. L'objectif de ma thèse était donc de raccourcir la distance entre les galaxies actives et nous par le biais de l'optimisation des observations et du traitement numérique des données obtenues avec un grand télescope équipé d'une OA, puis d'en faire l'interprétation scientifique.

Les équipes dans lesquelles j'ai effectué mes travaux de recherche ont participé à la conception de l'instrument et en connaissent parfaitement les rouages, ce qui m'a permis de préparer au mieux les observations et d'apprendre les bons réflexes à avoir en cas d'imprévu. Le temps garanti accordé au LESIA m'a permis de faire des observations sur les objets les plus représentatifs de l'activité des noyaux de galaxie observables depuis le VLT. Les données acquises, il faut dans un premier temps les *nettoyer* de tous les parasites qui peuvent les avoir dégradées pendant l'observation. Cette étape nécessite une parfaite connaissance des conditions de détection et le LESIA comme le DOTA possèdent une grande expérience des observations dans l'IR avec OA. Dans un second temps, la restauration des données, l'un des thèmes principaux du département ASO du DOTA, permet de dépasser les limitations instrumentales en terme de résolution. Mon expérience au DOTA m'a permis d'apprendre le formalisme de la restauration de données et à le mettre en oeuvre. Enfin, l'étude des noyaux actifs de galaxie est l'une des thématiques du LESIA, et, grâce à la précision des données ainsi obtenues, j'ai pu mener des recherches compétitives sur le sujet et produire un certain nombre de publications.

Le plan de cette thèse

Compte tenu du panorama des disciplines embrassées par cette thèse, il m'a paru nécessaire de rappeler dans un chapitre d'introduction les bases de l'optique atmosphérique, de l'OA et de la formation d'image ainsi que les grandes lignes des connaissances actuelles sur les NAG et de la physique abordable avec des observations à haute résolution angulaire dans l'IR.

Le chapitre 1 mettra ensuite en exergue les difficultés des observations dans l'IR sur des objets faibles à travers un exemple d'observations d'une galaxie ultra-lumineuse dans l'IR (ULIRG), mais très distante, Arp 220. La nécessité d'accumuler une grande série d'images, recentrées très précisément sera mise en avant. Pour le recentrage d'image, j'ai développé une nouvelle méthode basée sur une approche de type maximum de vraisemblance (MV) qui sera décrite. Ses performances sur simulations seront évaluées et elle sera ensuite appliquée aux observations. Ce recentrage sub-pixelique permettra d'obtenir plus de détails morphologiques sur l'émission IR de cet objet que ne l'aurait fait une méthode standard, et notamment de mieux séparer l'émission provenant de régions distinctes et ainsi d'obtenir un diagnostic physique plus précis sur la répartition et l'émission de la poussière dans le coeur de cette galaxie. On trouvera aussi dans ce chapitre des résultats très préliminaires sur des observations d'autres ULIRG avec NaCo : Mrk 1024 et LEDA 89129.

Le chapitre 2 mettra ensuite en avant l'intérêt de dépasser les limitations en contraste et en résolution, imposées par la correction partielle de la turbulence et la taille finie du télescope, en

déconvoluant les images. MISTRAL, un algorithme de déconvolution développé à l'ONERA, sera utilisé sur des images de l'un des objets phares de l'étude des NAG : NGC 1068. Les principes généraux de cet algorithme, ainsi qu'une nouvelle méthode d'estimation, de type MV, de la distribution spectrale de puissance de l'objet seront décrits.

La restauration des images de NGC 1068 dans trois bandes de l'IR proche à l'aide de MISTRAL sera ensuite analysée en détails afin d'obtenir un maximum de confiance sur le résultat final. Ces images seront ensuite utilisées dans une étude complète de cet objet, associées à des observations coronographiques et spectroscopiques. Les nombreux résultats tirés de cette étude, comme notamment de nouvelles structures à la morphologie très particulière ou encore la trace de l'émission de nano-grains de poussière comme des nano-diamants, mettront clairement en évidence l'efficacité du couple OA-déconvolution pour les observations astronomiques.

Dans le chapitre 3, on s'intéressera aux méthodes de reconstruction de la réponse impulsionnelle (RI, aussi connue sous le nom de fonction d'étalement de point ou FEP) de notre instrument d'OA lors des observations. En effet, il existe une méthode permettant de reconstruire celle-ci à partir des mesures de turbulence produites par le système d'OA pendant les observations. Elle permet d'estimer précisément la FEP de l'instrument, donnée nécessaire à la déconvolution.

Cette méthode de type Moindres Carrés (MC) sera décrite et caractérisée sur simulations, dans le cas d'un système d'OA de type NAOS et pour différents types de configurations. Ces simulations montreront les limites de cette méthode dans les conditions typiques d'observations des NAG et je proposerai donc, ensuite, des méthodes alternatives pour la reconstruction de FEP basées d'une part sur une approche de type Maximum A Posteriori (MAP), et d'autre part, sur une approche de type MV. Les performances de ces deux nouvelles méthodes seront discutées.

Enfin, des FEP reconstruites à l'aide de la méthode MC, seront utilisées pour restaurer les images d'un autre objet phare de l'activité des noyaux de galaxie : NGC 7469, observé avec PUEO au CFHT. Les résultats de cette étude insisteront sur le gain apporté par la reconstruction de FEP pour la déconvolution d'images de NAG et la nécessité de développer de nouvelles méthodes, adaptées aux observations d'objets faibles comme les NAG.

Ces résultats, associés à d'autres observations d'imagerie, de coronographie et de spectroscopie réalisées avec NaCo permettront d'obtenir une description plus précise de la morphologie des régions centrales de ce NAG dans l'IR proche, avec la mise en évidence d'un système de micro-spirales internes, ainsi qu'un diagnostic physique nouveau de l'émission IR du coeur avec la possible mise en évidence des parties les plus internes de cet objet en réflexion.

Enfin, un chapitre de conclusion reviendra sur l'ensemble des résultats présentés dans ce recueil, rappellera les différentes publications liées aux travaux effectués pendant cette thèse et donnera un panorama des perspectives dans les différents domaines abordés.

Introduction

Avoir accès à un grand télescope (8-10m) est un rêve devenu aujourd'hui accessible à une bonne partie de la communauté astronomique mondiale. Les quatre VLT, les jumeaux Gemini, les jumeaux Keck, et bientôt le Grantecan, le Binocular Telescope, etc ...; tous ces télescopes atteignent des résolutions angulaires phénoménales permettant, en théorie, de sonder les mystérieux phares qui ponctuent l'immensité cosmique à des résolutions telles qu'on arriverait à voir un terrain de football sur la Lune. La tâche serait effectivement possible si les quelques photons qui arrivent de ces objets jusqu'à notre planète n'étaient rendus complètement fous par la traversée des quelques derniers kilomètres de leur parcours à travers une poignée de couches turbulentes, prenant des trajectoires aléatoires. Nos merveilleux télescopes y perdent alors leur vue perçante, et un certain flou affecte les objets astronomiques qu'ils tentent de débusquer. Depuis quelques années, ils sont heureusement équipés de systèmes correcteurs permettant de leur rendre leur complète capacité de résolution et ainsi d'atteindre les objectifs scientifiques que se sont fixés les astronomes qui en ont plaidé la construction. Un bon exemple d'un tel système est l'instrument NaCo installé sur l'un des VLT : il lui permet d'atteindre la limite de diffraction dans l'IR et ainsi de produire des images d'une résolution de quelques dizaines de mas à $2.2\mu\text{m}$.

Avant de décrire en détail les résultats de mes travaux de recherche et pour introduire des notions utiles pour une meilleure compréhension des chapitres suivant, il me semble utile de rappeler quelques notions de base sur la formation d'image et l'optique atmosphérique. Je décrirai ensuite l'architecture et le principe de fonctionnement d'un système d'OA ainsi que quelques grandeurs caractéristiques du système et des images qui en sont issues. Le lecteur familier de toute ces notions peut passer directement à la section suivante, dédiée aux NAG, compte-tenu du manque cruel d'originalité des lignes qui suivent.

Formation d'image au foyer d'un télescope

La formation d'image au foyer d'un télescope est caractérisée par la réponse impulsionnelle de ce dernier, c'est à dire l'image qu'il donne d'un point. En l'absence de turbulence, d'après les lois de la diffraction, une onde lumineuse, caractérisée par son amplitude complexe ou front d'onde, pénétrant dans un télescope parfait, y est diffractée par sa pupille. Dans l'approximation de Fraunhofer, l'amplitude complexe de l'onde incidente dans le plan focal du télescope est alors :

$$\Psi_{im}(\vec{\alpha}) = \int \Psi(\vec{x})P(\vec{x}) \exp[-\frac{2i\pi}{\lambda}x\alpha]d\vec{x}$$

où $P(\vec{x})$ représente la fonction pupille du télescope. On constate donc que le système se comporte comme un opérateur de Fourier, et l'intensité de l'image mesurée au foyer du télescope est le module carré de cette amplitude complexe.

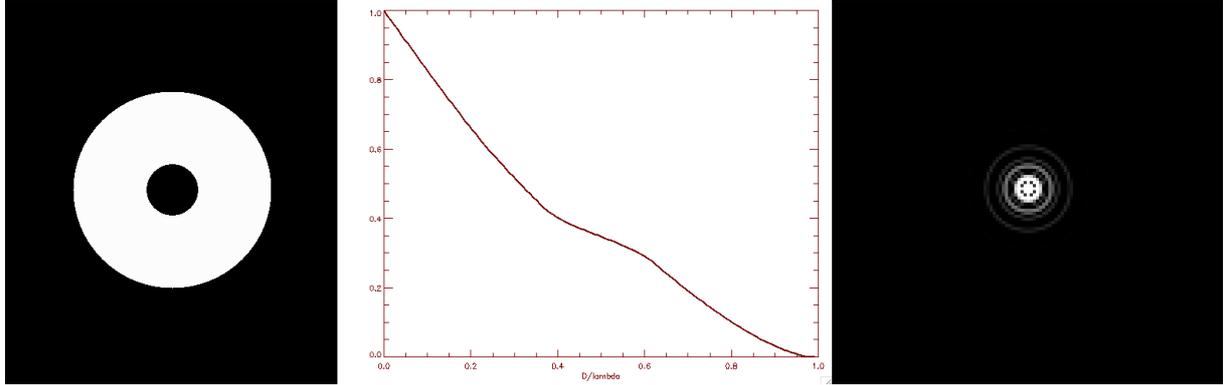


FIG. 4 – Exemple de fonction pupille avec une occultation de 0.12, coupe de la FTO obtenue et FEP obtenue.

Dans le cas d'un front d'onde plan, $\Psi(\vec{x}) = 1$, l'image obtenue est la fonction d'étalement de point (FEP) du système, c'est à dire sa réponse impulsionnelle, et est simplement le module carré de la transformée de Fourier (TF) de la fonction pupille :

$$FEP(\vec{\alpha}) \propto |\mathcal{F}[P(\vec{x})]|^2$$

où \mathcal{F} représente la TF. En général, la pupille d'un télescope est circulaire et la FEP est donc la fameuse tache d'Airy. Elle est constitué d'un pic lumineux, de largeur λ/D , qui quantifie la résolution spatiale de l'instrument, entouré d'une alternance d'anneaux sombres et brillants. La distance au premier anneau brillant, qui quantifie le pouvoir séparateur du télescope varie en fonction de la taille de l'occultation centrale, et vaut $1.22\lambda/D$ dans le cas d'une pupille pleine.

La FEP caractérise la réponse du télescope au niveau spatial, dans le plan image. Le système réalisant une transformation de Fourier, il est aussi intéressant de s'intéresser à sa réponse dans le plan fréquentiel. Cette dernière est caractérisée par la fonction de transfert optique (FTO), qui n'est autre, grâce au théorème de Wiener-Khinchine, que l'auto-corrélation de l'amplitude complexe sur la pupille du télescope :

$$FTO(\vec{f}) = FTO(\vec{r}/\lambda) = 1/S \int \Psi(\vec{x})\Psi^*(\vec{x} + \vec{r})P(\vec{x})P^*(\vec{x} + \vec{r})d\vec{x}$$

où S est la surface de la pupille du télescope. Si le front d'onde incident est plan, on obtient l'auto-corrélation de la pupille, qui, dans le cas d'une pupille circulaire, donne une fonction décroissante s'annulant au-delà de la fréquence D/λ .

L'image obtenue au foyer de ce télescope, considéré isoplanétique (c'est à dire que sa FEP ne varie pas en fonction de la direction d'observation), d'un objet caractérisé par une distribution d'intensité $O(\vec{\alpha})$ est alors donnée par la convolution de celui-ci avec la FEP :

$$I(\vec{\alpha}) = \int O(\vec{\beta})FEP(\vec{\alpha} - \vec{\beta})d\vec{\beta} = (O * FEP)(\vec{\alpha})$$

Écrite de façon équivalente dans le plan de Fourier à l'aide de la FTO :

$$\tilde{I}(\vec{f}) = \tilde{O}(\vec{f}) \times FTO(\vec{f})$$

où $\tilde{\rho}$ représente la TF. On voit alors que le télescope joue le rôle de filtre passe bas, diminuant le contraste des hautes fréquences de l'objet jusqu'à les annuler à D/λ .

En imagerie astronomique, on considère que les ondes sphériques émises par les objets d'intérêt arrivent planes à notre planète, compte-tenu de la distance des objets émetteur. Le front d'onde :

$$\Psi(\vec{x}) = |\Psi(\vec{x})| \exp(-i\phi(\vec{x}))$$

est donc unitaire, et sa phase $\phi(\vec{x})$ est constante. Malheureusement, ce front d'onde va se trouver perturbé lors de sa traversée de l'atmosphère terrestre. La réponse impulsionnelle du système télescope + atmosphère s'en trouve alors modifiée et surtout varie très rapidement avec la turbulence atmosphérique, ce qui affecte la qualité des images obtenues.

Principes de l'optique adaptative

Les variations de température et de concentration en vapeur d'eau de l'atmosphère induisent des variations locales de son indice de réfraction et perturbent le front d'onde qui la traverse. En effet, les lois de la réfraction prédisent une avance ou un retard local du front d'onde induits par ces variations d'indice. Cette aberration affecte la qualité des images et doit être corrigée pour tirer le meilleur parti d'un télescope soumis à la turbulence dès que le diamètre de son miroir primaire dépasse le mètre, dans les meilleurs sites¹. C'est le but de l'OA, devenue aujourd'hui indispensable avec l'augmentation de la taille des télescopes.

Quelques rappels d'optique atmosphérique

La théorie de Kolmogorov (1941) décrit l'atmosphère comme un mélange de masses d'air de différentes températures, se déplaçant à des vitesses différentes. L'énergie de friction entre ces masses d'air se dissipe par la formation de tourbillons qui se scindent progressivement en tourbillons de taille inférieure. Deux échelles apparaissent alors : une échelle supérieure, dite externe, qu'on notera L_0 , au-dessus de laquelle il n'y a pas de tourbillons et une échelle inférieure, qu'on notera l_0 en-dessous de laquelle les tourbillons se dissipent par viscosité. Entre ces deux échelles, la turbulence est considérée comme homogène et isotrope à statistique connue.

Plus pratiquement, la turbulence se développe en général entre 0 et 15 km, soit au niveau des couches au sol² (à cause par exemple du vent sur le relief, ou des mouvements de convection entre le sol et l'atmosphère), soit à haute altitude à cause du cisaillement entre des couches de la troposphère et de la basse stratosphère. On assiste ensuite à une cascade d'énergie cinétique des cellules de grande échelle (30-100m) vers les structures de petite échelle (1mm) où la dissipation visqueuse se produit. L'énergie d'une cellule étant principalement cinétique, le spectre de l'énergie des déformations induites par la turbulence atmosphérique sur front d'onde, suit le spectre d'énergie de la turbulence, et varie donc en $k^{-11/3}$ (où k est la fréquence spatiale), c'est le spectre de Kolmogorov (Roddier 1999).

On peut donc ainsi prédire en moyenne les fluctuations du front d'onde induites par l'atmosphère, ce qui nous permet d'imaginer des systèmes permettant de la corriger efficacement.

¹Une autre aberration est due à la diffraction de Fresnel induite par la propagation de l'onde dans l'atmosphère qui implique un changement de l'amplitude de l'onde. Cette aberration a un impact assez limité, dans le cas d'observations astronomiques, le milieu turbulent étant proche du système optique, et sera négligée dans la suite de ce manuscrit, où on fera l'hypothèse dite de champ proche.

²On cherche aussi à minimiser la turbulence dans la coupole avec des architectures particulières de coupoles, pour rendre le flux d'air le plus laminaire possible à l'intérieur, et en la gardant à température ambiante

Nous verrons que cet aspect sera très important à différents stades de l'élaboration d'un système d'optique adaptative et de sa commande.

La fonction de structure de l'indice de réfraction :

$$D_n(\vec{r}) = \langle (n(\vec{x}) - n(\vec{x} + \vec{r}))^2 \rangle = C_n^2 r^{2/3}$$

caractérisé par la constante de structure des variations d'indice, le C_n^2 , qui suit un certain profil en fonction de l'altitude permet de caractériser la statistique des variation de l'indice de réfraction de l'atmosphère en fonction de l'altitude. Ce paramètre doit être mesuré sur chaque site et varie en fonction du temps. La figure 5 nous montre un profil typique de C_n^2 dans un site astronomique. Le profil de Hufnagel en est une représentation empirique, fondée sur de nombreuses mesures de C_n^2 et est souvent utilisé pour les modélisations numériques. Il décrit la turbulence comme composée de deux couches principales, une au sol et une à environ 10 km d'altitude.

La turbulence agit sur le front d'onde de manière achromatique, en introduisant une différence de chemin optique. L'impact devient chromatique lorsqu'on s'intéresse à la phase de l'onde définit comme :

$$\Phi = \frac{2\pi}{\lambda} \delta$$

où δ est le retard de chemin optique achromatique.

Pour caractériser l'influence de l'atmosphère sur la qualité des observations à une longueur d'onde donnée, il est alors commode d'introduire la notion de variance de phase :

$$\sigma_\Phi^2 = \frac{1}{S} \iint \Phi^2 d^2S \quad (1)$$

exprimée en radians², qui est une grandeur déterministe. Plus cette variance augmente, plus la phase s'écarte du plan et donc plus l'image est dégradée. De par la dépendance en $1/\lambda$ de Φ , σ_Φ^2 varie en $1/\lambda^2$, la dégradation est donc bien plus importante dans le visible (λ petit) que dans l'IR moyen (λ grand).

Une autre grandeur, la fonction de structure de phase, permet de caractériser au niveau statistique les fluctuations de la phase :

$$D_\phi(\vec{r}) = \langle |\phi(\vec{x}) - \phi(\vec{x} + \vec{r})|^2 \rangle$$

La différence de phase entre deux points de la pupille s'exprimant en fonction du retard de chemin optique, et ce dernier étant lié aux variations d'indice, cette fonction de structure est liée à celle des fluctuations d'indice définie plus haut et dépend donc du C_n^2 :

$$D_\phi(\vec{\rho}) = 2.91 \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 C_n^2(h) h \rho^{\frac{5}{3}}$$

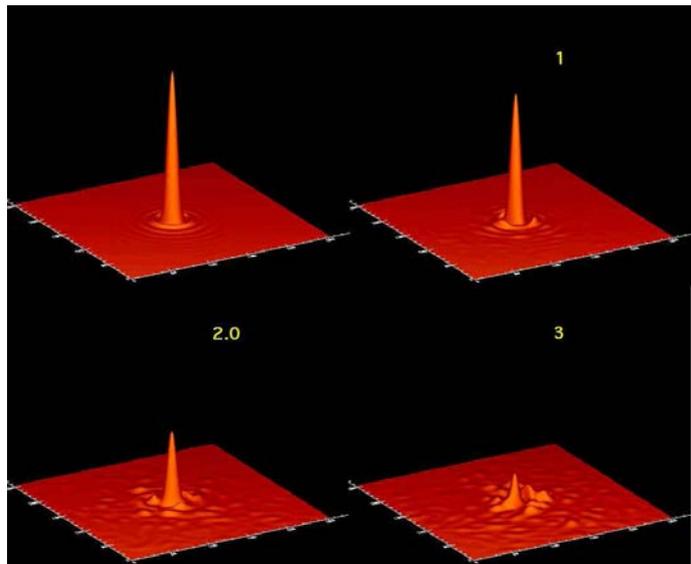


FIG. 6 – FEP obtenue pour différente valeur de variance de phase. De haut en bas et de gauche à droite, 0, 1, 2 et 3 rad².

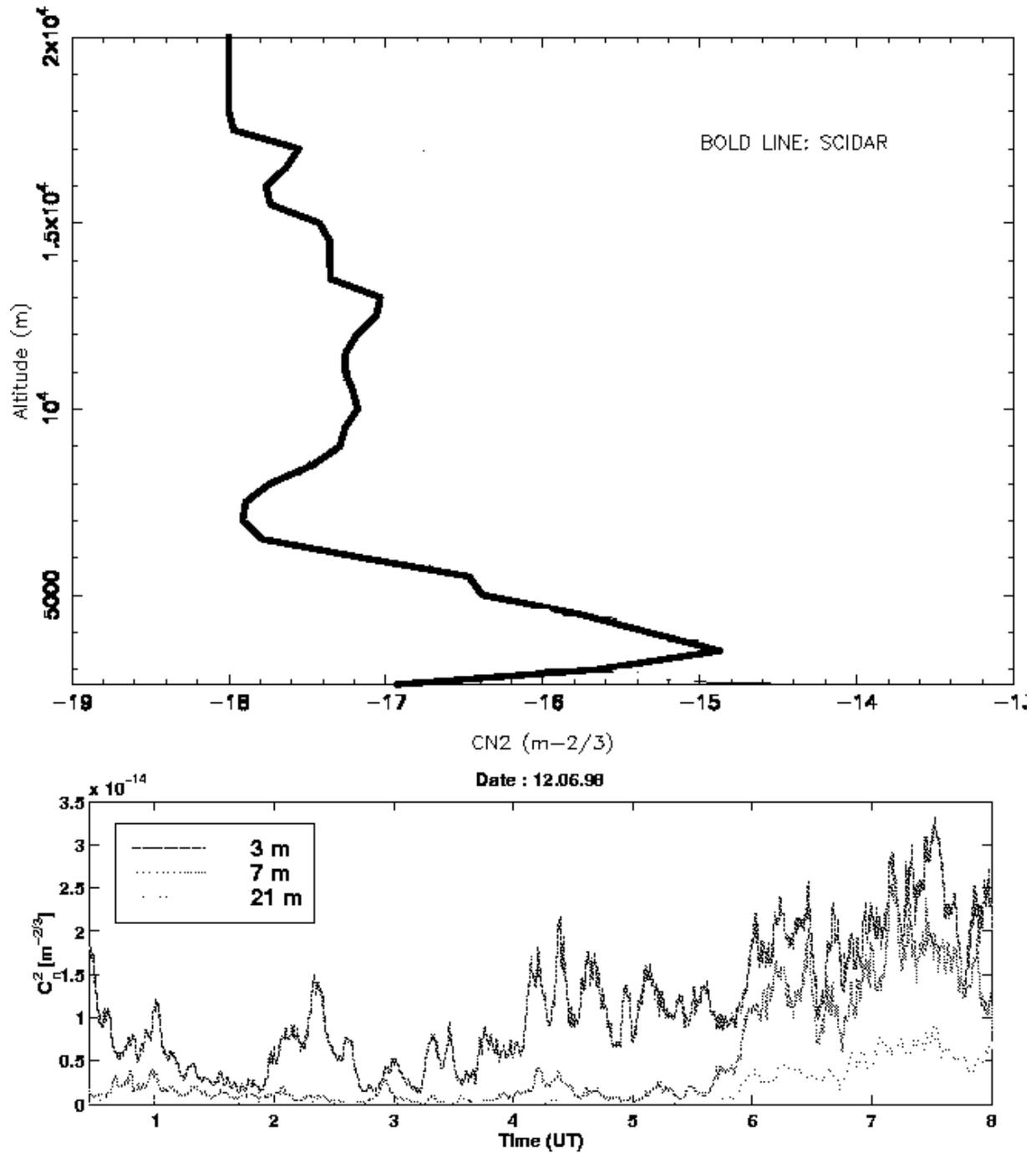


FIG. 5 – Profil du C_n^2 en fonction de l'altitude, sur le site du VLT (Cerro Paranal) et variation de la valeur du C_n^2 sur le même site, pour trois altitudes différentes, en fonction du temps.

Le rapport de Strehl, rapport entre l'intensité sur le maximum du pic de diffraction d'un système parfait (sans aberration) et le système considéré, dans le cas d'un télescope parfait, s'exprime en fonction de la variance de phase et nous donne un critère général entre la qualité d'image et la variance de phase :

$$SR \approx e^{-\sigma_{\Phi}^2} \quad (2)$$

Cette expression n'étant valable que pour les variances de phase inférieures à quelques radians² et dominées par des basses fréquences spatiales.

Le paramètre de Fried

C'est le diamètre équivalent du télescope limité par la diffraction donnant la même résolution qu'un télescope de diamètre infini limité par la turbulence atmosphérique. Le paramètre de Fried r_0 peut donc être vu comme le diamètre sur lequel on peut considérer le front d'onde comme très peu perturbé. Ce paramètre dépend de la longueur d'onde à travers la dépendance en longueur d'onde des effets de la turbulence.

Autrement dit, c'est le diamètre de la cellule sur laquelle la variance de phase est d'environ 1 rad². On l'exprime en fonction de la direction d'observation et du profil de variation d'indice, le $C_n^2(h)$ (Fried 1965) :

$$r_0 = 0.185\lambda^{6/5} \cos(z)^{3/5} \left(\int C_n^2(h) dh \right)^{-3/5} \quad (3)$$

r_0 croît donc comme $\lambda^{6/5}$, ce qui signifie que plus la longueur d'onde d'observation est grande, plus le diamètre du télescope peut augmenter sans craindre les méfaits de l'atmosphère ; et décroît comme la masse d'air à la puissance $-3/5$ (terme en $\cos z$). La moyenne de la variance de phase s'écrit en fonction du rapport D/r_0 :

$$\langle \sigma_{\Phi}^2 \rangle_{\phi} = 1.03 \left(\frac{D}{r_0} \right)^{5/3} \quad (4)$$

On définit enfin le seeing, rapport entre la longueur d'onde et le paramètre de Fried et qui s'exprime en radians :

$$seeing = \frac{\lambda}{r_0} \quad (5)$$

grandeur facile à manipuler et qui représente la résolution sur le ciel d'un télescope soumis à une atmosphère de paramètre de Fried r_0 à la longueur d'onde λ .

Enfin, l'expression du Strehl en fonction de la variance de phase vue précédemment n'est vraie que pour les faibles variances. Dans le cas d'une forte turbulence, c'est à dire, $\frac{D}{r_0} > 10$ on montre que :

$$SR \approx \left(\frac{D}{r_0} \right)^{-2} \quad (6)$$

Évolution angulaire et temporelle de la turbulence

Deux fronts d'onde issus de deux sources séparées ne traversent pas les mêmes portions de l'atmosphère et ne sont donc pas soumis exactement à la même turbulence. Cette différence dans les chemins optiques se traduit par une dé-corrélation progressive de la phase en fonction de l'angle. C'est le phénomène d'anisoplanétisme, très limitant en terme d'étendue de champ

lorsqu'on s'intéresse à la haute résolution angulaire. On définit un domaine isoplanétique, à l'intérieur duquel les perturbations du front d'onde sont entièrement corrélées, caractérisé par l'angle isoplanétique qui peut s'écrire en fonction de r_0 :

$$\Theta_0 \approx \frac{r_0}{\bar{h}} \quad (7)$$

avec \bar{h} l'altitude moyenne de la couche turbulente principale (Fried 1979). Si on considère que le r_0 vaut quelques dizaines de cm dans les meilleurs sites et que l'altitude de la couche turbulente est de l'ordre de la dizaine de km, on trouve un angle d'isoplanétisme de l'ordre de $1''$.

La problématique de l'évolution temporelle de la turbulence est rendue similaire à celle de l'évolution angulaire grâce à l'hypothèse de Taylor. Cette dernière nous dit que le temps d'évolution des déformations du front d'onde est négligeable devant la translation globale de ce dernier, due au vent, devant la pupille du télescope. Ainsi, la grandeur caractéristique de l'évolution temporelle de la turbulence, le temps de cohérence, s'exprime donc comme le rapport entre r_0 et la vitesse du vent dans la couche turbulente qui remplace ici son altitude :

$$\tau_0 \approx \frac{r_0}{\bar{v}} \quad (8)$$

avec \bar{v} la vitesse moyenne du vent dans la couche turbulente.

Là encore, si on considère un r_0 de l'ordre de la dizaine de cm et une vitesse de vent de 10m.s^{-1} , on trouve un temps de cohérence de l'ordre du centième de seconde.

Effet sur la formation d'image

L'optique atmosphérique a souvent recours à cette hypothèse bien pratique. Elle nous dit que pendant une durée égale au temps de cohérence, et sur le champ délimité par l'angle isoplanétique, la turbulence est gelée. On peut alors en théorie retrouver presque toute l'information spatiale dans des images courte pose, de temps d'exposition inférieur ou égal au temps de cohérence, à condition de connaître la réponse impulsionnelle du système télescope + atmosphère.

Malgré tout, sur de telles images courte pose, le spectre de l'image ayant été modifié par l'influence de l'atmosphère, les hautes fréquences spatiales introduites provoquent un éclatement de l'image en petites tavelures (speckles en anglais), de taille caractéristique λ/D , mais réparties sur une surface typique de diamètre λ/r_0 . Si on somme une grande série d'image

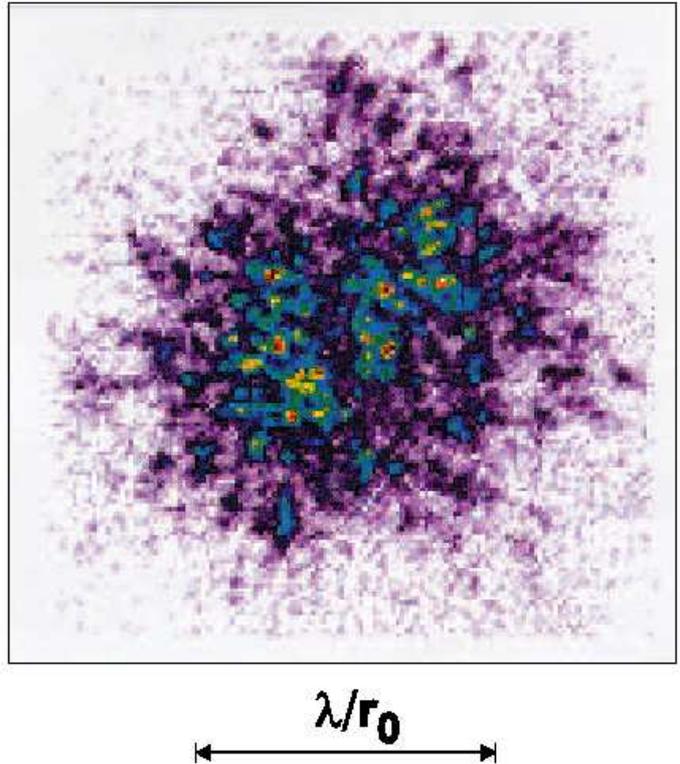


FIG. 8 – Tavelures en courte pose.

courte pose, on obtiendra donc une image longue pose de résolution λ/r_0 , les tavelures se moyennant. Par contre, on est capable, en calculant la corrélation d'un grand nombre d'images, de retrouver l'information spatiale à la limite de diffraction. C'est l'interférométrie des tavelures (speckle interferometry). Cette technique a néanmoins deux inconvénients majeurs : la possibilité de ne s'attaquer qu'à des sources brillantes, les temps de pose caractéristiques ne pouvant pas dépasser quelques centièmes de seconde, et la quantité très importantes de données à manipuler (des milliers d'images, pour n'en obtenir qu'une).

Décomposition modale de la phase

Une façon commode de décrire une phase turbulente au niveau spatial est d'introduire une base de déformations élémentaires ou modes. Suivant cette modélisation, on peut introduire des familles de modes dont les combinaisons linéaires donneront l'allure du front d'onde à des instants donnés :

$$\Phi(r, t) = \sum_i a_i(t) M_i(r) \quad (9)$$

où $\{M_i(r)\}$ est une famille de modes. Ce faisant, nous sommes passé d'une modélisation bi-dimensionnelle de la phase (une carte) à une modélisation vectorielle (une série de coefficients), ce qui simplifie grandement le traitement numérique de l'information.

On veut alors obtenir les coefficients de la décomposition d'une phase sur cette famille de mode en écrivant :

$$\frac{1}{S} \iint \Phi M_i = \frac{1}{S} \iint \left(\sum_j a_j M_j \right) M_i = \sum_j a_j \Delta_{ij}$$

où Δ est la matrice de covariance géométrique de cette base de modes. On a donc un système d'équations à résoudre en inversant Δ . Si Δ n'est pas inversible, le calcul se complique. Mais si la famille en question est une base, Δ est inversible et on peut retrouver les coefficients de la décomposition. Si de plus cette base est orthonormée, Δ n'est rien de plus que l'identité et l'inversion est directe.

La première de ces bases à avoir été introduite pour l'étude de la turbulence atmosphérique est celle des polynômes de Zernike. La ressemblance de ces premiers modes avec les aberrations classiques ainsi que les propriétés de cette base par rapport à la turbulence en font un outil de base en optique adaptative.

En voici l'expression donnée par Noll (1976) :

$$\begin{aligned} m \neq 0 \quad Z_{i,pair}(r, \theta) &= \sqrt{2(n+1)} R_n^m(r) \cos(m\theta) \\ &Z_{i,impair}(r, \theta) = \sqrt{2(n+1)} R_n^m(r) \sin(m\theta) \\ m = 0 \quad Z_i(r, \theta) &= \sqrt{2(n+1)} R_n^0(r) \end{aligned}$$

avec $0 \leq r \leq 1$ et $0 \leq \theta \leq 2\pi$ et où :

$$R_n^m(r) = \sum_{s=0}^{(n-m)/2} \frac{-1^s (n-s)!}{s! [(n+m)/2 - s]! [(n-m)/2 - s]!} r^{n-2s}$$

Ces polynômes sont repérés par 2 indices, qu'on nomme respectivement degré radial (n) et azimutal (m). Au couple (n, m) correspondent le polynôme d'indice $i = n(n+1)/2 + m + 1$

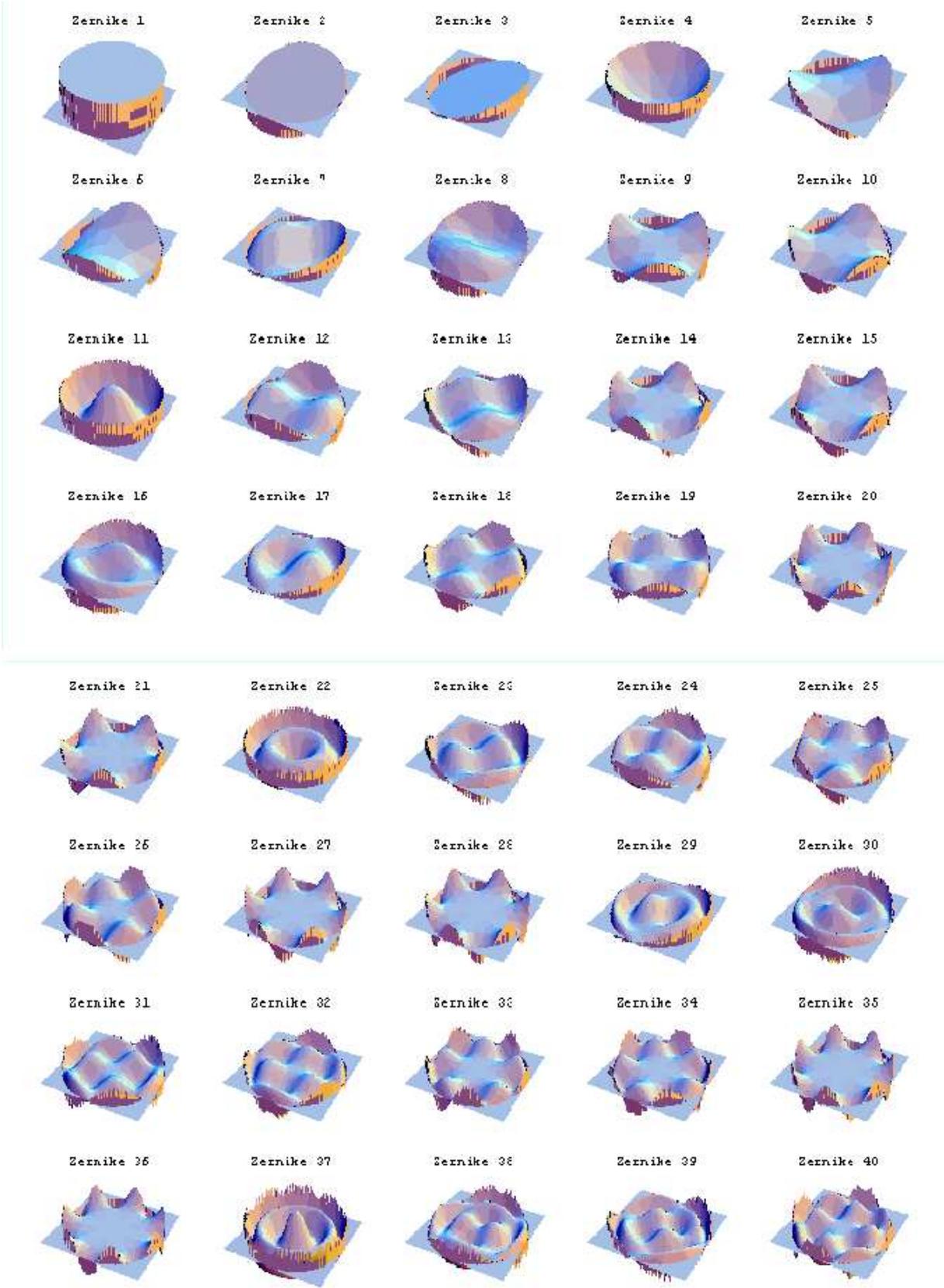


FIG. 9 – Une partie de la base des polynômes de Zernike.

et celui d'indice $i - 1$. Ils ont de plus la propriété très intéressante d'être orthogonaux sur une pupille circulaire non obturée :

$$\frac{1}{S} \iint Z_i Z_j = \delta_{ij}$$

ainsi :

$$\frac{1}{S} \iint \Phi Z_i = a_i$$

et on peut démontrer que :

$$\frac{1}{S} \iint \Phi^2 = \sum_i a_i^2$$

On a donc équivalence entre la variance de phase et la somme des carrés des coefficients de la décomposition. La distribution spectrale de puissance (DSP) spatiale de ces modes, à travers la turbulence, est proportionnel à $(D/r_0)^{5/3}$ et à $(n + 1)^{-11/3}$ et est donc très décroissante.

Noll a de plus montré que seul les polynômes de même degré azimutal et de même parité sont corrélés et que tous les polynômes de même degré radial possède la même variance dans une turbulence de type Kolmogorov. Ceci met en évidence une sorte d'analogie entre l'indice radial des polynômes de Zernike et les fréquences spatiales, propriété fort intéressante. Il dérive aussi un résidu, le résidu de Noll :

$$\Delta_J = \sum_{i=J+1}^{\infty} \langle a_i^2 \rangle \approx 0.257 J^{-5/6} [D/r_0]^{5/3} \quad (10)$$

vrai pour J grand, qui nous donne la variance d'une phase turbulente de type Kolmogorov à laquelle on aurait soustrait sa décomposition sur les J premiers modes de Zernike.

Système d'optique adaptative

Le principe de l'OA est basé sur ce type de modélisation. Introduit par Babcock en 1959 (Babcock (1953)), les premières applications civiles pour l'astronomie sont européennes et sont apparue au début des année 90 (COME ON, ADONIS, PUEO, Roddier 1999). Aujourd'hui pratiquement tous les télescopes dépassant 4 m sont ou sont en train d'être équipé d'une OA.

Le principe de l'OA consiste à tenter de corriger la turbulence atmosphérique en mettant sur le trajet du rayon lumineux un miroir de telle forme qu'il corrige les déformations introduites sur le front d'onde.

Pour réaliser un tel miroir, on colle sous une surface réfléchissante souple un pavage d'actionneurs. Ils permettent d'élever ou d'abaisser localement la surface réfléchissante pour lui permettre de prendre des formes variées. Plus le nombre d'actionneurs est grand dans la pupille, plus la quantité de formes réalisables est grande. De plus, à taille de pupille constante, plus il y a d'actionneurs dans cette dernière, plus les fréquences spatiales des aberrations reproductibles par le miroir sont élevées.

Cette équivalence est très importante pour le dimensionnement des systèmes d'OA. Pour ce donner une idée des performances d'un système par rapport à une turbulence de type Kolmogorov, on peut introduire le nombre linéaire d'actionneurs du miroir, qui n'est autre que le nombre d'actionneurs le long du diamètre du miroir :

$$n_a = \sqrt{\frac{4}{\pi} N_a}$$

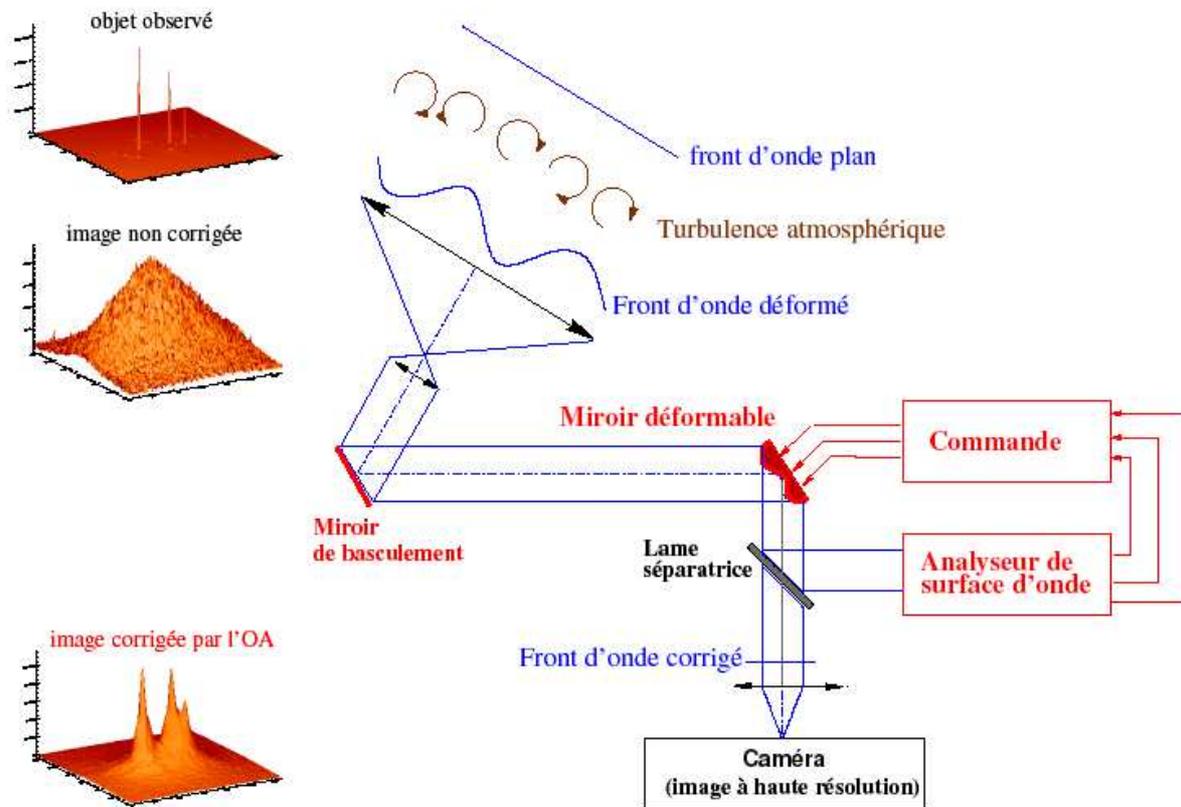


FIG. 10 – Schéma de principe d'une optique adaptative. Crédit T. Fusco.

où N_a est le nombre d'actionneurs total du miroir. Ainsi, en utilisant l'analogie entre le nombre linéaire d'actionneurs du miroir, la fréquence spatiale maximale et indice du polynôme de Zernike, on peut récrire le résidu de Noll en fonction des caractéristiques d'un miroir déformable (Greenwood 1978) :

$$\sigma_{res}^2 = 0.335n_a^{-5/3}[D/r_0]^{5/3} \quad (11)$$

qui nous donne une idée des performances d'un système d'OA doté de n_a actionneurs linéaires. Finalement, en ré-écrivant la formule de Greenwood de la façon suivante :

$$\sigma_{res}^2 = 0.335\left[\frac{D}{r_0n_a}\right]^{5/3} \quad (12)$$

on obtient la règle de dimensionnement d'un système d'OA. En effet, le nombre n_a doit être choisi par rapport aux caractéristiques de la turbulence sur un site, comparé au diamètre du télescope utilisé (le rapport D/r_0). Ainsi, si $\frac{D}{r_0n_a}$ est proche de 1, c'est à dire que la distance inter-actionneur est proche de r_0 , alors $\sigma_{res}^2 = 0.335rd^2$ et donc avec l'équation 12, $SR = 0.7$.

Structure générale d'un système d'OA

Un système d'OA est organisé comme le montre la figure 10. Un miroir déformable (MD) est placé sur le trajet du rayon lumineux pour corriger les d'aberrations induite par l'atmosphère. Ce MD est piloté par un système de contrôle qui reçoit les informations d'un système d'analyse de surface d'onde (ASO) et les transforme en commande pour le miroir déformable. Le système

d'ASO est placé derrière une lame dichroïque, qui, profitant de l'achromatisme du front d'onde, sépare se dernier en longueur d'onde pour en envoyer une partie vers la voie d'analyse et une autre vers la voie d'imagerie. Ainsi un maximum de photons est amené dans chacune des deux voies, lorsqu'on analyse à une certaine longueur d'onde (le visible par exemple) et qu'on observe à une autre (l'IR par exemple).

Le système travaille donc en boucle fermée. Après fermeture de la boucle, l'ASO ne *voit* qu'un front d'onde résiduel et le MD ne fait que réajuster légèrement sa forme pour palier à l'évolution temporelle de la turbulence.

Analyse de front d'onde

Le but de l'analyse de front d'onde est la caractérisation, en temps réel, de l'état de la turbulence. La sonde de l'analyseur est une source (ponctuelle ou non suivant les analyseurs) qui traverse le milieu turbulent. En OA, pour les applications astronomiques, on utilise la cible scientifique elle-même, si elle le permet (suffisamment brillante, pas trop étendue), ou une étoile de référence assez proche (on essaiera de la garder dans le domaine d'isoplanétisme), ou encore une étoile laser. La lumière en provenance de cette source, sonde le milieu turbulent et arrive à l'analyseur lui-même, système optique dont la construction permet de retrouver les caractéristiques du front d'onde sur la surface de la pupille. Il existe deux grands types d'analyseurs : les analyseurs de courbure, qui estime la courbure locale du front d'onde, et les analyseurs dits de Shack-Hartmann, qui permettent d'estimer la pente locale du front d'onde. Ces derniers sont les plus répandus et sont notamment utilisés dans le système NaCo. La figure 11 en montre le principe de fonctionnement.

Dans ce type de système, la pupille d'entrée est découpée en sous-pupilles par une matrice de microlentilles, placée devant une caméra CCD récoltant la lumière provenant de chaque sous-pupille. Si le front d'onde incident est plan, la lumière converge vers le centre de chaque sous-pupille. Si par contre, le front d'onde incident n'est pas plan, les rayons ne converge plus au centre des sous-pupilles. C'est la mesure du décalage entre le centre des sous-pupille et l'endroit où converge les rayons lumineux qui donne la valeur de la pente locale du front d'onde. Plus le nombre de sous-pupille est grand, plus l'espace en fréquences spatiales mesurable par l'analyseur est grand.

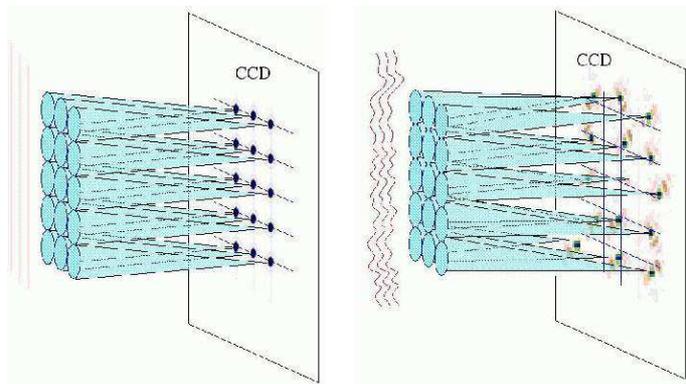


FIG. 11 – Principe d'un analyseur Shack-Hartmann.

De plus, l'analyse sera d'autant plus efficace que la déformation a lieu au bord de la pupille. On alignera donc les actionneurs du miroir à l'intersection des sous-pupilles. En couvrant toute la pupille, on obtient un plus grand nombre de mesures (2 par sous-pupille) que d'actionneurs. Cela conduit à avoir un plus grand nombre de degrés de libertés dans la mesure que dans la correction.

La commande du système

Le MD est un élément optique actif et présent sur le faisceau. Il dispose d'un nombre fini N d'actionneurs, sur chacun desquels on envoie une tension. A chaque instant, on caractérise l'état du MD par la donnée des N tensions appliquées à ses bornes, c'est à dire par le vecteur de commande \vec{c} dont les composantes représentent les N tensions. Appliquées, ces N tensions donnent une forme au MD, qui imprime au front d'onde réfléchit une forme $\Psi(x, y)$.

On notera que le vecteur de commande nul $\vec{c} = \vec{0}$ engendre un front d'onde plan, à savoir $\phi(x, y) = 0$. Dans l'hypothèse de linéarité du MD, si un vecteur de commande \vec{c}_1 engendre une forme $\phi_1(x, y)$ et un second vecteur de commande \vec{c}_2 engendre $\phi_2(x, y)$, alors toute combinaison linéaire des deux commandes engendrera la combinaison linéaire de $\phi_1(x, y)$ et $\phi_2(x, y)$.

On fera aussi l'hypothèse de linéarité de la mesure, en considérant que l'ASO possède une propriété identique, à savoir qu'il est possible de représenter ses M mesures par un vecteur \vec{m} . Un front d'onde plan génère une mesure nulle $\vec{m} = \vec{0}$. Une combinaison linéaire de front d'onde engendre la même combinaison linéaire de mesures.

Ayant compris cela, il devient évident que lorsqu'on sollicite le miroir déformable par les commandes \vec{c}_1 et \vec{c}_2 , produisant respectivement les mesures \vec{m}_1 et \vec{m}_2 , alors toute combinaison linéaire des commandes produit la même combinaison linéaire des mesures. Il existe donc une application linéaire de l'espace des commandes de dimension N vers l'espace des mesures de dimension M qui caractérise le système.

La matrice d'interaction

Cette application linéaire se caractérise grâce à la matrice d'interaction du système. Cette matrice, généralement notée D , est obtenue de manière expérimentale. Il suffit d'appliquer tour à tour sur le miroir déformable les vecteurs de commande de la base canonique (toutes les composantes nulles sauf la i^{eme} : $\vec{c}_i = (0, \dots, 0, 1, 0, \dots, 0)$ ³ et les mesures lues sur l'ASO constitueront la i^{eme} colonne de la matrice D .

La matrice D ne dépend que de l'alignement optique du système et la matrice interaction et est mesurée avant fermeture de la boucle. Il n'y a lieu de la mesurer à nouveau que lorsque l'alignement optique est modifié.

L'idéal serait maintenant de pouvoir inverser cette matrice, afin d'écrire : $\vec{c} = D^{-1}\vec{m}$ de telle manière que connaissant les mesures, on puisse piloter le MD. Malheureusement, ceci est impossible. Tout d'abord parce que D n'est pas une matrice carrée : il y a en général plus de mesures que de degrés de liberté (sauf pour certains systèmes à courbure). Et, même quand c'est le cas, la matrice n'est de toute façon pas inversible.

Inversion de la matrice d'interaction : la méthode MC

Le fait que le nombre de mesures soit supérieur au nombre d'actionneurs implique qu'il sera de toute façon impossible, avec le MD, de ramener simultanément toutes les mesures à 0. On va donc appliquer une approche moins ambitieuse, et essayer de trouver \vec{c} qui minimise la somme des carrés des mesures, à savoir :

$$\epsilon = \|\vec{m} - D\vec{c}\|^2$$

C'est une approche dite des moindres-carrés (ou MC).

³Pour des raisons de rapport signal à bruit, dans la pratique, on n'applique pas sur le MD 1 Volt mais plutôt quelques centaines, puis l'opposé, et on calcul la différence des mesures obtenues.

Pour en trouver une solution analytique, il faut écrire que toutes les dérivées de ϵ par rapport aux c_k sont nulles, c'est à dire $\forall k$:

$$\frac{d\epsilon}{dc_k} = 0 = \frac{d}{dc_k} \sum_i (m_i - \sum_j d_{ij}c_j)^2 = 2 \sum_i (m_i - \sum_j d_{ij}c_j) d_{ik}$$

soit encore, $\forall k$:

$$\frac{d\epsilon}{dc_k} = 0 \Leftrightarrow \sum_i m_i d_{ik} = \sum_i \left(\sum_j d_{ij}c_j \right) d_{ik}$$

Ce qui peut aussi s'écrire sous la forme matricielle :

$$D^t \vec{m} = (D^t D) \vec{c}$$

En supposant (frauduleusement) que $(D^t D)$ est inversible, on peut alors écrire que $\epsilon = \|\vec{m} - D\vec{c}\|^2$ minimum implique :

$$D^t \vec{m} = (D^t D) \vec{c} \Leftrightarrow \vec{c} = (D^t D)^{-1} D^t \vec{m}$$

La matrice $D^+ = (D^t D)^{-1} D^t$ est appelé inverse généralisée de D . Elle permet de passer des mesures de l'ASO aux commandes à appliquer au MD. Si l'analyseur est un Shack-Hartmann (la mesure est la dérivée première du front d'onde) alors D^+ réalise une intégration. Notons dès à présent que l'inversibilité de $(D^t D)$ est cruciale et qu'elle n'est possible que lorsqu'on se place dans un sous espace ne contenant que des modes mesurables par l'ASO.

On notera la propriété intéressante suivante :

$$D^+ D = (D^t D)(D^t D)^{-1} = Id$$

qui signifie physiquement que le système sait parfaitement s'analyser lui-même. C'est heureux car si ça n'était le cas, il serait difficile pour le système de fonctionner en boucle fermée : comment imaginer un système qui pour corriger son propre défaut en appliquerait un autre.

On notera aussi la propriété troublante suivante : $DD^+ \neq Id$. Physiquement, cela signifie qu'observant des mesures \vec{m} sur l'ASO, on peut toujours trouver un vecteur de commande \vec{c} , mais que l'application de \vec{c} sur le MD ne permettra pas d'annuler les mesures : on le savait déjà, possédant moins de degrés de liberté que de mesures, il est impossible de les satisfaire toutes.

Enfin, on a vu que la matrice d'interaction D n'était mesurée qu'une fois. Il en est de même pour D^+ qui n'est calculé qu'une fois, après la mesure de D .

Le bruit d'analyse

Comme toute mesure, celle d'analyse de front d'onde est soumise au bruit. Il est de deux nature : un bruit de photon provenant de la quantité finie de photons provenant de la source, à distribution poissonnienne, et un bruit de détecteur, à distribution généralement Gaussienne.

Une bonne approximation est de considérer que ce bruit est à statistique gaussienne. En effet, une mesure d'ASO résulte d'un calcul du centre de gravité sur un grand nombre d'évènements.

Bien évidemment, ce bruit se propage à travers la matrice de commande :

$$D^+(turb + bruit) = D^+ turb + D^+ bruit$$

et provoque une imprécision voire une erreur de reconstruction. La variance du bruit propagée sur un Zernike étant proportionnelle à $(n+1)^{-2}$, où n est l'ordre radial, et la variance du même Zernike dans une turbulence kolmogorov étant proportionnelle à $(n+1)^{-11/3}$, le bruit aura moins d'impact sur les modes de bas ordres que sur les modes de hauts ordres.

Choix d'une base de modes

Comme on l'a vu précédemment, l'inversibilité de $(D^t D)$ est cruciale et n'est possible que dans certaines bases de modes (celles qui sont bien vues par l'analyseur). Le choix de la base de modes appropriée est donc d'une importance capitale à deux points de vue : tout d'abord, il faut être capable de modéliser correctement la turbulence atmosphérique, pour être capable de la corriger, mais il faut aussi être capable de bien la mesurer.

La base des Zernike développée précédemment même si elle possède des propriétés intéressantes n'est pas optimale pour décrire la turbulence. En effet, une base optimale assure qu'un maximum de turbulence doit être modélisée avec un minimum de modes. De plus, les corrections étant apportées par le MD, elle doit être une base de l'espace du MD. Suivant cette idée, Eric Gendron (Gendron 1995) propose de calculer la décomposition en Karhunen-Loeve (KL) de la phase turbulente projetée orthogonalement dans l'espace du miroir. Ces modes ont l'avantage d'être dé-corrélés entre eux et d'être classés par ordre de variance décroissante dans la turbulence. Ils sont obtenus par diagonalisation de la matrice de covariance statistique des Zernike dans la turbulence et ne possède malheureusement pas d'expression analytique simple.

Une fois cette base de modes optimale par rapport au MD et à la turbulence construite, il faut s'assurer que tous les modes sont bien vus par l'analyseur. Ceci peut être vérifié à travers les valeurs singulières de la matrice d'interaction de ces modes, et les valeurs singulières trop faibles, qui correspondent aux modes mal ou non vus, sont alors supprimées de la base, pour assurer l'inversion de $(D^t D)$.

Commande modale optimisée

Ayant calculé le reconstruteur (la matrice D^+) il s'agit maintenant de piloter le système. Nous avons vu que dans le cas d'un SH on réalisait une intégration, malgré tout, on sait que la phase reconstruite grâce à D^+ n'est qu'une estimée. Elle est entachée d'une erreur d'estimation due au bruit, au repliement spatial, induit par la taille limitée de l'ASO et au retard du système sur la turbulence (le temps de lecture du CCD, de calcul de la commande à appliquer et de pilotage du miroir).

Dans la base des modes du système $D^+ D = Id$, on peut donc contrôler chacun des modes séparément, de façon à y appliquer un gain, avant l'intégration, pour limiter les effets des erreurs de reconstruction. C'est le contrôle modal optimisé (Gendron 1995), qui a notamment été choisit pour la commande de NAOS. J'en rappelle ici brièvement les bases, qui peuvent être utiles à une meilleure compréhension du chapitre 3.

L'étude de l'évolution temporelle de chaque mode du système permet l'estimation du gain optimal à y apporter. En effet, tout est histoire de compromis entre propagation du bruit sur le mode et énergie de ce mode dans la phase résiduelle. Cette technique permet ainsi de modifier le comportement du système face à un mode sans affecter les autres. Par exemple, si le mode en question est beaucoup plus bruité qu'il n'a d'énergie dans la turbulence, son gain sera relativement faible.

L'étude des caractéristiques temporelles du système se fait à travers les fonctions de transfert dont un exemple est donné dans la figure 13, et c'est par ce biais qu'on comprend l'impact de l'optimisation modale. Les fonctions de transfert sont des fonctions du temps continues, on suppose donc (fraudemment) que le système est le siège de phénomènes à temps continu⁴.

⁴ce qui est une approximation, mais d'après Éric Gendron (Gendron (1995)), les fonctions de transfert obtenues expérimentalement sont en bon accord avec le modèle.

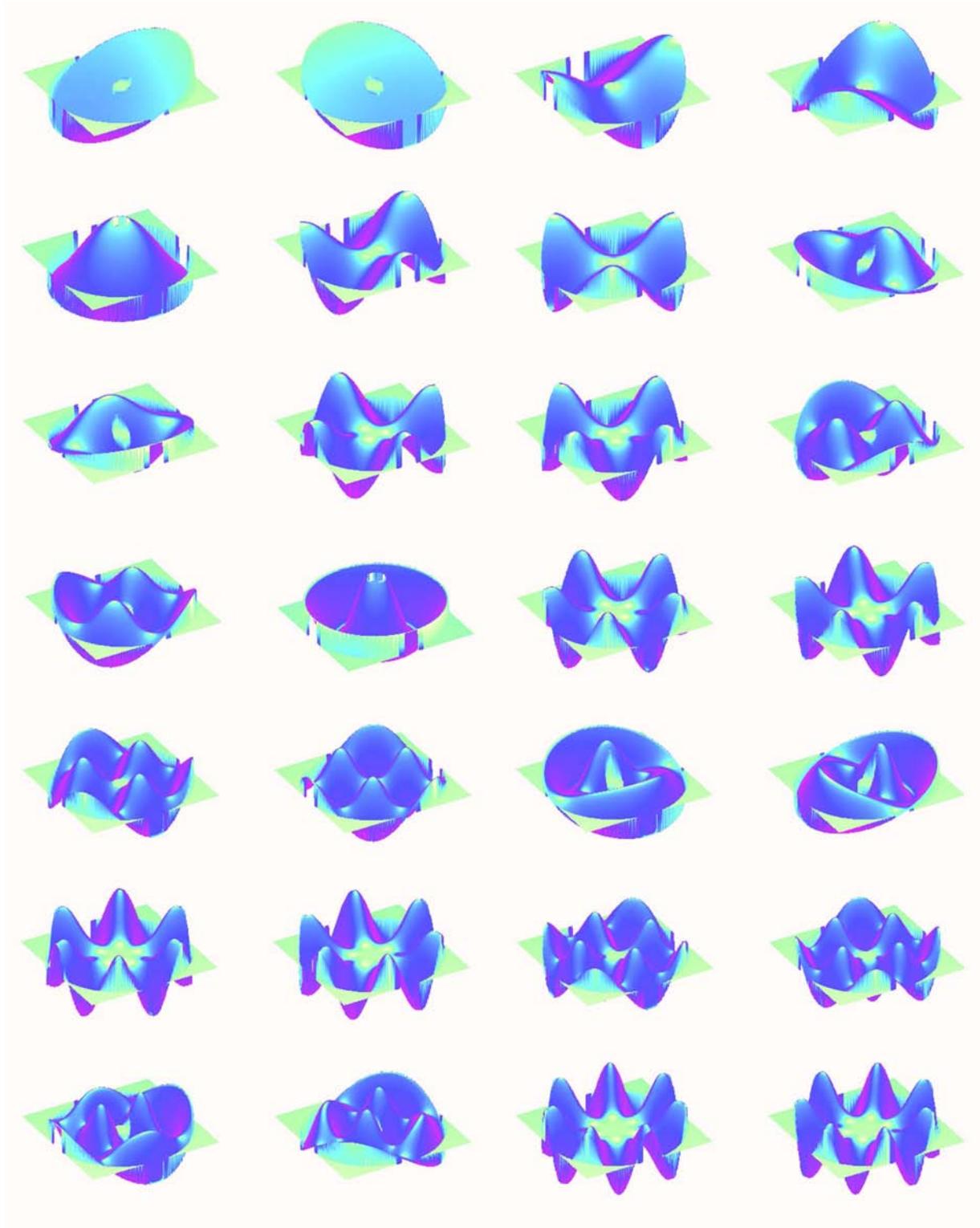


FIG. 12 – Les 28 premiers modes de NAOS.

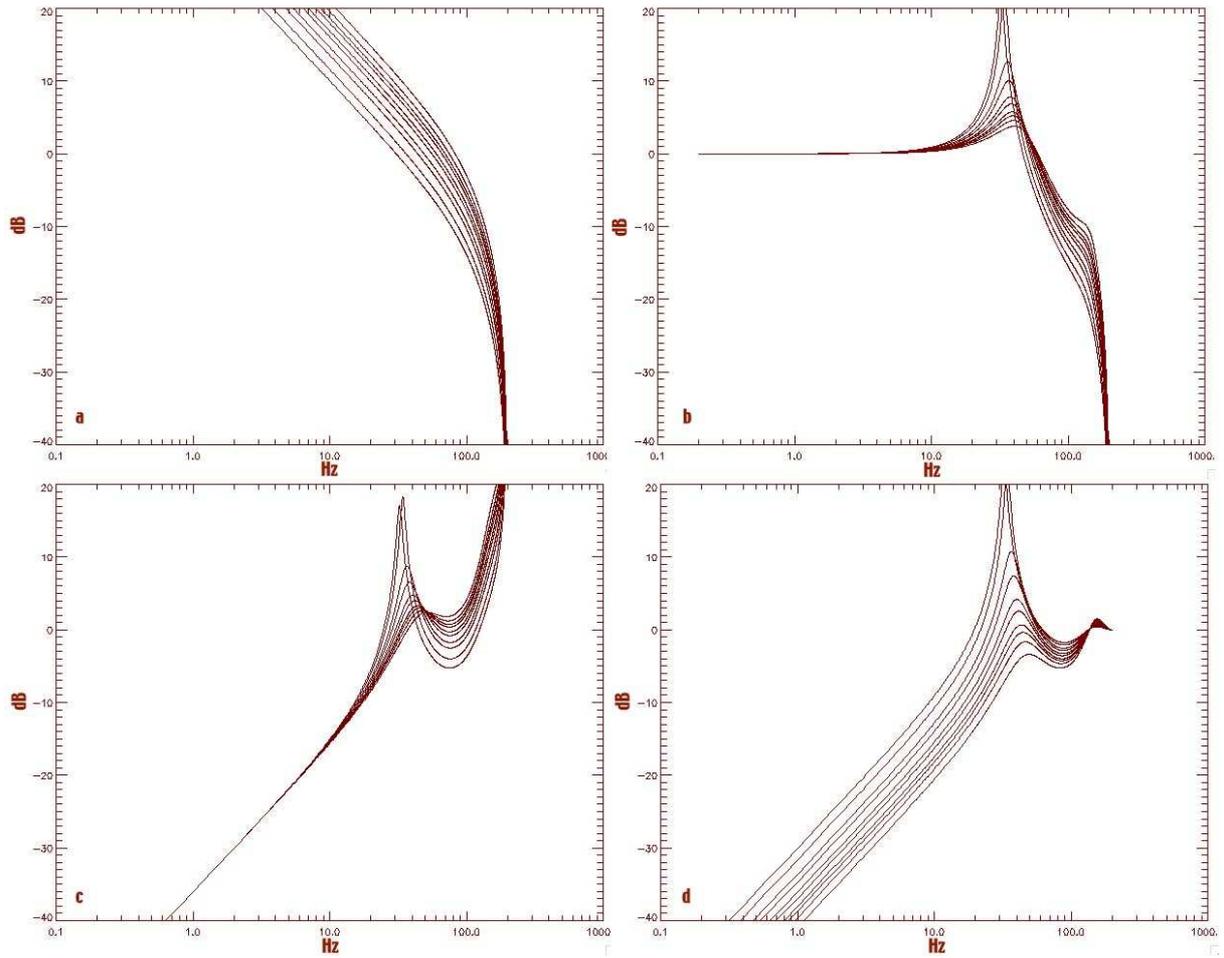


FIG. 13 – Différentes fonctions de transfert pour un système d'OA avec une fréquence d'échantillonnage de 200 Hz et des gains de 1.0, 1.2, 1.5, 1.7, 2.0, 2.2, 2.5, 2.7, 3.0 et 3.5. a) fonction de transfert en boucle ouverte, b) fonction de transfert en boucle fermée, c) fonction de transfert du bruit, d) fonction de transfert de réjection.

Ainsi, ces différents éléments possèdent une fonction de transfert. L'ASO, dans un premier temps, qui intègre les effets de la turbulence pendant un temps de $\frac{1}{\nu_e}$ où ν_e est sa fréquence d'échantillonnage. Sa fonction de transfert est donc donnée par :

$$H_{aso}(\nu) = \text{sinc}(\pi\nu/\nu_e) \exp(-i\pi\nu/\nu_e) \quad (13)$$

Le système de contrôle est lui caractérisé par le retard de boucle τ , temps pendant lequel le CCD de l'ASO est lue et la commande estimée et appliquée. Sa fonction de transfert s'écrit donc sous la forme :

$$H_{sys}(\nu, g_i) = g_i \frac{\nu_e \exp(-2i\pi\tau\nu)}{2i\pi\nu} \quad (14)$$

Enfin, si la bande passante du MD est bien plus importante que la fréquence d'échantillonnage de l'ASO (ce qui est généralement le cas), on peut considérer que sa fonction de transfert vaut 1 ($H_{mir}(\nu) = 1$).

Lorsque le système fonctionne en boucle ouverte (les commandes du MD ne sont pas appliquées), et en négligeant la propagation du bruit, la fonction de transfert de chaque mode s'écrit :

$$H_{bo}(\nu, g_i) = H_{aso}(\nu)H_{sys}(\nu, g_i)H_{mir}(\nu) \quad (15)$$

Cette fonction décrit la façon dont le signal issu de l'ASO va être traité par le système en fonction du temps. Le système dans ce cas étant principalement un intégrateur, on comprend qu'elle soit assez fortement décroissante et que son module varie en $1/\nu^2$. On peut définir une bande passante à l'aide de la fréquence de coupure à 0dB de cette fonction, cette dernière étant croissante avec le gain.

Si on considère maintenant le système en boucle fermée, les commandes sont vraiment appliquées et on a :

$$H_{bf}(\nu, g_i) = \frac{H_{bo}(\nu, g_i)}{1 + H_{bo}(\nu, g_i)} \quad (16)$$

On définit aussi une bande passante pour cette fonction, à partir de sa fréquence de coupure à -3dB. On note la présence d'un pic d'amplification, aux alentours de cette fréquence (figure 13), pic d'autant plus important que le gain est grand. Un critère de stabilité du système est que ce pic ne dépasse pas 2.3dB, ce qui nous donne un gain maximum applicable aux commandes. H_{bf} est un filtre passe-bas (en effet, le système n'a accès qu'aux *basses fréquences* c'est à dire inférieures à la fréquence définit précédemment).

La fonction de transfert de correction (ou de réjection) est bien plus intéressante. Elle décrit l'évolution temporelle du mode considéré après correction par le système. Son expression est :

$$H_{corr}(\nu, g_i) = \frac{1}{1 + H_{bo}(\nu, g_i)} \quad (17)$$

C'est un filtre passe-haut, seules les hautes fréquences ne sont pas corrigées par le système. Là encore, on définit une fréquence de coupure à -3dB, qui elle est représentative de l'impact temporel du système sur la turbulence. Cette fréquence augmente avec le gain et la fréquence d'échantillonnage de l'ASO.

Enfin, la dernière fonction de transfert à définir est celle du bruit. C'est à partir de cette fonction et de la fonction de transfert de réjection que l'on va pouvoir optimiser réellement le gain à apporter à chaque mode. Elle traduit la propagation du bruit dans le système et s'écrit donc comme :

$$H_{bruit}(\nu, g_i) = \frac{H_{sys}}{1 + H_{bo}(\nu, g_i)} \quad (18)$$

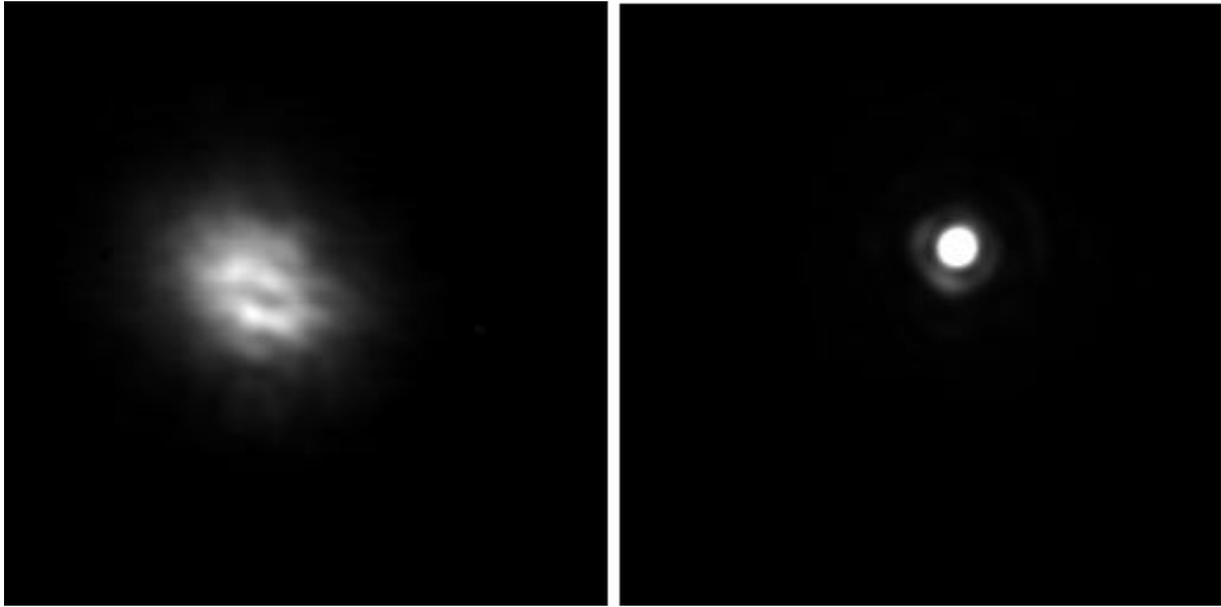


FIG. 14 – Démonstration du gain apporté par un système d’OA. A gauche longue pose d’une étoile avec un télescope de 8m soumis à l’atmosphère. A droite, la même étoile observée avec un système d’OA.

qui ressemble fortement à la fonction de transfert en boucle fermée.

L’estimation du gain optimal à appliquer à chaque mode se fait en minimisant (par dichotomie), l’erreur résiduelle quadratique moyenne sur chaque mode, fonction somme du produit de la fonction de transfert de correction par la DSP du mode dans l’atmosphère et du produit de la fonction de transfert du bruit par la DSP du bruit sur ce mode. Cette fonction possède bien un minimum, car si le gain est nul, il n’y a pas de correction, et l’erreur est donc la DSP du mode dans la turbulence. Dès qu’on applique une correction, cette variance diminue. Toutefois, si le gain apporté est trop grand, le bruit devient de plus en plus dominant, et l’erreur résiduelle commence à croître avec le gain.

D’autres méthodes ont été proposées pour commander un système d’OA, on citera notamment l’estimateur Maximum A Priori (MAP), que l’on traitera dans le chapitre 3, les estimateurs de type prédicteurs (Dessenne 1998) et la commande à filtre de Kalman (Leroux 2003), qui allie a priori spatiaux et prédicteurs temporels.

Formation d’image en optique adaptative

L’intérêt de l’OA réside dans la possibilité d’obtenir une image corrigée partiellement des effets de la turbulence atmosphérique, de qualité stable pendant un temps très supérieur au temps de cohérence. On pénètre ainsi dans l’univers de la pose longue, permettant d’imager des objets relativement faibles avec une résolution stable, à condition d’avoir une bonne référence pour l’ASO.

La statistique des perturbations introduites par la turbulence étant stationnaire sur la pupille, la phase résultante l’est aussi. Comme nous l’avons vu, ses fluctuations sont décrites par sa

fonction de structure, définie comme :

$$D_\phi(\vec{\rho}) = \langle |\phi(\vec{r}) - \phi(\vec{r} + \vec{\rho})|^2 \rangle$$

en rad^2 qui représente la variance point à point de la phase sur la pupille. Suivant le formalisme de formation d'image décrit au début de ce chapitre introductif, une image longue pose acquise avec un télescope soumis à la turbulence s'écrit comme :

$$\tilde{I}_{longuepose}(\vec{f}) = \tilde{O}(\vec{f}) \times \langle FTO(\vec{f}) \rangle$$

avec :

$$\langle FTO(\vec{\rho}/\lambda) \rangle = \int P(\vec{x})P(\vec{x} + \vec{\rho})d\vec{x} \exp\left[-\frac{1}{2}D_\phi(\vec{\rho})\right]$$

Dans le cas de l'imagerie corrigée par OA, les équations décrivant la formation d'images sont similaires, à condition faire l'hypothèse de stationnarité de la phase résiduelle (comme discuté dans Conan 1994 et dans la section 3.2.2 de ce recueil). L'OA ne délivre qu'une correction partielle de la turbulence, à cause de ces possibilités de mesures (taille finie de l'ASO) et de reconstruction (taille finie du miroir, temps d'intégration et de calcul, erreur de reconstruction, bruit) limitées. Ainsi, la phase résiduelle, en permanence mesurée et corrigée par le système d'OA n'est pas nulle. L'image d'un objet à la sortie d'un système d'OA n'est pas la simple convolution de la FEP du télescope par celle de l'objet, mais est décrite par l'équation précédente, en remplaçant la phase turbulente par une composante résiduelle.

Cet effet est illustré dans la figure 15, où sont représentés différentes FTO moyennes. En absence de correction, la FTO atténue très vite les fréquences (courbe pointillé jaune), alors qu'en absence de turbulence, la FTO du télescope les transmet beaucoup mieux (courbe pointillé rouge).

Lorsqu'on corrige partiellement la turbulence, on tend à se rapprocher de la FTO parfaite, et on restaure donc le contraste dans l'image par rapport au cas turbulent.

La forme exacte de cette FTO pendant les observations est une information essentielle à l'interprétation des données. Outre les aspects de résolution angulaire et de photométrie, sa connaissance permet d'inverser l'équation de convolution existant entre elle et l'objet pour obtenir la forme exacte de celui-ci à partir de l'image. C'est le principe de la déconvolution, qui sera abordé au chapitre 2. Une description exhaustive des moyens de reconstruire cette FEP figure au chapitre 3.

Ayant maintenant accès à un grand télescope (disons 8 m de diamètre, limite de diffraction à $2.2\mu\text{m}=56$ mas), muni d'une OA performante (plus de 40% de Strehl à $2.2\mu\text{m}$ et magnitude V limite > 15)⁵ on veut s'intéresser aux NAG. La section suivante a pour but d'introduire la

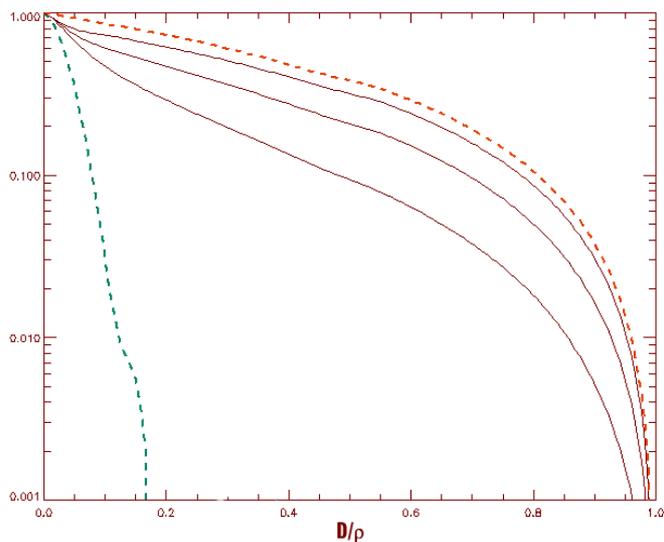


FIG. 15 – FTO obtenue pour différent taux de correction (trait plein, de bas en haut 28%, 56% et 83%) comparé à la FTO d'un télescope parfait (trait pointillé rouge) et à la FTO turbulente (trait pointillé jaune).

⁵toute ressemblance avec NAOS n'est pas fortuite

phénoménologie de ces derniers afin de mieux cerner les objectifs scientifiques de telles observations.

La physique des noyaux actifs avec l’OA

On dénomme généralement par active une galaxie dont le coeur est extrêmement brillant, émettant autant de lumière qu’une galaxie entière regroupée dans un tout petit espace (quelques centaines de pc). Ce type d’objet ne représente qu’une faible fraction des galaxies observées (5 à 10%) mais une proportion bien plus grande des publications sur les galaxies (15% des publications sous le mot-clef galaxie dans ADS). Objets parfois très distants et prenant de multiples formes, ces grands monstres astrophysiques restent énigmatiques. Après m’être replacé dans le contexte historique de leur étude, je décrirai les principales caractéristiques de ces géants et les phénomènes accessibles aux observations dans l’IR avec une OA.



FIG. 16 – M 77. Image NOAO.

Les Galaxies de Seyfert et autres individus du bestiaire NAG

L’histoire du paradigme des noyaux actifs de galaxies commence au début du siècle précédent par la découverte de raies d’émissions (hydrogène, oxygène et néon, dans le spectre visible) très puissantes provenant d’un objet qualifié alors de nébuleuse spirale : M 77 (NGC 1068), par Fath (1909) au Lick Observatory. Ces observations furent confirmées par Slipher en 1917.

Plus tard, alors qu’il découvrait la vraie nature de ces ”nébuleuses”, E. Hubble constate en 1926 (Hubble 1926) que ces raies étaient aussi présentes dans les spectres de deux autres objets : NGC 4051 et NGC 4151. En 1939, G. Rebers découvre une source radio très puissante baptisée Cygnus A apparemment d’origine extragalactique.

Puis, en 1943, C. Seyfert (Seyfert 1943), identifie un groupe de six galaxies (les 3 précédentes, NGC 1275, NGC 3516 et NGC 7469) initialement sélectionnées car possédant un coeur très brillant, apparemment d’origine stellaire, et y trouve des raies de haute excitation, très intenses, ayant dans certaines galaxies un profil extrêmement large (plusieurs milliers de km.s^{-1}).

Ces galaxies aux caractéristiques si particulières seront dorénavant baptisées galaxie de Seyfert, et en se basant sur ces observations, Woljter conclut en 1959 que la taille de l’objet responsable de cette émission intense ne doit pas dépasser la centaine de pc (Woltjer 1959). Ceci implique que si la matière responsable de l’émission est liée gravitationnellement, la masse centrale doit être de l’ordre de $10^{10}M_{\odot}$.

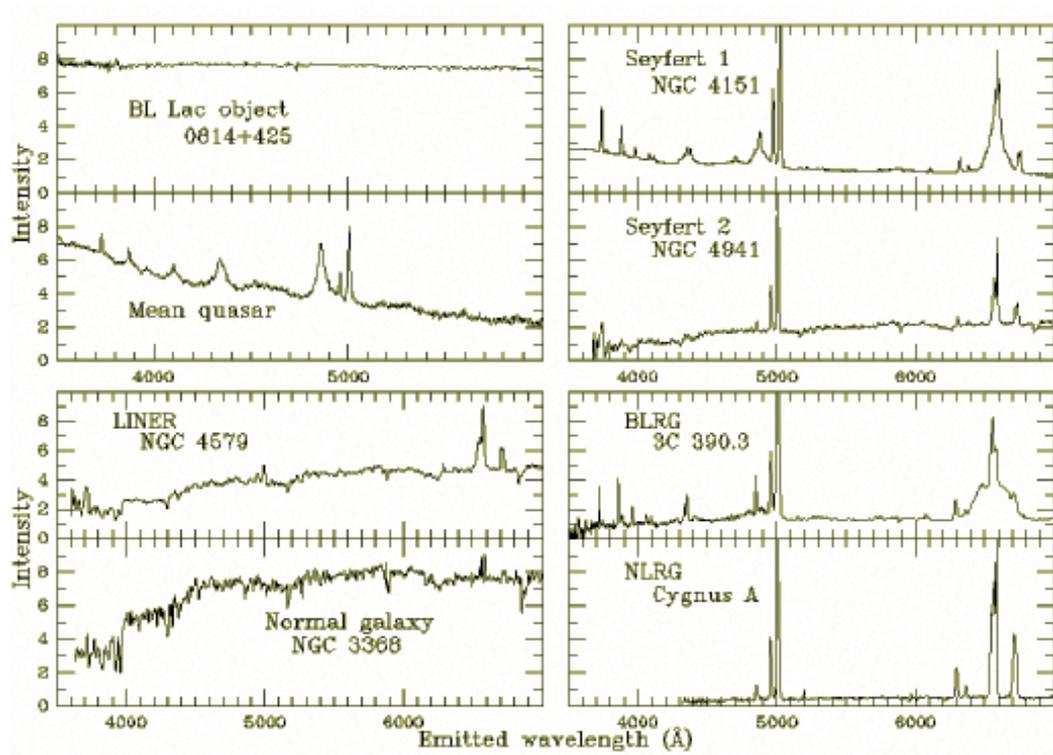


FIG. 17 – Spectre de différent type de NAG autour de la série Balmer de l'hydrogène, comparé à celui d'une galaxie normale. On notera que les spectres des Seyfert I et II ne diffèrent que par la présence ou non de raies larges.

En 1954, Baade et Minkowski découvre la galaxie hôte de Cygnus A, un nouveau type d'activité nucléaire est mis en évidence (Baade & Minkowski 1954). Dans les années 60, de nombreuses radio-galaxies sont découvertes, et la taille réduite annoncée par Woljner en 1959 est confirmée sur les radio-galaxies par les premières observations interférométriques dans les années 70.

Parallèlement à ces découvertes, de nouveaux individus entrent dans le bestiaire des NAG durant les années 60. Les Quasars, objets très distants quasi ponctuels (d'où leur nom) et extrêmement lumineux font leur apparition. D'abord détectées par Sandage en 1960, Schmidt comprend en 1963 que les raies d'émission présentes dans 3C273 correspondent à la série de Balmer ayant subi un redshift impressionnant de 0.16 (Schmidt 1963). Situé à plus de 2 milliards d'année lumière, cet objet a pourtant une magnitude visible de 13, ce qui signifie qu'il abrite un astre brillant comme 10^{13} soleils, ce qui correspond à 10^3 galaxies comme la nôtre ! D'autres Quasars sont ensuite découverts, dont certains exhibent des variations d'un ordre de grandeur de luminosité sur des périodes aussi courtes que quelques jours. Une telle variabilité confirme une nouvelle fois la taille réduite de ces objets.

D'autres types d'objets sont aussi découverts dans les années 60 et au début des années 70, tels les galaxies LINER (Low Ionization Nuclear Emission Line Region), les radio-galaxies de type FR I et FR II, les objets de type BL Lac, les blazars, etc ... L'activité des galaxies ressemble alors à un phénomène extrêmement complexe, avec une multitude de manifestations très différentes, mais attestant toutes d'une émission prodigieuse d'énergie à partir d'un volume très restreint.

Les galaxies de Seyfert sont sûrement les objets les plus intéressants de la famille des NAG, étant les plus proches. On a ainsi accès aux régions les plus centrales de ces monstres, ce qui permet un diagnostic plus précis. C'est grâce aux observations menées sur les plus proches d'entre elles, que les premiers indices sur la nature exacte des NAG ont vu le jour.

En 1974, Khachikian et Weedman séparent les galaxies de Seyfert connues en deux catégories, à partir des caractéristiques des raies observées en émission dans leur spectre en lumière visible (Khachikian & Weedman 1974). On distingue ainsi :

- Les Seyfert de type I : dont le spectre est constitué de raies de transitions permises très larges (plusieurs milliers de km.s^{-1}), de raies de transitions interdites (excitées par collisions) étroites, et d'un puissant continuum provenant de l'objet central.
- Les Seyfert de type II : dont le spectre est amputé des raies larges de transitions permises et du fort continuum (qui reste toutefois présent en IR et X).

Cette séparation nous donne une indication sur la présence de deux régions distinctes dans le cœur de ces galaxies. Une région où les raies sont émises avec un profil large (plusieurs milliers de km.s^{-1}), la BLR, reflétant probablement un élargissement Doppler causé par une très grande vitesse relative des structures émettrices et une région où les profils des raies d'émission sont moins large (moins d'un millier de km.s^{-1}), la NLR, mais témoignant toujours d'une très haute excitation. Une seconde sous-classification a été introduite par Osterbrock (1981) à l'intérieur du type I. Celle-ci est basée sur les propriétés du spectre optique. Ainsi, dans les Seyfert de type 1.5, les raies étroites des transitions permises sont bien évidentes, dans les Seyfert 1.8, seules les raies $\text{H}\alpha$ et $\text{H}\beta$ de l'hydrogène exposent un profil large et dans les Seyfert 1.9, seule la raie $\text{H}\alpha$ est large.

La majorité des observations présentées dans ce recueil concerne des galaxies de Seyfert. De nombreuses évidences tendent à montrer que les Quasars notamment seraient analogues aux galaxies de Seyfert, les observations de ces dernières sont donc très importantes pour l'étude des

NAG les plus puissants.

On entend donc par galaxie de Seyfert une galaxie possédant une luminosité bolométrique de 10^{43} à 10^{45} ergs.s⁻¹, émise principalement dans l'UV et le visible et dominée par une région non résolue au centre gravitationnel de la galaxie et ayant un redshift inférieur 0.1. Son spectre contient (ou non) des raies larges en émission (de 1000 à 8000 km.s⁻¹) de transitions permises et des raies étroites (200-500 km.s⁻¹) de transitions permises et interdites. Elles sont généralement de faibles sources radio mais de fortes sources X (excepté pour les Seyfert II) et leur galaxie hôte est le plus souvent spirale.

Le modèle unifié *standard*

Compte-tenu de tous ces indices observationnels, la seule façon d'expliquer une telle production d'énergie dans un espace aussi restreint semble être d'invoquer la présence d'un trou noir représentant l'équivalent en masse de plusieurs millions à milliards de soleils. Malgré tout, des différences considérables existent entre les spectres des différents types de galaxies actives.

C'est en 1985 qu'Antonucci et Miller introduisent l'ébauche d'un modèle unifié pour expliquer l'activité au coeur des galaxies (Antonucci & Miller 1985). Ils détectent des raies d'émission larges de transitions permises en lumière polarisée dans le spectre de NGC 1068, alors classifiée comme une Seyfert II typique. Ils interprètent cette émission comme provenant d'un noyau de type I, diffusée par des électrons au-dessus d'une distribution de matière optiquement épaisse située sur la ligne de visée. Ainsi, si on imagine que cette structure obscurcissante à une forme torique, l'émission large des Seyfert I est visible, lorsque la ligne de visée est perpendiculaire au tore, donc dégagée de matière (cas des noyaux de Seyfert I) et cachée lorsque le tore se trouve sur la ligne de visée et masquant le noyau (cas des Seyfert II). Les angles d'orientation intermédiaires permettent alors notamment d'expliquer les sous catégories de Seyfert I. La classification des différentes radio-galaxies peut aussi être expliquée en suivant ce schéma, ce qui lui procure le statut de modèle unifié.

Après ces observations, de nombreuses autres Seyfert II ont révélées ces raies larges en lumière polarisée, ce qui semble aller dans le sens de ce modèle unifié (Miller & Goodrich 1990; Young et al. 1996; Lumsden & Alexander 2001).

Un modèle complètement unifié, s'il existe, doit pouvoir rendre compte de tous les différents aspects de l'activité des noyaux de galaxie et pourrait donc être très complexe. Tous les paramètres de ce modèle ne sont pas encore bien connus aujourd'hui, mais le grand nombre d'observations réalisées sur ce type d'objet permet de dresser un portrait-robot du NAG typique.

Il est d'abord composé d'un trou noir de quelques centaines de millions à plusieurs milliards de masses solaires. La matière, attirée par ce trou noir, spirale autour de lui dans un disque d'accrétion dans lequel elle est chauffée jusqu'à plusieurs millions de degrés par friction, et constituant ainsi la source primaire d'émission intense de notre objet. Une évidence de la présence d'un tel système trou noir-disque d'accrétion est l'excès de bleu (blue bump) caractéristique des spectres de NAG (Antonucci et al. 2004) et qui peut être reproduit par un modèle d'émission thermique de disque (Shields 1978). Dans un modèle standard de disque, celui-ci possède un rayon d'une centaine fois le rayon gravitationnel du trou noir :

$$R_{disk} \approx 100 \times R_G = 100 \times \frac{GM}{c^2}$$

avec M la masse du trou noir et G la constante de gravitation. La zone émettrice dominant le spectre optique d'un NAG occupe, quant à elle, la partie centrale de ce disque, qui représente

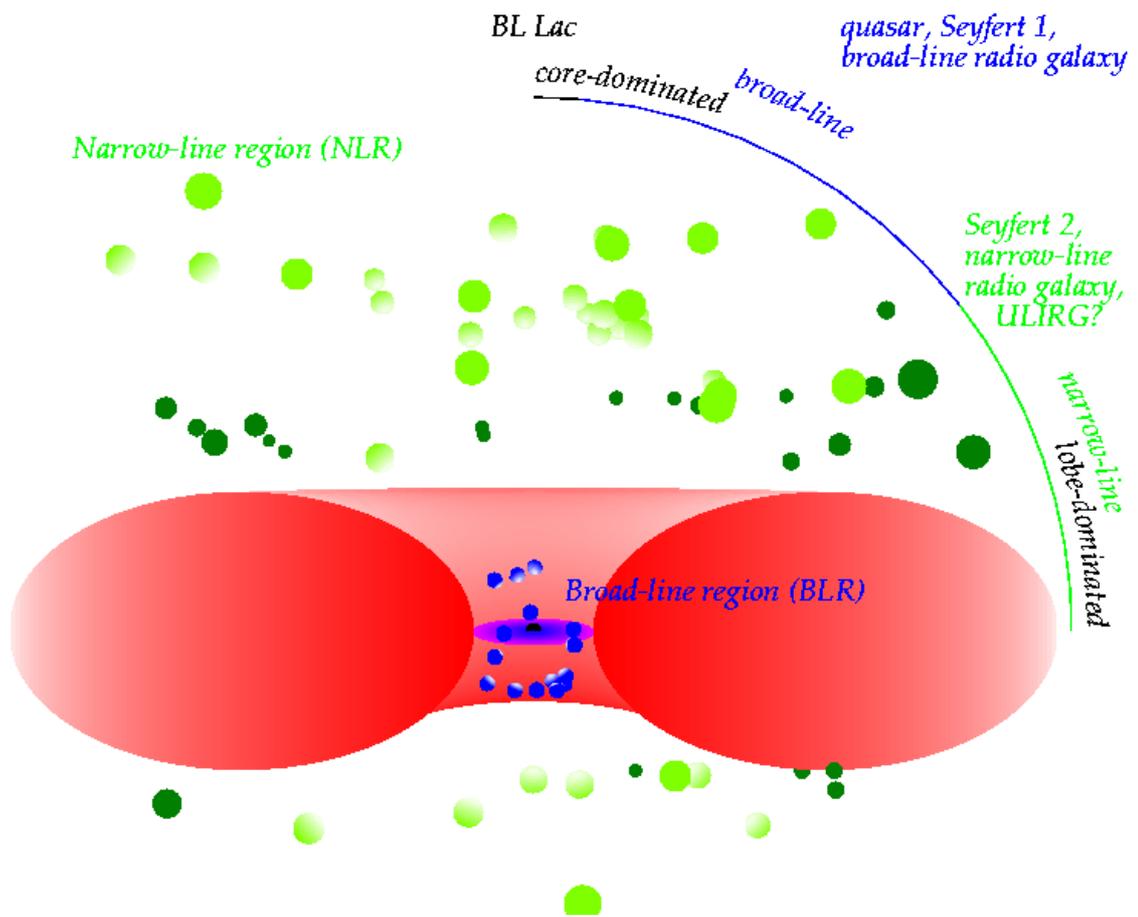


FIG. 18 – Schéma synthétique du modèle unifié.

quelques $10 R_G$ soit quelques 10^{14} cm (quelques heure-lumière) pour un trou noir de $10^8 M_\odot$. La luminosité bolométrique de l'ensemble est limitée par la luminosité d'Eddington :

$$L_{Edd} \approx 1.5 \times 10^{53} M$$

en ergs.s^{-1} , qui dépend de la masse M du trou noir exprimée ici en M_\odot .

Ce système compact est en général accompagné d'un jet de matière ultra-relativiste (des mouvements super-luminiques y sont détectés). Ce jet est principalement composé d'une mixture de paires électron/positron et électron proton (Sauty et al. 2002). Il est émis perpendiculairement au disque d'accrétion et dégage donc un *tunnel* dans l'environnement de l'objet central. Différents mécanismes sont possibles pour son accélération et sa collimation (voir Sauty et al. 2002 et références pour une revue), et les jets détectés possèdent des caractéristiques assez différentes probablement liées au taux d'accrétion du monstre (Meier 2003).

La source centrale et son jet illumine un environnement très structuré, témoignage de la sous classification en 2 types des galaxies de Seyfert.

La BLR, tout d'abord, est la région qui l'entoure directement. Elle est constituée de nuages en rotation très rapide autour de l'objet central (comme indiqué par la largeur des raies) et sûrement dense (environ 10^9cm^{-3} , densité imposée par l'absence de raies larges de transitions interdites), dont la source d'excitation principale est la photo-ionisation par la source centrale. On y trouve donc du gaz fortement ionisé qui absorbe une partie du rayonnement X-UV de la source centrale, dans des nuages en rotation rapide autour de celle-ci.

Ces dimensions peuvent être estimées à partir de la variabilité de l'objet dans le visible, par des mesures de réverbération (Peterson & Wandel 2000). Ces dernières lui attribuent une taille de quelques jour-lumière. D'autres méthodes ont été proposées, notamment en utilisant la luminosité dans les raies d'émission larges (Wu et al. 2004), donnant des valeurs légèrement inférieures.

Notons ici que les différentes composantes de cet *objet central* sont intimement liées. La luminosité de la source centrale est une fonction de son taux d'accrétion, donc de sa masse, et la taille et les caractéristiques de la BLR dépendent de ces deux paramètres. Une expression simple de la taille de la BLR est dérivée par Collin & Huré (2001) :

$$R_{BLR} = \frac{c^2}{V_{BLR}^2} \times R_G$$

en fonction du rayon gravitationnel du trou noir central (donc de sa masse) et de la vitesse mesurée sur le profil des raies d'émission larges. Elle correspond à environ 50 heure-lumière pour une vitesse de 6000km.s^{-1} et un trou noir de $10^9 M_\odot$.

On trouve ensuite un tore de poussière ceinturant ces régions centrales. Ce tore doit être optiquement épais afin de cacher complètement la source centrale dans le cas des Seyfert II. Les raies larges seraient toutefois visibles en lumière polarisée grâce à la diffusion Thomson de ce rayonnement sur les électrons de la NLR. La limite intérieure du tore peut être estimée à partir de la température de sublimation de la poussière (Barvainis (1987)) :

$$r_{cav} = 1.3 \times L_{46}^{1/2}$$

en pc, où r_{cav} est le rayon de la cavité de sublimation ainsi créée autour de l'objet central et L_{46} est la luminosité bolométrique de la source centrale en unité de $10^{46} \text{erg.s}^{-1}$.

On a considéré ici un modèle simple, sans absorption entre la source centrale et la poussière et une température de sublimation égale à celle des silicates. On trouve un rayon typique d'environ 1 pc (près de 4 année-lumière).

Des modèles numériques basés sur ce schéma permettent de reproduire la seconde partie (la partie rouge) du spectre à bande large typique des NAG (Granato et al. 1997; Krolik 1999) ce qui conforte l'hypothèse du tore. Le système trou noir + disque d'accrétion + tore semble donc efficace à reproduire plusieurs caractéristiques générales des NAG.

Néanmoins, les caractéristiques exactes de cette structure obscurcissante sont encore mal déterminées et certains modèles alternatifs opposent des grands ensembles de nuages denses en rotation autour de la source centrale à une structure mono-bloc (Nenkova et al. 2002). L'hydrogène pourrait s'y trouver sous forme moléculaire, protégé du rayonnement destructeur de la source centrale par la poussière, ce qui pousse souvent à l'appeler tore moléculaire.

Cette structure obscurcissante baigne dans une région qui s'étend sur une échelle beaucoup plus grande (jusqu'à 1 kpc) : la NLR (pour Narrow Line Region). Le profil étroit des raies émises dans cette région est plutôt caractéristique de faible densité (10^2 à 10^6 cm³) et la géométrie imposée par le modèle unifié lui donne une forme conique compatible avec de nombreuses observations (Unger et al. 1987; Mulchaey et al. 1996). Le sommet du cône permet dans les noyaux de type II de localiser précisément la source centrale, cachée par l'hypothétique tore de poussière.

Cette région, tout comme la BLR est probablement en grande partie excitée par photo-ionisation par la source centrale. Toutefois, étant traversée par le jet de matière issue de l'objet central, les chocs doivent y jouer un rôle important dans sa morphologie si ce n'est dans son excitation (Axon et al. 1998a).

Ainsi, la NLR possède le plus souvent une structure filamentaire, globalement conique et corrélée avec l'émission radio. Les nuages qui s'y trouvent

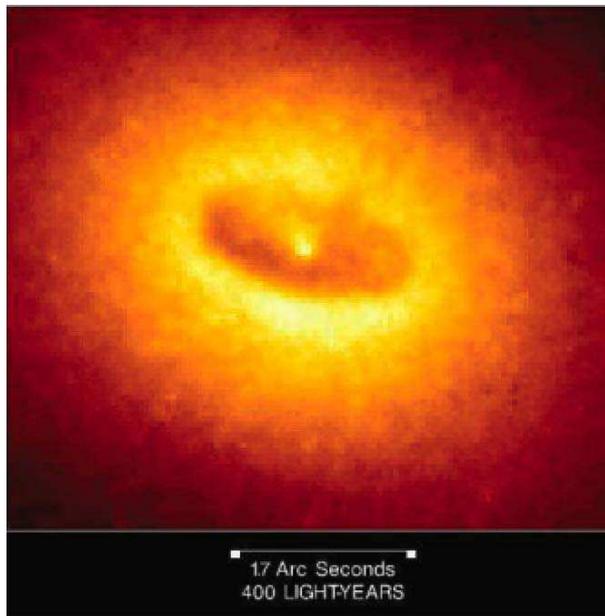


FIG. 19 – Image HST d'une structure de forme torique au coeur de la galaxie NGC 4261.



FIG. 20 – NLR de la galaxie NGC 1068 observé avec le HST. L'image est prise dans la bande d'émission de l'[OIII] à 5007 Å.

exhibent des raies possédant deux pics, caractéristiques de zone excitées par des chocs (Dopita & Sutherland 1996).

La région la plus interne de la NLR est le siège d'une forte émission coronale (c'est à dire. due à des transitions interdites d'espèces hautement ionisées) : la CLR. C'est la zone de frontière entre la BLR et la NLR. Les densités y atteignent 10^6cm^{-3} et les température environ 1000 K. L'émission dans ces bandes est directement reliée à l'émission X de la source centrale (Prieto et al. 2002), car les énergies mises en jeu correspondent au haut potentiel d'ionisation nécessaire à l'apparition de ces espèces.

À plus large échelle (100 pc - 1kpc), on trouve aussi en général un disque de gaz moléculaire ceinturant la source centrale (Quillen et al. 1999; Reunanen et al. 2003; Galliano & Alloin 2002) à l'intérieur duquel on trouve des zones voire un anneau de formation d'étoile (10% d'entre elles d'après Malkan et al. 1998). Le rapport entre la présence de ces zones et l'activité du noyau est encore mal compris, tout comme le(s) mécanisme(s) responsables de l'excitation du gaz moléculaire.

Questions ouvertes et modèles alternatifs

Si aujourd'hui, certains éléments paraissent sûrs :

- L'accrétion de matière sur un trou noir super-massif est le seul moteur capable d'alimenter les NAG (processus le plus efficace, preuve de masses plus grandes $10^7 M_{\odot}$ contenues dans moins de 1pc^2).
- La radiation thermique de poussières chaudes est un très bon moyen d'expliquer le continuum IR des NAG.
- La photo-ionisation permet d'expliquer l'observation de variations synchronisées des raies en émission avec le continuum d'excitation.
- L'orientation de ces objets par rapport à nous semble être responsable des disparités observées dans leur morphologies et leur spectres.

Certaines questions restent ouvertes, malgré le nombre considérable d'observations faites sur le NAG. Les mécanismes qui y sont à l'oeuvre restent encore mal connus.

Premier point, la manière dont le monstre est nourri est toujours matière à débat. Les micro-barres et les barres imbriquées (Shlosman et al. 1989; Axon et al. 1998b) pourrait permettre d'amener la matière de façon efficace dans la gueule du monstre, en perdant suffisamment son moment angulaire. Malgré tout, les structures de la sorte n'ont pour l'instant pas été identifiées systématiquement (10 à 20 % des cas pour Regan & Mulchaey 1999).

Les mécanismes de formation des jets de matière par l'objet central sont aussi mal compris. Ils sont probablement accélérés et collimatés par des processus électromagnétiques mais leur origine est controversée (Begelman 1999). Le jet est il le témoignage d'un trou noir en rotation (Sauty et al. 2002), où se trouve l'interconnection avec l'objet central, sur le disque d'accrétion ? sur le tore ? Le manque de données observationnelle à la résolution requise ne permet pas de trancher entre les modèles.

Un autre débat important a pour sujet l'interconnection entre la galaxie hôte et l'activité du coeur. Le phénomène de flambée d'étoiles est souvent remarqué dans les galaxies actives (Boisson et al. 2004) et on tente de lier cette activité au modèle unifié des noyaux actifs (Cid Fernandes et al. 2004). Les différents scénarios vont d'une flambée d'étoiles jouant un rôle clef dans l'activité du coeur (Terlevich et al. 1995) à des activités complètement découplées mais liées par le biais de l'approvisionnement en gaz de l'objet central.

Les disparités observées dans les taux de formation d'étoiles et les populations stellaires des Seyfert I et II ne semblent pas en faveur d'un modèle unifié (Boisson et al. 2004).

Les raies d'absorption, le plus souvent décalées vers le bleu, sont détectées dans les spectres X de nombreux NAG. Ils témoignent de la présence sur la ligne de visée de gaz hautement ionisé condensé en nuages : les absorbeurs tièdes⁶. Les principales questions concernent le lieu de leur formation ainsi que de leur impact sur la galaxie hôte (Blustin et al. 2005).

Enfin, l'ingrédient principal du modèle unifié standard est l'hypothétique tore de poussière. De nos jours, la taille et la morphologie de la structure obscurcissante sont toujours à l'étude. Même si le modèle de tore peut reproduire globalement la DSE (distribution spectrale d'énergie) IR d'une majorité de NAG (Granato et al. 1997), il reproduit assez mal la partie IR lointain du spectre et Nenkova et al. (2002) propose d'introduire un tore constitué de grands nuages denses, plutôt qu'une structure mono-bloc pour palier cette difficulté.

Il existe d'autres modèles alternatifs, tout aussi unifiés que le précédent, permettant de rendre compte des différents types d'activité. Un modèle d'obscurcissement par des inhomogénéités situées dans les régions centrales, mais régulièrement réparties (GDM pour Galactic Dust Model) a été proposé par Malkan et al. (1998). Dans ce type de modèle, la NLR possède une composante étendue, principalement photo-ionisée par l'objet centrale, et une composante conique, dont l'orientation est corrélée avec le jet radio et l'excitation avec l'activité de ce jet.

Un autre modèle alternatif est celui proposé par Elvis (2000). Pour lui, les caractéristiques des NAG pourraient être reproduites à l'aide d'un vent de matière chaude (10^6K), hautement ionisée, propulsée à des dizaines de milliers de km.s^{-1} s'évadant du disque d'accrétion en suivant une forme conique, à l'image d'une tornade. Ce vent jouerait le rôle d'écran lorsqu'il serait vu de profil (cas des Seyfert II) et permettrait d'expliquer les caractéristiques des spectres de Seyfert I.

L'étude des NAG avec une OA

Montée sur un télescope de 8m, une OA permet d'atteindre la limite de diffraction dans l'IR proche, soit 56mas à $2.2\mu\text{m}$, avec une correction stable sur un champ d'environ $10''$.

Le domaine IR est très intéressant pour l'étude des NAG, qui sont des objets *enfouis dans la poussière*. D'une part, les régions denses, obscurcissant l'émission centrale deviennent transparentes en IR. On a donc un moyen de sonder le coeur des Seyfert II en observant dans l'IR proche. On peut y détecter des raies larges associées typiquement aux Seyfert I dans l'IR thermique autour notamment de $4\mu\text{m}$ (Lutz et al. (2002)).

De plus, l'IR contient de nombreuses signatures spectroscopiques (gaz ionisé, gaz moléculaire) et le continuum trace la poussière chaude, dont la température peut être estimée précisément grâce aux couleurs IR. De nombreuses raies coronales sont de plus présentes dans les différentes bandes de l'IR.

Les plus proches noyaux de Seyfert se situent à une distance de 10 à 100 Mpc, ce qui implique une taille sur le ciel de 50 à 500 pc / arcsec. Avec notre système d'OA nous avons donc accès à des régions d'une taille de 3 à 30 pc, et sur un rayon allant de 100 pc à 10 kpc autour de cette source. Étant les plus brillants (environ 400 objets de $M_V < 14$, d'après Clénet 2002), ils sont les seuls noyaux de galaxie sur lesquels on puisse asservir un système d'OA avec un taux de correction intéressant.

⁶warm absorbers en anglais

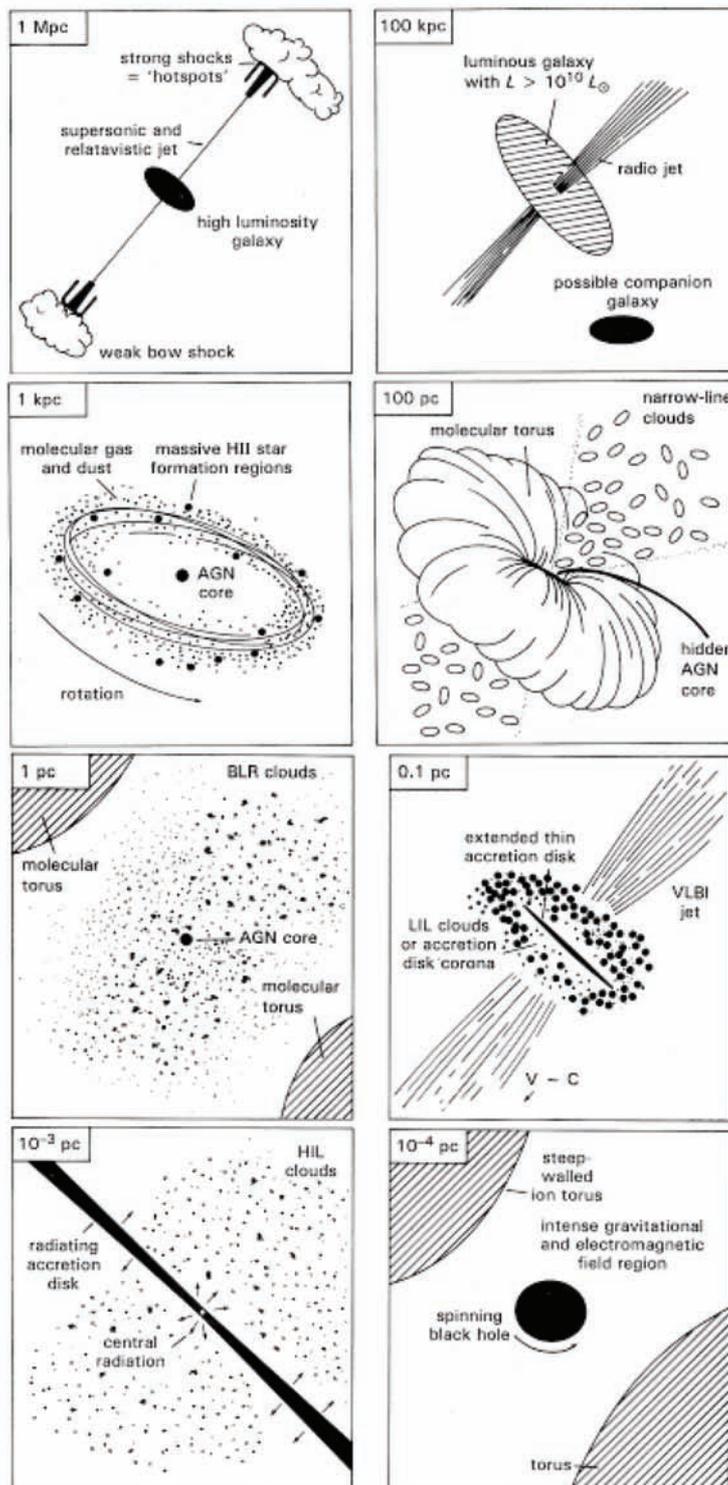


FIG. 21 – Les différentes échelles de phénomènes dans les NAG selon Robson (1996).

La BLR n'est donc pas entièrement hors de portée, en tout cas pour les plus proches objets. Pour les Seyfert I, les couleurs IR de cette région permettraient de mieux comprendre sa structure, et dans le cas des Seyfert II, la détection de raies larges à travers la poussière donnerait plus d'indices sur la nature du matériau obscurcisseur.

Avec de telles résolutions, on peut mener une étude cinématique précise de la NLR grâce à la spectroscopie et résoudre spatialement la région d'émission coronale, dont les caractéristiques spatiales sont encore mal connues, le diagnostic spectral n'en ayant que plus de valeur.

On peut aussi étudier précisément la répartition du gaz moléculaire dans les régions les plus proches de l'objet central et séparer spatialement très précisément les différentes composantes de l'émission d'origine stellaire afin de mieux comprendre la connexion NAG - Flambée d'étoile. L'existence de micro-barres et de micro-spirales peut aussi être testée, l'émission de poussière devant apparaître très structurée dans ce genre de scénario.

Enfin, la quête de l'hypothétique tore moléculaire doit se faire dans l'IR proche. Les modèles prédisent qu'il doit posséder un pic d'émission dans ces bandes (Krolik 1999).

Outre la résolution spatiale, un instrument comme NaCo offre les outils idéaux pour s'attaquer à toutes ces problématiques. Il possède deux ASO, dont un fonctionnant dans l'IR permettant de s'attaquer à des sources très rouges, n'ayant pas de contrepartie visible suffisamment brillante pour être utilisée comme référence d'un système d'OA classique. C'est souvent le cas des galaxies très enfouies et un exemple de telles observations est donné dans le chapitre 1, à travers l'étude de Arp 220.

Il possède aussi une collection complète de filtres permettant de faire de l'imagerie en bande larges et étroite, de 1.2 à 4.8 μm , plusieurs modes spectroscopiques avec des résolutions allant de 700 à 1500 et mode Fabry-Pérot pour un balayage très précis en longueur d'onde ($\Delta\lambda=50 \text{ km.s}^{-1}$), très intéressant notamment pour l'étude des doubles profils caractérisant les zones de chocs.

La polarisation est aussi un aspect essentiel dans l'étude des NAG, pour tester le modèle unifié mais aussi pour étudier les caractéristiques des jets. NaCo est équipé de mode polarimétrique permettant d'obtenir des cartes de polarisation sur un grand champ ($27'' \times 27''$).

Enfin, la difficulté majeure rencontrée lors d'observations de NAG, pour obtenir des informations sur les structures environnant la source centrale, est la puissance de cette dernière. Elle limite les temps d'exposition, pour éviter la saturation, ce qui ne permet pas toujours d'obtenir des informations à RSB exploitable sur l'environnement direct du coeur, spécialement dans le cas des Seyfert I. De plus, la lumière diffusée de la source centrale vient généralement polluer les structures très proches.

Une méthode classique utilisée pour la recherche de compagnons d'étoile consiste à masquer cette étoile pour pouvoir réaliser des temps de pose bien plus grand, sans risquer la saturation. L'inconvénient de ces systèmes réside dans la diffusion de la lumière sur les bords du coronographe, qui viennent polluer les images pour les régions très proches de celui-ci (jusqu'à $10\lambda/D$). NaCo a été le premier système d'OA à être équipé d'un coronographe de type 4 quadrants (Rouan et al. 2000), dont le principe permet de limiter les effets de diffusion précédemment cité et ainsi d'obtenir des informations à quelques λ/D , rendant la coronographie intéressante pour l'étude des NAG. Pendant ma thèse, j'ai ainsi eut la chance de réaliser les premières observations coronographiques d'un NAG sur NGC 1068 qui sont exposées dans le chapitre 2.

Chapitre 1

Recentrage sub-pixelique - étude d'Arp 220

L'IR est donc un domaine de prédilection pour l'étude des NAG, car d'abord les performances de l'OA y sont les meilleures, permettant à un télescope au sol d'atteindre la limite de diffraction, et ensuite car de nombreux éléments de la recette des NAG peuvent y être étudiés. Toutefois, observer dans l'IR ne présente pas que des avantages et nous verrons dans ce chapitre, à travers le cas pratique de l'imagerie de Arp 220 à $4\mu\text{m}$ (dont l'étude scientifique sera menée dans la seconde partie), l'intérêt du recentrage sub-pixelique pour les observations dans ces longueurs d'onde.

Intérêt du recentrage pour les observations dans l'IR

L'IR proche est le siège privilégié de l'émission de corps dont la température est comprise entre 100 et 1000 K. Tout émet autour de nous dans l'IR : l'atmosphère terrestre, le sol, le télescope, les instruments, la poussière (qui ne nous intéresse que dès qu'elle se trouve à plusieurs millions d'année-lumière). Aussi, la mise au point (cryogénie) et l'utilisation (protocoles d'observation) de détecteurs IR pour l'observation astronomique n'est pas aisée.

Du côté de l'utilisateur, on a souvent à faire avec des bruits de lecture assez élevés (on considère en général une distribution Gaussienne stationnaire avec un écart type d'environ 10 électrons par pixel pour les détecteurs actuels), malgré le refroidissement. On arrive, par ailleurs, à rendre la réponse globalement homogène après une correction de champ plat (division par la réponse normalisée du détecteur à une source homogène).

On doit ensuite faire face au fond IR. Plusieurs cas de figure se présentent en fonction de la longueur d'onde. Pour les courtes longueurs, ce fond reste assez faible, on peut donc adopter des temps de pose assez longs, qui peuvent atteindre plusieurs minutes dans la bande K (le fond atteint sur NaCo est d'environ $M_K=12/\text{arcsec}^2$ @ $2.2\mu\text{m}$). Malgré tout, la stabilité du détecteur et de la boucle d'asservissement ne permet en général pas de dépasser l'heure, sans risquer d'altérer la qualité des images. On va donc vouloir réaliser plusieurs images, avec de léger décalage (*micro-scanning*) d'une part pour assurer un moyennage des effets de détecteurs résiduels et d'autre part pour augmenter le rapport signal sur bruit (RSB) sur les structures faibles de l'image finale toujours par moyenne. De plus, l'estimation du fond requiert l'acquisition d'image sans objet scientifique, intercalée avec les précédentes et de même temps de pose.

Dans le cas des plus grandes longueurs d'onde le fond devient problématique. Sur un instrument comme NaCo, il atteint $M_{M'}=-0.3/\text{arcsec}^2$ @ $4.5\mu\text{m}$. On est alors fortement limité dans le

temps d'exposition (un seul possible sur cet instrument : 0.054 s) et obligé de mettre en place des procédures d'observation permettant une bonne estimation de ce fond qui de plus est variable (acquisition alternative rapide d'images scientifiques et de fond par basculement du miroir secondaire du télescope¹). Les dynamiques de détecteur requises sont énormes (de l'ordre de 10000) et pour battre le bruit de détecteur et obtenir un RSB suffisant sur l'objet après soustraction du fond, on est amené à considérer des séries de plusieurs centaines d'images.

Enfin, comme on l'a vu dans le chapitre introductif, les NAG sont généralement caractérisés par une source centrale très puissante. Le contraste entre cette source et son environnement à tendance à diminuer dans l'IR, mais reste très important pour de nombreux objets. Il est donc limitant en terme de temps d'exposition élémentaire pour éviter la saturation du détecteur et on est de toute façon le plus souvent amené à ne pas dépasser la centaine de secondes de temps d'exposition même pour les courtes longueurs d'onde, et à moyenner un grand nombre d'images pour atteindre RSB suffisant sur les structures les plus faibles.

On voit donc que dans tous les cas de figure, lorsqu'on observe des NAG dans l'IR proche avec une OA, les données sont sous forme d'une série d'images (typiquement 50 ou plus) qu'il va falloir recentrer précisément afin de les moyenner sans perdre la résolution obtenue pendant les observations. En effet, ces images peuvent être décalées d'une fraction voire de plusieurs pixels pour plusieurs raisons : indétermination du tilt entre l'ouverture et la fermeture de la boucle d'OA dans le cas des décalage pour acquérir un fond, imprécision de pointage dans le même cas, vibrations du télescope. Le recentrage au pixel près ne permet pas sur de si grandes séries d'images de restituer la résolution effective de l'instrument pendant les observations. De plus, le RSB des images individuelles est souvent faible, rendant l'estimation des paramètres de décalages périlleuse.

Il semblait donc nécessaire, au début de cette thèse de s'attaquer au problème du recentrage d'image sub pixelique, dans des cas de bruit correspondant aux conditions d'observations dans l'IR proche, et de développer une méthode adaptée à ces conditions.

1.1 Le recentrage d'image sub-pixelique

Le recentrage est une étape standard du traitement de données et est donc un problème commun à de nombreux domaines. Le nombres de méthodes développées au cours de ces dernières années en fait un domaine de recherche à part entière (on trouvera dans Brown (1992) et Zitová & Flusser (2003) une revue de ces méthodes). néanmoins, il n'existe pas de solution universelle à ce problème, et la méthode à employer dépend fortement de la nature de la transformation ayant eu lieu entre les images à recentrer.

Dans le cas des observations astronomiques à haute résolution angulaire dans l'IR, on s'intéresse à des images correctement échantillonnées spatialement (c'est à dire. respectant le théorème de Shannon) du même objet observé avec le même instrument dans les mêmes conditions expérimentales. Suivant la classification standard des méthodes de recentrage (Zitová & Flusser 2003; Roche et al. 2000), nous nous intéressons à un problème de comparaison d'intensité entre des images.

La méthode la plus utilisée dans ce cas est la corrélation croisée² (CC) entre ces images (on trouvera une revue de ces méthode dans Brown (1992)). Si la précision sub-pixelique est requise, on doit interpoler cette fonction de CC autour de son maximum, étant obtenue de façon

¹chopping en anglais

²cross-correlation en anglais

discrète. De nombreuses méthodes d'interpolation ont été testées et ont des précisions et des robustesses différentes en fonction de la nature et de l'intensité du bruit. On citera notamment l'étude de Carfantan & Rougé (2001) s'intéressant à des images sous échantillonnées certes, mais où on pourra trouver une comparaison des différentes techniques d'interpolation. La conclusion de leur étude est le recours à la fonction sinc, qui donne l'estimateur le moins biaisé.

Une méthode équivalente consiste à sur-échantillonner (interpolation bi-cubique par exemple) les images avant de calculer la fonction de CC. C'est la méthode qui est employée dans l'algorithme de recentrage de la librairie astro-lib pour IDL communément utilisée dans la communauté astronomiques. Un autre code couramment employé est l'algorithme Drizzle (Fruchter & Hook 2002) initialement développé pour traiter les images HST sous-échantillonnées. Il permet, outre le recentrage, de prendre en compte des rotations et des distortions différentes dans les images. Malgré tout, la partie recentrage de cette méthode est basée sur une approche de type CC et souffre donc des mêmes limitations que ces consœurs.

D'autres auteurs ont proposés des approches de type maximum de vraisemblance (MV) pour traiter le problème du recentrage (Mort & Srinath 1988; Costa et al. 1993) considérant différents modèles de formation d'image. Roche et al. (2000) proposent même une approche générale de type MV, pour les différents problèmes liés au recentrage et appliquée à l'imagerie médicale. Le cas Gaussien n'est pas approfondi et l'étude se concentre sur des images acquises avec différents instruments.

Plus proche de notre cas, Guillaume et al. (1998) proposent la minimisation d'un critère de type MV adapté à l'imagerie astronomique mais dédié aux très faibles niveaux de photons (quelques photons par image) sans bruit de détecteurs.

Le recentrage intervient aussi lorsqu'on s'intéresse à l'imagerie astronomique dans des conditions de faible turbulence. En effet, dans ce cas, les effets de la turbulence sont principalement liés à un changement de tilt de la phase, ce qui correspond à une translation des images. Ce problème a été traité par Snyder & Schulz (1990) qui utilise un algorithme d'EM pour restaurer une image haute résolution à partir d'une séquence de courtes poses translatées les unes par rapport aux autres. Ce travail, tout comme le précédent est dédié aux très faibles niveaux de photons. De plus, lorsque le problème le permet, les approches MV sont généralement reconnues pour être plus rapides que les approches de type EM.

Le recentrage est aussi souvent considéré comme composante d'un schéma plus global de restauration d'image, et certains auteurs ont proposé des approches de type MV incluant le recentrage. Citons par exemple les travaux de Girémus & Carfantan (2003) qui proposent un algorithme de déconvolution multi-vues, incluant une recherche conjointe de l'objet et des paramètres de translation entre les images. Ils montrent notamment que dans le cas des faibles RSB, l'estimation MV donne de bien meilleurs résultats que les estimateurs empiriques classiques. Malgré tout, si on considère que la FEP du système n'a pas varié pendant l'acquisition de la série, on ne peut espérer aucun gain à restaurer conjointement l'objet et les paramètres de translation et il est clairement moins coûteux de recentrer les images dans un premier temps et de déconvoluer uniquement l'image moyenne.

Ce chapitre traitera donc d'une nouvelle méthode de recentrage sub-pixelique, basée sur une approche de type MV, que j'ai pu développer pendant ma thèse et qui est spécialement dédiée aux observations dans l'IR avec une OA. Je décrirai dans un premier temps le modèle de données et le critère MV classiquement dérivé dans le cas d'un bruit gaussien stationnaire entre deux images. Je le généraliserai ensuite au cas gaussien non stationnaire puis au cas à n images. Une caractérisation complète de cette méthode est ensuite présentée ainsi que l'application à des

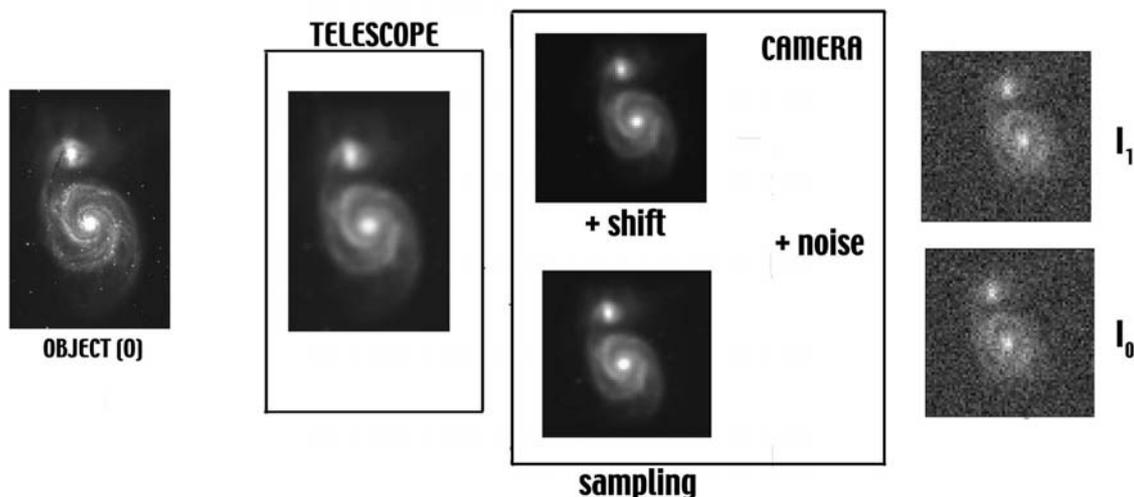


FIG. 1.1 – Schéma décrivant le processus de formation d'image.

données vraies (observations de Arp 220). L'étude scientifique ayant bénéficié de cette méthode de traitement est ensuite développée en seconde partie de ce chapitre

1.1.1 Le modèle de données

Dans les lignes suivantes, nous utiliserons un développement à une dimension pour plus de simplicité, le développement à 2 dimensions étant trivial.

Le modèle statistique de données le plus simple est obtenue lorsque l'une des images est considérée comme non bruitée. Elle constitue ce qu'on appellera la référence. On considère donc un objet caractérisé par sa distribution d'intensité $O(x)$ observé à l'aide d'un instrument de réponse impulsionnelle $H(x)$ incluant les effets de propagation, le télescope et le détecteur. L'image de référence est alors donnée par :

$$R(k) = [R(x)]_{\text{III}}(k) = [O(x) * H(x)]_{\text{III}}(k) \quad (1.1)$$

où III représente l'opérateur d'échantillonnage spatial, $[R(x)]_{\text{III}}(k)$ est donc le k -ième échantillon de la fonction $R(x)$ et $*$ l'opérateur de convolution. On considère que le processus de formation d'image respecte le théorème de Shannon, ce qui implique qu'une version continue de l'image peut être obtenue grâce au théorème de reconstruction de Shannon et qu'on a accès à la TF continue de l'image. Une version translatée et bruitée de cette image s'écrit alors :

$$\begin{aligned} I_1(k) &= [R(x) * \delta(x - x_1)]_{\text{III}}(k) + N_1(k) \\ &= [R(x - x_1) \times \text{III}(x)](k) + N_1(k) \end{aligned}$$

où x_1 représente le paramètre de décalage de l'image. Le schéma de la figure 1.1 résume ce modèle de formation d'image.

1.1.2 La méthode MV à deux images

Dans le cas d'un bruit gaussien, on peut aisément dériver un critère MV permettant d'estimer les paramètres de décalage. Ainsi, la vraisemblance d'observer une image $I_1(k)$ de la référence

$R(x)$ connaissant le paramètre de translation x_1 est donnée par :

$$\mathcal{L}(I_1(k); R(x), x_1) \propto \prod_k e^{(-\frac{1}{2\sigma_1^2(k)} |I_1(k) - [R(x-x_1)]_{\text{III}}(k)|^2)}$$

où σ_1^2 est une carte de la variance de bruit dans l'image. Ce critère à maximiser est bien connu (Van Trees 1968a chapitre 3 a exemple), et l'anti-log-vraisemblance s'écrit donc :

$$\mathcal{J}(x_1) = \sum_k \frac{1}{2\sigma_1^2(k)} |I_1(k) - [R(x-x_1)]_{\text{III}}(k)|^2 \quad (1.2)$$

qui doit être minimisée, à l'aide par exemple d'un algorithme de type gradient conjugué, en fonction de x_1 pour obtenir le décalage entre l'image et la référence.

1.1.3 Bruit gaussien stationnaire : la corrélation croisée

Si le bruit est de plus considéré stationnaire, ce qui est une bonne approximation pour de l'imagerie dominée par le bruit de fond lorsque celui-ci est homogène, une solution analytique à la minimisation du critère précédant peut être rapidement dérivée.

En effet, une expression analytique du gradient de ce critère par rapport à x_1 est donnée par :

$$\nabla_{x_1} \mathcal{J}(x_1) \propto \sum_k [I_1(k) - [R(x-x_1)]_{\text{III}}(k)] \left[\frac{\partial}{\partial x_1} [R(x-x_1)]_{\text{III}}(k) \right]$$

Si on considère maintenant que la référence est périodique ce qui est le cas d'un objet non tronqué, entouré par un fond noir plus grand que le plus grand décalage possible : $\sum_k |[R]_{\text{III}}(k)|^2 = cst$ on a :

$$\sum_k \left\{ \frac{\partial}{\partial x_1} [R(x-x_1)]_{\text{III}}(k) \right\} [R(x-x_1)]_{\text{III}}(k) = 0$$

et donc, annuler $\nabla_{x_1} \mathcal{J}(x_1)$ est équivalent à résoudre :

$$\sum_k \left\{ \frac{\partial}{\partial x_1} [R(x-x_1)]_{\text{III}}(k) \right\} I_1(k) = 0$$

c'est à dire de trouver le maximum de :

$$\mathcal{C}(I_1, R) = \sum_k I_1(k) [R(x-x_1)]_{\text{III}}(k) \quad (1.3)$$

qui n'est rien d'autre que la fonction de CC de l'image et de la référence. Nous avons donc redémontré que dans le cas d'un bruit gaussien stationnaire, et si la référence est connue et n'est pas tronquée, l'approche MV est équivalente à rechercher le maximum de la fonction de CC entre les deux images.

Ainsi, la formulation MV du problème de recentrage suggère une implémentation arbitrairement sub-pixelique de la solution, sans aucun ré-échantillonnage de l'image ou de la fonction de CC. Ce type de solution devrait s'avérer plus précise et plus robuste que les méthodes de ce type disponibles aujourd'hui (Drizzle, IDL astro-lib).

1.1.4 Généralisation à un cas réaliste

Dans le cas de données vraies, la référence non bruitée n'est a priori pas connue et le modèle de bruit est moins simple. On peut donc dans un premier temps considérer un modèle de bruit plus réaliste, composé d'un bruit de détecteur, généralement considéré gaussien stationnaire, et d'une distribution poissonnienne, attestant pour le bruit de photon (objet + fond IR).

Une telle modélisation a déjà été étudiée par Snyder et al. (1995). Dans leur étude, ce mélange de bruit est dans un premier temps approximée par une distribution purement poissonnienne, puis une expression exacte en est estimée grâce à une méthode de type Saddle Point. Lorsqu'appliquées à la formulation d'un critère de type MV permettant la restauration de l'objet à partir d'une unique image, ces deux distributions induisent des résultats très similaires, démontrant la validité et la robustesse de l'approximation poissonnienne.

Ici, nous y avons préféré l'approche alternative consistant à approximer cette distribution mixte par une distribution gaussienne non stationnaire. En effet, dans le cas des observations astronomiques dans l'IR, le niveau du bruit de fond est comparable au niveau de photon de l'objet d'intérêt. On travaille donc toujours dans un régime de fort flux et la statistique du fond IR est bien approximée par une gaussienne. Ceci implique aussi que le niveau de photon sur l'objet, après soustraction du fond IR, est de l'ordre de quelques photons par pixel et, en tout cas, supérieur à la variance du bruit de détecteur (une dizaine d'électrons pour les détecteurs actuels).

De plus, en suivant cette approximation, une carte de la variance du bruit peut être aisément obtenue directement sur l'image bruitée (Mugnier et al. 2004). Ainsi, la variance du bruit de détecteur est estimée en ajustant une demie-gaussienne sur l'histogramme des valeurs négatives de l'image. La largeur à mi-hauteur de cette gaussienne est la variance du bruit de détecteur. Pour la partie poissonnienne, la variance est estimée comme :

$$\sigma_{ph}^2(k) = \max[I(k), 0]$$

On peut donc maintenant obtenir les paramètres de translation à l'aide du critère développé dans l'équation 1.2, pour des images à bruit mixte gaussien+poissonien et l'hypothèse de périodicité de la référence n'est plus requise. Une carte de la variance de bruit, obtenue comme décrit précédemment devrait améliorer les performances de la méthode.

En pratique l'image de référence n'est pas connue, et on ne peut obtenir que des versions bruitées de celle-ci. On considère donc maintenant une seconde image bruitée qu'on écrit :

$$I_0(k) = [R(x)]_{\text{III}} + N_0(k)$$

qui est en fait une version bruitée de la référence, mais non décalée. On veut maintenant recentrer une autre version bruitée de la référence, mais cette fois décalée qu'on peut écrire :

$$\begin{aligned} I_1(k) &= [R(x) * \delta(x - x_1)]_{\text{III}} + N_1(k) \\ &= [I_0(x) * \delta(x - x_1)]_{\text{III}} + N(k) \end{aligned}$$

où : $N(k) = N_1(k) - [N_0(x) * \delta(x - x_1)]_{\text{III}}$. Si on considère que N_0 est une gaussienne de variance $\sigma_0^2(x)$ et que N_1 est le bruit donné par le même détecteur dans les mêmes conditions, on a : $\sigma_0^2(x) * \delta(x - x_1) = \sigma_1^2(x)$.

La variance du bruit étant estimée directement sur l'image bruitée et décalée, donc avant minimisation et comme $\sigma_0^2(x)$ en est déduit, la variance du bruit ne dépend donc pas des paramètres du décalage et n'est donc pas un paramètre à estimer. Le critère à minimiser dans le

cas de deux images bruitées prend donc la même forme que celui dérivé à référence connue, en remplaçant $R(x)$ par $I_0(k)$ et $\sigma_1^2(k)$ par $\sigma^2(k) = \sigma_1^2(k) + [\sigma_0^2(x) * \delta(x - x_1)]_{\text{III}} = 2\sigma_1^2(k)$:

$$\mathcal{J}(x_1) = \sum_k \frac{1}{4\sigma_1^2(k)} |I_1(k) - [I_0(x - x_1)]_{\text{III}}|^2 \quad (1.4)$$

et on voit donc que même si les deux images sont bruitées, l'une peut servir de référence pour le recentrage sans compliquer la forme du critère.

1.1.5 La méthode MV à n images

En réalité, on est rarement confronté à un unique couple d'images. On possède en général une série de quelques dizaines ou quelques centaines d'images qu'on veut toute recentrer les unes par rapport aux autres. De fait, on accroît le nombre d'inconnues (plus de paramètres de décalage à estimer) mais on accroît aussi la quantité d'information dans des quantité plus importantes, les images étant considérées comme possédant des bruits semblables.

Ainsi, on est intuitivement tenté d'implémenter un critère joint permettant de travailler sur la série complète d'image et de ce fait d'espérer améliorer l'estimation des paramètres individuels. cette approche est similaire aux travaux de Guillaume et al. (1998) exclusivement dédiés aux très faible niveaux de photons. Nous nous proposons ici d'étendre le formalisme développé dans les paragraphes précédent et de dériver un critère joint permettant d'estimer simultanément les paramètres de décalage et l'image de référence non bruitée.

Si on considère une série d'images $\{I_j(k)\}$, décalées aléatoirement, et que l'on cherche à estimer conjointement l'image de référence $R(x)$ et les décalages $\{x_j\}$, la vraisemblance d'obtenir cette série d'images connaissant la référence et les décalages s'écrit comme :

$$\mathcal{L}(\{I_j(k)\}; R(x), \{x_j\}) \propto \prod_m \prod_k \exp\left(-\frac{1}{2\sigma_m^2(k)} |I_m(k) - [R * \delta(x - x_m)]_{\text{III}}(k)|^2\right) \quad (1.5)$$

et l'anti-log-vraisemblance à minimiser se dérive comme :

$$\mathcal{J}(\{I_j(k)\}; R(x), \{x_j\}) = \sum_m \sum_k \frac{1}{2\sigma_m^2(k)} |I_m(k) - [R * \delta(x - x_m)]_{\text{III}}(k)|^2 \quad (1.6)$$

En annulant le gradient de ce critère par rapport à la référence, on peut obtenir une expression analytique de l'estimée MV de cette dernière et ainsi simplifier l'expression du critère. Cette approche est similaire à celle développée par Guillaume et al. (1998). Les détails du calcul sont présentés en annexe A et on obtient :

$$\hat{R}_{ML}(k, \{(x_m)\}) = \frac{1}{N_{images}} \sum_m [I_m(x) * \delta(x + x_m)]_{\text{III}}(k) \quad (1.7)$$

qui n'est rien d'autre que la moyenne des images décalées du bon paramètre, résultat pouvant être obtenu de manière intuitive.

Minimiser

$$\mathcal{J}(\{I_j(k)\}; R(x), \{x_j\})$$

sur $R(x)$ et $\{x_j\}$ est équivalent à minimiser :

$$\mathcal{J} \left(\{I_j(k)\}, R(k) = \hat{R}_{ML}(k); \{x_j\} \right)$$

sur les $\{x_j\}$ seulement, le critère obtenu en substituant $R(x)$ par son expression analytique ne dépendant plus que des paramètres de décalage. En effet, comme démontré dans Blanc et al. (2003b) sur un critère analogue, dans le cas d'un objet gaussien :

$$\mathcal{J} \left(\{I_j(k)\}; \hat{R}_{ML}(k), \{x_j\} \right) = \mathcal{J} \left(\{I_j(k)\}; R(k), \{x_j\} \right) + \mathcal{K}$$

où \mathcal{K} est un terme ne dépendant que de l'objet et de la FEP de l'instrument et donc une constante dans notre cas.

Nous venons donc de démontrer que dans l'hypothèse d'un objet à statistique gaussienne, le critère obtenue en remplaçant $R(x)$ par l'expression analytique de son estimé au sens MV est une vraie solution MV des seuls paramètres de décalage.

1.1.6 Performances de l'estimation MV

Afin de comparer les performances de cette méthode par rapport à celles des algorithmes communément employés, elle a été implémentée en IDL ainsi qu'une méthode *facile à implémenter* de type CC.

Cette dernière, dans le cas à 2 images, consiste en l'estimation de la fonction de CC discrète des 2 images, qui est ensuite interpolée autour de son maximum, dans une boîte de 2x2 pixels, par une gaussienne. on compare alors cette méthode à celle disponible dans la librairie astro-lib d'IDL, sur des séries de 100 images avec des translations aléatoires et des niveaux de bruit de photon croissants, le bruit de détecteur étant gardé constant de variance 10. Ces performances sont comparables, voir légèrement meilleures. En effet, comme le montre la figure ci-contre, la méthode usuelle peine à atteindre la précision sub-pixelique, alors que le coefficient de sur-échantillonnage vaut 10. Notre méthode CC permet donc de descendre à des précisions sub-pixeliques pour des RSB de 10 environ. Cette méthode peut donc être considérée comme un test robuste auquel on peut comparer notre méthode MV.

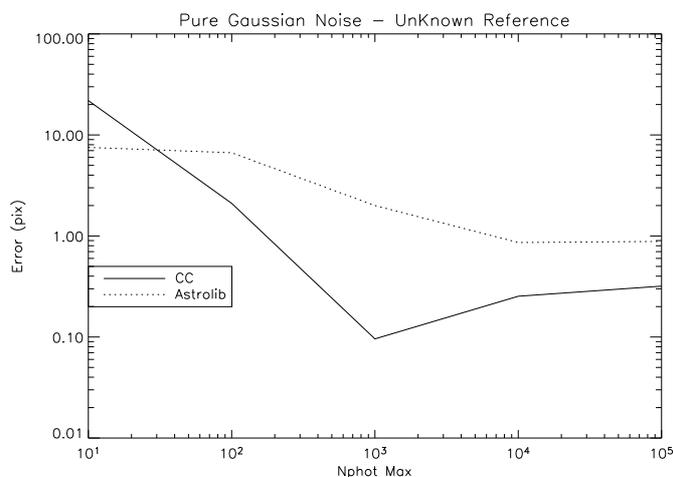


FIG. 1.2 – Performance de la méthode CC implémentée dans cette étude comparée à celle disponible dans la librairie astro-lib d'IDL. L'erreur est en pixel.

Pour implémenter notre méthode, il faut encore satisfaire à quelques impératifs d'ordre numérique. Comme nous l'avons dit précédemment, si l'échantillonnage des images satisfait le critère de Shannon, on est en mesure d'avoir accès à la TF continue de l'image, la TF de l'image échantillonnée correspondant à la TF de l'image continue sur l'intervalle $[-\frac{\nu_s}{2}, \frac{\nu_s}{2}]$ où ν_s est la fréquence d'échantillonnage.

Nous sommes donc a priori capables de reconstruire une version décalée d'un nombre non entier de pixel de n'importe qu'elle image correctement échantillonnée en multipliant la phase de sa TF par une rampe dont la pente est donnée par la valeur du décalage et c'est cette propriété qui rend notre approche arbitrairement sub-pixelique.

Malgré tout, en pratique, nous n'avons accès qu'à une version discrète de la TF de l'image à cause de l'utilisation l'algorithme FFT (pour Fast Fourier Transform) pour l'estimer, dont l'avantage est d'être très peu gourmand en calculs, et ceci représente une légère approximation, introduisant des problèmes d'effets de bord.

Afin de réduire le bruit et les effets de cette estimation sur les hautes fréquences spatiales, il nous a parut utile de filtrer la TF de la référence bruitée avant d'y appliquer la rampe précédemment citée. La fréquence de coupure du filtre passe-bas ainsi appliqué correspond à la fréquence de coupure du télescope, pour préserver toute l'information présente dans l'image et ainsi assurer que seul le bruit soit filtré. L'expression du critère à minimiser s'en trouve donc légèrement modifiée :

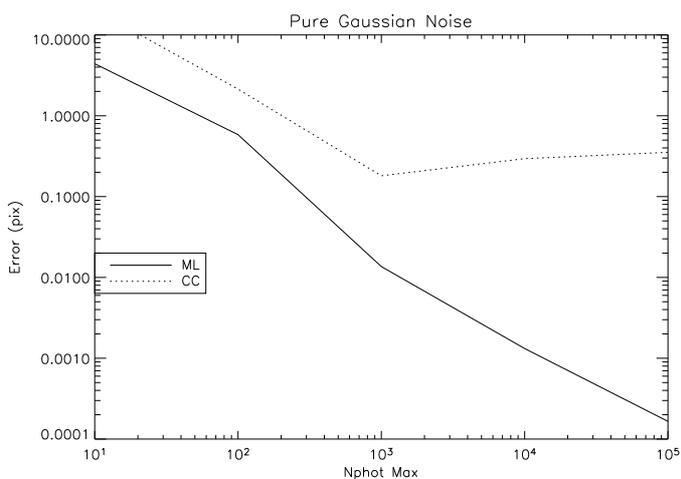
$$\mathcal{J}(x_1) = \sum_k \frac{1}{4\sigma_1^2(k)} |I_1(k) - \mathcal{F}^{-1} [\tilde{I}_0(u) \times \Pi_{u_c}(u) \times e^{-2i\pi u x_1}]|^2 \quad (1.8)$$

où \mathcal{F}^{-1} représente la TF inverse, \tilde{I} la TF de l'image, x_1 un nombre réel et $\Pi_{u_c}(u)$ est le filtre passe-bas appliqué dans le domaine de Fourier.

Il nous faut maintenant comparer notre méthode à la méthode CC dans différents cas de figure. Afin d'être en mesure de comparer les performances des méthodes à 2 et à n images, on suit le même protocole de simulation dans chaque cas. Des séries de 100 images bruitées et décalées les unes par rapport aux autres sont générées. On simule plusieurs niveaux de bruit en faisant varier le nombre maximum de photon par pixel (représentant la composante poissonnienne du bruit) et en gardant un bruit gaussien (représentant la composante détecteur) constant de variance 10. Plusieurs cas sont étudiés.

Tests sur simulation : cas du bruit purement gaussien

Nous avons vu dans les lignes précédentes que dans le cas du bruit purement gaussien stationnaire et à référence connue, l'approche MV est équivalente à la maximisation de la fonction de CC. On ne s'attend donc pas, dans ce cas précis, à un gain important si ce n'est sur la méthode d'interpolation. On s'attache donc à estimer les performances de la méthode dans le cas où la référence est inconnue. Dans ce cas de figure, on ne considère pas de bruit poissonnien, le nombre de photon par pixel est donc strictement proportionnel au RSB.



La figure 1.3 nous montre la supériorité de la méthode MV en terme de performance sur la méthode CC, quel que

FIG. 1.3 – Performance de notre méthode MV comparée à la méthode CC implémentée dans cette étude dans le cas d'un bruit gaussien stationnaire et d'une référence bruitée. L'erreur est en pixel.

soit le RSB dans les images. La précision sub-pixelique est atteinte pour un RSB compris entre 1 et 10, ce qui est très intéressant pour l'imagerie IR.

Les performances de la méthode CC semblent saturer autour de 0.3 pixel de précision, limite sûrement induite par la méthode d'interpolation utilisée. De plus, la pente de l'erreur est quasiment proportionnelle à l'inverse du nombre de photons maximum par pixel, ce qui est un comportement plutôt naturel, et qui permet de prétendre à une perte en résolution nulle dès que le RSB le permet (typiquement entre 10 et 100).

Dans cette simulation, nous avons choisi une distribution de décalages compris entre -1 et 1. D'abord pour limiter la taille des images dans la simulation, et parce qu'on ne veut tester que l'aspect sub-pixelique de la méthode. Dans un cas réaliste, les décalages ne doivent de toute façon pas dépasser ces valeurs. Si c'est le cas, c'est que le décalage était volontaire et on doit pouvoir retrouver l'information dans le "header" des fichiers.

Tests sur simulation : cas du bruit mixte

On s'intéresse maintenant au cas plus réaliste du bruit mixte. Les mêmes séries d'images sont dégradée par un bruit de type poissonien, pour simuler le bruit de photon, puis on leur ajoute le bruit gaussien simulant le détecteur. On s'intéresse maintenant à deux cas de figure : à référence connue et inconnue.

Ayant validé la méthode grâce aux simulations précédentes, on cherche maintenant à tester l'influence de la carte de variance estimée sur l'image bruitée, comparée à la simple hypothèse de variance constante (celle du détecteur). Dans le cas de notre simulation, la variance du bruit est connue parfaitement, c'est la somme de l'image décalée non bruitée (variance du bruit de poisson) et d'une constante (la variance du bruit de détecteur). Les mêmes différentes conditions de RSB sont simulées et les résultats sont présentés dans les figures 1.4 et 1.5, dans le cas d'une référence connue et dans le cas d'une référence bruitée.

Dans le cas d'une référence connue, une amélioration des performances est effectivement obtenue dans le cas de la

carte de variance. Le gain en performance augmente de plus avec le RSB, jusqu'à atteindre un facteur 2 pour les meilleurs RSB (la courbe est présentée en échelle logarithmique).

Ces performances dépendent très nettement du RSB suivant 2 lois, témoignage des 2 régimes de bruit. Dans la partie gauche de la courbe, le nombre de photons par pixel est faible, le bruit dominant est le bruit de détecteur, le RSB dans l'image est proportionnel au nombre de photons par pixel et la courbe de performance varie en l'inverse de ce nombre de photons. Du côté droit de la courbe, le nombre de photons par pixel est très supérieur au bruit de détecteur, le bruit dominant est donc le bruit de photon, le RSB varie donc en $\sqrt{N_{phot}}$ et la courbe de performance

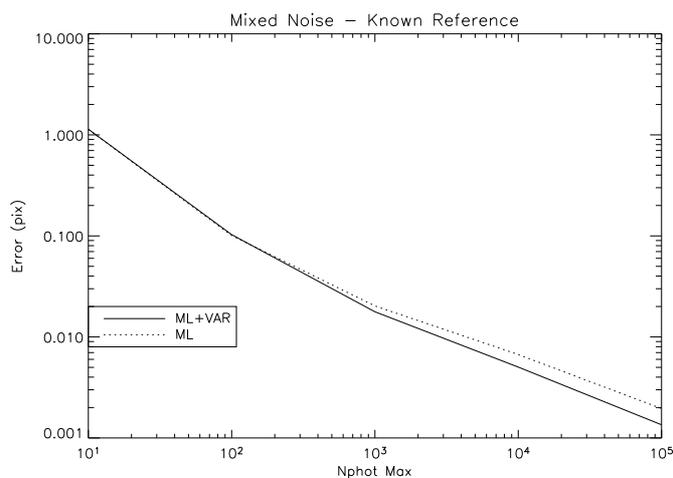


FIG. 1.4 – Performance de notre méthode MV dans le cas d'un bruit mixte et d'une référence connue, en trait plein : avec carte de variance et en pointillés : avec une variance supposée constante.

varie aussi comme l'inverse du RSB. La coupure intervient au moment où le nombre de photons par pixel devient comparable au bruit de détecteur. On a donc une cohérence parfaite entre l'allure des performances attendues et les performances obtenues en simulation, ce qui confirme la validité de notre approximation gaussienne dans un cas réaliste.

On notera enfin qu'à référence connue, la précision sub-pixelique est obtenue dès les plus faibles RSB ce qui confirme la supériorité de cette méthode sur les méthodes classiques de recentrage.

On s'intéresse maintenant au cas à référence bruitée, le plus proche des données vraies. Les performances de la méthode MV dans les mêmes conditions de simulation sont présentées dans la figure 1.5.

Cette fois l'amélioration est moins notable pour tous les RSB mais reste d'un facteur 2 pour les très forts RSB. On note aussi que dans ce cas, les performances sont globalement légèrement inférieures à celles obtenues dans le cas à référence connue, ce qui n'est pas surprenant. La précision sub-pixelique ne commence qu'à des RSB compris entre 1 et 10, comme dans le cas purement gaussien.

On notera enfin que la même décomposition en 2 régimes. Dans ce cas, la coupure intervient pour des RSB légèrement plus élevée, ceci car la variance de l'estimateur a doublée (comme démontré dans la section 1.1.4).

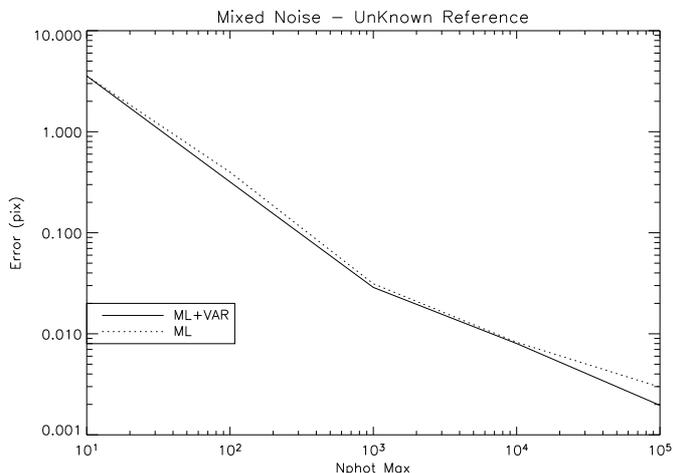


FIG. 1.5 – Performance de notre méthode MV dans le cas d'un bruit mixte et d'une référence connue, en trait plein : avec carte de variance et en pointillés : avec une variance constante.

Tests sur simulation : cas du critère à n images

On veut enfin tester la méthode à n images pour confirmer une amélioration des résultats. Comme dans le cas précédent, l'application d'un masque dans le plan de Fourier à la référence semble nécessaire pour éviter les problèmes causés par le repliement spatial lors de TF discrètes.

Le critère joint est donc implémenté de façon similaire à celui à deux images, en multipliant l'estimée MV de la référence \hat{R}_{ML} par un filtre passe-bas, coupant à la fréquence de coupure du télescope, pour éviter les effets de repliement.

On utilise ensuite les mêmes séries d'images, dégradées par un bruit mixte et à référence non bruitée. Les images sont d'abord recentrées avec l'algorithme MV à 2 images de la section 1.1.2 puis la méthode décrite à la section 1.1.5 est testée dans le cas 2 images, dans le cas 10 images et dans le cas 100 images recentrées simultanément.

Les performances sont présentées dans la figure 1.6. On note un net gain pour les RSB très faibles, ce qui confirme nos espérances. De plus ce gain augmente à mesure que le nombre d'images recentrées conjointement augmente. Lorsque le nombre de photons par pixel devient comparable au bruit de détecteur, les courbes de performance se rejoignent et on en conclut donc qu'il n'y a aucun gain à espérer en recentrant conjointement des images ayant un RSB de

l'ordre de 10 ou plus.

On note que le seul avantage de la méthode conjointe est d'offrir la possibilité d'atteindre la précision sub-pixelique pour les très faibles RSB, le niveau de performance atteint est alors comparable à celui obtenu à référence connue. La suite de la courbe suit la même décomposition en 2 régimes que dans les cas de figure précédents.

À travers ces simulations, nous avons démontré la validité de notre approximation gaussienne face à une distribution de bruit mixte et montrée sa supériorité par rapport aux méthodes classiques dans le cas de figure le plus favorable à ces dernières. Nous avons montré que la connaissance d'une carte précise de la variance du bruit dans l'image permettait d'accroître les performances de la méthode. Nous avons aussi validé l'approche conjointe et montré qu'elle permettait d'augmenter les performances à faible RSB. Cependant, ces performances deviennent comparables à la méthode à 2 images à mesure que le RSB augmente et devient donc inutile pour ces régimes étant plus coûteuse en temps de calcul.

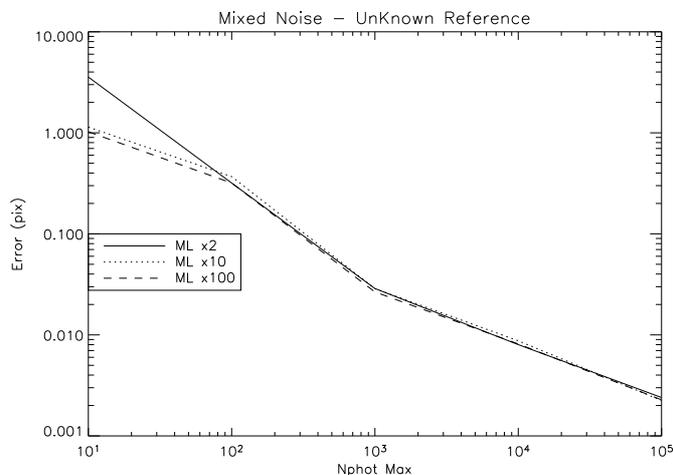


FIG. 1.6 – Performance de notre méthode MV dans le cas d'un bruit mixte et d'une référence inconnue, en trait plein : avec 2 images, en pointillés avec 10 images et en tirets : avec 100 images.

1.1.7 Application à l'imagerie d'Arp 220

Cette méthode est née d'un besoin, celui de pouvoir conserver la résolution obtenue pendant les observations lorsqu'on a besoin de sommer un grand nombre d'images dont le RSB individuel est très faible.

Ce besoin a pris tout son sens lors des observations d'Arp 220 un soir de Mars 2003 avec NACO sur l'un des 4 VLT. La nuit était claire, l'air sec, l'esprit aiguisé, des conditions parfaites pour une plongée dans l'univers IR. Tout se passait bien, jusqu'à ce que ... on pointe le télescope vers cet objet distant.

Un rappel des caractéristiques détaillées d'Arp 220 est donné dans la partie suivante, aussi je ne rappellerai ici que sa magnitude K : $M_K \approx 11.5$ répartie sur 4 à 5 arcsec². C'est un défi pour les observations avec une OA. C'est une galaxie qualifiée d'ultra-lumineuse dans l'IR (ULIRG) car sa contrepartie visible est très faible : $M_V \approx 17$ et peut donc être difficilement utilisée comme source de référence pour l'ASO.

NACO possède un ASO IR qu'on va préférer utiliser, espérant de meilleures performances, mais les conditions d'observations sont difficiles, la source étant à la limite de détectivité de l'ASO, le niveau de fond doit en permanence être ré-estimer. Comme on décide de faire des observations dans l'IR thermique, @ 3.5 μ m, les performances en terme de correction sont donc assez bonnes. Malgré tout, on est limité à un temps d'exposition très court (0.125 s), qui ne permet pas d'atteindre un RSB suffisant pour faire de la science (voir figure 1.1). On est donc

amené à prendre une longue série d'images élémentaires, 85 au total, en ouvrant la boucle d'asservissement pour ré-optimiser le niveau de fond régulièrement et en entrant les coordonnées de déplacement (pour les acquisitions de ciel) à la main ... pour un temps d'exposition total qui *flirt* tout juste avec les 1000 s ... la manoeuvre aura pris près d'une demi-nuit et usé jusqu'à la corde l'un des plus grand spécialiste de l'OA que je connaisse³ et l'auteur de ces lignes.

Le désespoir le plus total aurait pu s'abattre sur notre petit groupe d'astronomes, compte-tenu de la somme d'efforts déployés, à la vue d'une si faible récolte de photons, si le même auteur de ces lignes n'avait dans son disque dur la méthode fraîchement développée, et précédemment décrite, prête à enfin sortir de son isolement électronique pour être confrontée à Dame Nature.

Le regain d'optimisme se fit sentir lorsqu'ils pressèrent enfin la touche return, synonyme du lancement de l'estimation MV des décalages, après avoir suivi le protocole de traitement d'images standard (correction de champ plat et de pixels morts). Ce même optimisme fut récompensé, lorsqu'ils obtinrent les images présentées dans la figure 1.7.

Le résultat est sans appel pour la méthode CC. Comme le montre l'image du cadran haut gauche, le nombre maximum de photons par pixel est comparable à la variance du bruit résiduel. Dans ce cas de figure, les simulations nous ont montré qu'on ne pouvait espérer une précision sub-pixelique avec la méthode CC. Par contre, la méthode MV, comme le montrent les résultats de la simulation sur bruit mixte, permet d'atteindre cette résolution (autour de 0.5 pixel d'erreur d'après la simulation). On comprend donc aisément que la qualité des images obtenues dans le cas des deux méthodes MV soit bien meilleure.

Outre une meilleure concentration de l'énergie sur l'objet et de fait, une réduction du bruit de fond, de nombreux détails morphologiques sont restaurés grâce aux méthodes MV. Deux sous-structures sont clairement identifiées à l'Est de la source principale, liées à cette dernière par deux structures filamenteuses distinctes. La source principale, allongée et légèrement courbée est elle aussi bien mieux définie. Il y a peu de différence entre les résultats des 2 méthodes MV, comme prédit par la simulation, on note tout de même qu'avec la méthode jointe, les contours de l'image obtenue sont plus finement découpés.

Une analyse plus quantitative peut être menée dans le plan de Fourier. En effet, un mauvais recentrage à quelques pixels près a tendance à adoucir l'image et donc à réduire l'intensité contenue dans les hautes fréquences spatiales. Comme le montre la figure ci-contre, le gain apporté par les deux méthodes MV est important dès 0.05 fréquence de coupure du télescope, est maximum autour de 0.15 et se poursuit jusqu'à environ 0.5 fréquence de coupure. La légère amélioration perceptible sur les

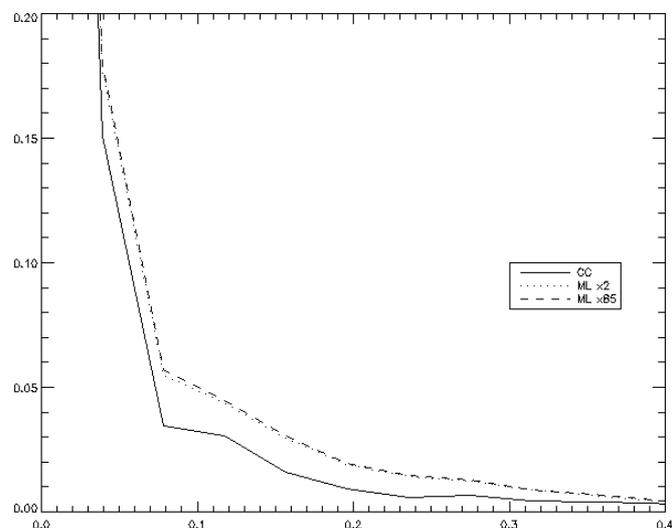


FIG. 1.8 – Gros plan sur les moyennes circulaires des TF des 3 images. L'axe des fréquences est en unité de la fréquence de coupure du télescope.

³j'ai nommé Éric Gendron

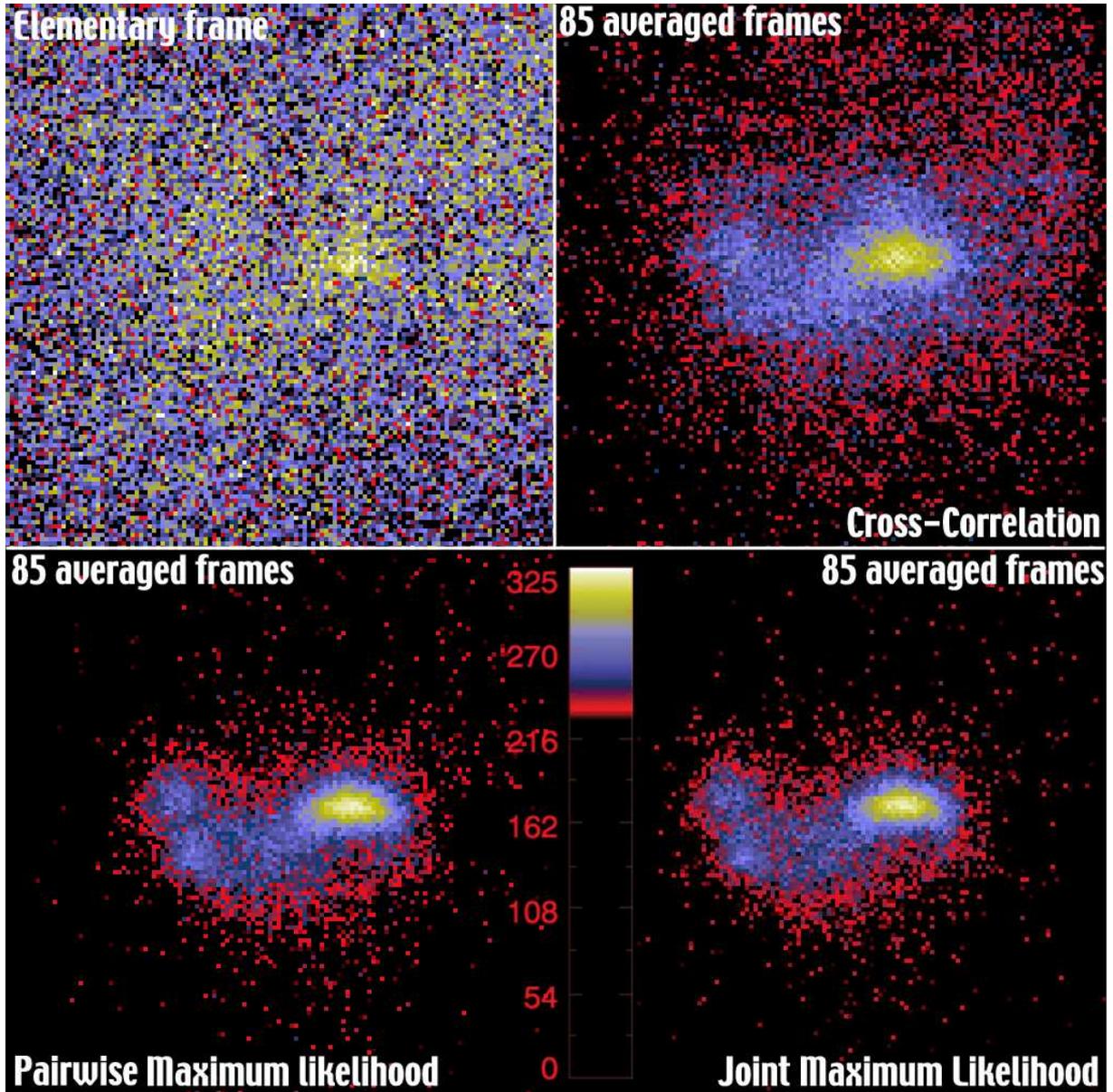


FIG. 1.7 – Image d’Arp 220 dans la bande L ($3.5 \mu\text{m}$) obtenue avec NaCo. Le quadrant haut gauche contient une image courte pose. Le quadrant haut droit, le résultat de la moyenne des 85 images élémentaires recentrées avec la méthode type CC. En bas à gauche, la même série, recentrée avec la méthode MV à 2 images et moyennée, et en bas à droite recentrée avec la méthode MV à n images. La représentation est logarithmique et la table de couleur est gardée constante pour toutes les images pour permettre la comparaison.

images entre la méthode à 2 images et la méthode jointe est aussi visible sur cette figure. On a là une confirmation quantitative du gain dans la qualité d'image obtenue avec les méthodes MV, validant entièrement sur des données expérimentales cette nouvelle approche du recentrage.

Le cas d'Arp 220 nous a confronté à un cas extrême d'observations dans l'IR avec une OA. Cette dernière a d'abord été poussée jusqu'à ses possibilités limites, pour réaliser les premières images corrigées de cet objet dans l'IR avec un télescope de 8 m. La caméra a produit des images à la limite de la détectabilité. Enfin, une méthode sophistiquée de traitement a dû être employée pour bénéficier de ces efforts sur l'image finale. Les détails apparents sur cette dernière vont maintenant permettre de faire un diagnostic physique plus précis qu'il ne l'aurait été avec l'image du quadrant supérieur droit de la figure 1.7.

1.2 Étude d'Arp 220

Grâce à ces images, ainsi que d'autres observations que j'ai réalisé avec NaCo, j'ai pu mener une étude de cette galaxie dans le proche IR. Après avoir rappelé les principales conclusions des études précédentes sur cet objet, je décrirai les différentes observations réalisées. Je mènerai ensuite une étude des différentes parties qui la composent à partir d'éléments morphologiques et photométriques.

1.2.1 La petite histoire d'Arp 220

Arp 220 (aussi dénommée IC4553/4) est le prototype des galaxies ULIR (ultra-lumineuses dans l'IR) avec une luminosité dans l'IR ($8\text{-}100\mu\text{m}$) de $1.5 \times 10^{12} L_{\odot}$. Située à une distance de 76 Mpc (Kim & Sanders (1998) soit un redshift de 0.018), elle est l'une des plus proches et sûrement la plus étudiée de ce type de galaxies et l'une des plus lumineuses de l'univers local. Dans cette classe de galaxie, la quantité d'énergie produite rivalise avec celle émise dans les quasars (Soifer et al. 1984), et elles constituent donc la pierre angulaire du débat sur la nature du moteur des quasars : flambée d'étoiles et/ou activité d'un trou noir super-massif.

Identifiée pour la première fois par Safford en 1866 (Safford 1887) sous le nom de nébuleuse Safford 7, puis redécouverte par Javelle en 1903 (Javelle 1908) prenant alors sa dénomination actuelle de IC4553, sa nature reste toutefois obscure jusqu'à son classement par Arp dans son catalogue de galaxies particulières (Arp 1966) sous la dénomination Arp 220, nom le plus communément employé pour la désigner aujourd'hui.

La présence de *queues de marée* identifiée dans les bandes visible (Arp 1966; Joseph & Wright 1985; Surace et al. 2000) ainsi que la détection de deux sources compactes d'émission en son coeur, séparées d'environ 350 pc (soit près d' $1''$ à la distance d'Arp 220) dans l'IR (Scoville et al. 1998), le millimétrique (Scoville et al. 1997; Sakamoto et al. 1999a) et en radio (Norris 1988; Sopp & Alexander 1991) sont des preuves évidentes qu'Arp 220 est actuellement dans l'étape finale de fusion de deux galaxies. La majorité des observations, dans les différentes longueurs d'onde réalisées depuis sont en accord avec ce scénario. La découverte de d'émission maser dans les bandes d'OH (Baan et al. 1982) ainsi que son extraordinaire émission IR en font le prototype des galaxies ULIR.

Elle est de plus extrêmement riche en gaz moléculaire ($2.5 \times 10^9 M_{\odot}$ dans une région de 250 pc autour de son coeur selon Scoville et al. 1997). Enfin, les caractéristiques des deux sources, dont les disques associés semble tourner dans des directions opposées semblent indiquer une

rencontre prograde-rétrograde entre deux galaxies (Scoville et al. 1997), le coeur étant enfoui dans un large disque moléculaire à l'échelle du kiloparsec, tournant dans le même sens que le disque de HI de 100 kpc délimitant la galaxie.

Les remarquables observations dans le proche-IR de Scoville et al. (1998) ont permis pour la première fois d'identifier un grand nombre d'amas d'étoiles dans l'environnement du coeur. De plus, ces images montrent que le noyau est en fait composé de deux parties distinctes, ce qui pourrait être dû à la très forte extinction provoquée par l'énorme quantité de poussière présente dans les régions centrales.

Alors que dans les bandes visibles, Arp 220 apparaît très irrégulière et enfouie sous la poussière, des observations en radio ont permis de mettre en évidence la présence d'un noyau actif. Ainsi, certains auteurs (comme Rieke et al. 1985, Armus et al. 1995 ou encore Lonsdale et al. 1994) prétendent que plus de la moitié de l'activité centrale proviendrait d'un NAG. De plus, ces derniers auteurs montrent, grâce à des observations VLBI, que la majorité de l'émission maser de OH provient d'une région d'environ 1 pc autour du coeur, compatible avec les modèles de NAG.

D'un autre côté, le fait qu'aucune raie de haute excitation telles que les raies coronales, caractéristiques de l'activité des noyaux de galaxie n'est détectée sur les spectres ISO de Sturm et al. (1996) n'est pas vraiment en faveur de cette interprétation. De plus, ces auteurs ainsi que Genzel et al. (1998), utilisant les mêmes spectres, dérivent une extinction bien supérieure à ce qui était préalablement avancé ($A_V=45$) permettant à un modèle de pure formation d'étoiles d'expliquer entièrement la luminosité IR de cette objet.

Concernant la cinématique du gaz ionisé entourant le coeur d'Arp 220, trois composantes sont clairement identifiées par Arribas et al. (2001). L'une d'entre-elles trace le disque en rotation et les autres sont plutôt compatibles avec un flot bicônique de matière, éjectée du coeur. Aucune indication précise sur la nature du mécanisme ionisant ne peut être déduite de cette étude, mais la morphologie observée est compatible avec le modèle de super-vents galactiques, entraînés par des flambées de formation d'étoiles développé par Heckman et al. (1990). Ce scénario est aussi supporté par les observations récentes en X de McDowell et al. (2003) qui trouve une forte corrélation entre l'émission en $H\alpha$ et l'émission des X mous. Malgré tout, comme noté par Arribas et al. (2001), cette morphologie est aussi compatible avec l'allure des NLR de Seyfert II typiques. De plus, les observations plus récentes de Colina et al. (2004) semblent montrer que l'état du gaz ionisé dans ce bi-cône est compatible avec une excitation par des chocs, probablement induit par des effets de marée, plutôt que par un mécanisme de type super-vent.

Enfin, l'un des principaux arguments des défenseurs du modèle de flambée d'étoiles est la détection d'émission de PAH dans Arp 220 (Rieke et al. 1985; Sturm et al. 1996) comme c'est le cas généralement dans les galaxies à flambée d'étoiles telles M82. Soifer et al. (2002) montrent toutefois à l'aide de spectres autour de $10\mu\text{m}$ à haute résolution angulaire que la zone d'émission de PAH est clairement distincte des deux noyaux remettant en cause le modèle de flambée d'étoiles comme moteur de toute l'activité.

Arp 220 est sûrement le site d'une importante activité stellaire (forte raie d'absorption du CO détectée par Armus et al. 1995, disque moléculaire dense, couleurs IR proche des galaxies à flambée d'étoiles classiques à grande échelle selon Mazzarella et al. 1992, nombreuses sources détectées à quelques centaines de mas du coeur par les observations VLBI de Smith et al. (1998) interprétées comme des résidus de SN), mais d'autres indicateurs semblent pointer la présence

d'un NAG extrêmement enfoui (spectre optique de type LINER selon Rieke et al. 1985, détection d'une raie Brackett α large par Depoy et al. 1987).

Le mystère sur le principal mécanisme responsable de la fantastique luminosité IR de cet objet reste donc entier. Des observations dans le proche IR, avec un télescope de grand diamètre, à la limite de diffraction nous permettant d'atteindre une résolution inférieure à 0.1'' (soit quelques dizaines de pc à la distance d'Arp 220) pourrait nous permettre de lever une partie du voile.

1.2.2 Observations avec NaCo

Deux campagnes d'observations ont été menées avec NaCo, en Mars 2003, ayant conduit aux images présentées dans la section précédente et en Mars 2004 dans les bande H et Ks. Malheureusement, de gros problèmes avec le détecteur de CONICA, ayant d'ailleurs conduit à son remplacement quelques mois plus tard, ne nous ont par permis d'exploiter les images en bande H. Seules sont présentées dans ce chapitre les images en bande L' et Ks.

NaCo a été asservie sur le noyau d'Arp 220 lui-même, et compte-tenu de la faible luminosité visible de celui-ci, l'ASO IR a été utilisé. Les caractéristiques des observations sont présentées dans le tableau 1.2.2 et, comme on peut le voir, malgré la faible source de référence (la luminosité des 1''centrales d'Arp 220 est d'environ 12 magnitudes en bande K, ce qui est à la limite des possibilités de l'ASO IR de NaCo), les performances obtenues sont plutôt bonnes et permettent de prétendre à une qualité d'image à la limite de diffraction, au moins pour les observations à 3.5 μ m. La qualité de ces dernière est d'ailleurs bien meilleures que celle obtenue à la même longueur d'onde avec le Keck, de diamètre comparable, comme le montre la comparaison avec l'image tirée de Soifer et al. (1999) (figure 1.10).

Date	Bande	Strehl @2.2 μ m	Strehl @bande ASO	ASO	pix
17 Mars 2003	L'	0.35	0.67	IR	0.013''
27 Mars 2004	Ks	0.29	0.29	IR	0.027''

TAB. 1.1 – Strehl moyens obtenus pendant les différentes observations d'Arp 220 comme estimés par le calculateur temps réel de NAOS @2.2 μ m et calculés pour le filtre utilisé, ainsi que la taille de pixel utilisée.

La masse d'air a varié de 1.5 à 1.7 lors des observations en bande L' et le seeing a varié de 0.8 à 0.4 (observations réalisées jusqu'au lever de soleil). Pour les observations en bande Ks, le temps total d'exposition est d'environ 200 s (après sélection des meilleures poses), la masse d'air était plus importante et a varié de 2 à 1.5. Le seeing aussi était plus problématique, variant de 0.8 à 1.7, ce qui explique la différence de qualité d'image. Une configuration plus lente de l'instrument a donc été utilisée pour palier ces difficultés.

1.2.3 Traitement d'images standard

Plusieurs effets viennent affecter les images acquises avec une caméra dans le proche IR. De ce fait, des méthodes standards de traitement sont utilisées pour échapper à ces limitations et ainsi d'obtenir la qualité d'image permettant leur exploitation scientifique. Les techniques développées dans ce paragraphes étant utilisées dans tout le reste de ce recueil elles sont donc décrites ici une bonne fois pour toutes.

La non-homogénéité de la réponse des pixels de la caméra est le premier de ces effets à corriger. Pour se faire, la méthode classique est de fabriquer une image dite de *champ plat*⁴ à partir d'une succession d'images acquises avant ou après la nuit d'observation avec une illumination homogène et croissante de la caméra. Ceci peut se faire à l'aide d'une lampe de calibration placée à l'intérieur de l'enceinte cryogénique de la caméra, ou sur le ciel, pendant le soleil couchant ou levant.

Cette dernière méthode permettant de tenir compte des défaut de transmission de toutes les optiques sera préférablement utilisée. Malgré tout, même si elle est possible pour les petites longueurs d'onde du proche IR, elle ne l'est pas au-delà de $3\mu\text{m}$, à cause du fond. Pour les longueurs d'onde plus grande, on est donc obligé d'utiliser les champ plat réalisé à l'aide de la lampe de calibration.

À cette imperfection de la réponse des pixels vient s'ajouter la présence de pixels *chauds* (répondant toujours l'intensité maximale pour toute intensité incidente), *morts* (ne répondant pas) et *fous* (ayant des réponses aléatoires pour une intensité donnée). La majorité de ces *mauvais pixels* peut être identifiée d'une part à l'aide d'une image de noir et d'autre part à l'aide de l'image de champ plat. L'image de noir⁵ est acquise avec l'obturateur de la caméra fermé et avec le même temps de pose que les images scientifiques. Elle permet de calibrer le bruit de détecteur (bruit thermique et bruit de lecture) et de repérer les pixels chauds et morts. En effet, le bruit de détection est attendu gaussien stationnaire. Si un pixel répond une intensité qui s'écarte d'un certain nombre d'écart type de la valeur moyenne (typiquement plus de 3), alors c'est qu'il est chaud ou mort. Une carte peut ainsi être dressée qui peut être utiliser pour corriger toutes les images de la série.

Une partie des pixels fous (ceux qui le sont vraiment beaucoup!) peut être détectée sur l'image de champ plat suivant les mêmes considérations. Toutes les images de la série sont ensuite corrigées de la carte de mauvais pixels ainsi créée à l'aide d'un filtre médian : les valeurs des pixels sont remplacées par les valeurs moyenne des pixels environnant dans une boîte de 3×3 pixels. Le processus est itératif, permettant de gérer les paquets de plusieurs mauvais pixels côte-à-côte.

Malgré tout, un certain nombre de mauvais pixels échappent à cette détection. Il s'agit des pixels fous résiduels, qui n'ont pu être détectés précédemment et des impact de rayons cosmiques sur le plan de la caméra pendant les observations. Ces derniers peuvent être éliminés grâce à une détection *à l'oeil*, sur chaque image, mais ceci peut devenir très long et fastidieux lorsqu'on manipule des séries de centaines d'images.

Une autre méthode, plus sophistiquée, peut-être envisagé pour réduire le temps de traitement et la fatigue des yeux de l'astronome, sur des images bien échantillonnées, c'est à dire respectant le théorème de Shannon. Ainsi, les mauvais pixels résiduels, n'ayant pas subit le filtrage spatial opéré par le télescope, peuvent être caractérisés comme produisant des hautes fréquences spatiales dans l'image. Si les images sont bien échantillonnées, toute l'information transmise par le télescope (donc sur l'objet) peut être supprimée de l'image en appliquant un filtre en fréquence à sa TF, coupant à la fréquence de coupure du télescope (D/λ où D est le diamètre du télescope et λ la longueur d'onde d'observation).

Après soustraction, en revenant dans le plan réel, l'image qui ne devrait contenir que les mauvais pixels ressemble plutôt à l'image e de la figure 1.9, où l'intensité en chaque mauvais pixel a été étalée à la manière d'une convolution par une FEP. Cet artefact (d'origine numérique,

⁴flat field en anglais

⁵dark en anglais

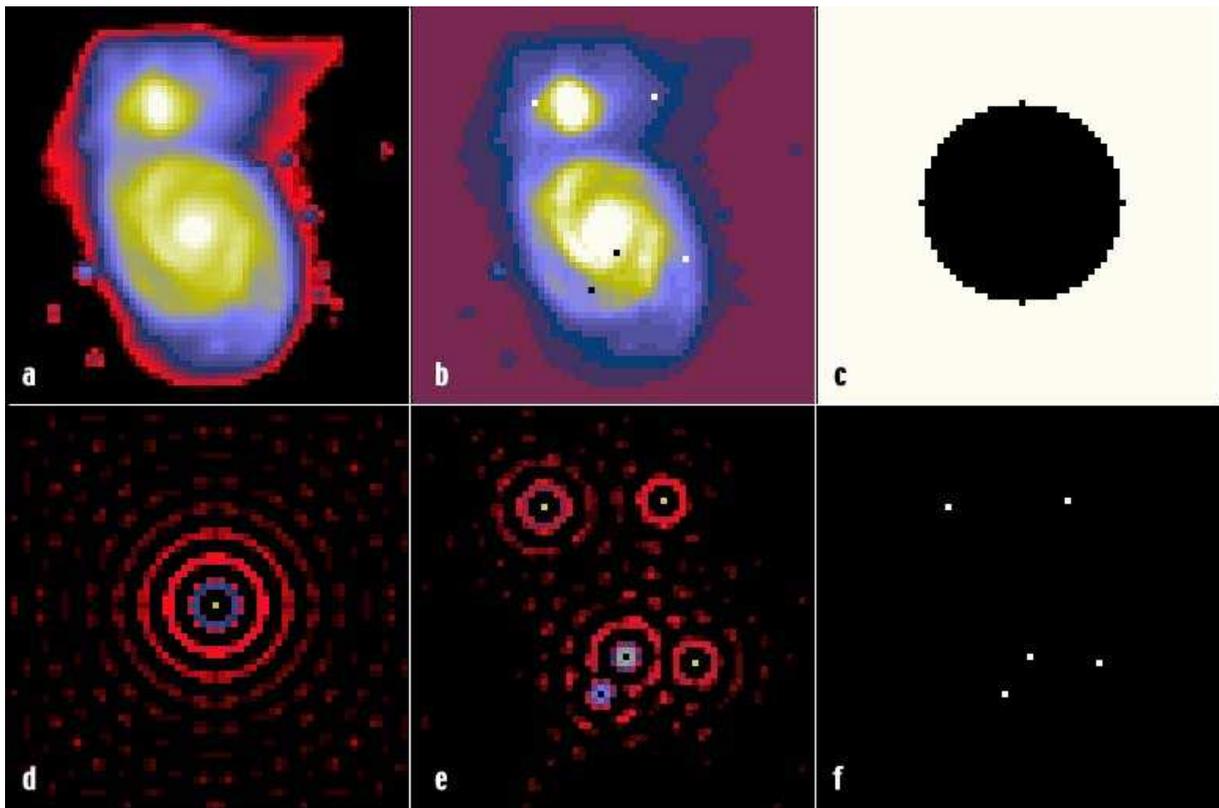


FIG. 1.9 – Processus de détection systématique des mauvais pixels. a) Image de M 51 observée avec un facteur de sur-échantillonnage par rapport au théorème de Shannon de 2, b) même image polluée par la présence de 5 mauvais pixels de différentes valeurs, c) masque en fréquence, si la fréquence centrale est la fréquence nulle, toutes les fréquences en noir sont filtrée, d) transformée de Fourier du même masque, e) image filtrée des fréquences transmises par le télescope et f) carte de mauvais pixels déduite de la méthode.

à cause de l'utilisation de la TF inverse discrète, comme dans le cas du recentrage) est induit par le mauvais échantillonnage de la TF de l'image filtrée. Malgré tout, les maxima locaux de la fonction de corrélation de l'image filtrée et de la TF discrète du filtre en fréquence :

$$\mathcal{CC}\left[\mathcal{F}_D^{-1}[\mathcal{F}_D(image) \times mask], \mathcal{F}_D^{-1}(mask)\right]$$

nous permettent de remonter à la position des mauvais pixels et d'obtenir la carte f de la figure 1.9. Ces maxima sont détectés à un nombre ajustable d'écart type par rapport à la moyenne de l'image filtrée, de façon à ne pas sur-corriger. Les pixels ainsi détectés sont ensuite corrigés à la manière des mauvais pixels détectés sur les images de noir et de champ plat, par filtrage médian.

Après toutes ces corrections, il ne reste plus qu'à soustraire le fond IR. Celui peut être éliminé par acquisition d'images de même temps d'exposition sur une partie du ciel, vide d'objet détectable intercalées avec les images sur l'objet, ce qui a pour conséquence d'augmenter considérablement le temps d'observation pour un objet et ne sera donc utilisée que pour les cas le justifiant, c'est à dire ceux d'objets étendus, dont l'image couvre une grande partie du plan de la caméra.

Deux méthodes plus économiques en temps peuvent être utilisées pour les objets moins étendus (comme dans le cas d'Arp 220 dans l'IR proche) : elles sont basées sur l'acquisition d'une série d'images où l'objet est placé à différentes positions dans le plan de la caméra. On peut ainsi, soit construire une image de ciel par médiane du cube d'images, celle-ci étant tronquée par le nombre de positions identiques de l'objet dans la série d'images. Cette méthode est très efficace pour les courtes longueurs d'onde du proche IR où le fond est relativement stable. Une autre méthode est de soustraire directement deux images successives de la série où l'objet est à des positions notablement différentes. Celle-ci est plus coûteuse en mouvement du télescope mais est aussi beaucoup plus efficace pour les grandes longueurs d'onde.

Une fois toutes ces opérations effectuées, les images sont ensuite recentrées avec une précision sub-pixelique, en utilisant l'algorithme développé dans la section précédente et moyennées (en utilisant parfois une moyenne tronquée, lorsque le traitement n'a pas pu restaurer parfaitement la qualité d'image), pour maximiser le RSB final.

1.2.4 Résultats

Les images obtenues dans le cas d'Arp 220 sont présentées dans la figure 1.11. Comme nous l'avons vu précédemment, l'image L' résulte de la somme de 85 images. Dans le cas de la bande Ks, seules 3 images de 60s, possédant un Strehl suffisant et peu entachées par les problèmes de détecteur évoqués précédemment, de la série de 25 acquises ont été moyennées.

Comme le montre l'image de gauche de la figure 1.11, la qualité de l'image finale en bande Ks ne nous permet pas d'atteindre la limite de diffraction, ce qui ne permet donc pas de rivaliser avec l'image obtenue par Scoville et al. (1998) avec le HST. Aucune information morphologique supplémentaire ne peut être tirée de ces observations (la composante sud ouest est à peine identifiée par exemple) et cette image sera uniquement utilisée pour tirer des informations photométriques avec les mêmes ouvertures que l'image en bande L'.

Ceci est probablement dû aux mauvaises conditions atmosphériques durant les observations. De plus, la faible luminosité de cet objet nous a contraint à utiliser des temps d'exposition plutôt long (60s, temps largement supérieur au temps de cohérence et pendant lequel les effets néfastes

de la turbulence se moyennent) ce qui ne nous permet pas de limiter efficacement l'impact des mauvaises conditions par sélection de poses.

Concernant l'image en bande L' , le Strehl moyen important nous permet de prétendre à la limite de diffraction et la qualité d'image est bien supérieure à celle obtenue à $3.5\mu\text{m}$, avec le Keck mais sans OA, par Soifer et al. (1999) comme le montre la figure 1.10. Le noyau secondaire au Sud-Est est clairement détecté et bien séparé de la partie nord. Un double pont d'émission est clairement identifié entre le noyau principal Ouest et les deux noyaux secondaires Est. Par contre, la source Sud-Ouest n'est pas détectée, ce qui est peut-être dû à un manque de sensibilité.

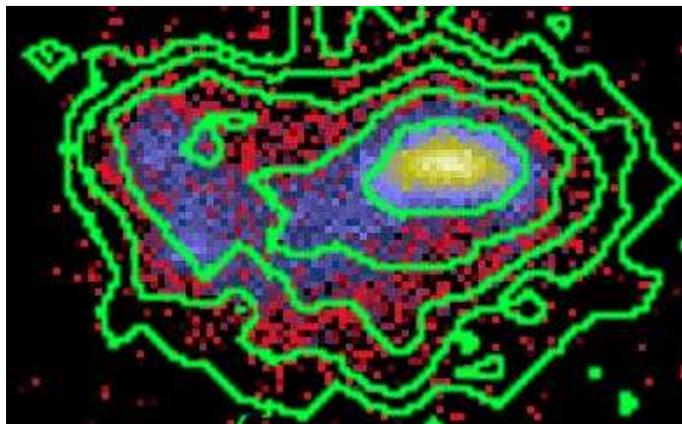


FIG. 1.10 – Superposition entre l'image NaCo d'Arp 220 en bande L' et l'image Keck obtenue à $3.5\mu\text{m}$ par Soifer et al. (1999) en contours verts.

Analyse morphologique

L'aspect général de nos images est plutôt cohérent avec les images HST à 1.65 et $2.2\mu\text{m}$ de Scoville et al. (1998). La source Est est bien séparée en deux composantes et le noyau Ouest possède une légère forme de croissant, comme précédemment constaté par ces derniers auteurs.

Dans un premier temps, à partir de considérations morphologiques, on peut superposer notre carte d'émission en bande L' avec d'autres longueurs d'onde. Ces résultats sont présentés dans la figure 1.12. Pour les images dans l'IR proche issue de l'étude de Scoville et al. (1998), les correspondances morphologiques rendent claires la superposition. Même constat pour les cartes dans l'IR moyen de Soifer et al. (1999). Enfin, pour les cartes dans le domaine radio, la position des deux noyaux ayant été reportée sous forme de croix par les auteurs, la superposition est aisée.

La première constatation est la vue plus homogène de 1 à $25\mu\text{m}$ apportée par notre seule image à $3.5\mu\text{m}$, associée aux images HST et aux images Keck. Ceci est particulièrement important pour l'étude du noyau Sud-Est qui n'apparaissait pas sur les images à $3.5\mu\text{m}$ de Soifer et al. (1999) sûrement par manque de sensibilité. Très qualitativement, cette source semble rougie par rapport à sa consœur nord, en accord avec l'étude de Scoville et al. (1998). En effet les rapports de luminosité entre la source nord et la source sud, d'abord inférieurs à 1 pour les courtes longueurs d'onde, deviennent progressivement supérieurs à 1 vers les grandes longueurs d'onde. Nos images montrent que le rapport est proche de 1 à $3.5\mu\text{m}$, ce qui est une information nouvelle. Ceci nous permettra une analyse photométrique plus complète de cette région.

En ce qui concerne la superposition avec la carte d'émission de CO, tirée de Scoville et al. (1997), on constate que la grande région d'émission au Sud-Ouest ne possède pas de contrepartie dans nos images, probablement une indication que la poussière chaude se concentre autour des noyaux proprement dit. Le pic d'émission de CO est légèrement décalé à Sud-Est du noyau Ouest et correspond à la position du maximum d'intensité de l'émission de PAH mis en évidence par Soifer et al. (2002). On note toutefois une bonne correspondance entre l'allongement de l'émission de CO à l'est et l'orientation de la double composante observée dans nos images.

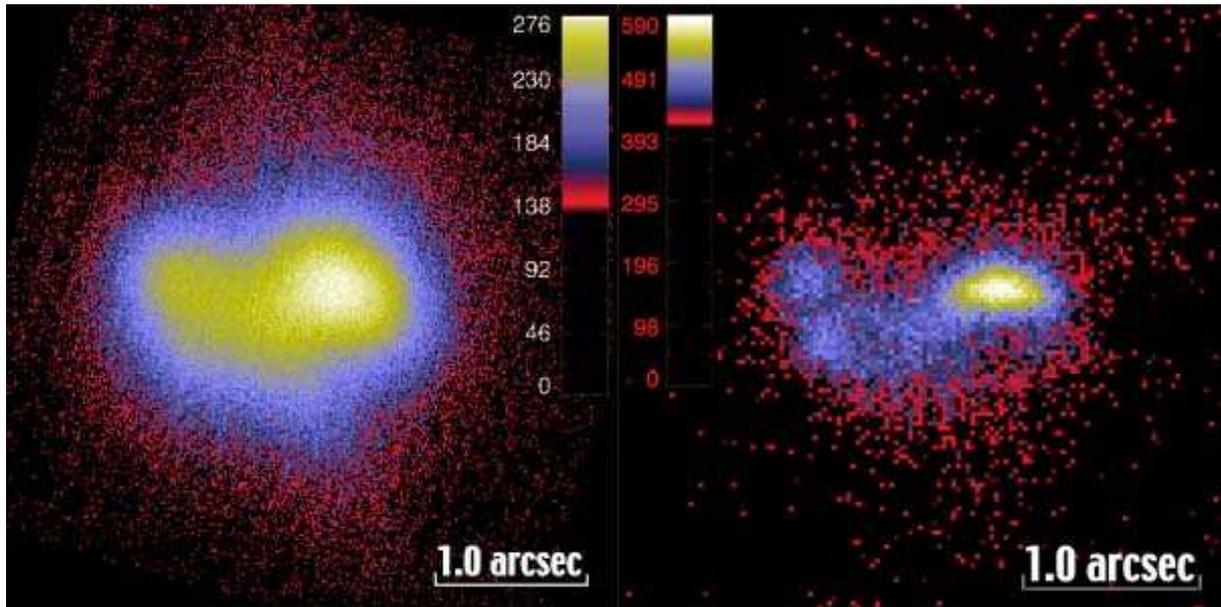


FIG. 1.11 – À gauche, image en bande Ks d'Arp 220 obtenue avec NaCo et à droite, image en bande L'.

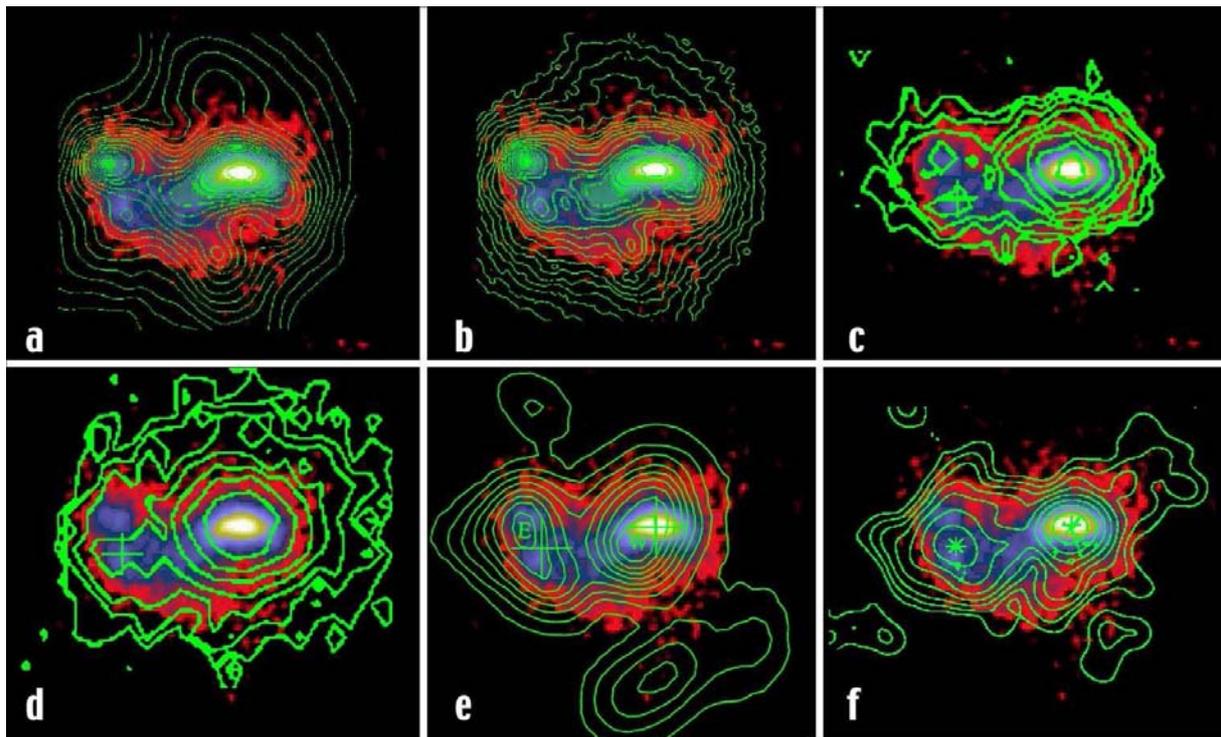


FIG. 1.12 – Image d'Arp 220 dans la bande L' ($3.5 \mu\text{m}$) obtenue avec NaCo superposée aux cartes obtenues à différentes longueurs d'onde : a) $1.65 \mu\text{m}$ avec le HST, b) $2.2 \mu\text{m}$ avec le HST, c) $12 \mu\text{m}$ avec le Keck, d) $25 \mu\text{m}$ avec le Keck, e) émission radio du CO (2-1) avec l'Observatoire d'Owens Valley tirée de Scoville et al. (1997) et f) émission radio à 1.4 GHz avec Merlin tirée de Mundell et al. (2001). La carte en L' a été lissée par convolution avec une gaussienne de 2 pixels de large pour une meilleure comparaison.

La superposition avec la carte à 21cm de Mundell et al. (2001) apporte quelques informations supplémentaires. Le pic radio Ouest est bien superposé avec la noyau IR Ouest, le pic radio Est est bien superposé avec notre source Sud-Est, mais aucune contrepartie de la langue d'émission Nord-Ouest n'est détectée sur nos images. Cette carte comporte aussi la localisation des SN détectées par Smith et al. (1998) et des masers OH qui sont principalement concentrés à l'Ouest au Sud du noyau, dans la partie convexe du croissant et à l'Est sur la source Sud-Est.

Enfin, notre image à $3.5\mu\text{m}$ révèle quelques indice supplémentaire sur la morphologie du bras d'émission qui semble lier les sources Est et Ouest. Alors que la morphologie observée de la base Ouest de celui-ci sur nos image est entièrement compatible avec les images HST, il semble se scinder en deux à l'approche des deux sources Est, contrairement à ce qui est observé sur les images HST. Ceci est peut-être un effet d'extinction irrégulière dans cette région, suivant l'interprétation proposée par Scoville et al. (1998) invoquant la présence d'un disque de poussière circum-nucléaire très incliné, en accord avec le modèle mis en avant par Sakamoto et al. (1999b) pour expliquer les courbes de rotation de CO. Ce même schéma, rappelé dans la figure 1.13 est en accord avec le modèle de Mundell et al. (2001) pour expliquer la carte d'absorption du HI.

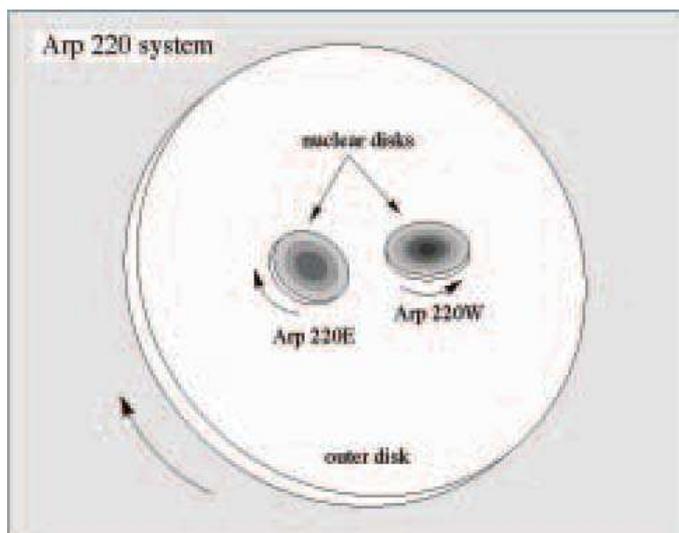


FIG. 1.13 – Modèle dynamique permettant d'expliquer les courbes de rotation du gaz moléculaire selon Sakamoto et al. (1999b).

Le caractère intrinsèquement double de la source Est pourrait être une interprétation alternative qui serait plus en accord avec la morphologie observée du double bras d'émission liant les sources Est et Ouest et qui ne remettrait pas en cause la présence d'un disque de gaz en rotation autour de cette source double.

La vérité est probablement entre ces deux scénarios, car l'évolution du rapport des deux sources Est avec la longueur d'onde peut difficilement être expliquée autrement que par un effet d'extinction par la poussière. La source Sud Est serait ainsi nettement plus enfouie que la source Nord Est. Cette interprétation est compatible avec la présence de restes de SN dans cette région. En effet, une grande concentration de poussière indique une grande concentration de matière qui elle-même engendre de la formation d'étoiles.

Analyse photométrique

La calibration des mesures photométriques souffre d'une part de la masse d'air importante lors des observations et d'autre part de l'absence d'observation d'une étoile de calibration pour les deux filtres (Ks et L'). Toutefois, les points zéro de la caméra dans les modes utilisés ont par chance été évalués la nuit même pour les observations en bande Ks et la nuit suivante pour les observations en bande L'. Nous disposons donc d'une méthode permettant d'obtenir une information photométrique et nous fixons l'erreur relative à un large 10% compte-tenu

des incertitudes sur les calibrations. Les résultats dans les deux bandes sont présentés dans le tableau 1.2.4. La photométrie bande Ks à grande échelle est compatible avec le résultat de Scoville et al. (1998) sur une ouverture similaire, la légère différence provenant sûrement de l'utilisation d'une ouverture circulaire dans notre cas. De même, notre résultat en bande L' à grande échelle est compatible avec ceux de Soifer et al. (1999). À plus petite échelle et particulièrement à l'Est, nos résultats en bande Ks divergent plus sévèrement de ceux de l'étude HST. Ceci est probablement dû à un effet de dilution induit par la résolution obtenue en bande Ks ainsi qu'aux incertitudes sur la calibration.

Source	Ouv	Ks	L'	Ks-L'
Gal entière	0.95''	12.23	11.03	1.2
Source Ouest	0.13''	15.74	13.74	2.0
	0.27''	14.23	12.69	1.54
	0.40''	13.54	12.19	1.35
Source Nord-Est	0.13''	16.30	14.73	1.57
	0.20''	15.59	14.14	1.45
	0.27''	15.40	14.02	1.38
Source Sud-Est	0.13''	-	14.66	> 1.9
	0.20''	-	14.07	-
	0.27''	-	13.98	-
Bras	0.27''	14.61	13.22	1.39
Source sud	0.20''	15.84 ?	<14.56	> 1.28

TAB. 1.2 – Magnitudes mesurées des différentes régions du coeur d'Arp 220 en bande Ks et L' et pour différents rayons d'ouverture.

L'émission IR du *bras de matière* peut être interprétée en terme d'émission stellaire. En effet, c'est dans cette région que l'on détecte le maximum de l'émission de PAH (Scoville et al. 2000). La couleur Ks-L' permet alors de tracer l'extinction dans cette région. En effet, en suivant la même analyse que Scoville et al. (1998), l'indice de couleur Ks-L' d'étoiles jeunes peut être considéré comme nul et pour des étoiles plus âgées n'est que d'environ 0.15, largement inférieur à la couleur mesurée. De fait, on peut en déduire une extinction dans le visible d'environ $A_V=21.13$ dans le cas d'étoiles jeunes et $A_V=18.85$ dans le cas d'étoiles plus âgées, en considérant qu'on se trouve dans le cas d'une extinction par un nuage dense ($R_V=5$ et donc $A_K/A_V=0.125$). Cette valeur est plutôt en accord avec le résultat de Scoville et al. (1998) pour cette région mais relativement éloignée de la valeur de $A_V=45$ donnée par Sturm et al. (1996) sur une ouverture bien plus large (la galaxie entière). Ceci est très surprenant car on s'attend à ce que l'extinction soit bien plus importante dans la région centrale que sondent les images NaCo.

La même estimation peut être tentée sur la source Sud-Est, car nous avons vu que c'est à cette position que sont concentrées les restes de SN détectés à l'Est du noyau. Malheureusement, l'intensité en bande Ks est difficile à estimer sur notre image à partir de la valeur limite sur couleur estimée et suivant les mêmes prescriptions, on trouve $A_V=29.0$ dans le cas d'étoiles jeunes (ce qui semble être le cas, compte-tenu de la présence de restes de SN dans cette zone), valeur plus importante que dans le cas du bras et plus proche de celle avancée par Sturm et al. (1996).

Malgré tout, la qualité de nos images dans cette zone nous conduit à utiliser le flux mesuré

par Scoville et al. (1998) sur une ouverture équivalente, pour comparaison. On trouve une couleur inférieure de $K-L'=0.95$ qui nous conduit à dériver une extinction largement inférieure de $A_V=14.40$

Si l'émission de la source Ouest la plus centrale est quant à elle interprétée en tant que provenant de poussière chaude, alors la couleur $Ks-L'$ correspond à de la poussière à plus de 1000 K. Bien entendu, ce résultat ne prend pas en compte l'extinction sur cette source. Ceci favoriserait plutôt un scénario de NAG, car on peut difficilement imaginer de la poussière chauffée à cette température par des étoiles. Reste toutefois le problème de la morphologie particulière de cette source.

Conclusions

Grâce à un traitement d'image soigné, nous avons tiré le maximum d'informations d'observations difficiles. Seule l'image en bande L' révèle des informations nouvelles sur la structure de cet objet mais un certain nombre de conclusions ont été tirées de cette étude.

D'abord la détection de la source Sud-Est dans cette bande, nous a donné une information photométrique intéressante : le rougissement important de cette source est clairement mis en évidence et l'extinction peut y être estimée plus précisément. Ces résultats ne peuvent être comparés à ceux obtenus dans l'IR moyen par Soifer et al. (1999), les mesures de cette dernière étude incluant les deux sources Est dans la même ouverture.

La position des restes de SN observés par Smith et al. (1998) au Sud de la source Ouest, dans sa partie convexe est cohérente avec le schéma proposé par Scoville et al. (1998) d'un anneau de flambée d'étoiles entourant la source centrale et masqué par sa propre poussière. Ceci permet d'expliquer la forme en croissant de la source Ouest. Nos mesures photométriques penche plutôt vers un scénario de NAG, ce qui tend à confirmer la possibilité d'une activité mixte pour expliquer la fantastique luminosité de cette dernière.

Les restes de SN à l'Est sont clairement associés à la source Sud-Est et aucun n'est détecté au nord. Ceci pourrait expliquer la séparation apparente des deux sources Est autrement que par une différence d'extinction. Ainsi, la source Sud-Est pourrait être dominée par un sursaut récent de formation d'étoiles encore enfoui profondément dans la poussière. Cette hypothèse est plutôt en accord avec le scindement du bras liant les sources Est et Ouest en deux, pour la première fois mis en évidence sur nos images, sans pour autant remettre en question l'existence d'un disque en rotation autour de ces deux sources. La partie Sud-Est pourrait alors être largement dominée par l'émission du disque, dont les étoiles serait profondément enfouies, alors que la partie Nord serait dominée par l'émission du noyau d'une des deux galaxies en cours de fusion.

L'étude photométrique nous a permis de dériver des extinction dans deux régions proches qui sont en bon accord avec celles déduites des études précédentes sur cet objet. La source Sud-Est semble très fortement éteinte ($A_V \approx 30$) ce qui était attendu. Par contre, la qualité de l'image en bande Ks ne nous a pas permis de pousser plus loin cette étude d'extinction et de réaliser une carte complète.

Toutes les hypothèses développées dans cette étude méritent d'être testées à l'aide, par exemple, de la spectroscopie dans le proche IR, qui permettrait, à ces résolutions, de mettre en évidence les régions dans lesquelles l'activité stellaire domine (en cherchant les têtes de bandes de CO par exemple, présentes en bande K). En bande K, en réservant les observations à des

nuits d'excellente qualité, ce pari semble tangible. Ceci semble toutefois irréalisable en bande L, compte-tenu des difficultés rencontrées en imagerie pour extraire un signal.

1.2.5 Observations d'autres ULIRGs avec NaCo

NaCo est le premier instrument d'OA permettant de s'attaquer à des objets aussi faible que les ULIRGs, grâce notamment à son ASO IR, sans avoir recours à une étoile laser. L'avènement de celle-ci sur NaCo dans les prochains mois permettra sûrement de s'attaquer à de nombreux objets de se type encore plus faibles.

Malgré tout, dans le cadre du temps garanti, nous avons essayé de pointer d'autres objets de ce type, les plus brillants observables depuis le VLT. Ces sources n'ont pour l'instant pas fait l'objet d'une étude approfondie et nous ne présentons dans les lignes suivantes que les images qui ont été acquises ainsi que quelques résultats préliminaires.

Observations de Mrk 1014

Markarian 1014 a été découvert dans le relevé des sources à excès UV de l'Observatoire Byurakan Markarian (1977) et a alors été identifié comme appartenant à la classe des Quasars proches. Toutefois, dès sa découverte, des raies larges ($>4000 \text{ km.s}^{-1}$), caractéristiques d'une Seyfert I, y ont été misent en évidence.

Cet objet possède une luminosité dans l'IR supérieure à $10^{12}L_{\odot}$, ce qui lui vaut généralement d'être classifié dans la catégorie des ULIRGs *tièdes* (Sanders et al. 1988b), dont il est l'un des membres les plus lumineux. Avec un redshift de 0.163, il est plus éloigné de nous qu'Arp 220, mais on y détecte la présence d'une énorme quantité de gaz moléculaire (Sanders et al. 1988a). À ce titre, il est en général considéré comme un objet phare dans l'étude des relation entre les quasars et la formation d'étoiles dans leur galaxie hôte. La présence d'une double queue de marée observée dans le visible (MacKenty & Stockton 1984) semble indiquer une fusion récente de cette galaxie avec un compagnon.

Les observations de Rigopoulou et al. (1999) semblent montrer que son activité est entièrement dominée par le NAG, car aucune trace d'émission de PAH, caractéristiques des galaxies à flambée d'étoiles, n'y est détectée. De plus, son spectre est dominé par un continuum d'allure typique pour les NAG. Considérant que le rapport entre le continuum et l'émission dans la bande des PAH à $7\mu\text{m}$ est inférieur à 25%, Genzel et al. (1998) et Tran et al. (2001) place une valeur supérieure à 25% de l'activité induite par les flambées d'étoiles. De plus, les rapports de raies de hautes excitation mis en évidence sur les spectres ISO de Sturm et al. (2002) sont cohérents avec ce qui est typiquement trouvé dans les NAG. Enfin, les récentes observations de Boller et al. (2002) avec XMM-Newton semblent abonder dans ce sens avec un spectre en loi de puissance typique d'indice 2.2.

Dernièrement, les premières observations spectroscopiques avec le Télescope Spitzer de Armus et al. (2004) semblent indiquer que plus de 80% du flux ionisant dans cet objet provient d'un noyau actif. De plus, la détection, pour la première fois, d'émission de PAH dans cet objet, grâce à ces observations à haute résolution angulaire, leur permet de conclure sur la présence hypothétique d'un anneau de flambée d'étoiles entourant le noyau de Seyfert I.

Avec sa magnitude visible proche de 16, Mrk 1014 est encore une fois une cible de choix pour l'ASO IR de NaCo. Malgré tout, sa magnitude K à la limite des possibilité de cet ASO rendent ces observations assez techniques. Une série de 20 images en bande L' de cet objet a été

acquise dans la nuit du 19 Novembre 2002 avec NaCo, représentant un temps total d'exposition de 400 s. Le seeing était plutôt bon (entre 0.55 et 0.75'') et la masse d'air était de 1.15. Le Strehl obtenu est correct : 0.24 @ 2.2 μ m soit 0.57 en bande L'. La série d'images a été traitée comme décrit précédemment et recentrée avec les deux méthodes (CC et MV). Les images finales sont proposées dans la figure 1.14.

Comme on peut le voir, une des images de la série a été médiocrement recentrée par la méthode CC, ce qui induit l'apparition de la source faible au Sud Ouest, absente de l'image moyenne tirée de la série recentrée avec la méthode MV. Plus qu'un réel gain en performance, on met ici en évidence la robustesse de notre nouvelle méthode de recentrage.

Aucune image d'étoile de calibration de bonne qualité n'a pu être obtenue durant les observations et la photométrie a été calibrée en utilisant le point zéro de la caméra estimé durant la nuit suivante. Nous ne pouvons revendiquer une précision meilleure que 10% sur nos mesures photométriques. Ces images constituent toutefois, à notre connaissance, les premières images en bande L' de cet objet et il nous semblait intéressant d'obtenir une information photométrique. Ces mesures sont présentées dans le tableau 1.2.5.

Source	Ouv	2.2 μ m	L'	Ks-L'
Mkn 1014	0.5''	12.25	10.94	1.31
	0.13''	-	12.10	-
	0.20''	-	11.63	-
	0.27''	-	11.23	-
	0.40''	-	10.98	-

TAB. 1.3 – Magnitudes mesurées des différentes régions du coeur de Mkr 1014 en bande L' et pour différents rayons d'ouverture et magnitude mesurée à 2.2 μ m par Scoville et al. (2000).

Les résultats obtenus à l'aide de cette seule image sont plutôt limités. On note toutefois que l'image à 3.5 μ m est entièrement dominée par la source centrale et que la galaxie spirale hôte n'est pas détectée. La couleur K-L' estimée est plutôt compatible avec les couleurs standards attendues pour des Quasars.

Malgré tout, notre image en L' montre une élongation Est-Ouest de la source centrale, ce qui pourrait traduire, comme dans le cas d'Arp 220, la présence d'un disque autour du noyau de Seyfert. D'autres observations de cette galaxie avec NaCo sont nécessaires pour tirer de plus amples conclusions et le Strehl obtenu, comme dans le cas d'Arp 220 est plutôt encourageant.

Observations de LEDA 89129

Peu d'informations sont disponibles sur LEDA 89129 (ou IRAS F20445-6218). En effet, la base de donnée extra-galactique de la NASA (NED) ne la crédite que de 8 références, dont la moitié sont des mesures de coordonnées et de distance.

Très éloignée, cette galaxie possède un redshift de 0.107 Staveley-Smith et al. (1992) pour une magnitude V supérieure à 17, trop faible pour être asservie avec l'ASO visible de NaCo. Là encore, l'ASO IR sera donc préféré.

Elle est aussi assez peu étendue (du fait de sa distance) son émission totale tenant sur un diamètre d'à peine 20''.

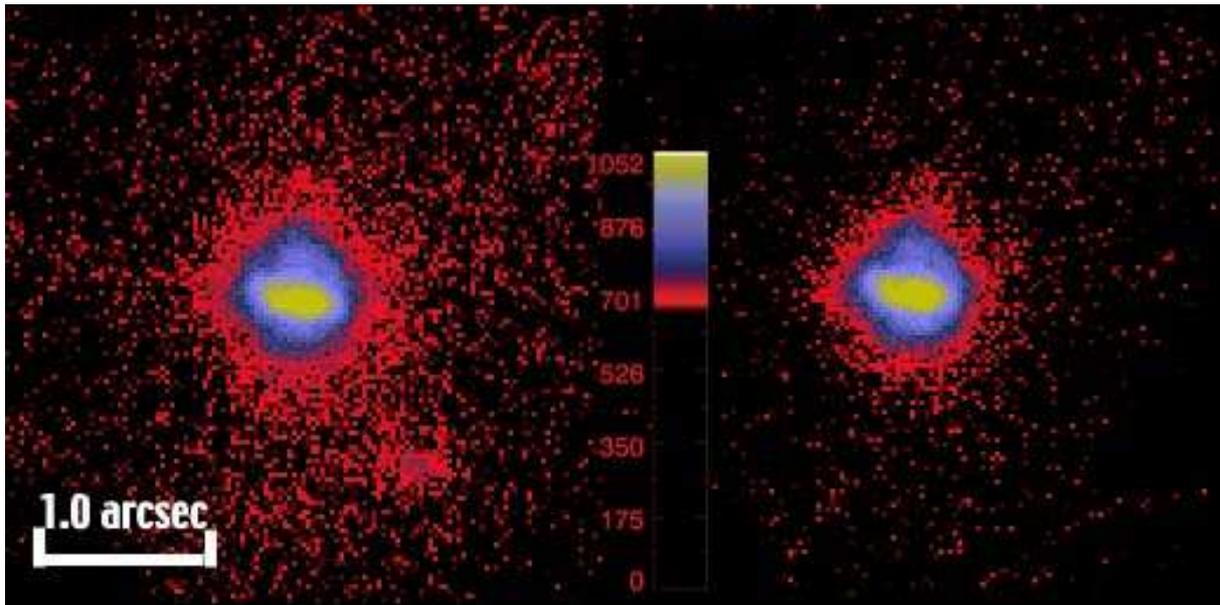


FIG. 1.14 – Images finales de Mkn 1014 obtenue en bande L' avec NaCo. À gauche, images recentrées avec la méthode CC et à droite, images recentrées avec la méthode MV.

Cette galaxie ULIRG a été découverte grâce aux observations IRAS dans l'IR moyen. Elle a été étudiée au milieu de larges échantillons de galaxies IR et peu d'images ont été publiées. C'est une source 2MASS et on trouvera une image à $2.2\mu\text{m}$ tirée de ce catalogue dans NED, en très bon accord avec nos images. Une autre image en bande K est proposée par Rigopoulou et al. (1999). Elle est créditée par ces derniers d'une magnitude totale en bande K de 12.54, ce qui est à la limite des possibilités de l'analyseur IR de NaCo.

Des images en bande H et en bande J ont été acquises en Juin 2003 avec NaCo. L'asservissement sur ce genre de source est un vrai défi et le fond IR sur l'ASO a du être réactualisé de nombreuses fois lors des observations. Le Strehl moyen pendant les observations ne dépasse pas 5% à $2.2\mu\text{m}$, ce qui est plutôt faible et ne permet pas de prétendre à des images à la limite de diffraction.

La masse d'air était d'environ 1.3 pendant les observations et le seeing plutôt bon (entre 0.5 et $0.8''$). Des séries de 12 images de 300 s ont été acquises dans chaque bande, traitées avec les outils décrits précédemment et moyennées. Les images finales sont présentées dans la figure 1.15 ainsi qu'une carte de la couleur H-Ks.

Le premier résultat qui ressort de ces images est la claire élongation sud-est de la source principale (la source nord) qui est probablement la trace d'une interaction entre deux galaxies. C'est en tout cas ce qui était déjà soupçonné par Rigopoulou et al. (1999). La carte de couleur indique que la source centrale, non résolue est plus bleue que son environnement, mais cet indice est bien maigre pour permettre une discrimination entre activité de type flambée d'étoiles et présence d'un NAG. On note toutefois que Tran et al. (2001), à partir d'observation ISO attribuait la majeure partie de son activité à des flambées d'étoiles. Une analyse plus approfondie est rendue difficile par la différence de résolution et de sensibilité des 2 images.

Concernant la source Sud Ouest, il est difficile de confirmer qu'il s'agit d'un troisième objet en interaction avec la source principale. L'image en bande H semble indiquer un prolongement

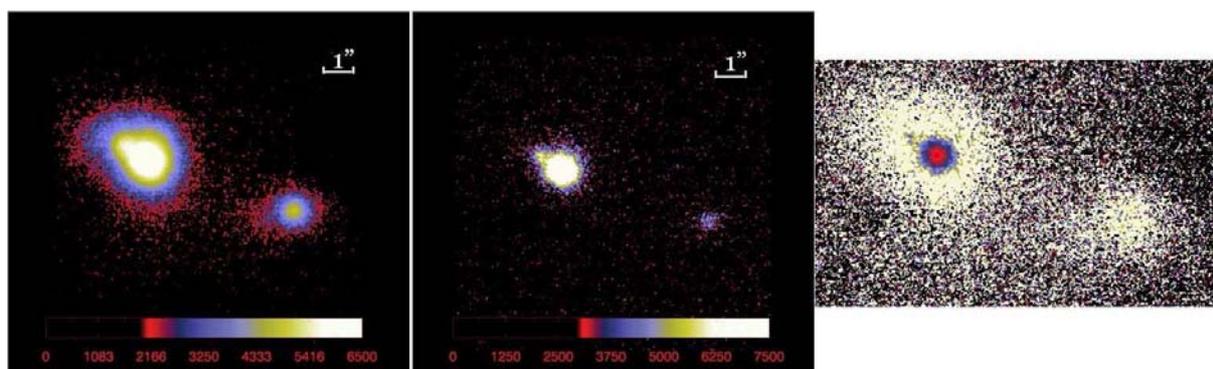


FIG. 1.15 – Images de LEDA 89129 obtenue avec NaCo en bande H (à gauche) et en bande Ks (au centre) et carte de couleur H-Ks (à droite). Le rouge correspond à un indice de couleur variant entre 0.9 et 1.0, le bleu à un indice variant entre 1.2 et 1.5 et le blanc à un indice supérieur à 1.6.

de l'émission dans l'axe définit par les deux sources, mais d'un autre côté, cette source apparaît franchement décalée sur l'image de Rigopoulou et al. (1999). Nous estimons ce décalage à plusieurs ''(elle se trouve à environ 4''Sud sur l'image de 1999 et à environ la même distance mais à l'Ouest sur nos images), ce qui est relativement grand pour une étoile, si on considère que les observations de Rigopoulou et al. (1999) ont moins de 10 ans, mais pas complètement impossible, si on considère une étoile à fort mouvement propre. L'autre explication pourrait provenir d'une mauvaise orientation de l'image de 1999, l'orientation de notre image ayant été vérifiée.

Conclusions sur l'observation d'ULIRGs avec NaCo

Ces observations d'ULIRG sont une première avec un système d'OA asservi sur ces objets et constitue une performance technique qui valide les possibilités limites de l'ASO IR de NaCo. Malgré tout, cette étude reste limitée à la morphologie, compte-tenu du faible nombre d'images et d'objets accessibles. La spectroscopie sur ces objets, qui nous permettrait de creuser un peu plus l'interprétation semble pour le moment irréaliste compte-tenu de leur faible éclat.

L'avènement de l'étoile laser sur NaCo et sur d'autres systèmes d'OA permettra d'ouvrir un nouveau champ d'exploration à ces systèmes, celui des objets extrêmement faibles. Rappelons que l'OA permet outre le gain en résolution, une meilleure concentration de l'énergie et donc une meilleure sensibilité et des données avec un télescope de grand diamètre sont indispensables pour percer les mystères de ces objets distants.

Chapitre 2

Déconvolution d'images - étude de NGC 1068

Après le recentrage, la déconvolution est une étape essentielle du traitement d'image. Avant de décrire les principes généraux de la déconvolution et de la méthode MISTRAL en particulier, il me semble important de consacrer quelques lignes à la justification de l'intérêt d'une telle technique, ayant reçu quelques commentaires sceptiques¹ sur son utilité. Je le démontre ensuite expérimentalement sur l'imagerie de NGC 1068 et utilise ces résultats dans une étude de cet objet en deuxième partie de chapitre. Les méthodes de déconvolution traitées ici sont relativement *classiques* aujourd'hui et on en trouvera des descriptions bien plus exhaustives dans les thèses de J.-P. Véran (1997) et de T. Fusco (2000). Une description de principe m'a semblé toutefois nécessaire à une bonne compréhension des lignes qui suivent.

Intérêt de la déconvolution d'images

Ayant recentré précisément et moyenné notre série d'images courte pose, nous disposons d'une image longue pose de notre objet, sans altération de résolution. Pour accéder à l'objet, il nous faut maintenant inverser l'équation de convolution décrivant la formation d'image, que je rappelle ici :

$$I(\vec{\alpha}) = (O * H)(\vec{\alpha}) + N(\vec{\alpha}) \quad (2.1)$$

où $N(\vec{\alpha})$ représente le bruit de mesure et $H(\vec{\alpha})$ la FEP de l'instrument. On parle alors de déconvolution, qui rentre dans la catégorie des problèmes inverses mal posés, à cause de la présence du bruit et du caractère passe-bas de H .

Rappelons que le but de l'OA est d'augmenter le contraste des images. En effet, nous avons vu que dans le cas de la courte pose non corrigée, en présence de turbulence, l'information n'était pas perdue mais son contraste était dramatiquement atténué pour les fréquences supérieures à r_0/λ (cas des tavelures). Le télescope joue un rôle similaire, en atténuant le contraste, certes de façon moins brutale que la turbulence, mais l'annule au-delà de D/λ . Dans le cas de l'imagerie longue pose non corrigée, l'effet de la turbulence est une perte en résolution, par moyennage d'intensité. Dans le cas de l'imagerie longue pose avec OA, la correction partielle en temps réel permet de rétablir une partie du contraste en tendant vers la FEP du télescope. On a donc une FEP proche de la FEP du télescope hors atmosphère à laquelle s'ajoute une composante

¹de scientifiques ayant préférés garder l'anonymat

résiduelle sous forme de halo (de largeur λ/r_0) moyenne des tavelures résiduelles et dont la hauteur par rapport au pic central dépend du taux de correction.

L'inversion de l'équation 2.1 n'a donc pas pour but premier d'augmenter la résolution des images. Cette dernière est fixée par la taille du télescope et aucune information au-delà de sa fréquence de coupure n'est présente dans l'image. Déconvoluer c'est avant tout augmenter le contraste de l'image, c'est à dire obtenir l'information qu'on aurait eut si la FEP du télescope était une fonction porte, ou encore restaurer l'intensité contenue dans chaque fréquence spatiale de l'objet jusqu'à la fréquence de coupure du télescope. Néanmoins, il faut noter qu'avec des a priori informatifs adaptés, il est possible d'obtenir un objet restauré avec une extrapolation spectrale par rapport à l'image. Cette restauration en rendue d'autant plus facile que le halo est faible, c'est à dire que les fréquences intermédiaires sont moins atténuées.

Tout comme l'OA est une machine à contraste, la déconvolution permet de l'accroître et ces deux techniques sont indissociables, la correction apportée par la première facilitant les estimations de la seconde.

De nombreux travaux traitent de la déconvolution et elle est appliquée à l'imagerie à toutes les longueurs d'onde, de la radio aux rayons X, où la FEP possède en général une forme très complexe à cause des techniques de détection particulières, et même à la spectroscopie.

De plus, tous les domaines de l'astrophysique peuvent et en ont profité. On citera ici l'imagerie des corps du système solaire, des disques stellaires, des couples et des amas d'étoiles, des galaxies et des amas de galaxies et des objets distants (quasars, galaxies lointaines).

L'étude des NAG ne peut alors qu'en bénéficier. La déconvolution augmente le contraste des images, elle permet donc de mettre en évidence des détails fins, de séparer des sources qui semblaient mêlées, et surtout, de re-concentrer l'énergie de la source centrale afin de mieux mettre en évidence les structures de son environnement proche.

Comme nous l'avons vu en introduction, la BLR des NAG les plus proches n'est pas complètement hors de portée et la déconvolution pourrait nous permettre de pousser les limites de résolution pour l'atteindre. La détection de l'hypothétique tore de poussière nécessite un très bon contraste, près de la source centrale ; la mise en évidence de structures filamentaires dans la NLR bénéficierait aussi d'un très bon contraste. Les NAG étant des objets très structurés, les bénéfices d'une telle technique apparaissent donc certains, à toutes les échelles, et il semble donc intéressant de se pencher un peu plus sur une méthode de déconvolution adaptée aux observations astronomiques dans l'IR. Il existe à ma connaissance une méthode de déconvolution particulièrement adaptée à l'étude des NAG (Sánchez Portal 1999) qui se base sur des a priori morphologiques très précis. L'approche développée dans ces lignes est beaucoup plus générale et vise à permettre la découverte de nouvelles structures pour laquelle l'utilisation d'a priori trop précis n'est pas adaptée.

2.1 Principes de déconvolution

Les méthodes de traitement et de restauration d'images naissent de modèles de données qui contiennent en général deux inconnues, l'objet d'intérêt et le bruit. C'est la présence de ce dernier qui gêne l'inversion et il existe deux grands types de méthodes pour la résoudre.

Les méthodes de type MC d'un côté, dont un exemple est donné dans l'introduction pour le calcul de la commande d'un système d'OA. Ce sont des approches déterministes, c'est à dire qu'on va chercher à minimiser le carré de l'erreur entre les données et le modèle. L'influence du bruit, dans le cas de l'OA, étant prise en compte par contrôle de dimension, c'est-à-dire par

limitation de la base de travail.

D'un autre côté, on trouve les méthodes probabilistes qui se basent sur la statistique du bruit dans les données. On traitera de ce type de méthodes dans ce recueil.

De cette approche probabiliste du modèle de données, on dérive un critère (carré de l'erreur dans le cas MC) d'attache aux données à minimiser. La présence du bruit entraîne l'obtention d'une mauvaise solution (i.e. d'un minimum non satisfaisant) et on est souvent amené à régulariser, c'est à dire à ajouter un terme au critère contenant des a priori sur l'objet. Là encore, ce terme de régularisation peut être construit par une approche déterministe, en introduisant une fonctionnelle de l'objet, ou une approche probabiliste en introduisant une loi de probabilité sur l'objet.

On minimise ensuite ce critère à l'aide d'algorithmes classiques de type gradients conjugués. Cette minimisation est bien entendue facilitée dans le cas d'un critère convexe (c'est à dire ne possédant qu'un seul minimum). Si cette condition n'est pas assurée, la minimisation est plus difficile, et on a souvent recours à d'autres algorithmes de minimisation de type recuit simulé.

2.1.1 Méthodes classiques en astronomie

On s'intéresse dans un premier temps au terme d'attache aux données. Les méthodes de type probabiliste se basent sur une modélisation du bruit. La méthode standard, dans un premier temps, est l'approche de type MV, développée au chapitre 1 dans le cas du recentrage. Dans ce cas, écrit la probabilité de l'image connaissant l'objet et on cherche à maximiser ce critère vis à vis de l'objet :

$$\hat{O}_{MV}(x) = \arg \max_O \mathcal{P}(I(x); O(x))$$

ce qui est équivalent à minimiser l'anti-logarithme de cette probabilité qu'on notera \mathcal{J} :

$$\mathcal{J}_{MV}(O(x)) = -\ln[\mathcal{P}(I(x); O(x))]$$

Dans tous les cas, on minimise une fonction de l'objet qui est caractérisée par une carte de pixels. On a donc autant de paramètres de minimisation que de pixels dans l'image.

La première méthode de déconvolution en astronomie, développée par Lucy (1974), se basait sur ce type d'approche, dans le cas d'un modèle poissonien du bruit. Dans ce cas, on peut démontrer que le critère à minimiser prend la forme suivante :

$$\mathcal{J}_{MV}^{poiss}(O(x)) = \sum_x (H * O)(x) - I(x) \ln(H * O)(x)$$

La minimisation de ce critère, réalisé par l'algorithme de Lucy Richardson, a tendance à amplifier le bruit, comme un simple filtre inverse. Cette amplification aura lieu dans les hautes fréquences, là où la FTO est proche de 0, le bruit étant de plus dominant dans l'image à ces fréquences. L'intensité contenue dans les hautes fréquences de l'objet estimée peut donc prendre des valeurs très élevées.

Pour réduire cet effet, la minimisation est arrêtée avant convergence à l'aide d'un critère plus ou moins arbitraire (souvent le nombre d'itérations est fixée par des considérations esthétiques sur le résultat), ce qui n'est clairement pas optimal.

Comme nous l'avons dit en introduction de ce chapitre, une façon plus *rigoureuse* de pallier cette difficulté est d'introduire une approche bayésienne du problème (Idier 2001). Dans ce cadre, l'inversion de l'équation 2.1 est faite en maximisant la loi de probabilité *a posteriori* de l'objet

connaissant l'image, c'est à dire qu'on estime au sens du maximum *a posteriori* (MAP) l'objet connaissant l'image :

$$\hat{O}_{MAP}(x) = \arg \max_O \mathcal{P}(O(x); I(x)) \quad (2.2)$$

La règle de Bayes² :

$$\mathcal{P}(O(x); I(x)) = \frac{\mathcal{P}(I(x); O(x)) \times \mathcal{P}(O(x))}{\mathcal{P}(I(x))}$$

permet d'introduire l'a priori sur l'objet $\mathcal{P}(O(x))$. La constance de la probabilité de l'image $\mathcal{P}(I(x))$ vis à vis de l'objet et l'utilisation de l'anti-logarithme nous donne le critère suivant à minimiser :

$$\mathcal{J}_{MAP}(O(x)) = \mathcal{J}_{MV}(O(x)) + \mathcal{J}_{prior}(O(x)) = -\ln [\mathcal{P}(I(x); O(x))] - \ln [\mathcal{P}(O(x))]$$

où $\mathcal{J}_{prior}(O(x)) = -\ln [\mathcal{P}(O(x))]$ est le terme de régularisation.

2.1.2 Régularisation sur l'objet

La FTO étant basse pour les hautes fréquences, la minimisation directe du terme MV a tendance à mettre l'énergie contenue dans le bruit dans ces dernières. On va donc ajouter un terme d'a priori sur le spectre de l'objet pour permettant d'empêcher cette amplification du bruit. C'est ce que la régularisation de type quadratique, notamment, nous permet de faire.

Régularisation quadratique

Sous hypothèse d'objet gaussien et en considérant que la différence entre ce dernier et sa moyenne $O_m(x)$ est stationnaire, on peut définir le critère suivant :

$$\mathcal{J}_{L2}(O(x)) = \frac{1}{2} \sum_f \frac{|\tilde{O}(f) - \tilde{O}_m(f)|}{S_O(f)}$$

où le $\tilde{}$ représente la TF et S_O , la densité spectrale de puissance de l'objet.

L'avantage de cette méthode de régularisation probabiliste réside dans la possibilité de régler de manière non supervisée les hyperparamètres. L'estimé de l'objet est obtenue à convergence, sans critère d'arrêt. C'est une régularisation quadratique en l'objet, souvent appelée de type L2.

La DSP de l'objet peut être modélisée avec peu de paramètres (Conan et al. 1998) :

$$S_O(f) = \frac{K}{1 + (f/f_0)^p} \quad (2.3)$$

où f_0 est inversement proportionnelle à l'étendue spatiale de l'objet et p caractérise la douceur de l'objet et vaut typiquement entre 1 et 4. Ceci reste approximatif et une méthode basée sur une approche MV pour estimer les paramètres exacts de ce modèle à partir de l'image et de la FEP sera décrite dans la section suivante.

Malgré tout, avec une telle modélisation, on a du mal à rendre compte de sursauts d'intensité pixel à pixel, qui pourraient se trouver dans l'objet (cas des objets à bord francs, des planètes par exemple). Ceci peut se produire dans le cas de certaines observations de NAG, si la source centrale est vraiment beaucoup plus puissante que son environnement. On verrait ainsi apparaître des

²d'où le nom de l'approche

anneaux concentriques, caractéristiques d'un effet de coupure des hautes fréquences spatiales (anneaux de Gibbs), tout comme dans le cas sans régularisation, mais de moindre ampleur.

Enfin, on ajoute souvent un paramètre supplémentaire, en facteur de ce terme de régularisation afin d'ajuster finement le poids de la régularisation, en fonction des erreurs qui peuvent être commises lors de l'estimation des différents paramètres sur l'image (bruit, paramètres de S_O), si bien que le critère à minimiser s'écrit sous la forme :

$$\mathcal{J}_{MAP}(O(x)) = \mathcal{J}_{MV}(O(x)) + \mu \times \mathcal{J}_{L2}(O(x))$$

où μ est le paramètre d'ajustement restant appelé hyperparamètre.

Régularisation quadratique-linéaire

Pour pallier ces difficultés dans le cas d'objet à forts sauts d'intensité, on introduit un autre type de régularisation. En effet, un objet peut être doux localement, mais avoir des sursauts d'intensité sur ses bords (cas des planètes), mais peut aussi avoir des bords doux et des sursauts locaux d'intensité (cas des NAG). On va donc vouloir incorporer une connaissance sur le gradient local de notre objet pour régulariser la minimisation. Cette méthode pénaliserait fortement les faibles gradients d'intensité entre pixels (dus au bruit) et permettrait la restauration des forts gradients. C'est le principe de la régularisation L1-L2 introduite par Green (1990) et Brette & Idier (1996) et généralisée au cas isotrope par Mugnier et al. (2001) qui se présente sous la forme suivante Mugnier et al. (2004) :

$$\mathcal{J}_{L1L2}(O(x)) = \mu \sum_x \left[\frac{\Delta O(x)}{\delta} - \ln\left(1 + \frac{\Delta O(x)}{\delta}\right) \right]$$

où $\Delta O(x)$ est le gradient de l'objet par rapport à la dimension spatiale.

En effet, dans cette expression, si $\Delta O(x)$ est petit (faible gradient dans l'image), le second terme domine et son développement à l'ordre 2 en fait un critère quadratique qui pénalise donc fortement les gradients d'intensité, tendant à rendre l'objet lisse³. Si par contre $\Delta O(x)$ est grand, cette expression tend vers une norme linéaire qui permet de restaurer les forts contrastes pixel à pixel. Le passage entre les deux régimes pouvant être ajusté à l'aide du paramètre δ . Le paramètre μ est aussi un paramètre à ajuster, comme celui présent dans l'expression du terme de régularisation de type L2.

Bien entendu, cette méthode de régularisation déterministe n'a pas que des avantages, et l'inconvénient majeur est le réglage nécessaire des deux hyperparamètres μ et δ . Par analogie avec la régularisation quadratique, une valeur approchée de μ est l'inverse du carré du nombre de photon dans l'image et δ est bien approximé par l'écart-type du gradient numérique de l'image. Malgré tout, le meilleur résultat sera obtenu en ajustant finement ces hyper-paramètres afin d'éviter l'amplification du bruit et les effets de Gibbs d'une part (sous-régularisation, μ trop faible) et de lissage d'autre part (sur-régularisation, μ trop grand).

Contrainte de positivité

L'objet est caractérisé par une distribution d'intensité, il est donc à valeurs positives. L'introduction de cette information supplémentaire doit permettre en théorie de faciliter la minimisation.

Plusieurs méthodes permettent d'introduire cette contrainte, on citera ici :

³son développement au premier ordre en fait une constante

- La méthode dite de re-paramétrisation : on considère par exemple que l’objet est un carré, $O(x) = a^2(x)$ (Biraud 1969; Thiébaud & Conan 1995)
- La méthode dite de projection : on projette la solution dans $(\mathbb{R}^+)^N$ lors de la minimisation
- L’utilisation d’a priori de type entropique : en empêchant l’apparition de points négatifs dans l’image (critère infini).

2.1.3 MISTRAL

En astronomie IR, comme nous l’avons vu au chapitre 1, nous sommes en présence d’un bruit mixte, somme d’un bruit de détecteur, considéré gaussien, et d’un bruit de photon, poissonien. Dans ce même chapitre, nous avons démontré que dans ce cas, la distribution mixte pouvait être bien approximée par une distribution gaussienne non stationnaire, ayant globalement un nombre de photon par pixel suffisamment élevé.

Cas de la déconvolution classique

L’algorithme MISTRAL (pour Myopic Iterative STep-preserving ALgorithm) (Mugnier et al. 2004) est construit sur ce principe. Dans ce contexte, le terme d’attache aux données s’écrit sous la forme suivante :

$$\mathcal{J}_{MV}^{gauss}(O(x)) = \frac{1}{\sigma^2(x)} \sum_x |I(x) - (H * O)(x)|^2$$

similaire à celle qui a été dérivé dans le cas du recentrage.

Si on considère dans un premier temps que la FEP durant les observations est parfaitement connue, on obtient la version dite classique de MISTRAL, qui consiste en la minimisation du critère suivant :

$$\mathcal{J}(O(x)) = \frac{1}{\sigma^2(x)} \sum_x |I(x) - (H * O)(x)|^2 + \mathcal{J}_{prior}(O(x))$$

où $O(x)$ est soumis à une contrainte de positivité et $\mathcal{J}_{prior}(O(x))$ est un terme de régularisation qui peut être soit de type L2, soit de type L1-L2. Le critère est minimisé soit par un algorithme de descente, basé sur un algorithme développé au Laboratoire des Signaux et Systèmes (L2S) par le Groupe Problèmes Inverse de type gradients conjugués (Groupe Problèmes Inverses 1997), soit par un algorithme de type BFGS sous contraintes développé par Éric Thiébaud.

Cas de la déconvolution myope

En pratique, la FEP n’est pas connue avec exactitude, et l’erreur introduite se propageant dans la déconvolution peut avoir des effets dévastateurs sur son résultat. Tout comme pour le recentrage, dans le cas d’une référence bruitée, on a cherché à estimer conjointement les paramètres de décalage et l’image de référence, on peut dans le problème de la déconvolution chercher à estimer conjointement la FEP vraie et l’objet. C’est le principe de la déconvolution aveugle, proposée par de nombreux auteurs (Ayers & Dainty 1988; Lane 1992; Thiébaud & Conan 1995). L’inconvénient de ces méthodes est d’introduire une quantité non négligeable d’inconnues (la carte d’intensité représentant la FEP) sans pour autant ajouter au critère un terme de régularisation adaptée.

En suivant toujours l’approche Bayésienne développée précédemment, on peut introduire un troisième terme de régularisation :

$$\mathcal{P}(O, H; I) = \frac{\mathcal{P}(I; O, H) \times \mathcal{P}(O) \times \mathcal{P}(H)}{\mathcal{P}(I)}$$

sur la FEP. C'est le principe de la déconvolution myope (Conan et al. 1998; Fusco et al. 2000), une des spécificités de l'algorithme MISTRAL. Par analogie avec le terme dérivé pour la régularisation sur l'objet dans le cas quadratique, sous hypothèse gaussienne, le terme de régularisation sur la FEP peut s'écrire :

$$\mathcal{J}_{FEP}(H(x)) = \frac{1}{2} \sum_f \frac{|\tilde{H}(f) - \tilde{H}_m(f)|^2}{S_H(f)}$$

où H_m est la FEP moyenne et S_H la DSP de la FEP. Toutes deux doivent être estimés sur les données. Il existe deux types de méthodes pour ce faire. La première est expérimentale, et consiste en l'acquisition de séries d'images d'une étoile de référence, de luminosité comparable à celle de l'objet avant et après les observations scientifiques. En moyennant les images, on obtient la FEP moyenne et on peut estimer son spectre sur les séries d'images.

Une autre méthode d'estimation, basée sur les données d'ASO pendant les observations est décrite au chapitre 3.

2.2 Application à l'imagerie de NGC 1068

Des séries de 40 images de la galaxie active typique NGC 1068 ont été acquises dans trois filtres différents (bande Ks $2.2\mu\text{m}$, L' $3.8\mu\text{m}$ et M $4.5\mu\text{m}$) avec NaCo pendant la première nuit de temps garanti, en Novembre 2002. Des séries de 20 images d'une étoile de calibration ont été enregistrées avant et après les acquisitions sur la galaxie. Cette galaxie est bien connue, et les caractéristiques de l'étoile correctement choisies ont permis d'atteindre le même niveau de Strehl que pendant les observations de la galaxie, comme le montre le tableau 2.2.2.

Chaque image de chaque série est ensuite traitée par le protocole standard exposé dans le chapitre 1 et recentrée en utilisant la méthode décrite dans le même chapitre. On obtient 3 images moyennes de l'objet et de l'étoile (une pour chaque bande) présentée dans les figures 2.1, 2.2 et 2.3, avec une échelle logarithmique. Celles-ci sont représentées avec une image de la série élémentaire pour montrer le gain apporté par les méthodes de traitement et le type de RSB avec lequel on travaille initialement.

On possède donc une estimée (plutôt bonne) de la FEP et on veut déconvoluer notre image. La première étape est de réaliser une déconvolution quadratique, ne nécessitant aucun réglage de paramètres, si ce n'est le poids de la régularisation.

2.2.1 Détermination du spectre spatial de l'objet

Comme nous l'avons vu dans la section précédente, utiliser une régularisation quadratique de la déconvolution nécessite la connaissance du spectre spatial de l'objet. Une méthode de type MV, (Mugnier & Velluet 2002), fondé sur le travaux de thèse d'Amandine Blanc (Blanc 2002; Blanc et al. 2003a) permet d'estimer cette DSP. J'en rappelle ici le principe.

Principe de la méthode

En revenant à l'équation 2.2, où $\tilde{o}_m = E[\tilde{o}]$, le spectre de l'objet peut-être modélisé simplement sous la forme suivante. Cette expression a le double avantage de posséder peu de paramètres et de permettre de reproduire le spectre d'objets très différents. Le spectre de l'image est lui égal au produit du spectre de l'objet par le module carré de la FTO ($|\tilde{H}(f)|^2$) plus du bruit :

$$S_I(f) = S_O(f) \times |\tilde{H}(f)|^2 + \sigma_N^2$$

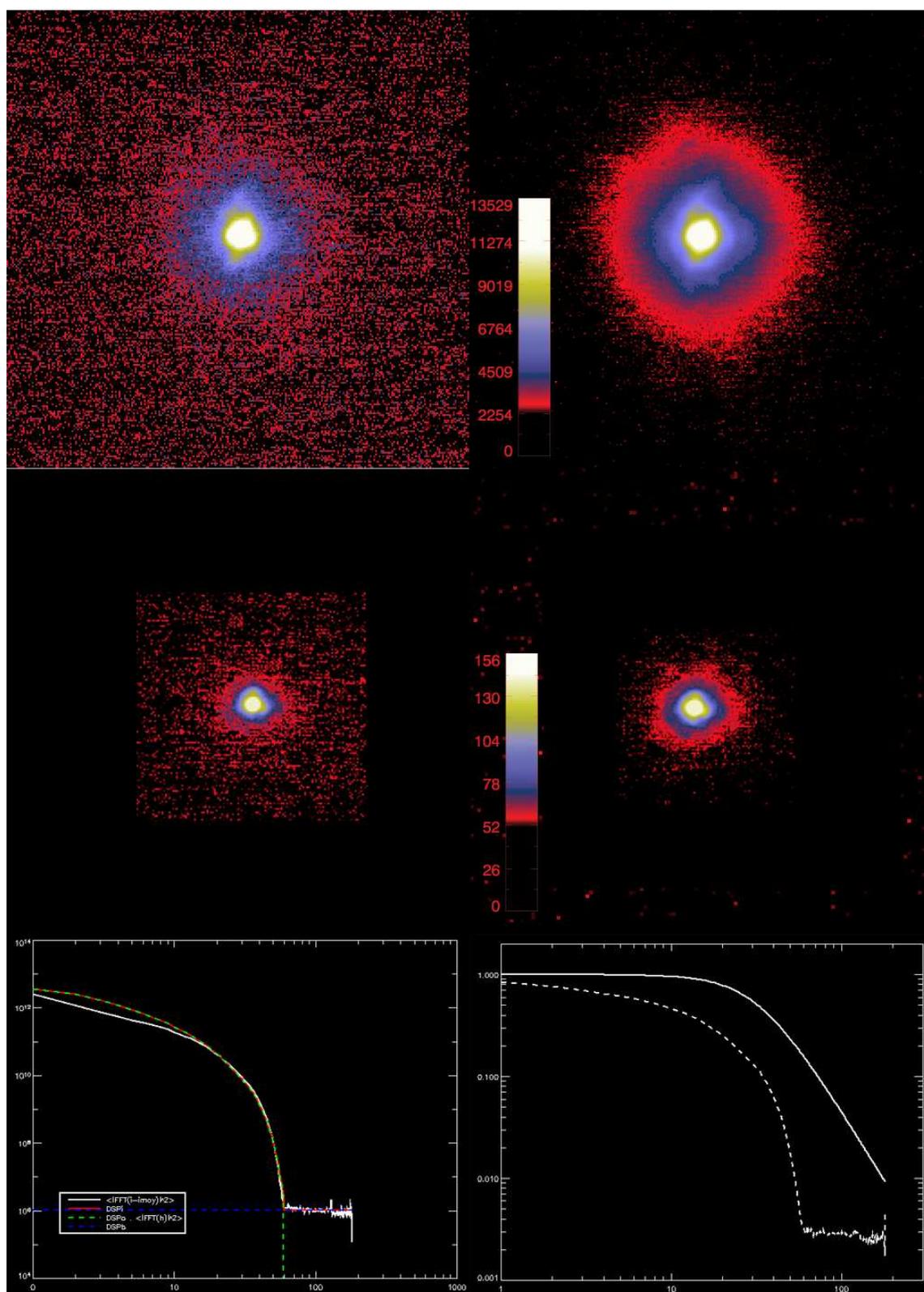


FIG. 2.1 – Image en bande Ks de NGC 1068. a) une image élémentaire de la série traitée. b) moyenne des images de la série recentrées avec l’algorithme MV. c) et d) idem pour l’étoile de référence. e) Ajustement du spectre de l’image par le modèle paramétrique de S_O . f) FTO mesurée sur l’image de l’étoile (trait pointillé) et DSP estimée de l’objet (trait plein) préalablement renormalisée.

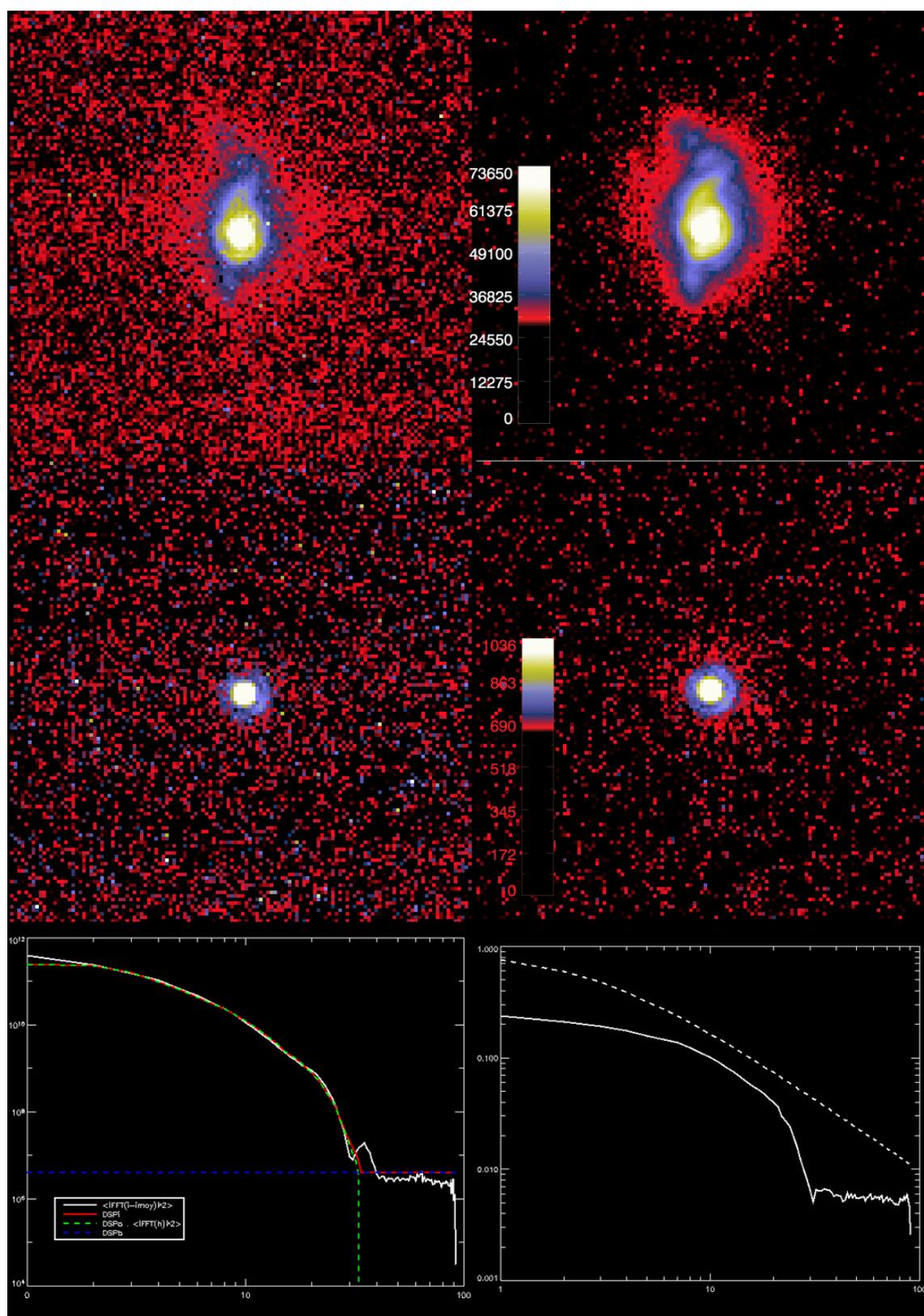


FIG. 2.2 – Image en bande Lp de NGC 1068. a) une image élémentaire de la série traitée. b) moyenne des images de la série recentrées avec l’algorithme MV. c) et d) idem pour l’étoile de référence. e) Ajustement du spectre de l’image par le modèle paramétrique de S_O . f) FTO mesurée sur l’image de l’étoile (trait plein) et DSP estimée de l’objet (trait pointillé) préalablement renormalisée.

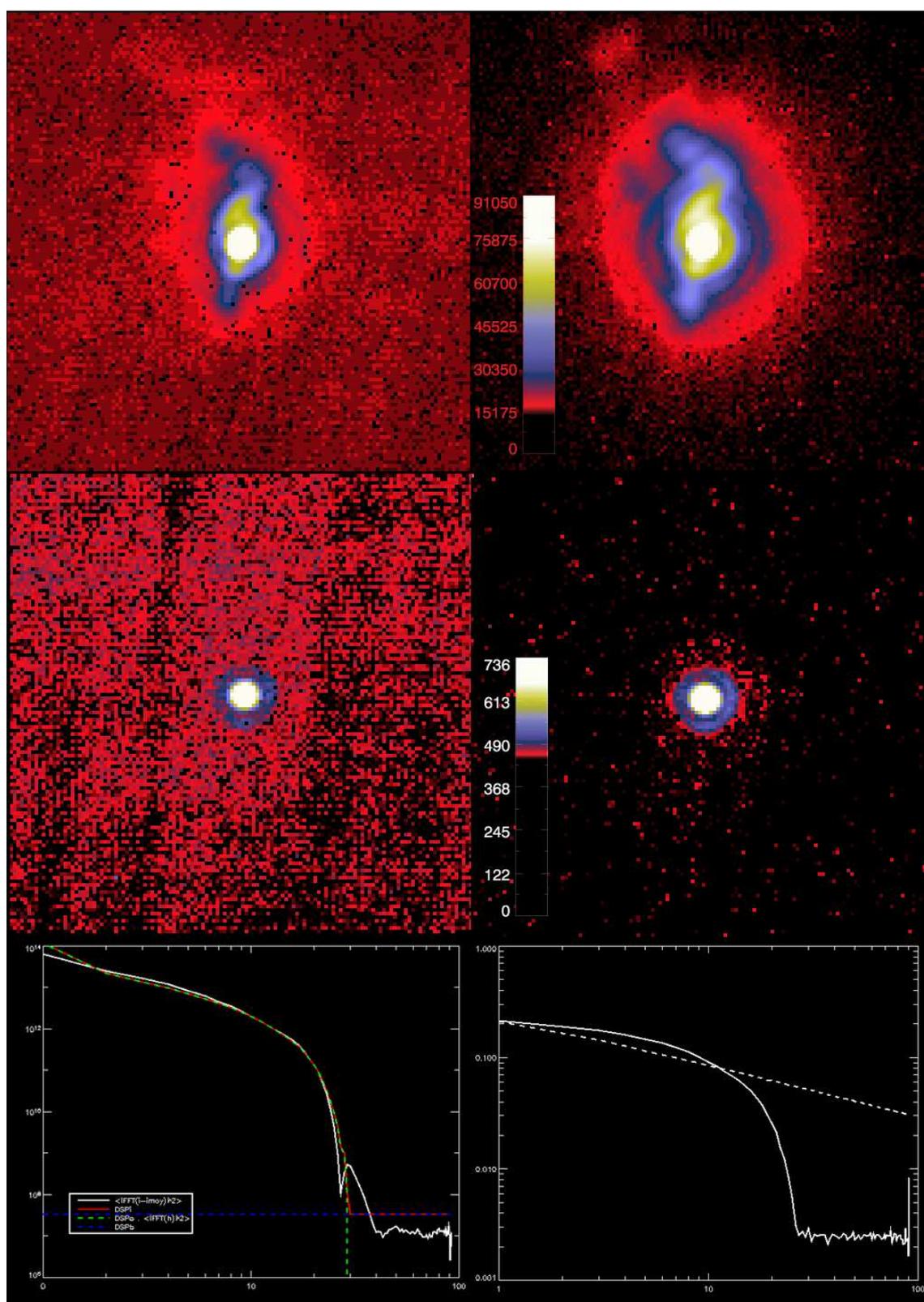


FIG. 2.3 – Image en bande M de NGC 1068. a) une image élémentaire de la série traitée. b) moyenne des images de la série recentrées avec l’algorithme MV. c) et d) idem pour l’étoile de référence. e) Ajustement du spectre de l’image par le modèle paramétrique de S_O . f) FTO mesurée sur l’image de l’étoile (trait plein) et DSP estimée de l’objet (trait pointillé) préalablement renormalisée.

en approximant le bruit comme gaussien stationnaire de variance σ_N^2 . Moyennant la connaissance de la FEP, donc de la FTO, on peut inverser cette équation, de la même façon qu'on l'a fait pour la déconvolution, à l'aide d'une méthode de type MV. Ainsi, nous avons 4 paramètres à estimer que l'on notera : $\Theta = \{K, f_o, p, \sigma_N^2\}$.

Cette approche est similaire à ce qui a été développé par Blanc et al. (2003a) au sujet de la diversité de phase, et qui consiste à intégrer l'objet hors du problème.

En effet, si on considère que le bruit est gaussien et que de plus, on fait l'hypothèse que l'objet aussi est gaussien (les probabilités des valeurs de ces paramètres suivent des distributions gaussiennes autour d'un objet moyen) et indépendant du bruit, alors l'image est aussi gaussienne, de moyenne dans le domaine de Fourier $\tilde{I}_m(f) = \tilde{O}_m(f) \times \tilde{H}(f)$ et de variance : $|\tilde{H}(f)|^2 \times S_O(f) + \sigma_N^2(f)$. On calcule alors la densité de probabilité de I en fonction des paramètres Θ qui n'est autre que la vraisemblance des données. On peut donc dériver une anti-log-vraisemblance à minimiser en fonction des paramètres inconnus Θ :

$$\mathcal{J}(\Theta) = \sum_f \left[\log \left(|\tilde{H}(f)|^2 S_O(f) + \sigma_N^2 \right) + \frac{|\tilde{I}(f) - \tilde{H}(f)\tilde{O}_m(f)|^2}{|\tilde{H}(f)|^2 S_O(f) + \sigma_N^2} \right]. \quad (2.4)$$

Tout comme dans le cas de la déconvolution, le gradient de ce critère peut être calculé analytiquement ce qui autorise à minimiser \mathcal{J} par une méthode de type gradient conjugué. De plus, il est possible de réduire le nombre d'inconnues à 3, en opérant le changement de variable $\mu = \sigma_n^2/K$ et en cherchant l'ensemble de paramètres $\Theta' = \{K, f_o, p, \mu\}$ au lieu de $\Theta = \{K, f_o, p, \sigma_n^2\}$: si on annule le gradient de $\mathcal{J}(\Theta')$ par rapport à K on obtient une expression analytique de l'estimé de ce dernier, \hat{K} , fonction de la valeur courante des 3 autres paramètres, ce qui accélère les calculs (voir Blanc 2002 chap.4 p.82).

Application aux images de NGC 1068

On applique donc cette méthode aux images de NGC 1068 dans les trois bandes, en utilisant comme FEP l'image de l'étoile correspondante. Les résultats sont présentés au bas des figure 2.1, 2.2 et (2.3). L'ajustement réalisé par l'algorithme de minimisation est présenté à gauche, dans le domaine de Fourier de l'image. Le module carré de la TF de $I - I_m$ en trait blanc est comparé au produit de la DSP objet obtenue multipliée par le module carré de \tilde{H} en trait pointillé vert et à la DSP de l'image en trait pointillé rouge. La DSP du bruit est représentée en pointillé bleu. L'estimation de S_O est présenté sur la partie droite, comparée (en terme fréquentiel) à la FTO.

On remarque dans un premier temps, dans les bandes L' et M, un léger sursaut d'intensité dans le spectre de l'image au niveau et au-delà de la fréquence de coupure du télescope comme on peut le voir sur la figure 2.4 qui montre une comparaison entre la DSP_O et la FTO dans ces deux cas. Une hypothèse pour expliquer la présence de pic d'intensité est peut-être une légère saturation de la source centrale dans ces bandes, ou encore une imparfaite correction de champ plat.

Ceci a pour effet de surestimer légèrement la valeur du bruit dans ces 2 bandes mais n'affecte pas l'estimation des paramètres de la DSP objet. On remarque de plus que l'hypothèse de blancheur du bruit est bien respectée à haute fréquence, ce qui nous permet d'en avoir une excellente estimée, même si la valeur obtenue par l'estimation de DSP_O est surestimée.

On remarque enfin que les spectres objet estimés sont assez différents entre la bande Ks d'une part et les bandes L' et M d'autre part. Dans ces deux dernières, le spectre objet est très plat

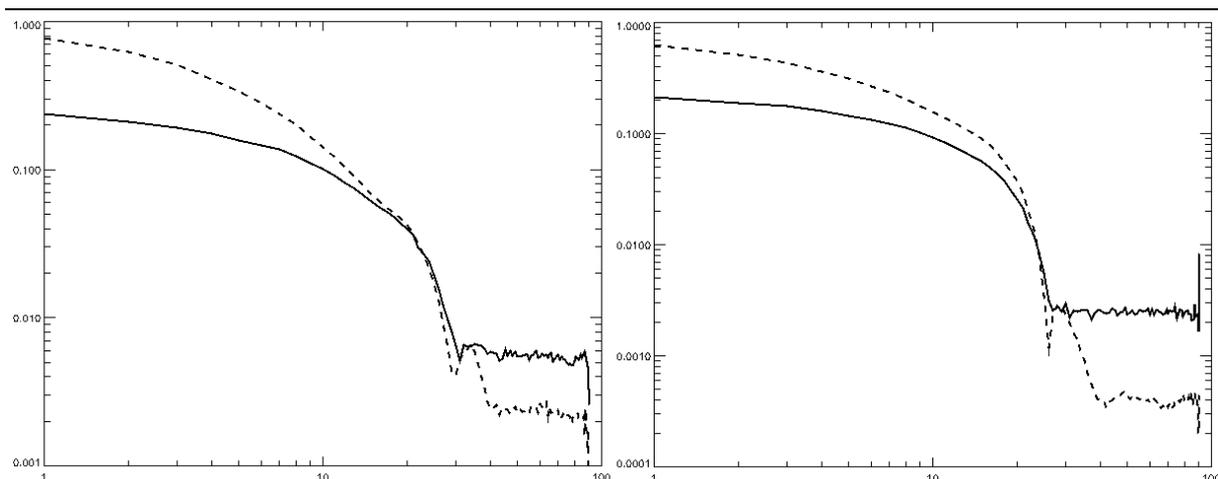


FIG. 2.4 – Comparaison entre la DSP de l'image (en pointillés) et la moyenne circulaire de la FTO (en trait plein) en bande L' (gauche) et M (droite). La DSP image a été renormalisée pour permettre la comparaison.

(trait pointillé dans les figure 2.3 et 2.4) alors qu'en bande Ks, un coude est nettement remarqué juste avant la fréquence de coupure (trait plein de l'image 2.1). Ceci peut s'expliquer par la différence de morphologie des images. On est en présence d'une source centrale très puissante, résolue (comme on le verra dans la section suivante) et relativement étalée, posée sur un fond diffus, avec un contraste relativement important. Il n'y a donc pas de source ponctuelle dans l'image, pas de saut brusque, donc peu de hautes fréquences. En revanche, en bande L' et M, la source centrale est non résolue, il y a plus de hautes fréquences dans l'image, le spectre de l'objet est plus plat.

Cette information pourra être utile pour l'interprétation scientifique des données, notamment pour la comparaison à des modèles, autant que pour la déconvolution.

2.2.2 Déconvolution avec MISTRAL

Comme indiqué dans le tableau 2.2.2, les rapports de Strehl obtenus avec l'étoile et avec l'objet sont proches, et nous avons donc une relativement bonne estimée de la FEP. Le spectre des variations temporelles de cette FEP, estimé sur les différentes images de l'étoile de calibration de chaque série, est de plus très faible, la correction étant restée très stable pendant les observations de l'étoile. Malheureusement, par manque de temps, je n'ai utilisé que la version classique de MISTRAL. Une déconvolution myope aurait sûrement permis d'améliorer encore les résultats.

Les 3 images sont déconvoluées de deux manières différentes. Dans un premier temps avec la régularisation quadratique pour se donner une première idée de la forme de l'objet, n'ayant a priori pas d'hyper-paramètre à régler. Toutefois, si la FEP est mal estimée, alors le meilleur paramètre μ du terme de régularisation L2 peut être différent de 1. Ensuite, on peut affiner au mieux les hyper-paramètres de la régularisation L1-L2 par comparaison. Les résultats obtenus sont présentés dans la figure 2.5 pour les trois bandes.

Le choix des hyper-paramètres se fait sur des considérations morphologiques, et un exemple de l'évolution du résultat en fonction de ces paramètres est montré dans la figure 2.6 dans le cas de la bande M. Dans un premier temps, en ce qui concerne la régularisation quadratique, on désire avoir l'objet le moins lisse possible, tout en évitant d'introduire des artefacts de type

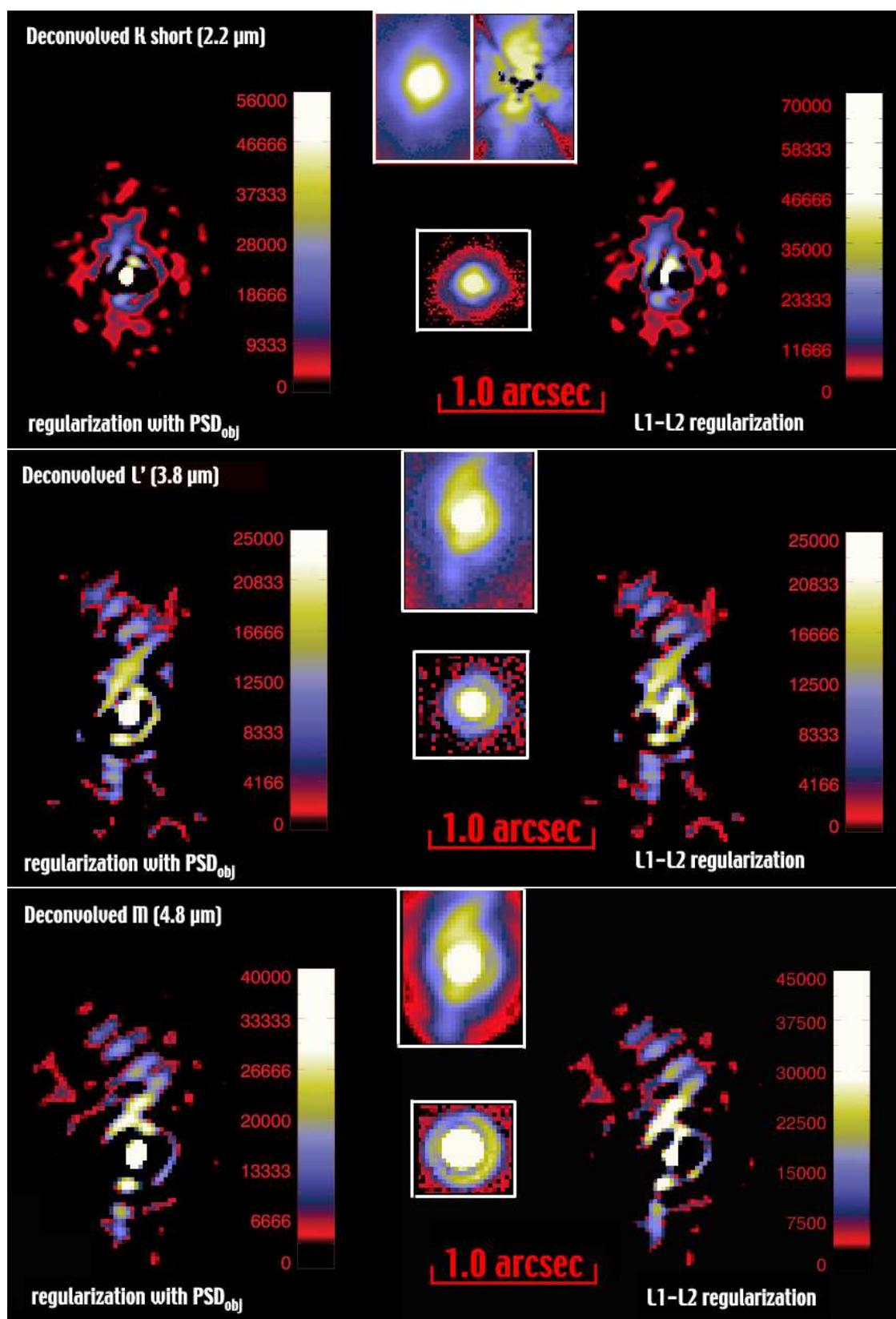


FIG. 2.5 – Images déconvoluées de NGC 1068 dans les trois bandes (Ks en haut, L' au milieu et M en bas) avec MISTRAL. à gauche, régularisation L2, à droite, régularisation L1-L2. Les valeurs des hyper-paramètres utilisées sont données dans le texte.

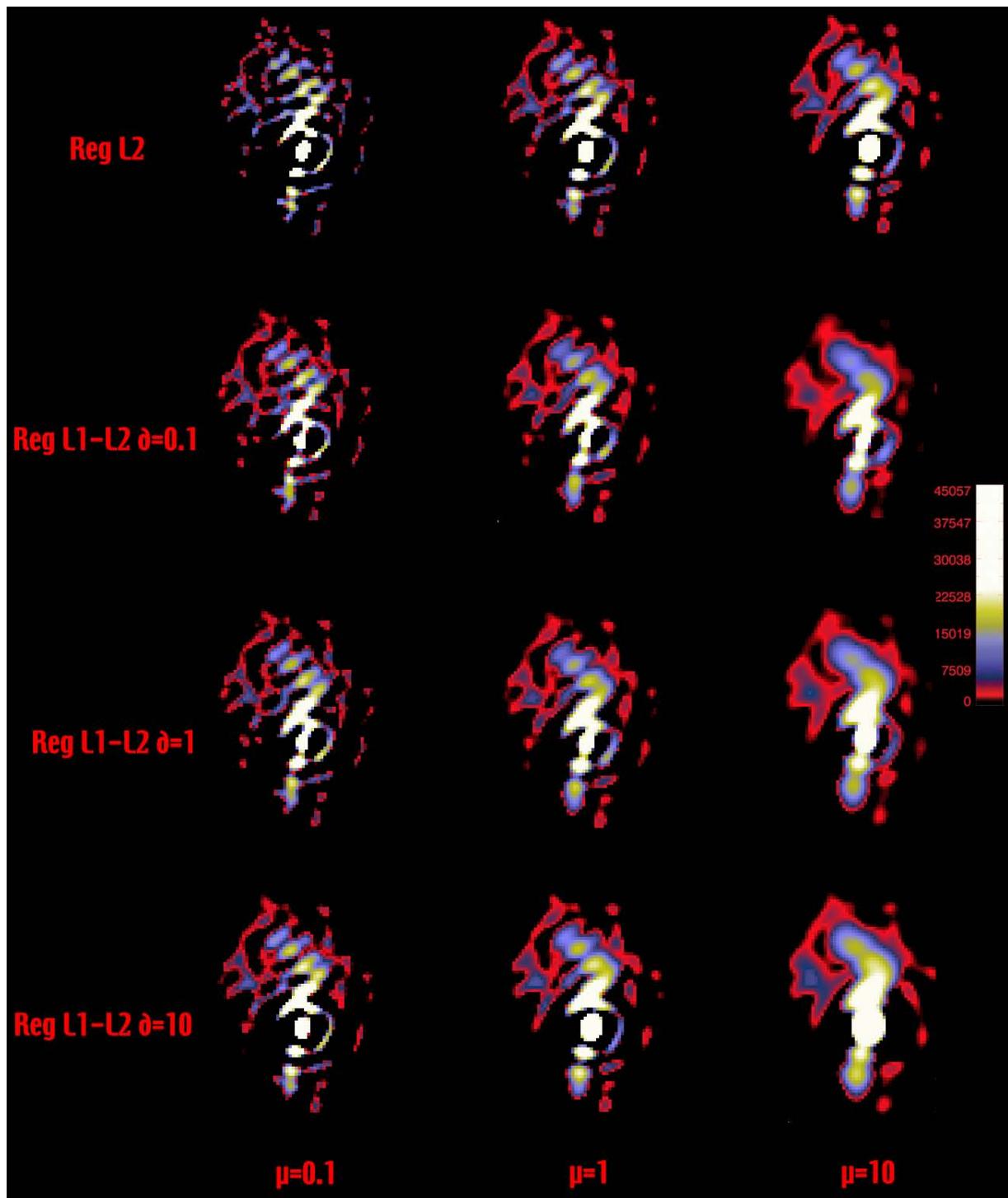


FIG. 2.6 – Comparaison des résultats obtenues en déconvoluant l'image en bande M, pour différentes valeurs des hyperparamètres.

Source	Bande	Strehl @2.2 μ m	Strehl @bande
NGC 1068	Ks	0.55	0.55
	L'	0.64	0.86
	M	0.59	0.88
Référence	Ks	0.50	0.50
	L'	0.58	0.83
	M	0.50	0.84

TAB. 2.1 – Strehl moyens obtenus pendant les observations sur les différentes sources comme estimés par le calculateur temps réel de NAOS @2.2 μ m et calculés pour le filtre utilisé.

anneaux de Gibbs. Ensuite, pour la régularisation L1-L2, on va essayer de régler les hyper-paramètres afin d'obtenir un résultat similaire, mais avec des structures les plus fines possibles.

2.2.3 Analyse des résultats

En bande Ks, on est obligé de sur-régulariser dans le cas quadratique pour éviter l'apparition d'anneaux. Ceci est très vraisemblablement dû à une mauvaise estimation de la FEP avec l'image de l'étoile de référence. Suivant cette interprétation, la FTO doit être plus basse dans le cas de la référence par rapport à la FTO vraie de l'image, ce qui conduit à une *sur-déconvolution*. L'hyper-paramètre μ dans ce cas vaut 500 pour la régularisation L2. Pour le cas L1-L2, le μ est plus faible : 5 et le seuil de passage L1-L2, δ vaut 1.

Dans le cas des bandes L' et M, la régularisation quadratique se passe mieux. Les poids de régularisation valent 1 dans les deux cas. Dans ces deux cas, le Strehl est très haut (0.80 environ) et même si la FEP est aussi mal estimée que dans le cas de la bande Ks (les écarts entre les Strehl sont les mêmes), les effets sont moins importants (les écarts relatifs sont beaucoup plus faibles). En termes plus quantitatifs, une FTO à 80% est beaucoup plus proche d'une FTO à 85% qu'une FTO à 50% ne l'est d'une FTO à 55%.

De plus, dans ces deux cas, comme nous l'avons vu, la présence de hautes fréquences résiduelles dont l'intensité est supérieure à celle du bruit, juste au niveau de la fréquence de coupure du télescope, a conduit l'estimateur MV du spectre de l'objet à légèrement surestimer le bruit. Ainsi, le fond diffus entourant l'objet à été traité comme du bruit et a quasiment disparu de l'image finale. En ce qui concerne le L1-L2, les poids de régularisation valent 5 et 1 respectivement et les seuils, 1.

On voit donc que dans tous les cas, les seuils de régularisation L1-L2 sont proches de 1, indiquant la présence de hautes fréquences dans l'objet. En effet, les résultats finaux présentent des structures de plutôt petite taille (quelques pixels), agglomérées entre elles. C'est la présence d'un coude dans les hautes fréquences du spectre de l'objet qui traduit la présence de fines structures dans celui-ci.

Les structures obtenues dans les 3 bandes se superposent très bien, comme le montre la figure 2.7. Ceci est particulièrement intéressant pour la bande Ks, dans laquelle la morphologie de la source dans l'image initiale était dominée par la source centrale et la superposition avec les autres longueurs d'onde moins évidente. Le premier bénéfice que nous procure la déconvolution est donc une cohérence parfaite entre les différentes bandes du proche IR de 2 à 5 μ m. Ceci est très important pour l'interprétation de l'émission IR dans cet objet.

On note de plus la présence d'une portion d'arc au sud-est de la source, dans les 3 bandes. Si

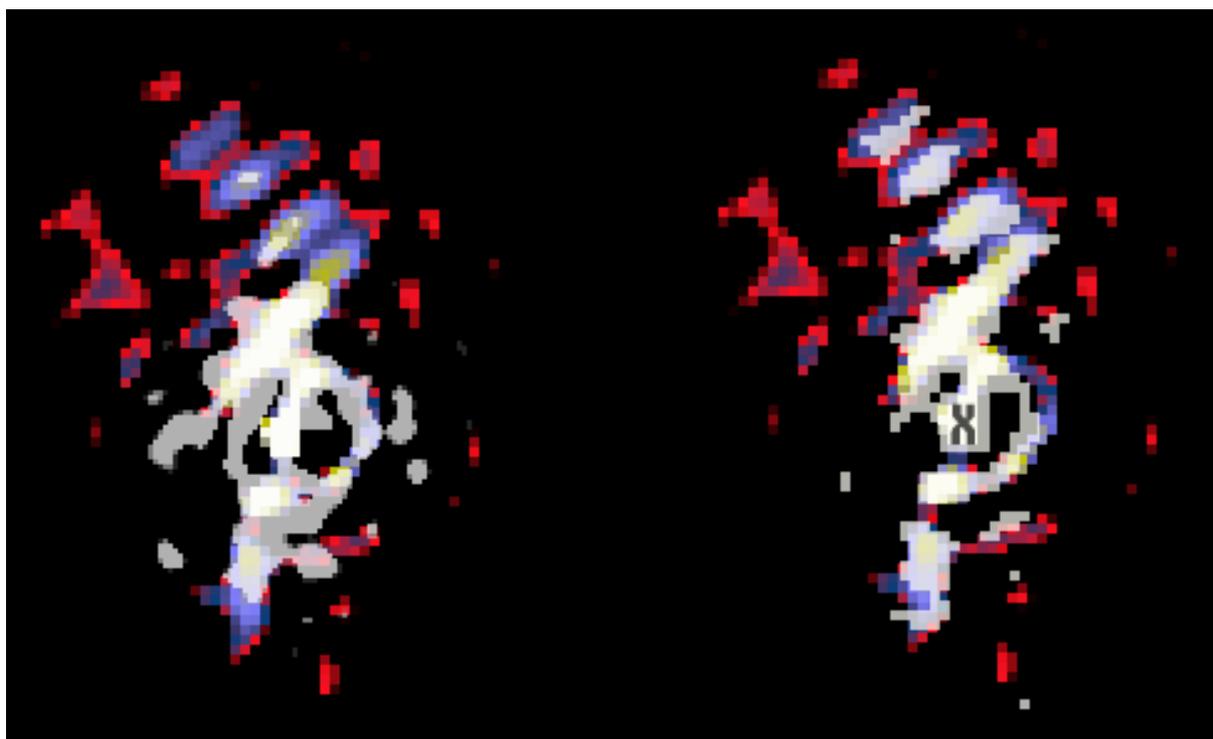


FIG. 2.7 – Superposition des images déconvoluées en Ks et en L' sur l'image déconvoluée en M. La croix noire indique la position de la source centrale en M.

cet arclet était un résidu d'anneau d'Airy, il ne devrait pas être superposable entre les bandes, (figure 2.7) ce qui suggère que cette structure est réelle. Toutefois, elle possède une forme très singulière, sans analogue dans aucune direction et nous resterons donc prudents au sujet de son interprétation.

L'apport de la déconvolution est donc important dans le cas de ces images d'un objet très représentatif de l'activité des galaxies. D'une part, on obtient une évolution cohérente de l'émission IR de 2 à $5\mu\text{m}$, ce qui n'était pas entièrement le cas avant déconvolution, mais aussi des structures parfaitement identifiables et bien séparées. En augmentant ainsi le contraste et en filtrant le bruit, nous avons encore raccourci la distance entre cette galaxie et nous, ce qui va nous permettre de faire une interprétation plus poussée de la physique de cet objet.

2.3 Étude de NGC 1068

NGC 1068 est la doyenne des NAG et, depuis sa découverte, tous les plus grands télescopes commencent souvent leur quête extra-galactique en lui tirant leur première révérence. Ce fut le cas pour NaCo, NGC 1068 ayant été l'une des premières cibles de l'instrument. Ces images, acquises pendant les premières nuits de temps garanti, ainsi que d'autres données, acquises avec NaCo et GriF, un spectrographe 3D couplé à PUEO l'OA du CFHT, m'ont permis de mener une étude complète des propriétés du cœur de cet objet dans l'IR proche, que je livre dans cette section.

Après un rappel des principales découvertes faites sur cette source depuis le début du siècle, l'analyse des résultats obtenus avec GriF nous donnera un premier aperçu des caractéristiques

générales de la *bête* à $2.2\mu\text{m}$ et me permettra d'introduire un code de transfert radiatif basé sur le modèle unifié *standard*, élaboré à cette occasion. Cette étude a été réalisée avant d'obtenir les images dont je viens de décrire la déconvolution, et elle sera décrite dans ce contexte. Dans un second temps nous aborderons les observations avec les différents modes de NaCo, dont les images déconvoluées, mais aussi des observations coronographiques et spectroscopiques et leur moisson de découvertes.

2.3.1 La petite histoire de NGC 1068

Comme nous l'avons vu dans l'introduction, NGC 1068 est la première galaxie active à avoir été identifiée (Fath 1909; Hubble 1926; Seyfert 1943). Elle a ensuite permis de poser la première pierre du modèle unifié standard grâce aux observations de raies larges en lumière polarisée par Antonucci & Miller (1985). Depuis lors, beaucoup d'observations ont confirmé ce schéma dans cette galaxie.

Située à quelques 15 Mpc (Huchra et al. 1999 $z=0.00379$, $1'' \approx 70$ pc si $H_0=75\text{km.s}^{-2}.\text{Mpc}^{-1}$), c'est pourtant l'une des plus proches de nous, elle a donc été observée massivement dans toutes les longueurs d'onde. La galaxie hôte de NAG est classifiée SA(rs)b (spirale barrée) et son disque est inclinée de 40° par rapport à la ligne de visée. Une image visible en est proposée dans le chapitre d'introduction (Fig. 16). Sa luminosité IR est très importante : $L_{IR}=2 \times 10^{11} L_\odot$ (Bland-Hawthorn et al. 1997). Un disque de formation d'étoile entoure le coeur, à une distance de 2.3 kpc (Davies et al. 1998), et un disque de gaz moléculaire d'un rayon de 300 pc le ceinture (Schinnerer et al. 2000). Les vitesses mesurées dans ce disque dans les raies de CO et dans les raies de d'hydrogène moléculaire sont compatible avec une masse centrale de $10^8 M_\odot$ dans un rayon de 25 pc (Alloin et al. 2001).

Son coeur représente l'archétype des noyaux de Seyfert II, avec une émission large vue en lumière polarisée (Antonucci & Miller 1985; Miller et al. 1991) et une émission étendue de raies étroites corrélée avec l'émission radio (Wilson & Ulvestad 1983; Unger et al. 1992).

à plus large échelle, l'émission radio s'étend sur $15''$, avec la formation de 2 lobes au nord et au sud. Le second étant à la fois plus petit et plus rouge (Wilson & Ulvestad 1983) est supposé vue à travers le plan galactique de NGC 1068 et la partie nord, au-dessus, dirigée dans notre direction (Macchetto et al. 1994). Plus proche du noyau, à $0.6''$ nord, le jet, d'une inclinaison initiale de P.A.= 12° , est dévié (Gallimore et al. 1996b), probablement par interaction avec un nuage géant, et prend une inclinaison de 30° sur le ciel. L'émission maser radio de cette source peut s'expliquer par un modèle de chocs à travers le cocon du jet (Gallimore et al. 2004). Le noyau révèle une émission maser périodique, interprété comme l'émission de la partie interne du tore, excité par l'émission UV d'un disque en rotation rapide (Gallimore et al. 2001). Le spectre de l'émission radio de la source centrale, sur des échelles < 0.5 pc, est interprétée comme l'émission thermique du *vent* induit par le disque d'accrétion et chauffé par les X émis par celui-ci (Gallimore et al. 2004).

Les observations avec Chandra, en X, sont compatibles avec l'excitation des parois internes d'un hypothétique tore (Ogle et al. 2003 : fluorescence, largeur de la raie $K\alpha$ du Fer). L'émission X semble aussi relativement conique, à partir de la zone d'émission des raies Fe $K\alpha$. Les X durs ne semblent détectés qu'en réflexion (Matt et al. 1997), le tore doit donc être épais pour la diffusion Thomson et le spectre général de la source est compatible avec une loi de puissance obscurcie par le tore.

Les cartes de polarisation dans l'UV (Capetti et al. 1995) indiquent un centre de polarisation très localisé, à l'apex du cône d'ionisation, situé sur la partie sud du nuage B, détecté dans la

raie à 0.5 nm de [OIII]. Le cône détecté en UV-visible est aligné avec le jet radio et composé de nuages plus ou moins filamentaires (Capetti et al. 1995; Cecil et al. 2002). L'ensemble du gaz entourant directement l'objet central semble photo-ionisé (Kraemer & Crenshaw 2000a,b; Crenshaw & Kraemer 2000b; Cecil et al. 2002; Spinoglio et al. 2005).

Compte-tenu de la relation étroite entre le jet et le cône d'ionisation, la question du rôle des chocs dans le façonnage et l'illumination des nuages de la NLR n'est pas totalement élucidé (Axon et al. 1998a).

NGC 1068 a enfin été largement étudiée dans toutes les bandes de l'IR. Des raies larges en émission de l'hydrogène ionisé sont détectées dans l'IR moyen (?) donnant une nouvelle preuve de l'existence d'une BLR cachée. L'environnement IR du coeur possède une morphologie très complexe de 2 à 20 μm . Une micro-spirale accompagnée d'une structure allongée, alignée à 102° , est détectée à 2.2 μm , avec PUEO (Rouan et al. 1998). C'est une possible trace du tore moléculaire et la première évidence pour la présence d'une micro-spirale. Ces interprétations ont été confirmées par des observations dans l'IR thermique avec ADONIS (Marco & Alloin 2000). Dans l'IR moyen (10-20 μm), à une résolution de 0.6'', l'émission de l'environnement semble répartie en nuages alignés le long de l'axe P.A.= 35° (Alloin et al. 2000).

Les images déconvoluées de Bock et al. (2000) à 10 μm , à une résolution de 0.1'', montrent une structure nettement allongée dans le sens nord-sud avec une langue se développant au nord-est. Les images de Tomono et al. (2001) entre 8 et 5 μm montre une émission diffuse dont l'orientation est corrélée avec le cône d'ionisation au nord (Galliano et al. 2003). Ainsi, une structure allongée nord-sud se développe globalement dans toute les longueurs d'onde de l'IR, accompagnée de nuages détectés dans l'IR moyen, répartis sur l'axe de la NLR (Galliano et al. 2003).

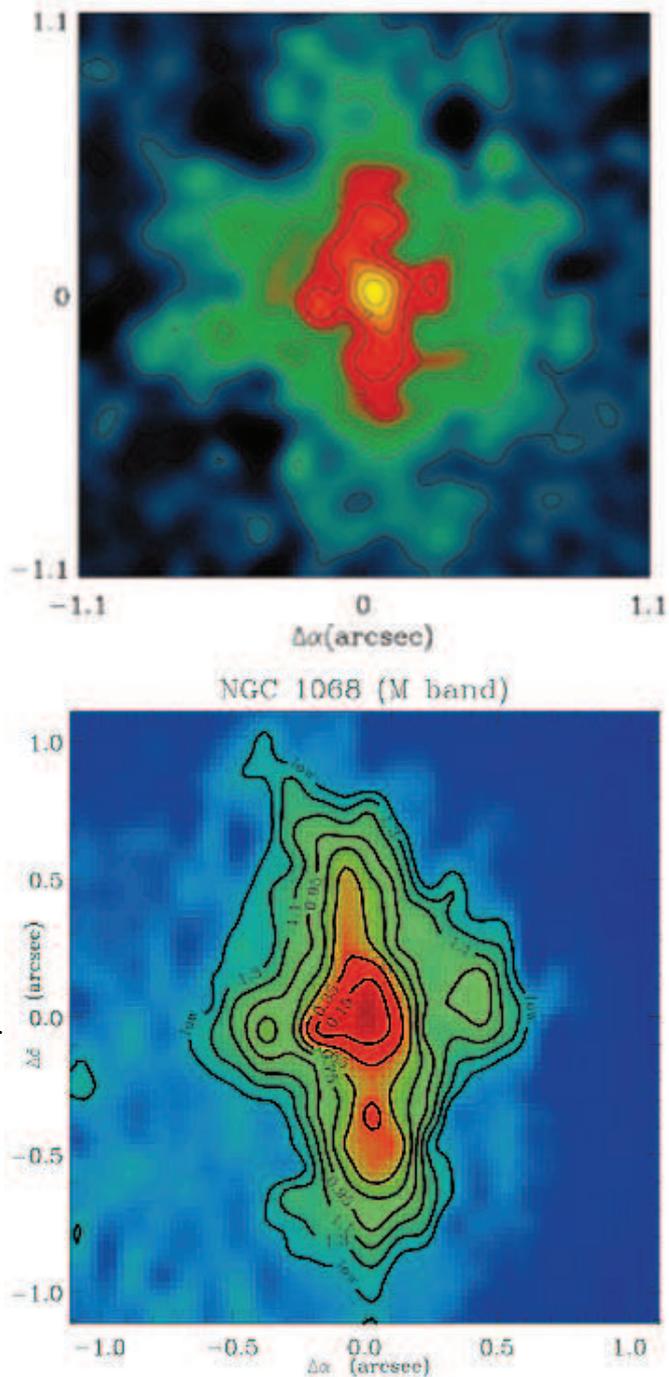


FIG. 2.8 – Image déconvoluée en bande K de NGC 1068, issue de (Rouan et al. 1998) en haut et image en bande M issue de (Marco & Alloin 2000). Enfin, l'émission d'hydrogène moléculaire, dans les

régions centrales semble tracer un disque en rotation dont la dynamique peut être reproduite par un modèle qui donne de bonnes prédictions lorsqu'il est appliqué à l'émission de CO (Galliano & Alloin 2002).

C'est dans ce contexte que se placent les différentes campagnes d'observations que j'ai pu mener sur cet objet de 2002 à 2005 et que je vous présente dans la suite. De nombreuses questions restent en suspens :

- Quelle est la taille réelle de la source centrale et quel mécanisme est responsable de son émission IR? (les observations VLTI suggèrent une taille à peine accessible en bande K).
- Quelle est la nature du matériau obscurcisseur et ses caractéristiques (morphologie, profondeur optique)?
- Quel mécanisme est responsable de l'excitation de la NLR et de sa morphologie? (photo-ionisation, chocs, ...)

Toutes ces questions peuvent être abordées grâce aux observations (imagerie+spectroscopie) IR à haute résolution angulaire.

À l'époque des premières observations de cette étude sur NGC 1068, avec PUEO, l'image la plus précise que nous avons de cet objet, dans l'IR proche, était l'image déconvoluée de Rouan et al. (1998) (figure ci-contre). Le passage aux images présentées en début de chapitre (Fig. 2.5) s'effectue en milieu de parcours (section 2.3.3) et marque la transition entre l'utilisation d'un télescope de 4m couplé à une OA corrigeant environ 35 modes à un télescope de 8m couplé à une OA corrigeant 160 modes. Le gain en résolution et en contraste est important, mais il m'a semblé important de présenter les résultats généraux sur les caractéristiques du coeur de NGC 1068 obtenus avec PUEO et GriF.

2.3.2 Observations PUEO-GriF : premier regard sur la *bête*

Ces premières observations ont été réalisées lors d'un run technique du couple PUEO-GriF (Rigaut et al. 1998; Clénet 2002), avant son ouverture à la communauté en Février 2002.

GriF a été utilisé dans son mode longue fente, avec une fente de 0.3'' de largeur, nous donnant une résolution théorique de 230 en accord avec celle mesurée sur les raies de la lampe de calibration. Les photons ont été collectés sur la caméra KIR dont la taille de pixel sur le ciel est de 0.0348''.

Le système PUEO était asservi sur le noyau lui-même et la qualité de correction sur cet objet avec cet instrument (précédemment discuté dans Rouan et al. (1998) nous permet de prétendre à une résolution spatiale de 0.12''.

Six spectres longue fente, pour lesquels la fente était orientée le long de l'axe P.A.=5°, ont été obtenus sur NGC 1068 représentant au total 1800 s d'intégration sur l'objet. Afin d'obtenir la FEP de l'instrument et une mesure de la transmission atmosphérique, une série de spectre d'une étoile de référence (HD 40335, une étoile de type A0iv) a aussi été enregistrée.

Traitement de données

Les données se présentent sous la forme d'images, une dimension de celle-ci étant la dimension spectrale et l'autre la dimension spatiale. Comme pour toute image acquise avec un CCD, il convient dans un premier temps de corriger les pixels morts et chauds ainsi que d'effectuer la correction de champ plat, comme décrit dans le chapitre 1. Il faut ensuite corriger les images de deux effets inhérents aux spectrographes. Le premier est un mauvais alignement du "grism" par rapport à la caméra. Ceci a pour effet d'étaler la dispersion spectrale dans une direction un

peu inclinée par rapport aux lignes du détecteur, ce qui est équivalent à une légère rotation. Il convient alors de la replacer suivant l'axe de l'image pour pouvoir faire l'analyse spectrale plus facilement. L'angle de rotation est aisément déterminé par un ajustement gaussien sur chaque ligne de l'image. On en déduit la coordonnée spectrale du maximum, qui ne doit pas varier si le grisme est bien aligné. Un autre effet est le mauvais alignement du grisme par rapport à la fente, qui entraîne une courbure de l'image toujours dans la dimension spectrale. Ceci doit être corrigé pour éviter de diminuer la résolution spectrale. Une méthode comparable utilisant un ajustement gaussien sur les spectres des lampes de calibration permet de mesurer cet effet qui est ensuite corrigé à l'aide d'un algorithme de *détorsion* d'image.

À la suite de ces corrections d'effets de détections, il convient de corriger les spectres des effets atmosphériques. Les séries de spectres de l'objet et de l'étoile sont moyennées. On extrait ensuite un spectre de ciel à partir des zones extérieures à l'objet de l'image spectrale, qu'on soustrait aux spectres de l'objet et de l'étoile. La dimension spatiale de l'image de l'étoile est ensuite moyennée. On obtient ainsi un spectre mesuré d'une étoile A0iv, qui, si on le compare à un spectre théorique d'un tel type d'étoile, nous donne une estimation de la transmission atmosphérique au moment de l'observation. Tous les spectres de l'objet sont donc corrigés de cette dernière par division et on obtient les spectres présentés dans la figure 2.9 à différentes positions le long de la fente. La calibration photométrique peut aussi être obtenue sur ce spectre d'étoile.

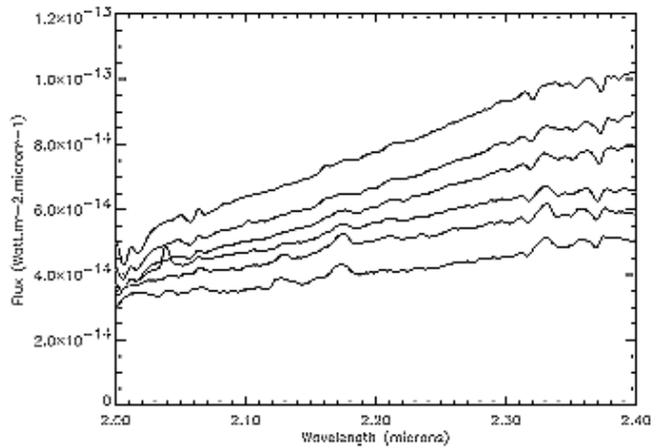


FIG. 2.9 – Spectres à différentes positions le long de la fente obtenus avec PUEO.

Étude de la source centrale

Comme attendu, le spectre sur le maximum ne présente pratiquement aucun motif spectroscopique, à l'exception de quelques résidus atmosphériques. On suppose, comme il est communément admis (Thatte et al. 1997), que la position du maximum en IR correspond à celle de la source centrale, incarnée par la source radio S1 de Gallimore et al. (1996a). Tous les spectres, à l'intérieur d'un rayon d'environ 1'' autour de cette source sont dominés par un continuum ayant quasiment l'allure d'une loi de puissance, qui est interprété comme résultant de l'émission thermique de poussières chaudes proches de l'objet central. En effet, les spectres ont une pente beaucoup plus abrupte (indice 2.0-2.5) qu'ils n'auraient dans le cas d'une émission non thermique.

À partir de cette constatation et pour obtenir un premier indice sur la nature du mécanisme excitateur, on peut estimer la température de cette poussière en ajustant sur les spectres une distribution de corps noir :

$$F_{\gamma} \propto \lambda B_{\lambda} \lambda^{-\alpha} \text{ avec } B_{\lambda} = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \exp\left(\frac{-hc}{\lambda kT}\right).$$

Les spectres sont préalablement lissés de leur motifs spectroscopiques par convolution avec

une gaussienne de 20 pixels de large. Le tableau suivant résume les paramètres de cet ajustement pour les régions les plus centrales.

Position	Température	α
+0.3" nord	927	1.71
+0.2" nord	971	1.96
+0.1" nord	961	1.56
max	935	1.52
+0.1" sud	948	1.55
+0.2" sud	948	2.04
+0.3" sud	893	2.27

TAB. 2.2 – Valeur des paramètres de l'ajustement avec une distribution de corps noirs pour différentes positions le long de la fente.

La température moyenne estimée de ces régions est donc d'environ 950 K et on peut la considérer comme une limite minimum car elles sont vues à travers un environnement absorbant. Cette poussière étant probablement chauffée par l'intense rayonnement X-UV de la source centrale, elle se trouve probablement proche de la sublimation (Thatte et al. 1997). On considère que cette poussière délimite une cavité dite de sublimation autour de l'objet central dont la taille dépend de la puissance de ce dernier bien sûr mais aussi de la nature de la poussière.

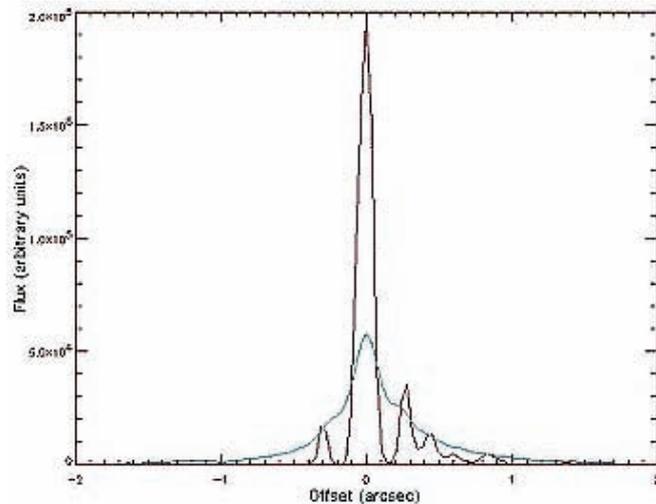


FIG. 2.10 – Profil initial (vert) et déconvolué (brun) de NGC 1068 le long de la fente.

Au niveau spatial, la source centrale apparaît quasiment résolue le long de cet axe (P.A.=5°) avec une largeur à mi-hauteur de 0.122", très légèrement supérieure à notre résolution théorique.

Le profil spatial a été déconvolué à l'aide d'une méthode de type Richardson-Lucy régularisée (maximum d'entropie) à 1D en utilisant le profil mesuré sur l'étoile et moyenné sur un intervalle spectral ne contenant pas de motifs spectroscopiques. Le résultat indique la présence de 2 sources secondaires respectivement situées à 0.3" nord et sud de la source principale. Le profil semble même montrer une succession de petites structures à moins de 1" nord du noyau.

On remarque enfin que la température diminue globalement le long de la fente mais connaît deux pics symétriques à 0.2" nord et sud de la source centrale. Ce réchauffement rapide est peut-être la signature d'un chauffage par une source supplémentaire comme de l'activité stellaire qui doit contribuer à une partie de la luminosité centrale (Thatte et al. 1997). Une autre explication pourrait être une réduction de l'opacité, la ligne de visée passant juste au-dessus du tore.

Raies d'émissions et environnement du coeur

Les raies de l'hydrogène ionisé ainsi que les raies coronales permettent d'étudier l'activité du coeur via son influence sur son environnement direct. Ainsi, des motifs spectroscopiques commencent à apparaître dès les premiers spectres au-delà de la source centrale.

La raie Brackett γ de l'hydrogène, d'abord, se présente sous plusieurs formes. Sur les spectres compris dans un rayon de $0.2''$ autour de la source centrale, une composante large, décalée vers le bleu est peut-être détectée. Malgré tout, la qualité des corrections atmosphériques ne permet d'être complètement affirmatif sur ce point. La largeur mesurée (2500km.s^{-1}) est toutefois compatible avec la largeur typique des raies larges observées en lumière polarisée (Antonucci & Miller 1985).

À des distances plus élevées de la source centrale, dans un rayon $> 0.1''$, on détecte une émission étroite Brackett γ , de largeur $1650(\pm 300)\text{ km.s}^{-1}$, compatible avec des valeurs typiques pour la NLR. L'intensité de la composante sud est moins importante qu'au nord, ce qui doit refléter l'obscurcissement par le plan galactique de NGC 1068. Jusqu'à $0.2''$, les intensités nord et sud sont comparables. Plus au sud, l'émission disparaît alors qu'elle n'est diminuée que d'un facteur 2 au nord (figure ci-contre). L'apparition de ces raies à seulement $0.1''$ soit 7 pc de la source centrale est compatible avec les tailles induites par le modèle unifié pour le tore et la limite de la NLR (Krolik 1999). Ceci doit aussi être relié à l'évolution de la température autour de $0.2''$. Dans ce schéma, les raies étroites de l'hydrogène ionisé sont émises au bord du tore.

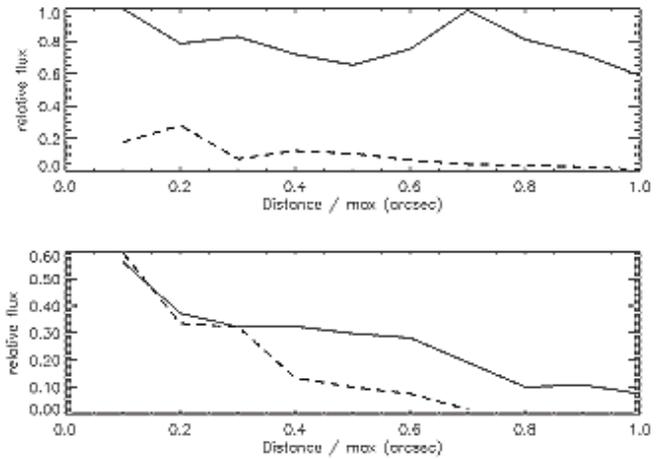


FIG. 2.11 – Évolution de l'intensité dans les raies Brackett γ (bas) et [SiVI] (haut) le long de la fente.

La raie coronale du [SiVI] ($\lambda=1.962\ \mu\text{m}$, $E_{ion}=205\ \text{eV}$) est aussi détectée dans les mêmes régions, et est très puissante. Sa largeur approximative est de $1600(\pm 300)\text{ km.s}^{-1}$, mais étant mélangée à une raie de l'hydrogène moléculaire et en bord de filtre, ces caractéristiques sont difficiles à estimer. L'asymétrie nord-sud en terme de luminosité est plus frappante que celle observée avec l'hydrogène ionisé, la composante nord étant 5 à 10 fois plus brillante qu'au sud. On note aussi la présence d'un pic d'intensité de $0.7''$ au nord qui pourrait correspondre au bord extérieur d'une structure liée à la source radio C, située à $0.5''$ nord, dans cette direction, et associée à une zone d'interaction entre le jet et un nuage moléculaire. Cette hypothèse pourrait être vérifiée par de l'imagerie à bande étroite avec cette résolution spatiale.

D'autres raies coronales sont aussi détectées : la raie [SiVII] à $2.483\ \mu\text{m}$, à l'autre extrémité du filtre, noyée dans des résidus atmosphériques et la raie [CaVIII] à $2.321\ \mu\text{m}$, assez faible et difficile à mesurer.

On détecte enfin des raies d'émission de l'hydrogène moléculaire (les raies de transitions ro-vibrationnelles (v1-0)S1 et (v1-0)S0). Aucune trace d'émission dans un rayon de $0.5''$ autour de la

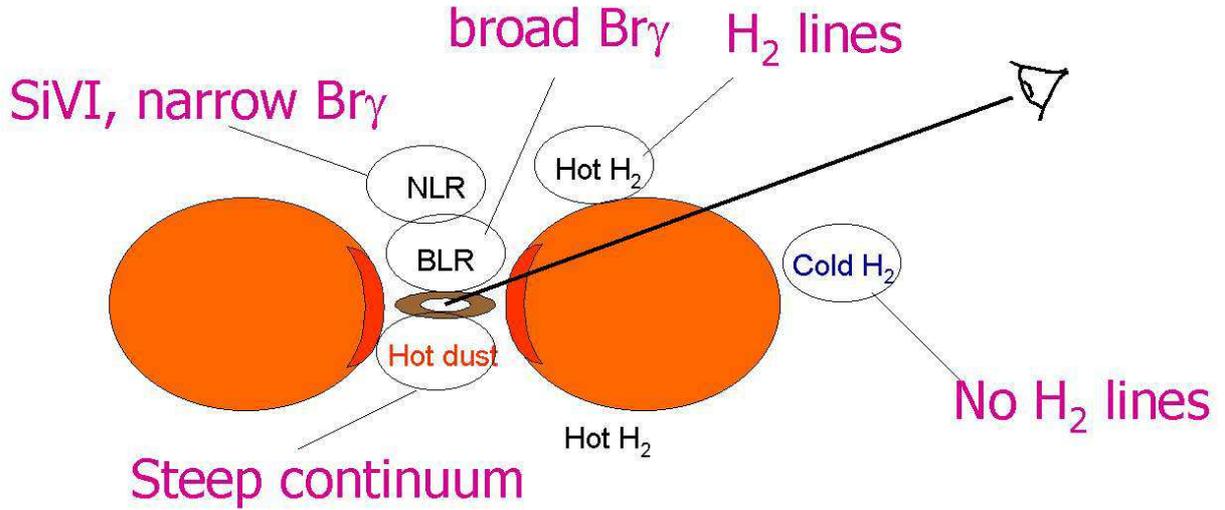


FIG. 2.12 – Schéma représentant l'interprétation des résultats, compatible avec le modèle unifié.

source centrale, ce qui correspond à environ 35 pc, tandis que l'émission apparaît symétriquement au nord et au sud. La raie (v1-0)S1 apparaît d'abord, et la raie (v1-0)S0 apparaît à 0.6'' (nord et sud) de la source centrale.

Contrairement au cas Brackett γ et raies coronales, l'intensité relative au continu dans ces raies augmente avec la distance à l'objet central. La largeur de ces raies semble à peine résolue, on fixe donc une limite supérieure de $1200\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$. Le rapport (v1-0)S0/(v1-0)S1 vaut à peu près 3 et le rapport (v2-1)S1/(v1-0)S0 est inférieur à 0.1, la raie (v2-1)S1 n'étant pas détectée. En ce qui concerne la température, l'incertitude sur le second rapport limite notre estimé à un intervalle allant de 500 à 1000K. En utilisant le diagramme de Mouri (1994), on privilégierait une excitation par photo-dissociation. Toutefois, si ce mécanisme dominait l'excitation de l'hydrogène moléculaire, l'évolution de la température le long de la fente devrait être continue, ce qui n'est pas vraiment le cas comme le montre le tableau suivant.

Position	$\frac{(v=1-0)S2}{(v=1-0)S0}$	$\frac{(v=2-1)S1}{(v=1-0)S0}$	Température
< 0.8'' nord	~ 0.5	-	~ 500 K
+0.8'' nord	~ 1.	0.3	~ 1000 K
> 0.8'' nord	< 0.5	< 0.3	< 500 K?

TAB. 2.3 – Valeur des rapports de raies de l'hydrogène moléculaire pour différentes positions.

L'émission d'hydrogène moléculaire apparaît globalement compatible avec une excitation thermique par des photons UV dans un environnement complexe contenant des sources obscurcissantes entre la source excitatrice et le gaz. En considérant l'évolution des différents paramètres (température du continuum, donc de la poussière, évolution des raies de la NLR, évolution des rapports de raies de H₂), on arrive à un tableau plutôt cohérent de la morphologie du cœur de ce NAG, compatible avec la vision proposée par le modèle unifié et représentée sur le schéma 2.12.

Ainsi, l'émission d'hydrogène moléculaire ne débiterait que lorsque les photons UV sont capables de l'atteindre, c'est à dire lorsqu'on s'est suffisamment écarté de l'ombre du tore moléculaire. La température peut alors atteindre 1000K, elle décroît ensuite naturellement, les

photons UV étant moins énergétiques.

Modèle de transfert radiatif

Il est tentant de comparer le continuum obtenu sur la source centrale avec ce que prédit le modèle unifié et ainsi ajuster les caractéristiques de la source obscurcissante (inclinaison, profondeur optique, nature de la poussière).

Pour se faire, on peut bâtir un modèle simple de transfert radiatif dans un environnement poussiéreux d'un NAG à l'aide du formalisme développé dans Granato et al. (1993); Granato & Danese (1994).

En suivant ce modèle, on suppose une source compacte centrale (ponctuelle) qui illumine son environnement. La distribution spectrale d'énergie (principalement en UV et optique) est déduite des observations de Seyfert de type I. (Granato & Danese 1994) préconise une luminosité de : $L_{UV} = 1.5 \times 10^{45} \text{ ergs.s}^{-1}$ avec un spectre en loi de puissance.

La présence de grain est fixée par la température de sublimation de ceux-ci et dépend de leur nature : silicates, graphites, etc... Différentes références, au niveau de cette température sont disponibles (Granato et al. (1993) donnent une température proche de 1000 K pour les silicates, alors que Thatte et al. (1997) proposent plutôt 1400K qui est la température la plus généralement citée dans la littérature). On trouvera les caractéristiques de différents types de grains (température de sublimation, émissivités, etc ...) dans Chiang et al. (2001).

Notre modèle de NAG s'articule autour d'une cavité entourant la source compacte, soumise à son émission intense et vide de poussières car la température d'équilibre radiatif dans cette cavité excède leur température de sublimation. La taille de cette cavité de sublimation donnée par Granato et al. (1993) est de : $r_{in} = 0.5 \times L_{46}^{1/2}$ en pc, où L_{46} est la luminosité de la source compacte centrale UV-optique en unité de $10^{46} \text{ erg.s}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$. Pour notre modélisation, nous décidons de la fixer en calculant la zone où la température excède la température de sublimation.

Au delà de la cavité de sublimation, nous adopterons les prescriptions de Granato et al. (1993) où la distribution de poussière est cylindrique et indépendante de r et s'exprime en fonction de l'angle polaire θ comme :

$$\rho(\theta) = \exp -k \cos^2(\theta)$$

On prendra $k=6$ comme l'indique la prescription de Granato & Danese (1994), ce qui correspond à un contraste de 400 en opacité entre le pôle et l'équateur.

De plus, La symétrie cylindrique de l'objet permet de raccourcir le temps de calcul, et on repère un point en coordonnées polaires : r, z, θ .

On résoud ensuite l'équation "classique" de transfert de rayonnement en diffusion isotrope :

$$\nabla \cdot I_\nu = -\alpha_\nu I_\nu + j_\nu$$

où α_ν est le coefficient d'extinction des grains et j_ν , l'intensité moyenne de rayonnement est proportionnelle à la puissance spectrale émise par unité de volume et d'angle solide. Elle prend en compte l'émissivité des grains et leur efficacité de diffusion. La solution peut s'écrire

$$J_\nu = J_{\nu 1} + J_{\nu 2}$$

où

$$J_{\nu 1} = \int \frac{L_\nu^c}{4\pi r^2} \exp[-\tau_\nu(r, \theta)]$$

où $\tau_\nu(r, \theta)$ est la profondeur optique en (r, θ) et L_ν^c est la luminosité de la source compacte et Q_e l'efficacité d'extinction. Cette composante correspond à la "lumière" de la source centrale passant à travers l'environnement du noyau actif.

La seconde composante est due uniquement à l'émission des poussières et est de la forme :

$$J_{\nu 2} = \int (Q_{av} B_\nu(T) + Q_{sv} J_\nu) 4\pi a^2 \rho_{grain}(r, z) \exp^{-\tau_\nu} \frac{dr}{\cos(\theta)} d\Omega$$

les grains étant considérés comme de petites sphères de rayon a , d'émissivité Q_a et d'efficacité de diffusion Q_s rayonnant comme des corps gris à la température T . La température en un point est donnée par la résolution numérique des équations d'équilibre radiatif :

$$\int_0^\infty Q_{av} J_\nu d\nu = \int_0^\infty Q_{av} B_\nu(T) d\nu$$

Le calcul est effectué jusqu'à $r_{max} = 30pc$, par itérations successives, la température de la poussière étant réactualisée jusqu'à une convergence meilleure que 1%. On obtient donc la distribution spectrale d'énergie rayonnée par la poussière et sa répartition spatiale ce qui permet, en ce donnant une direction de visée et en tenant compte de l'extinction, de se représenter l'apparence de la région par une image dans chaque domaine de longueur d'onde (de 0.01 à 8000 microns). On peut aussi facilement obtenir la distribution spatiale de la pente du continuum dans un domaine de longueur d'onde (par exemple 1.9, 2.5 microns).

Il existe deux paramètres majeurs qui peuvent faire évoluer le calcul de transfert :

- la composition des grains (silicates, graphites, etc...) qui fait évoluer l'efficacité d'absorption, la température moyenne et la taille de la cavité de sublimation notamment.
- la profondeur optique du tore dans le plan de la ligne de visée qui fait évoluer notamment le spectre résultant, la distribution de température, la position des pics d'intensité et leur valeur.

Un autre paramètre est l'angle d'inclinaison du tore par rapport à la ligne de visée. Ce paramètre fait évoluer la représentation spatiale (image, distribution spatiale de la pente du continuum), mais ne modifie pas le calcul de transfert, la source compacte étant considérée isotrope, l'inclinaison du tore n'a pas d'importance.

On cherche les conditions (composition des grains, profondeur optique du tore, angle d'inclinaison) nous permettant de confirmer l'une ou l'autre des configurations citées précédemment (une source centrale très puissante et deux sources secondaires réparties symétriquement, où une source centrale unique, plus compacte).

Un programme de visualisation permet d'obtenir l'image et le spectre, dans différentes gammes de longueurs d'onde. Les paramètres d'entrée de ce programme sont les résultats du calcul de transfert radiatif et l'angle d'inclinaison du tore par rapport à la ligne de visée. Pour tenir compte de la projection, les dimensions de l'image sont de 90 pc par 90 pc (angle maximum de 45°). Ainsi, un pixel de l'image représente 2 mas soit environ 0.1 pc à la distance de NGC 1068.

Confrontation aux observations

Les quelques simulations effectuées nous permettent de fixer certains jeux de paramètres qui semblent efficaces sur certains points. Deux éléments peuvent être comparés à nos observations.

D'une part, l'allure du continuum entre 2 et 2.5 μm et le flux total reçu en bande K, moyennant un facteur de renormalisation. Le flux a été calibré à l'aide de l'étoile de référence et est compatible avec les observations de Rouan et al. (1998). Nous avons donc un flux total de $2.9 \times 10^{-14} \text{ W.m}^{-2}$ dans une ouverture de 0.2'' avec une fente de 0.3''. On cherche à reproduire la même pente et le même niveau qu'un spectre observé avec l'ouverture adaptée (somme des spectres de 0.1'' nord à 0.1'' sud). Avec des silicates, la température de sublimation retenue dans la littérature. Pour les graphites, on fixe la température de sublimation à 1750K, choisie elle aussi, car la plus souvent citée.

Dans un premier temps, on remarque, avec les silicates, qu'une profondeur optique de l'ordre de 40 permet d'obtenir des résultats proches (au niveau de l'allure de la pente et surtout du flux) de nos observations (figure. 2.14). Pour les graphites, la profondeur optique doit être bien plus importante car le flux, pour des profondeurs optiques similaires à celles des silicates est bien trop grand. De plus, dans le cas des graphites, l'allure de la pente du spectre n'est pas aussi fidèle à nos observations que ne l'est celle obtenue avec les silicates. On ne trouve donc, avec des grains de graphites uniquement, aucun ajustement de bonne qualité (le meilleur étant donné sur la figure).

Notre modèle optimum nous donne donc une profondeur optique dans le plan équatorial de $\tau_v=40$ soit $\tau_V=13.68$ sur la ligne de visée (figure 2.14). Dans leur modèle, Granato & Danese (1994) considèrent des profondeurs optiques assez importantes (avec $\tau_v=100$ à 150 dans le plan équatorial), alors que dans leur étude du continuum, Thatte et al. (1997) semblent plutôt pencher pour un $A_v=20$ environ sur la ligne de visée, soit un τ_v d'environ 58 dans le plan équatorial (i.e. comparable à notre τ_v).

Si la profondeur optique est trop importante, d'une part on ne rend pas compte du tout du flux, et d'autre part, le spectre est trop *rougi* avec une pente nettement plus importante que celle mesurée.

Si nous considérons la profondeur optique pour le tore, ainsi déterminée, comme correcte, nous pouvons revenir à notre analyse de l'éventuelle raie Brackett γ large. En effet, si on considère que cette raie est éteinte par le tore, la luminosité totale (dans l'ouverture considérée) de l'émission Brackett γ large se déduit du flux mesuré car : $L_{mesurée} \propto L_{tot} \times \exp(-\tau_K)$. Nous avons fixé une valeur supérieure pour cette luminosité dans la partie précédente : $L_{maxmesurée} \leq 3.9 \times 10^{-17} \text{ W.m}^{-2}$. Avec la profondeur optique déterminée précédemment : $\tau_v=40$ soit

$$\tau_K = \frac{Q_{e,K}}{Q_{e,v}} * \tau_v = 1.24$$

On trouve une luminosité totale en Brackett γ large de $L_{tot} \approx 1.35 \times 10^{-16} \text{ W.m}^{-2}$ soit, rapportée à la luminosité totale dans la bande K, sur la somme de spectres considérée : $L_{Br\gamma} = 3.2 \times 10^{-3} \times L_{k,tot}$. Pour comparaison, on peut se référer à un "catalogue" de spectre de Seyfert dans la bande K (Sosa-Brito et al. 2001) et comparer ce rapport à celui trouvé dans une Seyfert I classique. On trouve par exemple pour NGC 7469 un rapport de : $L_{Br\gamma} \approx 10^{-3} \times L_{K,tot}$, pour une raie Brackett γ large et dans une ouverture de 1'' autour du coeur. Notre résultat n'est donc pas incompatible avec cette valeur et peut représenter un indice de plus en faveur du modèle unifié. Il faut cependant signaler que nous ne donnons qu'une limite supérieure pour le flux en Brackett γ large, car d'une part notre ajustement gaussien sur cette raie n'est pas d'excellente qualité, et, d'autre part, le spectre des corrections atmosphériques semble pouvoir induire une légère sur-correction (non-identifiable, toutefois, clairement avec la raie large) qui peut fausser le résultat. Aucune conclusion définitive ne peut être tirée sur l'éventuelle détection d'une raie Brackett γ

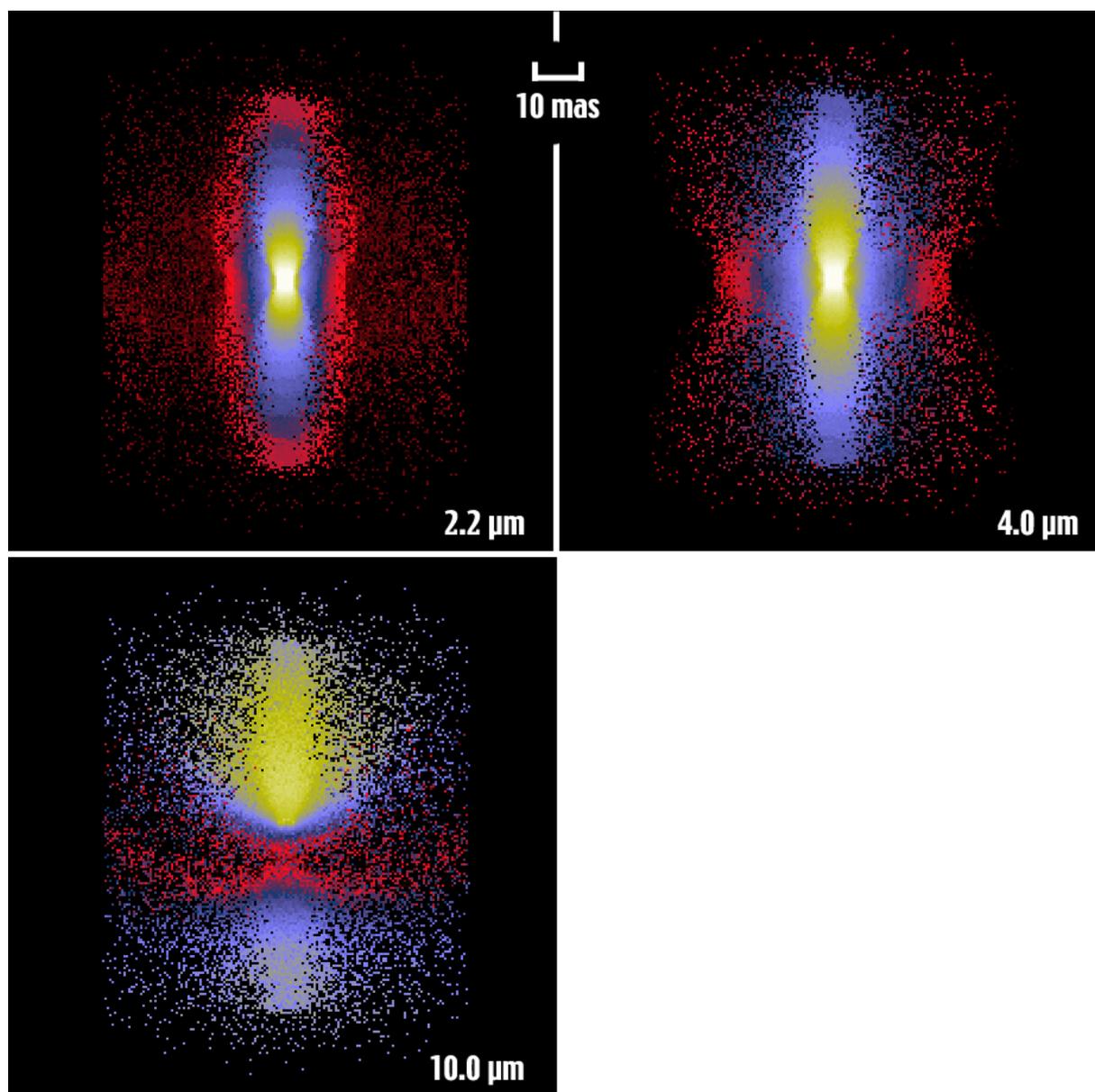


FIG. 2.13 – Images obtenues avec le modèle à différentes longueurs d'onde. En partant d'en haut à gauche et dans le sens des aiguilles d'une montre : à 2, 5 et 10 μm . Représentation en loi de puissance, avec un exposant fixé à 0.1, pour améliorer le contraste.

large, très proche du noyau et fortement atténuée, ces premières observations sont toutefois très prometteuses, les résultats semblant cohérents avec les attentes théoriques.

Un autre aspect, la largeur du profil de la source centrale, est à confronter avec le modèle. En bande Ks, la largeur du coeur compact (la cavité de sublimation) ajustée sur le modèle est de 0.7 pc, ce qui est presque moitié moins que ce qui est mesuré sur le profil du spectre. La source *quasi* résolue le long de l'axe P.A.=5° ne peut représenter la cavité de sublimation, et il existe donc probablement des sources secondaires très proches de l'objet central (<0.1'') pour expliquer l'extension visible sur nos spectres.

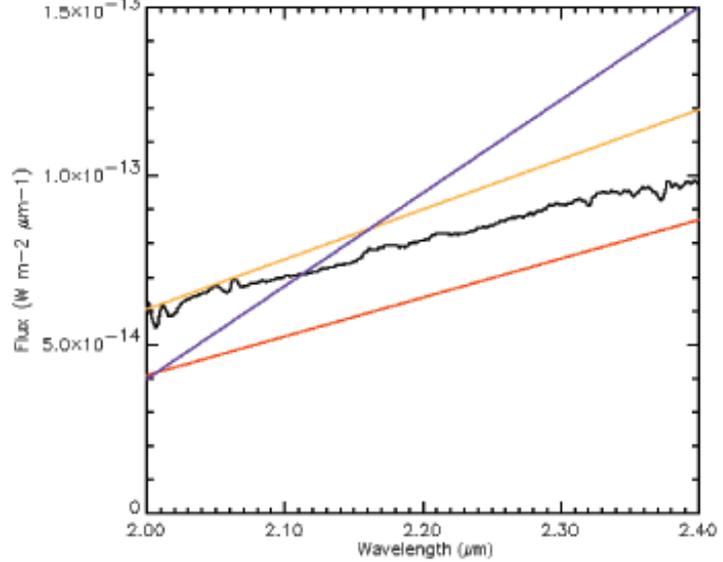


FIG. 2.14 – Spectres obtenus avec le modèle, superposés au spectre observé (en noir). Les courbes jaune et orange sont obtenues avec des silicates, une profondeur optique dans le visible de 40 et avec des angles de visualisation de respectivement 25° et 20°. Le spectre bleu est obtenu avec des graphites, une profondeur optique dans le visible de 200 et un angle de visualisation de 22° par rapport au plan équatorial.

À partir de 10 μ m, le pic central n'est plus distinct et la source possède une allure beaucoup plus diffuse et plus difficile à reproduire avec un modèle simple. On note aussi une légère augmentation de la largeur de la source centrale à 4 μ m, ce qui peut s'expliquer par le gradient de température dans la distribution de poussière. À 2 μ m on est dominé par des poussières plus chaudes, donc plus proches de la source excitatrice.

Enfin, cette modélisation nous fournit des spectres complets (i.e. dans un très vaste domaine spectral), et calibrés en flux, qui peuvent aisément être comparés à ceux déjà obtenus. On peut y remarquer, en particulier, la raie des silicates à 10 μ m.

Le modèle possède certaines limites. D'une part, un seul type de grain est pris en compte (silicate, graphite ou éventuellement carbone). Un modèle plus réaliste inclurait tous les types de grains, avec des proportions correspondant aux abondances relevées. Ainsi, la cavité de sublimation ne serait plus unique, en quelques sorte, induisant forcément des effets, notamment dans la répartition des grains et leur influence sur le spectre (émission - diffusion).

Un autre problème est la taille unique des grains. Notre modèle considère les grains comme de petites sphères de rayon unique a .

Or, il est connu, que la taille des grains suit une distribution de type MRN (Mathis-Rumpl-Nordsieck) en $a^{-3.5}$. Il faudrait donc introduire cette distribution de taille dans le modèle pour le rendre plus réaliste.

Enfin, au niveau de l'angle de la visualisation, seul quelques angles ont été testés. Leur valeur était toujours assez proche de celle fixée par Granato & Danese (1994) (25°). Il semble que les résultats les plus concluants soient obtenus avec des angles légèrement inférieurs, de l'ordre de 22° . Malgré tout, le nombre d'essais réalisés ne nous permet pas encore de fixer ce paramètre définitivement, les images obtenues étant assez fortement dépendantes de celui-ci.

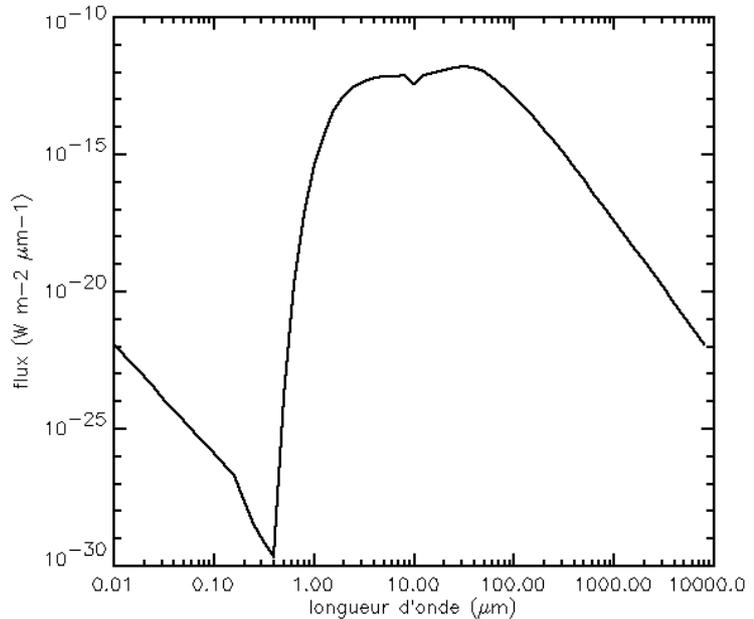


FIG. 2.15 – Spectre complet (domaine spectral : $[10^{-2}, 10^4]\mu m$) obtenu grâce à notre modélisation. Les grains sont des silicates, la profondeur optique est de 40, l'angle de visualisation de 25° .

Conclusions de l'étude

À travers cette étude spectroscopique à haute résolution angulaire avec GriF, un certain nombre de résultats ont pu être établis :

- L'émission de poussières très chaudes semble confinée à une région qui n'excède pas $0.15''$ soit 10 pc.
- La pente du continuum est très bien expliquée par de la poussière à une température de couleur d'environ 950 K, ce qui, compte tenu du rougissement par la poussière sur la ligne de visée, indique des poussières nettement plus chaudes, comme on s'y attendrait pour des poussières à la température de sublimation (1400 K pour les silicates).
- Un modèle de transfert radiatif avec une géométrie torique, permet, au moins pour un jeu de paramètres, de bien rendre compte des deux points précédents.
- Des raies, en émission, de l'hydrogène moléculaire sont détectées uniquement à une distance d'environ 30 pc de la source centrale, ce qui serait logique dans une configuration de tore où, dans la partie centrale la plus dense, H_2 serait écartée des photons UV de la source centrale et impliquant du gaz assez froid.
- Les rapports de raies de H_2 , à une distance supérieure à 30 pc indiquent une excitation par collisions plutôt qu'une excitation par pompage UV et une température d'excitation de 1000 K seulement.
- La détection de plusieurs raies caractéristiques de la NLR (Brackett γ et raies coronales [Si VI] et [Ca VIII]) est claire, en particulier vers le nord, à une distance supérieure à 40 pc, i.e. lorsque l'effet supposé d'écrantage par le tore diminue.
- Bien qu'un doute subsiste en raison de la correction atmosphérique imparfaite, il semble que la raie Brackett γ soit détectée avec une largeur importante ($\approx 2800 km.s^{-1}$) dans la partie la plus centrale, ce qui suggérerait qu'elle se forme dans la BLR et qu'elle serait vue

à travers le tore. Cette possibilité n'est pas absurde car le modèle, qui fournit le meilleur ajustement au continuum, ne donne qu'une absorption de 1.4 magnitudes environ en bande K, sur la ligne de visée. La luminosité intrinsèque de la raie Brackett γ large est compatible avec ce qui est observé dans des noyaux de Seyfert I.

Cette étude, dont les derniers résultats datent de la fin de l'année 2002, a été publiée en 2003 (Gratadour et al. 2003) ; elle arrive avant les images qui ont été présentées dans la première partie de ce chapitre, dont les interprétations sont décrites dans les lignes suivantes. Pour apprécier les résultats obtenus sur la source centrale, il est aussi important de souligner qu'elle intervient avant les premières observations interférométriques dans l'IR dont la résolution est près de 100 fois meilleure. Le modèle de transfert radiatif, développé pour les besoins de cette étude est lui toujours d'actualité.

2.3.3 Imagerie avec NaCo : dissection du coeur de la bête

Les images présentées aux figures 2.1, 2.2 et 2.3 ont été obtenues lors des premières nuits de temps garanti de NACO, du 19 au 22 Novembre 2002. Avant déconvolution, ces données ont donné lieu à une première interprétation et publication (Rouan et al. 2004) parmi une série de lettres visant à présenter rapidement les tous premiers résultats scientifiques obtenus avec NACO.

Le détail des conditions d'observations est présenté dans le tableau suivant, les Strehl moyens obtenus étant présentés dans le tableau 2.2.2.

Source	Bande	masse d'air	seeing	ASO	Pose
NGC 1068	Ks	1.1	0.85''	IR	800 s
	L'	1.1	0.75''	VIS	800 s
	M	1.1	0.92''	VIS	400 s
Référence	Ks	1.1	0.70''	IR	400 s
	L'	1.1	0.65''	VIS	800 s
	M	1.2	0.90''	VIS	400 s

TAB. 2.4 – Caractéristiques des observations présentées aux figures 2.1, 2.2 et 2.3.

Les anneaux de diffraction présents sur les images, ainsi que les rapports de Strehl estimés par le calculateur temps réel nous permettent de prétendre à la limite de diffraction.

Taille de la région centrale

Comme nous l'avons vu avec les interprétations des observations GriF, la source compacte centrale observée en bande Ks, correspond à de la poussière chaude (1000-1500K) délimitant une cavité dite de sublimation autour de la source excitatrice UV-X.

Avant déconvolution, la source en bande Ks montre une élongation N-S et apparaît clairement résolue, sa largeur à mi-hauteur étant d'environ 0.08'' (pour une limite de diffraction à 0.056''), ce qui représente une taille d'environ 4 pc. C'est beaucoup plus que ce que prédit notre modèle.

Par contre, la source n'apparaît pas vraiment résolue dans la direction E-O ce qui procure l'allongement observé.

La comparaison avec le profil de l'étoile est sans équivoque, comme le montre la figure ci-contre.

En bande L, la source apparaît quasiment résolue, avec une largeur de $0.11''$ (limite de diffraction $0.095''$), mais sans élongation notable et elle est non résolue en bande M.

Ces observations sont donc plutôt en accord avec les conclusions de l'étude précédente, la source centrale présentant une certaine élongation dans la direction N-S.

L'avènement des modes interférométriques du VLT (VINCI puis MIDI), qui ont permis la mesure de la source centrale dans le moyen et le proche IR, intervient juste après ces observations. Wittkowski et al. (2004) trouve une taille < 0.5 pc le long de l'axe orienté à P.A. = 45° en bande K avec VINCI et Jaffe et al. (2004) ajuste une double composante sur leurs observations MIDI avec des taille de 0.7 et 2.1×3.4 pc respectivement. Weigelt et al. (2004), de son côté trouve une taille de 1.3×2.8 pc @ $2.2 \mu\text{m}$ avec des observations speckle.

Le tableau 2.3.3 résume les tailles mesurées sur nos images avant et après déconvolution.

Bande	FWHM	FEP	Diffraction	FWHM _{dec}
Ks (N-S)	$0.071''$	$0.06''$	$0.056''$	30 mas (2.1 pc)
Ks (E-O)	$0.065''$	-	-	< 15 mas (1.2 pc)
L'	$0.11''$	$0.10''$	$0.098''$	$< 0.05''$ (3.5 pc)
M'	$0.12''$	$0.12''$	$0.12''$	$< 0.05''$

TAB. 2.5 – Largeur à mi-hauteur de la source centrale avant et après déconvolution comparée à celle de la FEP et à la limite de diffraction.

L'allure de la partie centrale des images varie légèrement de la bande Ks à la bande M. Dans toutes les longueurs d'onde, une source centrale, quasi-ponctuelle apparaît liée ou partiellement liée à une source secondaire à moins de $0.1''$ nord que l'on notera IR-CN. La présence de cette source secondaire très proche de la source centrale peut expliquer l'élongation du profil avant la déconvolution.

Malgré tout, la source principale reste légèrement allongée après déconvolution, le long de l'axe P.A. = 16° , compatible avec l'allongement détecté par Weigelt et al. (2004) dans leurs observations speckle. Cette allongement est de plus compatible avec le schéma fournit par le modèle

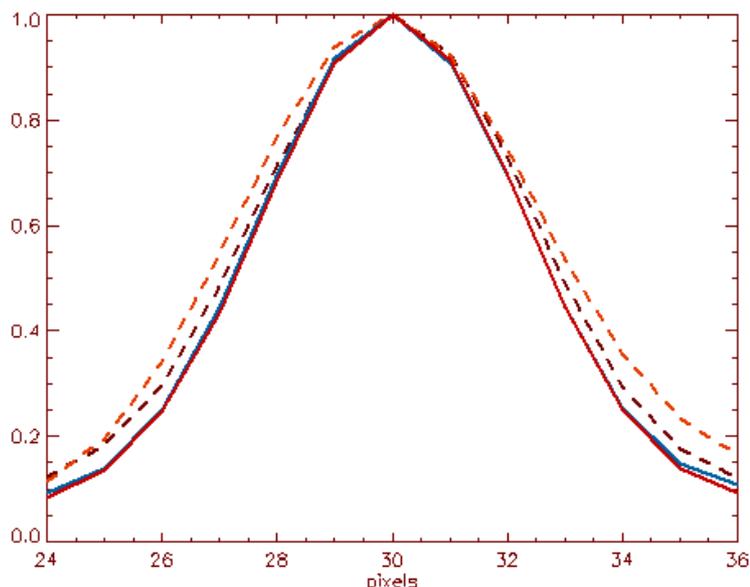


FIG. 2.16 – Coupes N-S et E-O sur l'image de NGC 1068 en bande Ks (marron et bleu respectivement) comparées au même coupe sur l'image de l'étoile (jaune et rouge respectivement).

de transfert radiatif développé précédemment. La taille de l'élongation mesurée sur nos images déconvoluée est de 2.1 pc, ce qui est inférieur à la taille donnée par Weigelt et al. (2004), mais qui reste 3 fois supérieure à la taille à mi-hauteur prédite par le modèle.

On note aussi la présence d'une seconde source secondaire, symétriquement à la première au sud de la source principale, qu'on appellera IR-CS dans la suite. Ces sources pourraient tracer les coeurs poussiéreux des nuages les plus internes de la NLR, soumis directement à l'émission de la source centrale et écrantant partiellement les régions situées directement dans ces directions.

Photométrie

Pour comprendre la nature de l'émission IR et de son mécanisme excitateur, on peut dans un premier temps estimer les *couleurs* IR de l'objet dans les différentes régions identifiées.

Pour se faire, on calibre nos mesures photométriques à l'aide des images de l'étoile de référence. HD 16835 est une étoile de type F0 qui a été observée par 2MASS. Sa magnitude K_s est donc connue à mieux que 1% et vaut $M_K = 6.705$. Nous avons aussi besoin de ces magnitudes en bande L' et M , qui ne sont pas fournies par 2MASS. Sa classe spectrale n'étant pas donnée dans la base CDS, nous devons l'évaluer. En se basant sur les magnitudes mesurées dans d'autres bandes du visible à l'IR, par Hipparcos et 2MASS, les indices de couleur sont compatible avec une F0v. On prend donc $M_{L'} = M_K - 0.2 = 6.5$ et $M_M = M_K + 0.2 = 6.9$.

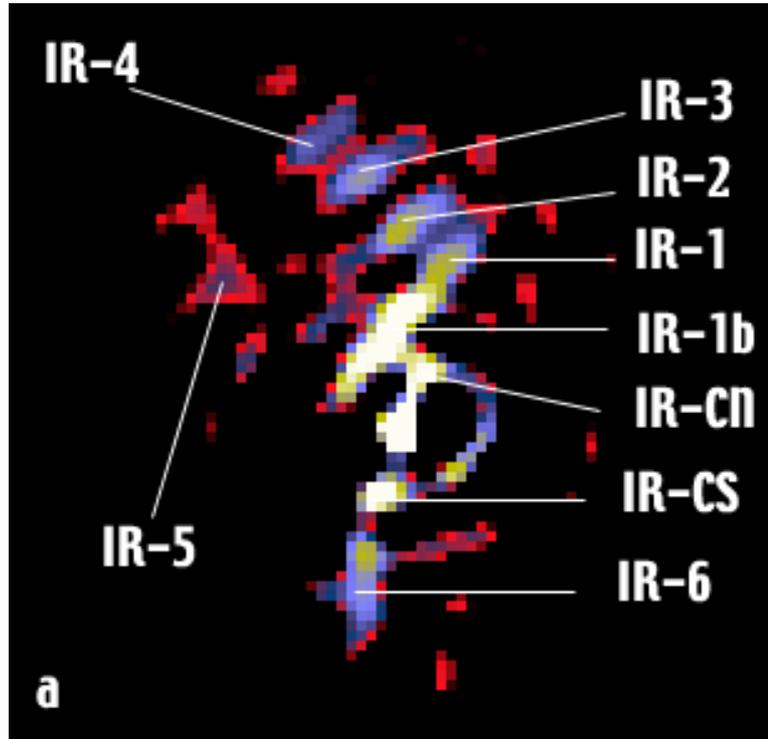


FIG. 2.17 – Image en bande M déconvoluée avec identification de la nomenclature adoptée pour les différentes structures.

Si on considère une incertitude de 1% sur les magnitudes 2MASS, 1% d'erreur sur les couleurs d'une F0v et 5% d'erreur sur l'estimation du nombre de photons dans l'image ; et en considérant que l'étoile n'est pas variable, que la nuit était claire et que les conditions atmosphériques étaient similaires entre les observations de NGC 1068 et de la référence, on peut placer une limite supérieure de 10% d'erreur sur nos mesures photométriques. Le tableau suivant présente la luminosité mesurée région par région.

Les luminosités estimées sont compatibles avec les précédentes études bénéficiant d'une OA, mais avec une moins bonne résolution : Rouan et al. (1998) pour la bande K et Marco & Alloin (2000) pour les bandes L' et M . Il faut noter que les magnitudes K des structures les plus externes ont été mesurées sur les observations coronographiques, que je décrirai par la suite ainsi que leur interprétation.

Position	Ouverture (")	Ouverture (pc)	L'-M'	Ks-L'	Ks
noyau	0.08	6	2.2	1.1	9.9
	0.13	9	2.1	1.6	9.3
	0.27	20	1.7	2.3	8.9
Structure IR-1b	0.08	6	1.2	4.1	12.0
	0.13	9	1.1	3.7	10.6
IR-6	0.08	6	0.9	4.3	13.6
	0.13	9	1.1	4.3	12.8
nuage IR-1	0.08	6	1.5	4.0	14.0
nuage IR-2	0.08	6	1.8	4.2	14.2
nuage IR-3	0.08	6	1.8	-	-
nuage IR-4	0.08	6	2.0	-	-

TAB. 2.6 – Indices de couleur IR des différentes régions identifiées dans l'IR proche.

Il n'y a pas de méthode éprouvée pour réaliser une photométrie absolue sur des images déconvoluées. On peut toutefois considérer que les couleurs IR de la source principale sont conservées au cours du processus de déconvolution (sur une ouverture de la taille du pic de diffraction). Les résultats obtenus sont présentés dans le tableau 2.3.3.

Position	Ouverture (")	Ouverture (pc)	L'-M'	Ks-L'
Source IR-CN	0.1	7	1.5	1.7
Source IR-CS	0.1	7	1.4	2.0
Structure IR-1b north	0.15	10	1.9	3.2
Structure IR-1b sud	0.15	10	1.4	3.1
IR-6	0.15	10	1.7	2.5
nuage IR-1	0.08	6	2.2	>3.0
nuage IR-2	0.08	6	2.2	-
nuage IR-3	0.08	6	2.0	-
nuage IR-4	0.08	6	2.1	-

TAB. 2.7 – Indices de couleur pour les différentes régions après déconvolution.

Les indices L'-M sont en bon accord avec ceux trouvés avant déconvolution pour une majorité de structures et nous permettent donc de prétendre à une bonne estimation des couleurs trouvés pour les structures identifiées après déconvolution (IR-CN et IR-CS) et les sous-structures de IR-1b (voir figure 2.17).

Dans le cas des couleurs Ks-L', on trouve un désaccord à certaines positions. Nous avons vu qu'en bande Ks, la déconvolution était rendue difficile à cause de la présence d'un fond diffus assez important. Ceci pourrait expliquer les disparités observées, la déconvolution ne permettant pas d'assurer une bonne restauration de la photométrie et des structures en présence d'un tel fond. Ceci ne remet en effet pas en cause la morphologie trouvée en Ks, qui se superpose bien aux autres longueurs d'ondes.

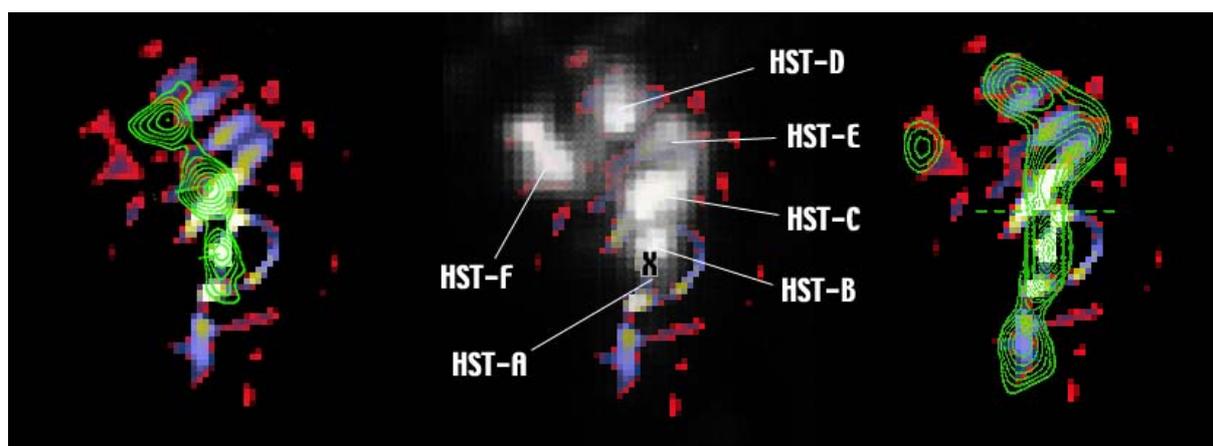


FIG. 2.18 – Superposition des cartes obtenues (de gauche à droite) en radio (Gallimore et al. 1996a), en UV (Macchetto et al. 1994) et à $10\mu\text{m}$ (Bock et al. 2000) à notre image en bande M déconvoluée.

Morphologie générale

Une première comparaison entre nos images déconvoluées et les images obtenues à d'autres longueurs d'onde (UV, IR moyen et radio), à des résolutions comparables, montre dans tous les cas de bonnes coïncidences et permet un recentrage assez précis. Nos observations permettent donc d'établir un lien morphologique clair entre les domaines UV, IR et radio.

En augmentant le contraste et en affinant les sources, et particulièrement la source centrale, la déconvolution permet de réaliser une superposition beaucoup plus précise (à l'échelle du pixel, soit 13 mas en bande Ks). De plus, en séparant clairement certaines sources, comme les nuages s'étendant au nord, elle va aussi nous permettre une interprétation plus profonde de la nature de ces structures.

En suivant les conclusions de Galliano et al. (2003), la source centrale d'émission IR doit être superposée à la source radio S1. Si on considère de plus que les sources compactes dans tout le domaine IR sont les mêmes (à cette résolution) et que l'apex du cône d'ionisation qui correspond au centre de polarisation (Kishimoto 1999) indique la source centrale sur l'image UV⁴, on obtient les superpositions présentées dans la figure 2.18.

On voit alors que la source radio C est coïncidente avec la structure que nous nommons IR-1b et le jet radio est entouré par la *vague* de nuages nord-est et la structure IR-5. La morphologie de l'émission IR à $10\mu\text{m}$ s'ajuste parfaitement avec notre image à $4.8\mu\text{m}$. Enfin, on trouve la contrepartie IR d'un certain nombre de nuages identifiés sur les images HST UV et IR (Evans et al. 1991; Capetti et al. 1997; Thompson et al. 2001) : les nuages C, D et E; et une ressemblance frappante entre le nuage HST-F et notre source IR-5 après déconvolution. Ainsi, une étude multi-longueur d'onde fine à moins de $1''$ du coeur est possible, grâce à l'OA couplée à la déconvolution.

Outre la source centrale, la morphologie de plusieurs structures attire notre attention :

Le nuage IR-6 Dans la partie sud de l'image, seule une petite structure, relativement allongée ($0.22''$ sur l'image déconvoluée) dans la direction N-S mais non résolue en E-O, est

⁴le centre de polarisation IR est superposée à la source principale IR (Simpson et al. 2002)

détectée à $0.35''$ de la source centrale. Elle semble posséder des sous-structures (particulièrement en K) et sa partie supérieure est alignée avec la source principale et les deux sources secondaires (IR-CN et IR-CS).

Cette structure a déjà été identifiée dans l'IR moyen par Bock et al. (2000), mais aucune contrepartie ne peut être identifiée ni sur l'image UV ni sur l'image radio. L'absence de source UV peut être expliquée par l'absorption du plan galactique de NGC 1068, les nuages de la NLR sud ne pouvant être identifiés que dans l'IR (Thompson et al. 2001). Son spectre d'énergie dans l'IR moyen a été évalué par Bock et al. (2000) et est comparable à celui de la source allongée détectée au nord-est dans leur image (ce qui correspond à la *vague* de nuages nord-est). Il est donc raisonnable de penser qu'elles sont de même nature.

De notre côté, on trouve un indice de couleur plus rouge que celui trouvé en moyenne dans les structures nord-est, mais là encore, l'effet d'absorption par le plan de la galaxie doit en être la cause.

La structure IR-1b : micro-spirale ou induite par le jet ? Une structure allongée le long de l'axe N-S était déjà identifiable sur les images de Rouan et al. (1998). Une structure en S était interprétée dans cette dernière étude comme la signature d'une micro-spirale, une structure postulée car capable d'amener la matière vers l'objet central. Cette interprétation semblait confirmée par nos images non déconvoluées (Rouan et al. 2004), la structure apparaissant légèrement courbée.

Après déconvolution, cette structure apparaît toujours légèrement courbée sur les images Ks et L', mais est beaucoup plus droite sur l'image en bande M. De plus elle semble composée de deux sous-structures, IR-1b et IR-1. Ce dernier semble appartenir à la vague de nuages allongés qui se développe parallèlement au nord-est, mais la nature de IR-1b reste énigmatique.

Les images déconvoluées à $10\mu\text{m}$ montrent aussi une structure rectiligne dans cette zone mais alignée parfaitement avec l'axe N-S, donc incompatible avec l'orientation observée de IR-1b. Cette dernière coïncide par contre avec la source radio C qui est connue pour être une zone d'interface entre le jet et un nuage moléculaire géant (Gallimore et al. 1996a). On trouve de l'émission maser dans cette zone, ce qui conduit à l'interpréter comme une zone de chocs intenses (Gallimore et al. 2001). Malgré tout, elle coïncide aussi avec le nuage HST C, pour lequel Kraemer & Crenshaw (2000b) ont montré que la photoionisation par la source centrale était probablement le principal mécanisme d'excitation. De plus, Cecil et al. (2002) ont montré que l'interaction avec le jet n'était pas clairement responsable de l'excitation de cette source, compte-tenu des rapports de raies, même si l'élargissement des profils de raies, notoire dans cette région, pouvait être attribué aux chocs. Cette région est aussi polarisée dans le proche IR (Simpson et al. 2002) et compte-tenu de la présence d'un fort champ UV-X et d'une zone de chocs intenses, la question de la survie de la poussière dans cette zone est loin d'être triviale.

Une autre question intéressante porte sur la morphologie de cette source, très rectiligne en bande M et beaucoup plus courbée dans les autres longueurs d'onde. Les simulations 3D de jet interagissant avec des nuages moléculaires dans les YSO⁵ (de Gouveia Dal Pino 1999) fournissent plutôt une carte d'émission composée de nuages moins régulièrement répartis et difficilement comparable à notre structure en M. par contre, en bandes Ks et L', nos images sont plus compatibles avec ce type d'interprétation. On pourrait alors invoquer la présence de nuages sur la ligne de visée, qui cacheraient l'émission IR à certains endroits, pour expliquer les différences observées.

⁵Young Stellar Object - Objet Stellaire Jeune, étoile en formation

La vague de nuages IR-1 à IR-5 La quatrième structure remarquable sur nos images déconvoluées est la série de 4 (probablement 5 en considérant l'image M) nuages, parfaitement alignés le long de l'axe P.A.=47°. Cette structure ressemble à une série de *vagues* régulières et se développe à partir de 0.4'' de la source centrale et sur 50pc. Chaque nuage est clairement résolu dans la direction perpendiculaire à la *direction d'alignement des vagues* et exhibe une taille d'environ 10 pc. Les nuages sont par contre non résolus dans l'autre direction et ont donc une taille < 4pc. Les 4 nuages clairement identifiés en L' et en M seront nommés IR-1 à IR-4.

Parallèlement à ces *vagues*, une structure en forme de *pince de crabe* est détectée symétriquement au jet radio dans la bande M, à 0.7'' nord-est de la source centrale suivant l'axe P.A.=47°. Elle est sous-structurée en 2 composantes, se superposant très bien avec le nuage HST-F, ce qui renforce l'identification que nous avons faite. Les deux composantes sont alignés le long de la direction de direction d'alignement des *vagues*. La déconvolution a permis de séparer ces structures et d'en préciser la morphologie.

Quelle pourrait être l'origine de ces structures ? Quels sont les mécanismes responsables de l'émission IR ?

Un premier mécanisme pouvant être invoqué pour bâtir ces structures est l'existence d'un vent périodique, soufflant de la source centrale, comme suggéré dans les travaux de Elvis (2000). Dans ce type de scénario, les nuages seraient toutefois arrangés le long de quasi-cercles, concentriques, autour de la source centrale, ce qui n'est pas le cas. On s'attendrait de plus à une baisse d'intensité en fonction de la distance à l'objet central, ce qui n'est pas vérifié non plus. Enfin, la pseudo-périodicité mesurée de ces structures est de 10 pc, ce qui correspondrait à une variabilité sur une échelle d'une trentaine d'année ce qui n'est pas dans les ordres de grandeurs de ce type de modèle, qui privilégie plutôt une variabilité sur l'échelle du jour voir moins.

Ces structures semblent parfaitement entourer le jet, et se développant dans la direction de sa propagation, une explication naturelle de la présence de structures si singulières est l'influence de l'interaction du jet avec le Milieu Interstellaire (MIS).

On remarque une région vide de nuages dans les images HST, Keck 10 μ m et les nôtres, qui est traversée par le jet en suivant notre schéma de superposition. De plus, les images HST et les nôtres révèlent un environnement très structuré autour du jet. Une telle structuration suggère l'influence d'instabilités hydrodynamiques induites par le passage du jet dans un milieu dense, et plusieurs codes numériques ont été développés pour simuler ce cas de figure.

- Le code de Saxton et al. (2002) permet de reproduire des régions d'émission en forme d'anneaux autour du trajet du jet dans un milieu dense. Toutefois, c'est l'émission radio qui est étudiée et aucun indice ne laisse supposé que ces structures en anneau émettent dans l'IR. De plus, on ne détecte aucune structure radio de ce type dans cette région de NGC 1068
- Micono et al. (1998a,b, 2000) ont développé un code hydrodynamique pour les jets particulièrement adapté au cas stellaire, dans lequel les instabilités de Kelvin-Helmoltz joue un rôle central. Les résultats de leur simulation de l'interaction d'un jet avec un nuage montrent suivant les conditions initiales, soit une structure plus régulière, mais avec l'apparence d'un *bow-shock*, soit des structures complètement turbulentes. La comparaison avec nos images est donc difficile dans les deux cas.
- Le modèle développé par Steffen et al. (1997) est beaucoup plus proche du cas de NGC 1068, car il simule les conditions régnant dans la NLR d'un NAG. Leur simulation produisent bien des nuages denses, arrangés autour du jet, mais aucune périodicité n'est exhibée, les nuages étant arrangés de façon aléatoire autour du jet.

Ainsi, à notre connaissance, il n'existe aucun modèle numérique capable de reproduire la morphologie très spécifique de cette zone d'émission IR. Nous persistons toutefois à favoriser une interprétation en terme d'interaction avec le jet, compte-tenu de la corrélation spatiale nette entre ce dernier et ces structures.

Deux de ces nuages coïncident parfaitement avec les nuages HST-D et HST-E et IR-5 correspond parfaitement à HST-F. On note toutefois que l'ensemble de l'émission UV n'est pas aussi régulièrement structuré que dans l'IR.

On est donc amené à penser que l'on observe une classe d'objets composés de coeurs poussiéreux denses, recouvert par une coquille protectrice de gaz ionisé. Les nuages HST ont l'air plus diffus, ce qui serait compatible avec une enveloppe plus étendue que le coeur. De plus, une extinction irrégulière dans l'UV pourrait encore une fois expliquer les différences de morphologie observées.

On peut enfin remarquer la présence de ces structures juste après la déviation du jet au niveau de la source radio C, qui renforce l'interprétation en terme d'instabilités hydrodynamiques induites par le passage du jet. Malgré tout, la périodicité de ces structures n'est pas expliquée par ces modèles et reste donc une question ouverte.

Les autres structures D'autres sources éparses, sans contrepartie clairement identifiée dans les autres longueurs d'onde sont détectées sur nos images déconvoluées. Une source est ainsi détectée à 0.3'' sud-ouest du noyau, une autre à 0.43'' nord-ouest et une dernière à 0.75'' nord.

Enfin, la portion d'arc identifiée sur les images déconvoluées est très singulière. Comme nous l'avons dit dans l'analyse des déconvolutions, il est peu probable qu'il représente un résidu d'anneau d'Airy. Malgré tout, sa forme singulière ne peut nous faire exclure qu'ils soient des artefacts de déconvolution et n'ayant pas d'autre contrepartie, nous en limiterons l'interprétation.

Confrontation au modèle : un collier de nano-diamants ?

Afin de mettre à jour les mécanismes responsables de l'excitation de cette poussière, il nous faut comparer les indices de couleur relevés à des modèles numériques.

Température de la poussière et rayonnement central On considère dans un premier temps des grains de silicates, chauffés directement par la source centrale. Une expression approchée de la température d'un grain, en équilibre radiatif, situé à une distance r de la source, nous est donnée par Barvainis (1987) :

$$T = 1650 \times \left(\frac{L_{uv,46}}{r_{pc}^2} \right)^{\frac{1}{5.6}} K$$

où $L_{uv,46}$ est la luminosité de la source excitatrice en unités de 10^{46} ergs.s⁻¹. Cette expression nous donne une limite supérieure à la température d'un grain chauffé par la source centrale, car nous ne considérons aucun effet d'écran entre la source et le grain, juste une atténuation du rayonnement par dilution du fait de la distance. Si on considère, comme nous l'avons fait dans l'étude avec GriF, que la luminosité UV de la source centrale est d'environ 1.5×10^{45} ergs.s⁻¹ dans le cas de NGC 1068 (comme évoqué dans la section précédente), on peut comparer les températures prédites par ce simple modèle et nos observations.

Les températures déduites pour les sources IR-CN et IR-CS sont en assez bon accord avec le modèle, ce qui confirme notre première interprétation de nuages de poussières très chaude (600 K) directement chauffés par la source centrale.

Position	T	T _{dec}	Distance (pc)	T _{modèle}
Source IR-CN	-	600	10	520
Source IR-CS	-	600	10	520
Structure IR-1b nord	650	600	25	375
sud	650	600	25	375
nuage IR-6	600	500	25	375
nuage IR-1	550	450	30	350
nuage IR-2	500	450	40	315
nuage IR-3	500	450	55	280
nuage IR-4	450	450	65	265

TAB. 2.8 – Températures déduites des couleurs IR des différentes structures avant et après déconvolution comparées au modèle.

En ce qui concerne les autres structures, les températures données par le modèle sont très inférieures à celles mesurées. On note aussi que la température varie très peu avec la distance au niveau des nuages IR-1 à IR-4 et il nous faut donc invoquer un autre mécanisme pour expliquer le chauffage de la poussière, qui donne une température apparemment constante, dans ces régions.

Une émission free-free rouge pourrait peut-être permettre d'expliquer ces températures de couleur élevées, le gaz, dans ces régions, étant essentiellement ionisé, la densité de flux en M n'étant que le double de celle en L', on peut donc retenir cette interprétation également. Cependant, dans ce cas, les émissions radio et IR moyen seraient respectivement plus élevées et moins élevées.

Influence des chocs sur l'émission IR Les chocs pourraient toutefois être un mécanisme induisant un chauffage local de la poussière et, comme nous l'avons vu, des arguments morphologiques très forts nous permettent de les introduire ici. En effet, on considère généralement que la source radio C, au niveau de notre source IR-1b, est le lieu de la déviation du jet par interaction avec, probablement, un nuage géant. Suivant le schéma proposé par Villar-Martín et al. (2001), les grains de poussière peuvent survivre dans un environnement de choc et de radiation UV intense, tel que la NLR, si les nuages consistent en une couche externe de gaz ionisé et un coeur dense et plus froid composé de poussière. Ce schéma est plutôt compatible avec nos conclusions sur la comparaison entre la morphologie des émissions UV et IR.

Ainsi, si on considère un nuage de densité n , traversé par un choc de vitesse v_s , la luminosité UV induite de ce nuage sera, d'après Dopita & Sutherland (1996) :

$$L_{uv,shock} = 1.1 \times 10^{-3} \left(\frac{v_s}{100 \text{ km.s}^{-1}} \right)^{3.04} \frac{n}{\text{cm}^{-3}} \text{ergs.cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$$

La densité du nuage responsable de la déviation du jet a été estimé par Gallimore et al. (1996a) à au moins 100 cm^{-3} , en considérant les propriétés du jet. Cette valeur est d'ailleurs compatible avec les densités trouvées dans les nuages moléculaires du plan galactique.

Dans une étude cinématique de la NLR, Axon et al. (1998a) trouvent des vitesses de choc d'environ 700 km.s^{-1} . En considérant ces conditions initiales et avec un nuage HST-C de $10 \times 10 \text{ pc}$, le flux UV induit uniquement par la propagation du choc est d'environ $2 \times 10^{40} \text{ ergs.s}^{-1}$.

Si maintenant on essaie de fixer une limite supérieure, avec une densité de 200 cm^{-3} , un choc rapide de 1000 km.s^{-1} , le flux UV induit est environ 10 fois supérieur : $L_{uv,shock} = 1.2 \times 10^{41}$

ergs.s⁻¹. Malgré tout, cela représente un ordre de magnitude de moins que le flux reçu en provenance de la source centrale à cette distance (2.4×10^{42} ergs.s⁻¹).

On voit donc que les chocs ne permettent pas, seuls, de reproduire les températures de couleur trouvées dans les structures IR-1 à IR-4. Concernant IR-1B, les observations spectroscopiques ont montré que la majorité de l'émission UV était une ré-émission du continuum excitateur de la source centrale, il y a donc peu de chance pour que, dans cette zone, les chocs chauffent la poussière. Enfin, Gallimore et al. (1996a) ne détectent aucune zone de choc dans la partie supérieure du jet radio, au niveau des structure IR-3 et IR-4.

Ainsi, tant que des grains de poussière classiques sont considérés, il est difficile de trouver un mécanisme excitateur capable de délivrer de si hautes températures de couleur.

L'hypothèse des nano-diamants On peut toutefois imaginer que la poussière n'est pas que sous forme classique. Le chauffage stochastique de poussière sous forme de très petits grains, VSG (very small grains en anglais), peut ainsi être invoqué pour expliquer des températures de couleur élevées. Cette espèce de grain peut ainsi contribuer de façon importante au spectre proche et moyen IR de régions baignant dans un fort rayonnement UV (Desert et al. 1990). Ce mécanisme a été récemment proposé par Davies et al. (2002), Davies, Burston, & Ward pour expliquer les couleurs très rouges des ULIRG.

Modèle général d'un VSG carboné L'émission stochastique de VSG, tout d'abord introduite pour expliquer le *band* à $220\mu\text{m}$ de l'émission IR interstellaire (Sellgren 1984), pourrait être responsable de près de 40% de l'énergie absorbée par la poussière dans le MIS (Desert et al. 1990), ce qui fait des VSG une population de grains assez répandue. Ils pourraient aussi être responsables de bandes d'émission non identifiées dans l'IR moyen (Guillois et al. 1999). Ils sont donc d'un grand potentiel pour expliquer l'accroissement des températures de couleur dans ces zones fortement chauffées par des UV.

On considère dans ce modèle simple, le cas d'un photon unique chauffant un VSG. Pour estimer la température maximale atteinte par ce grain ainsi que les rapport d'intensité entre les bandes IR pendant son refroidissement, nous avons besoin d'estimer sa capacité calorifique. Celle-ci peut être approximée par une loi de Debye à basse température et une constante pour les hautes températures, en suivant un modèle de type Dulong et Petit, ce qui peut être écrit de la manière suivante :

$$C = \frac{(C_0 \frac{T}{T_0})^3}{1 + \frac{C_0}{C_1} (\frac{T}{T_0})^3}$$

où T_0 est la température de Debye température de l'espèce de poussière considérée, et C_0 et C_1 des coefficients qui dépendent des caractéristiques du grain. Nous avons pris :

$$C_0 = 2.38 \times 10^4 a_{cm}^3 \left(\frac{T}{T_0}\right)^3$$

et

$$C_1 = 30.5 \times a_{cm}^3$$

en J.K⁻¹, en considérant un simple grain carboné. La température de Debye d'un tel grain est de 2000 K (Jones & d'Hendecourt 2000). Notre modèle parvient alors à reproduire les caractéristiques du chauffage et du refroidissement d'un VSG en bon accord avec celles issues de leur modèle, beaucoup plus sophistiqué.

Lorsqu'un photon est absorbé, il chauffe le grain jusqu'à sa température maximale, qui dépend de la taille du grain, de sa nature et de l'énergie du photon.

Le grain se refroidit alors en ré-émettant l'énergie que lui a communiqué le photon, principalement dans l'IR. Si on considère que le grain émet comme un corps noir, alors le flux total émis par le grain pendant son refroidissement est donné par :

$$F(\lambda) = \int \pi B_\lambda[T(t)] \times 4\pi a^2 dt$$

où $T(t)$ est la solution de l'équation de conservation d'énergie suivante :

$$CdT = 4\pi a^2 \sigma T^4 dt$$

En utilisant l'expression de la capacité calorifique dérivée pour un VSG carboné, on obtient le flux émis dans chaque bande de l'IR par un tel grain en se refroidissant. On peut ainsi essayer de reproduire les rapports de couleur observés avec différentes tailles de grains et énergies de photon incident. Les fonctions de refroidissement de deux types de grains sont montrées sur la figure ci-contre. On voit que dans le cas de "gros" grains (5 nm), la température initiale ne monte qu'à 500 K pour un photon de 5 keV, alors qu'elle monte à 1000 K pour un photon de 100 eV sur un grain de 1 nm. La température initiale du grain dépend donc très fortement de la taille de celui-ci, ce qui a pour conséquence, pour les gros grains, à faire chuter l'émission en bande K. Par contre, ils se refroidissent aussi moins vite que les petits grains, et le champ UV à invoquer est donc moins dense. Ainsi, sur un gros grain, le flux perd 50% de sa valeur en 5 ms, alors que dans le cas du petit grain, c'est en moins de 0.5 ms, soit 10 fois plus rapidement.

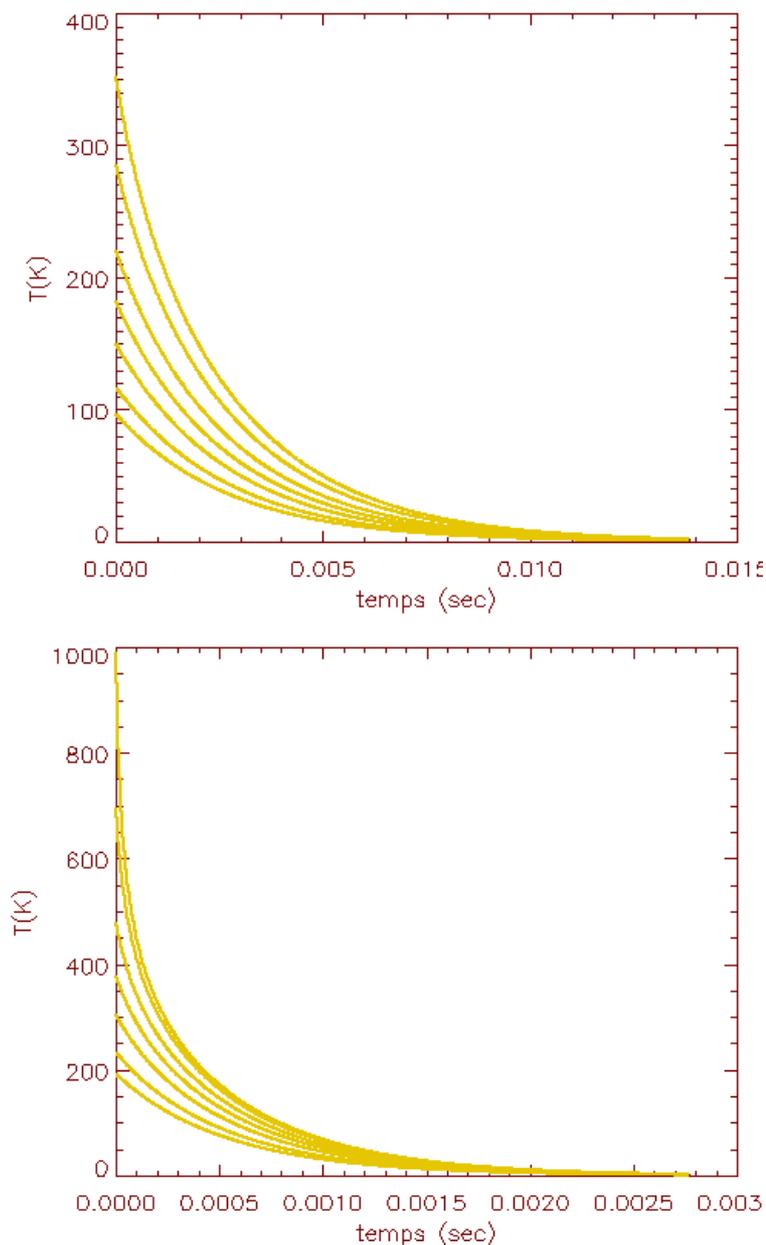


FIG. 2.19 – Fonction de refroidissement d'un grain de 5 nm de rayon, chauffé par des photons de 5000 à 10 eV (en haut) et un grain de 1 nm de rayon chauffé par des photons de 100 à 1 eV (en bas).

Comparaison aux mesures On arrive ainsi à reproduire globalement les rapports de flux observés dans l'IR avec différentes tailles de grains et différentes énergies de photons, comme le montre la figure 2.20, la solution moyenne, indiquée par la croix est trouvée pour un photon de 6 eV chauffant un grain de 0.5 nm.

Dans l'environnement d'un NAG, il n'y a cependant pas qu'une taille de grain et ni un seul type de photon UV.

On peut construire pour une distribution typique de photons UV un programme de minimisation qui permet de trouver la distribution optimum de tailles de grains permettant de reproduire les rapports de couleur observés dans l'IR. On peut de plus ajouter une contrainte supplémentaire, en supposant que l'extension nord-est de la source observée par Bock et al. (2000) est en fait constituée de 4 sources indépendantes, dont le flux représente le quart de ce qu'ils mesurent. On obtient ainsi une couleur : $L-N=3.9$. Pour simplifier le problème, on considère des distributions de photons et de grains constantes en fonction de l'énergie et de la taille du grain respectivement. On se place donc dans deux régimes distincts, des photons de 1 à 10 eV et des photons de 10 à 100 eV. Les tailles de grains optimum trouvées dans les deux cas sont de 0.5 à 1 nm pour les photons peu énergétiques et de 1.5 à 10 nm pour les photons énergétiques. En considérant que ces régions sont principalement chauffées par l'objet central, que l'émission d'un disque d'accrétion d'un trou noir super-massif est 10 fois plus importante à 100 eV qu'à 10 eV, on en déduit qu'il faut environ 10 fois plus de VSG de 1 à 10 nm que de grain de 0.5 à 1 nm.

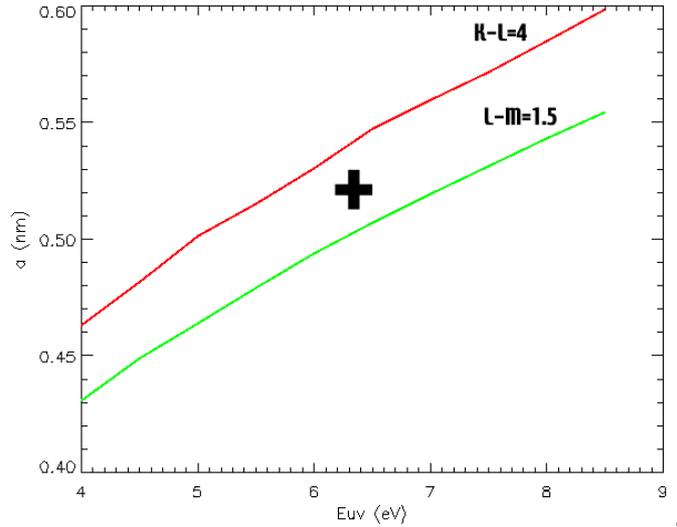


FIG. 2.20 – Taille de grain et énergie de photon UV en fonction des rapports de couleur observés.

La contrainte des indices de couleur estimé nous a donc permis de restreindre l'intervalle des caractéristiques possibles de ces grains avec une grande proportion de grains de quelques nanomètres chauffés par le rayonnement de la source centrale.

Avec ce modèle simple de l'émission de VSG, on arrive à reproduire les rapports de couleur trouvés dans les nuages IR-1 à IR-5, en invoquant le chauffage par la source centrale, et sans avoir recours à une hypothétique source de chauffage locale non détectée.

Quelle est la nature de ces VSG ?

Un très bon candidat VSG serait une population de nano-diamants. En effet, des expériences en laboratoire ont permis de montrer que ces nano-grains pouvaient atteindre des température de 1000 K, en absorbant un unique photon UV (Jones & d'Hendecourt 2000). De plus, les nano-diamants sont une espèce très stable et très résistante, ce qui est une condition indispensable pour survivre dans cet environnement très dur ($U_{UV} \approx 10 \text{ KeV.cm}^{-3}$).

Ce type de grains se forment généralement dans les fort champs UV par déposition chimique de vapeur (Hill et al. 1998) ou dans des chocs, comme l'indique leur découverte dans des météorites ayant été soumises à de fortes pressions (Lewis et al. 1987). Ces deux arguments,

ajoutés à l'indice de la présence d'une population non négligeable de VSG dans le MIS sont des éléments en faveur de la présence de nano-diamants dans les structure IR-1 à IR-5 de NGC 1068.

Malgré tout, notre modèle a des limites. Par exemple, on suppose que nos grains ont un spectre d'émission de type corps noir, alors que des expériences en laboratoire semblent montrer que la majorité de l'émission IR a lieu dans des bandes précises, compte-tenu de la valeur très faible du coefficient d'absorption (le diamant est connu pour être transparent dans l'IR). D'un autre côté, ces bandes d'émission ne semblent apparaître que pour des grains suffisamment gros (Jones et al. 2004) et nous ne prédisons pas l'existence de motifs spectroscopiques liés aux nano-diamants, pour les tailles que nous déduisons (≈ 1 nm), dans les spectres de ces régions (les signatures des "gros" nano-diamants sont attendues à $3.43\mu\text{m}$ et $3.53\mu\text{m}$).

La poussière de la source centrale Les couleurs IR mesurées sur la source centrale, dans une ouverture de la largeur du pic de diffraction correspondent à la poussière dont la température est comprise entre 900 et 950 K. Ce résultat, qui dépend toutefois de la différence de qualité de correction obtenue pendant les observations, est en bon accord avec les conclusions de l'étude spectroscopique avec GriF, pour lesquelles la résolution était deux fois plus faible.

Cette constatation nous amène donc à comparer nos images au modèle de transfert radiatif développé précédemment. Dans ce modèle, la source centrale en bande K représente la surface extérieure d'une cavité de sublimation entourant l'objet compact. Dans le cas de NGC 1068, le modèle nous donne une largeur de 0.7 pc pour cette cavité avec un allongement N-S caractéristique. Wittkowski et al. (2004) trouvent une largeur < 0.5 pc dans la direction P.A. = 45° , ce qui est plutôt compatible avec cette valeur, compte-tenu de l'allongement observé. L'allongement est lui confirmé par Weigelt et al. (2004) qui trouvent cependant une taille > 2.5 pc avec des observations speckle.

Comme nous l'avons vu, en ajustant une gaussienne à 2D sur nos images déconvoluées, on trouve une largeur de 2.1 pc en bande Ks, pour l'allongement N-S qui est trois fois supérieure à celle donnée par le modèle. On en conclut donc que l'allongement observé n'est pas forcément représentatif de l'allure réelle de la cavité de sublimation, les tailles mises en jeu étant bien plus petites et que, par exemple, la présence d'un nuage très proche de la source centrale, et non résolue, pourrait accentuer l'effet d'élongation. Malgré tout, cela ne remet pas en cause la conclusion que l'émission de cette région resterait dominée par la cavité de sublimation, comme en atteste les rapports de couleur IR.

Conclusions de cette étude

Cette étude nous montre l'importance d'obtenir un haut contraste pour l'observation des NAG. Grâce à l'utilisation d'un des plus grand télescope disponible, avec une OA à haut rendement et une méthode soignée de restauration du contraste dans l'image, nous avons pu disséquer l'émission IR de NGC 1068 et mettre à jour des détails et de nouveaux mécanismes à l'oeuvre dans le coeur de la *bête*.

Les principales conclusions pour NGC 1068 peuvent être résumées comme suit :

- La morphologie globale de l'émission dans le proche IR semble désigner le jet, observé en radio, comme le principal responsable de la structuration de la NLR. Au niveau de la source radio C, une structure très particulière est observée et apparaît très rectiligne en bande M et plus courbé à 2.2 et $3.8\mu\text{m}$. La différence de morphologie peut probablement s'expliquer par une extinction diffuse de la poussière, et cette structure représente la contrepartie IR de l'émission du nuage interagissant avec le jet.

- Quatre nuages allongés (IR-1 à IR-4) se développent parallèlement et quasi-périodiquement le long de l'axe du jet et l'entourent avec la structure IR-6. La cause de l'arrangement si régulier de ces nuages est une question ouverte car aucune simulation d'interaction de jet avec le MIS n'est capable de le reproduire. Nous préférons toutefois interpréter le mécanisme responsable de la formation de ces structures en termes d'instabilités hydrodynamiques induites par le jet dans la NLR.
- La température de couleur dérivée de la photométrie de ces structures est bien trop grande pour être due à l'excitation de la source centrale, si on considère que la poussière est sous forme de grains classiques.
- La comparaison à un simple modèle démontre l'impossibilité de reproduire ces températures avec un chauffage par des UV générés par le passage d'un choc dans le nuage. D'un autre côté, si une fraction de la poussière est sous forme de VSG, on arrive à reproduire les températures observées avec un chauffage par la source centrale. Nous proposons donc que la poussière contenue dans ces nuages se trouve en grande partie sous forme de VSG, peut-être des nano-diamants, en raison de leur résistance et de leur formation sous une illumination UV, chauffés de façon stochastique par la source centrale. L'émissivité de ces derniers dans l'IR est encore mal connue et cette proposition mérite donc confirmation.
- Les images déconvoluées indiquent la présence de deux nouvelles sources, symétriquement réparties autour de l'objet central, le long de l'axe P.A. = -20° . Elles ont des différences de magnitude de 2 avec la source centrale et leur couleur est équivalente à de la poussière à 600 K, ce qui est compatible avec un chauffage par la source centrale, à cette distance.
- La source centrale est allongée le long de l'axe P.A. = -16° , avec une largeur à mi-hauteur en bande K de 2.2 pc dans la direction de l'allongement et inférieure à 1 pc dans la direction perpendiculaire, la source y étant non résolue. On donne aussi une limite supérieure de 5.5 pc pour la source en bande L' et M. Cet allongement est reproduit par un modèle de transfert radiatif qui donne toutefois une taille 3 fois inférieure.

Un petit bémol subsiste à la fin de cette étude. En effet, les structures IR-1 à IR-5 ne sont pas vraiment détectées sur les images en bande K avant et après déconvolution. Seules quelques traces des deux premières sont discernables, noyées dans le fond diffus et la lumière diffusée de la source centrale. Pourtant, le modèle de nano-diamant prédit un rapport de couleur à peu près constant pour ces structures.

2.3.4 Coronographie avec NaCo : filaments infrarouges

Pour vérifier l'existence de ces structures en bande K, et donner plus de cohérence à notre modèle en mesurant l'intensité émise dans ces régions, il faudrait augmenter le temps d'exposition. Ceci aurait pour conséquence de saturer le détecteur sur la source centrale, et de plus, la lumière diffusée augmenterait dramatiquement (ainsi que les effets de saturation gênant la détection de nos cibles).

Une solution à ce dilemme consiste à utiliser la coronographie, ce qui n'a (à ma connaissance) jamais été tentée sur un NAG, afin d'augmenter (encore!) le contraste autour de la source brillante. Cette technique, utilisée principalement en OA pour mettre en évidence la présence de compagnons faibles autour d'une étoile (planète extra-solaire, naine brune, ...), consiste à cacher l'objet brillant avec un masque et à placer un diaphragme pupillaire pour poser plus longuement. Cette technique doit son nom à ses inventeurs, qui l'utilisèrent pour la première fois pour étudier la couronne solaire (Lyot 1939).

Plusieurs types de masque peuvent être utilisés à cet effet comme le masque de Lyot ou le coronographe à 4 quadrants, dont un exemplaire du dernier type, conçu et réalisé au LESIA, a

été installé sur NaCo en octobre 2003.

Principe de la coronographie 4QPM

Le principe du masque de phase à 4 quadrants (qu'on nommera 4QPM dans la suite) (Rouan et al. 2000) est basé sur l'utilisation de lames de phase arrangées dans une configuration à 4 quadrants, 2 sur une diagonale et les deux autres, déphasés de π sur l'autre. Si on considère une correction parfaite du front d'onde, les 4 faisceaux issus d'une source placée au centre du masque se combinent de façon destructive, nous permettant d'atteindre une atténuation de 12 magnitudes en laboratoire.

Une évaluation des performances de ce type de système peut être trouvée dans Riaud et al. (2001, 2003). L'efficacité d'atténuation dépend de la qualité de la correction, ce qui réserve ce type d'instrument aux objets relativement brillant. Nous avons vu dans la section précédente, qu'un Strehl en bande K >0.5 était accessible sur NGC 1068, ce qui justifie d'utiliser un tel instrument.

Bien sûr, ce type de coronographe ne permet pas d'éteindre complètement la source, mais le principe interférométrique évite les effets de diffraction sur le bord du masque et permet donc, en théorie de sonder des régions plus proches de celui-ci. Ainsi, si dans le cas d'un coronographe de Lyot, on ne peut explorer des régions situées à moins de 4 à $5\lambda/D$ du bord du masque, dans le cas du 4QPM, on peut s'approcher à moins de $2\lambda/D$, ce qui en fait un instrument de choix pour l'étude des NAG.

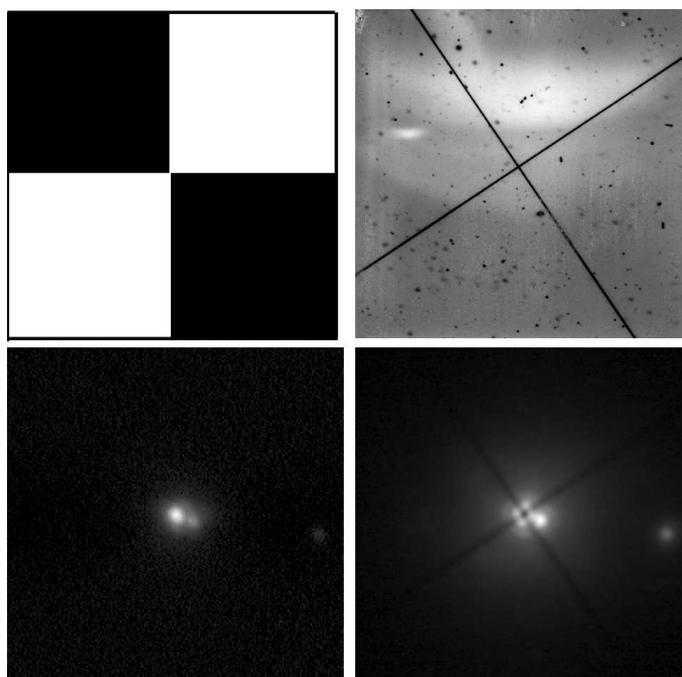


FIG. 2.21 – Principe du 4QPM (la différence de couleur représente le déphasage de π) et image de champ plat de celui de NAOS (haut). Exemple d'utilisation sur un objet multiple (bas).

Conditions d'observation

J'ai donc réalisé les premières observations coronographiques de NGC 1068 avec le 4QPM installé sur NACO, juste avant son ouverture à la communauté, en Novembre 2003. Le seeing était très bon, d'environ $0.7''$ et le ciel était clair. NAOS a été asservi sur le noyau de NGC 1068, en utilisant l'ASO visible, nous permettant d'obtenir un rapport de Strehl moyen d'environ 0.6, comme annoncé par le calculateur temps réel.

Une série de 100 poses de 1 s a été acquise sur NGC 1068 et sur une étoile de calibration (BD 00413, une étoile de type G0). L'étoile a été choisie pour reproduire les mêmes conditions de correction que sur NGC 1068, et le Strehl obtenu est d'environ 0.55.

Les images de cette étoile sont utilisées à la fois pour mesurer les effets de la turbulence résiduelle (le halo) et évaluer les motifs de diffraction résiduels du masque coronographique. Les images sont traitées de la manière habituelle, soustraites du ciel et moyennées, et l'image finale de la référence est soustraite à celle de l'objet. On obtient les images présentées dans les

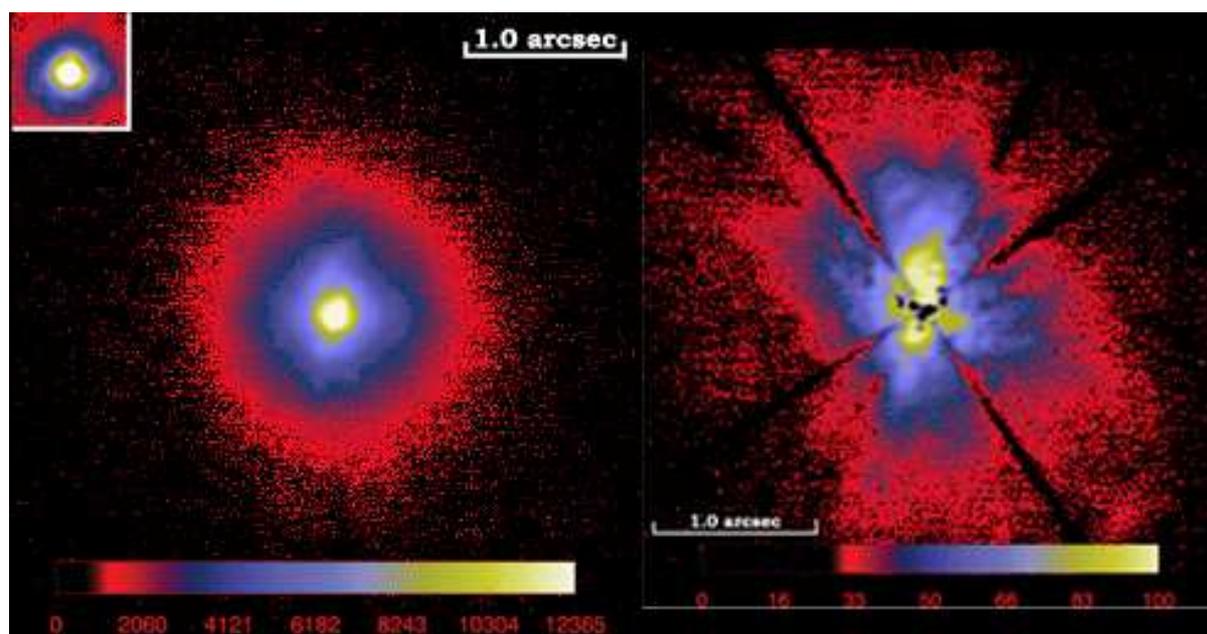


FIG. 2.22 – Image coronagraphique en bande Ks de NGC 1068, soustraite de l'image coronagraphique de la référence, comparée à l'image en bande Ks, sans coronographe.

figures 2.22 et 2.23. L'accroissement du bruit et des incertitudes introduits par cette soustraction nous conduit à ne pas interpréter les structures situées à moins de $0.15''$ de la source centrale.

D'abord, sur l'image plein champ ($13''$ de côté), on remarque que la source possède une forme ovoïdale, allongée le long de l'axe P.A. $=40^\circ$, compatible avec l'axe du jet. On notera que les motifs diffractifs induits par l'araignée du télescope ainsi que les zones atténuées par le coronographe (intersections des masques de phase) peuvent donner l'impression d'un bicône très bien défini. De plus, ces artefacts se trouvent exactement dans l'axe vrai du bicône, ce qui gêne les interprétations.

Structures nord : vagues induites par le jet

Au nord de la source centrale (repérée par le croisement du motif du coronographe), une émission diffuse domine sur les grandes échelles, avec une tendance à se regrouper en petits paquets d'émission pour les régions situées à moins de 100 pc du coeur.

Plus proche de ce dernier, une structure allongée le long de l'axe P.A. $=-10^\circ$ et courbée est détectée (niveaux jaunes sur l'image de droite de la figure 2.22), en accord avec l'élongation N-S du profil de la source mise en évidence sur l'image en bande Ks sans le masque et de l'image obtenue après déconvolution. Cette structure est partiellement masquée par le coronographe et nous ne pouvons donc pousser plus loin l'interprétation. On constate juste que sur cette image, elle a l'allure d'une micro-spirale (forme en S caractéristique) balafrant le coeur.

Directement au nord de cette structure, on trouve une source (figure 2.22) que l'on peut identifier à la source IR-CN. Toutefois, la proximité de la source centrale empêche toute mesure précise de sa photométrie, comme précédemment discuté.

À environ 15 pc au nord du noyau, on détecte une source allongée et légèrement courbée, identifiable avec la structure IR-1b précédemment définie. On note surtout la ressemblance frappante entre la structure mise à jour par l'utilisation du coronographe et celle obtenue

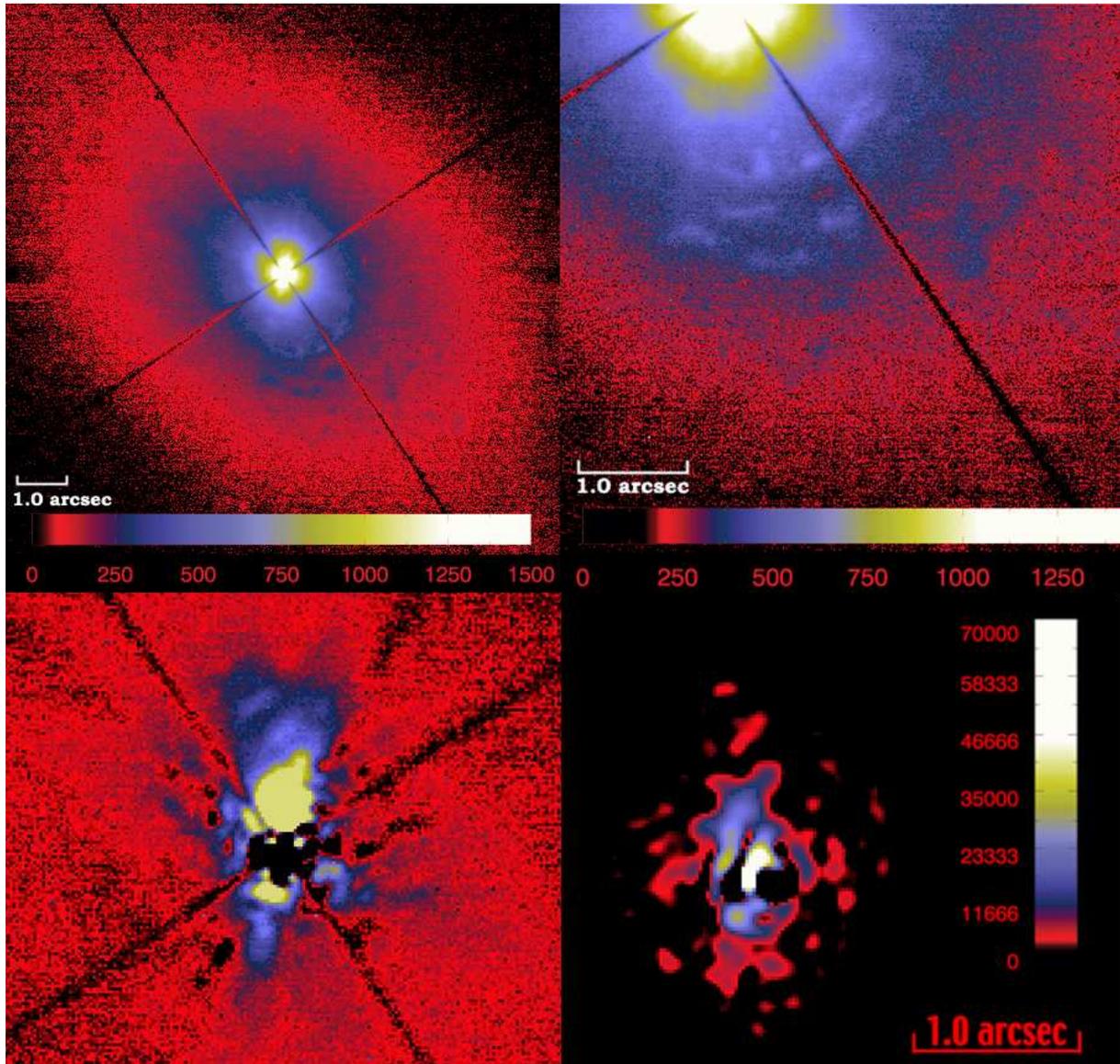


FIG. 2.23 – Image coronographique plein champ (en haut à gauche), zoom sur les structures filamentaires sud (en haut à droite). Image coronographique soustraite de la référence avec une table de couleur choisie pour mettre en évidence les nuages IR-1 à IR-4 (en bas à gauche) comparée au résultat de la déconvolution en bande Ks.

après déconvolution, ce qui renforce la confiance qu'on peut avoir sur les autres résultats de la déconvolution.

La découverte la plus marquante de ces observations coronographiques est la mise en évidence à $2.2\mu\text{m}$ des *vagues* de nuages à partir de 25 pc nord du noyau et se développant le long de l'axe P.A.= 47° . Les premières de ces structures étaient à peine identifiées sur l'image Ks sans coronographe et sont maintenant parfaitement visibles et bien délimitées. À l'inverse des images non déconvoluées en L' et en M, ces structures apparaissent parfaitement distinctes sur l'image coronographique, bénéficiant d'une meilleure résolution, et donc d'une taille de pixel 2 fois plus faible. Ainsi, on confirme entièrement le résultat des déconvolutions sur le plan morphologique et on obtient un bon RSB en bande Ks sur ces structures, ce qui va nous permettre de faire la photométrie et de confirmer ou d'infirmer l'hypothèse des VSG, ce qui sera fait dans la section 2.3.4.

On confirme ainsi la présence de structures allongées, alignées le long de l'axe radio, mais la présence du masque coronographique masquant la zone où se situe le nuage IR-5 ne nous permet pas de vérifier la présence d'une région d'émission en bande Ks à ce niveau. L'hypothèse de structures induites par le jet reste toutefois d'actualité.

Structures sud : des filaments IR

Toujours dans les régions les plus proches du coeur, on détecte au sud une structure identifiable avec la source IR-CS. Malgré tout, comme dans le cas nord, elle est trop proche du centre pour pouvoir être caractérisée avec précision. Directement au sud de cette structure, se dessine la contrepartie en Ks de la structure IR-6, de forme remarquablement similaire au résultat des déconvolutions dans les 3 bandes. Malgré le manque de contrepartie dans l'UV, cette structure est donc présente du proche IR à l'IR moyen (Bock et al. 2000), avec une morphologie quasiment constante, aux limites de résolution près.

À plus large distance du coeur, au sud-ouest, de nouvelles structures non détectées sur les images hors coronographe dans aucune des bandes sont mises en évidence. Il s'agit d'un groupe de nuages, très fins, en forme de portion d'arc, semblant entourer le noyau, tels une succession de coquilles à grande échelle. Leur structure et leur position par rapport au noyau poussent à les rapprocher des *vagues* de nuages observées au nord, mais elles sont plus éloignées du noyau et s'étendent sur une plus grande surface.

Ces structures pourraient être la contrepartie IR sud, dans le bicône d'ionisation, des analogues aux structures filamentaires observées au nord dans les images UV (Capetti et al. 1995). Une partie de ces structures apparaît comme un groupe "d'arçlets", à environ 160 pc sud du noyau, qui se développe sur environ 70 pc, mais qui est malheureusement en partie masqué par le motif du coronographe. La liaison évidente dans la première série d'arçlets dans les quadrants sud et ouest de l'image, nous permet de penser que les structures plus distribuées et diffuses observées dans le quadrant ouest à plus grande distance sont de même origine.

Selon Thompson et al. (2001), le cône d'ionisation sud, non clairement mis en évidence dans les observations UV, probablement à cause de l'extinction du plan galactique de NGC 1068, devrait être détectable dans l'IR. De plus, on note sur l'image présentée par les mêmes auteurs, à environ 150 pc sud du noyau, une série de nuages très structurés et émettant dans les raies de l'hydrogène ionisé ($H\alpha$ et $Pashen\alpha$) de l'IR. L'origine de ces structures n'a pas été étudiée, mais nous notons de grandes similarités morphologiques avec celles qui sont détectées dans nos images coronographiques à la même distance, même si elles possèdent une allure moins régulière et s'étendent, de plus, plus près du noyau sur les images $H\alpha$. Cette émission est superposable

aux structures observées dans la bande du [SiVI] par les mêmes auteurs, ce qui est comparable, comme discuté par eux, à ce qui se passe dans les grands complexes de HII, observés dans le plan galactique, où émission de poussière et d'hydrogène ionisé se confondent, ce qui permet d'en conclure que la poussière est probablement piégée dans de tels complexes dans l'environnement du coeur de NGC 1068.

Ces structures ne sont toutefois pas détectées dans l'IR moyen,, ce qui pourrait témoigner d'une sensibilité moindre des observations à $10\mu\text{m}$. Dans nos observations en bande Ks, sans coronographes, elles étaient masquées par la lumière diffusée de la source centrale, et ont été détectées pour la première fois sur une image H α , en bande étroite donc, dans laquelle l'effet du continuum de la source centrale est réduit.

Une morphologie si structurée dans la NLR suggère un mécanisme très particulier pour la modeler. Ces structures étant réparties en coquilles concentriques autour du noyau, avec une occurrence quasi-périodique, une interprétation naturelle pourrait être l'influence d'un vent pulsant la matière de la NLR et permettant de produire de tels arclats.

Une autre explication pourrait être du gaz éjecté par des supernovae au coeur du NAG, et se dispersant sous forme de bulles de plusieurs dizaines de pc depuis le noyau. La spectroscopie de ces arclats pourrait nous donner plus d'information sur leur véritable nature.

On note enfin que ces arclats sont distribués sur la face extérieure la la région d'émission structurée observée en H α . De plus, Crenshaw & Kraemer (2000a) trouvent une indication de nuages en décélération dans la partie correspondante du cône d'ionisation nord, c'est à dire à environ 150 pc au Nord Est du coeur, et aussi la présence d'émission UV générée par des chocs. Ces arclats pourraient donc tracer l'interface entre le gaz entraîné par le jet et le MIS, là où les raies en émission s'intensifient.

Complexe est-ouest

Dans l'image soustraite de la référence (figure 2.22), une structure complexe le long de l'axe est-ouest est détectée. Proche du coeur, le motif identifié par Rouan et al. (1998) comme une trace possible du tore moléculaire n'est pas mise en évidence. La structure que nous détectons traversant le noyau, elle est en partie affectée par la soustraction de la référence et les motifs induits par le masque coronographique. Nous ne pouvons donc pousser plus avant l'interprétation, ni même en mesurer sa photométrie. On note qu'elle a toutefois une morphologie complexe, très torturée, et pas vraiment interprétable en l'état.

Photométrie et nano-diamants

Nous avons pu réaliser une photométrie absolue sur les régions qui entoure le coeur situées à une distance supérieure à $0.15''$, sur l'image soustraite uniquement du ciel. La calibration de ces mesures est faite à partir du point zéro délivré par les données de calibration de l'instrument, mais nous estimons à 10% l'erreur de mesure, compte-tenu des incertitudes sur la transmission du masque. Les magnitudes en bande Ks ainsi que les couleurs L'-Ks déduite de ces observations et des précédentes, sont présentées dans le tableau 2.3.4.

Comme on le voit, ces couleurs correspondent à une température d'environ 500 K, pour les régions nord, compatibles avec nos observations précédentes. Nous avons donc ici une confirmation de la température très élevée de ces régions, de plus, comme nous l'avons vu précédemment, ces indices de couleur élevés peuvent être reproduite avec notre modèle simple de VSG.

Position	Ouverture	Mag Ks	Ks-L'
nuage IR-1	0.05	14.0	4.0
nuage IR-2	0.05	14.2	4.2
nuage IR-3	0.05	14.2	4.6
nuage IR-4	0.05	15.0	4.5
nuage IR-6	0.05	13.9	4.3
source N2	0.04	16.0	-

TAB. 2.9 – Photométrie et couleur Ks-L' pour différentes structures identifiées sur notre image coronographique. Le rayon d'ouverture est donnée en arcsec.

Conclusions de cette étude

La coronagraphie couplée à l'OA est une toute nouvelle technique pour l'étude de l'environnement proche des NAG. Elle permet de sonder plus en profondeur l'environnement proche de ces monstres et de détecter de nouvelles structures très proches et précédemment cachées par la diffusion de la lumière de la source centrale. Dans cette étude, nous avons utilisé un tout nouveau type de coronographe, le 4QPM, dont l'installation sur un des VLT est la première implémentation sur un grand télescope et les résultats obtenus dans cette étude valident complètement les performances de cet instrument.

En observant l'archétype des noyaux de Seyfert II, nous avons mis en évidence un environnement très structuré et très complexe. Les structures identifiées sont similaires à ce qui a été observé dans les autres bandes de l'IR (3.8 et 4.8 μ m), à la même résolution, mais sans masque, et étaient complètement cachées par la lumière diffusée de la source centrale lors de nos observations en bande Ks.

La taille, la forme et la photométrie des sources observées au nord est en bon accord avec nos interprétations précédentes en terme de structures modelées par le jet et contenant de la poussière sous forme de très petits grains, qui seraient chauffés de façon stochastique par la source centrale.

De plus, de nouvelles structures filamentaires en arc ont été mises en évidence au sud du noyau, qui pourraient être la contrepartie au sud de l'analogue des structures filamentaires observées au nord dans les images UV. Malgré tout, plus d'informations sur ces structures sont nécessaires pour comprendre leur nature exacte.

Ces observations ont été faites dans le cadre d'un test de faisabilité et ne représentent qu'une centaine de secondes d'intégration sur l'objet. Elles confirment toutefois le potentiel d'un tel instrument, couplé à un grand télescope muni d'une OA performante, pour la compréhension de l'émission IR des NAG.

2.3.5 Spectroscopie avec NaCo : zoom sur la CLR

Afin d'obtenir un diagnostic plus précis des conditions physiques au coeur des différentes structures identifiées dans le proche IR grâce aux observations NaCo, la spectroscopie apparaît indispensable. NaCo propose un mode de spectroscopie longue fente que nous avons utilisée. Trois campagnes d'observations ont été menées dans ce but, dans les différentes bandes de l'IR proche et avec différentes positions de fentes.

Conditions d'observations

La première campagne d'observations spectroscopiques a été menée en novembre 2002, dans la bande Ks. Le seeing était excellent (entre 0.45 et 0.63") et la masse d'air était de 1.1. L'ASO visible a été utilisé et le Strehl moyen obtenu est d'environ 0.52 @ 2.2 μ m nous permettant de prétendre à la limite de diffraction. 54 images spectrales de 20 s ont été acquises pour un temps total d'exposition d'environ 1000 s. Les pixels de 0.027" ont été utilisés, l'échantillonnage de Shannon est donc tout juste vérifié (limite de diffraction = 0.056" @ 2.2 μ m). Lors de ces observations, la fente, centrée sur le noyau, était orientée à 12° comme le montre la figure 2.24.

La seconde campagne d'observations spectroscopiques a eut lieu en novembre 2003, cette fois en bande L et L'. La fente, toujours centrée sur le noyau était orientée à 12 et 102°, pour sonder la direction de l'hypothétique tore détecté par Rouan et al. (1998). Les conditions atmosphériques étaient beaucoup moins favorables, avec un seeing variant de 1.0 à 1.6" pour les observations à 102° et entre 0.65 et 1.0" pour les observations à 12°. La masse d'air était toujours aux environs de 1.1. Le Strehl moyen obtenu varie de 0.15 @ 2.2 μ m pour les observations à 102° (à cause du fort seeing), ce qui correspond toutefois à 0.47 @ 3.5 μ m nous permettant de prétendre à la limite de diffraction, jusqu'à près de 0.6 @ 2.2 μ m pour les observations à 12° correspondant à plus de 0.8 @ 3.5 μ m. Des pixels de 0.054" ont été utilisés dans les deux cas et donc, là encore, l'échantillonnage de Shannon est tout juste vérifié. 750 images spectrales de 0.8 s ont été acquises dans chaque cas, représentant un temps total d'exposition de 600 s.

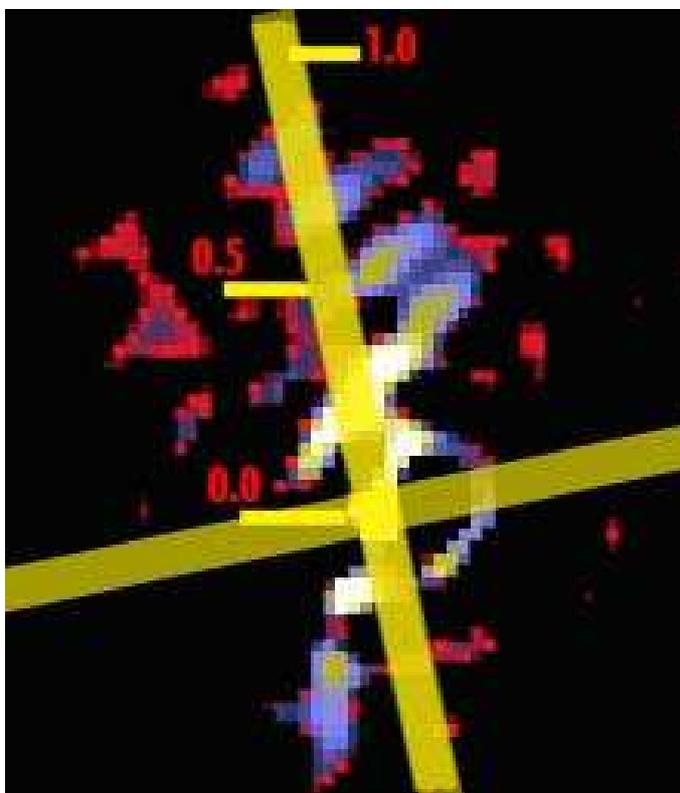


FIG. 2.24 – Les deux positions de fente utilisées dans cette étude superposées à l'image déconvoluée en bande M, avec l'échelle spatiale le long de la fente.

La troisième campagne a été menée en septembre 2005, en bande Ks et L. Cette fois, la fente était orientée d'une part à 47°, et décentrée de 0.3" nord, afin d'inclure la série de nuages allongés découvert dans notre étude précédente. Les conditions atmosphériques étaient beaucoup moins favorables, avec un seeing moyen d'environ 1.5", un fort vent et une turbulence rapide. Des pixels de 0.027" et 0.054" ont été utilisés en Ks et L respectivement et donc, là encore, l'échantillonnage de Shannon est tout juste vérifié. Compte-tenu de la *fraicheur* des observations, une réduction précise de ces données n'a pas encore été faite et nous ne présenterons ici que quelques résultats très préliminaires.

Traitement de spectres

La réduction préliminaire des images spectrales est similaire à ce qui a été développé pour l'imagerie. Après une correction des mauvais pixels ainsi que du champ plat, on soustrait le ciel et les images spectrales sont recentrées avec l'algorithme décrit dans le chapitre 1. Ensuite, comme nous l'avons vu dans le cas de GriF, un certain nombre d'effets, inhérents à l'utilisation d'un spectrographe, doivent être corrigés.

D'abord, une distorsion des spectres, dans la dimension spectrale, est introduite par la dispersion du grisme, qui n'est pas parfaitement la même sur tout le champ. Ceci peut introduire un déplacement de plusieurs pixels de la position d'une longueur d'onde d'un bout à l'autre du champ, et donc une perte de résolution spectrale. Corriger de cet effet correspond donc à un déplacement fin (sub-pixelique) de la position de chaque pixel de l'image, afin d'obtenir une dispersion parfaitement identique. La distorsion introduite peut être évaluée sur le spectre d'une lampe de calibration, par ajustement d'un polynôme du second ordre. De plus, celle-ci évoluant le long de la fente, la totalité du domaine spectral doit être correctement échantillonné à l'aide de plusieurs raies. Ceci est possible en bande Ks, où on trouve près d'une dizaine de raies, mais ne l'est pas en bande L et L'. Dans ce cas, on utilise les raies atmosphériques présente dans les spectres de ciel de l'étoile de calibration. Les fonctions d'évolution de chaque coefficient du polynôme de second ordre de la distorsion sont ensuite ajustées par une fonction linéaire afin de pouvoir corriger tous les pixels de l'image. La position corrigée de chaque pixel de l'image, qui est préalablement sur-échantillonnée, est ensuite estimée avec une précision d'un dixième de pixel. Les images corrigées sont ensuite ramenées à leur échantillonnage d'origine. Comme on l'imagine, cette correction doit être effectuée avant le recentrage fin de chaque image de la série.

La résolution spectrale finalement atteinte est estimée sur les spectres corrigés de la lampe de calibration par ajustement d'une gaussienne sur chaque raie. Les largeurs obtenues nous mènent à des résolutions allant de 1720 à 1740 le long de la dimension spectrale, ce qui est assez proche de la résolution théorique de l'instrument (1700).

De plus, comme nous l'avons vu dans le cas de GriF, une légère rotation des spectres sur le plan de la caméra est aussi à corriger, ce qui est fait suivant la méthode décrite précédemment, après recentrage fin et avant sommation des images spectrales.

Enfin, la transmission atmosphérique doit être corrigée sur chaque spectre de l'image. En bande Ks, celle-ci est estimée à l'aide du spectre de l'étoiles de calibration, une étoile A0, par comparaison de celui-ci avec le spectre théorique d'une étoile de même type, qui suit, à ces longueurs d'onde, une distribution de type Rayleigh-Jeans. Des spectres théoriques peuvent être trouvés dans la librairie de spectres stellaires de l'ESO.

Dans le cas des observations de novembre 2003 en bande L et L', traversées par de nombreuses bandes d'émission atmosphériques, le RSB obtenu sur le spectre de l'étoile de calibration est trop faible pour permettre une bonne calibration de la transmission atmosphérique, celle-ci étant globalement faible, particulièrement au début de la bande L (3.15 à 3.3 μ m). On choisit donc de faire l'hypothèse que la source la plus centrale, réputée "featureless" ne contient aucun motif spectroscopique (vérifié dans la bande Ks), le spectre de celle-ci, à la pente du continuum près, constitue une excellente calibration de la transmission atmosphérique. Ainsi, tous les spectres obtenus lors de ces observations dans les deux bandes seront donc toujours corrigés de la transmission atmosphérique par division du spectre obtenu sur le pixel maximum (compte-tenu de l'échantillonnage de ces observations, la source centrale semble tenir sur 1 pixel

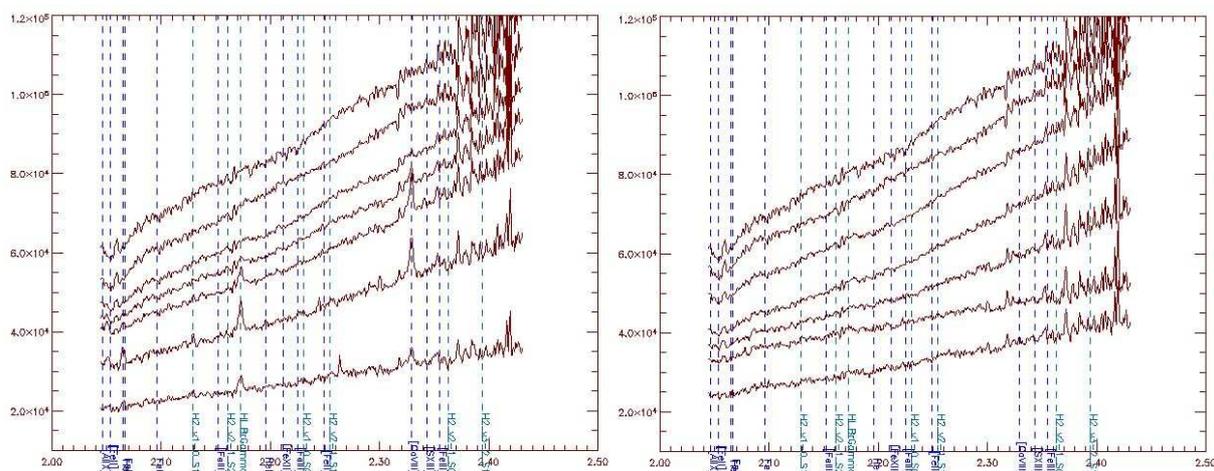


FIG. 2.25 – Spectres NaCo du coeur de NGC 1068 en bande Ks, avec une fente orientée à 12° . À gauche, le Nord et au droite, le Sud. Déplacement par pas de $0.054''$ de haut en bas.

dans la dimension spatiale).

Dans le cas des observations de septembre 2005, le RSB sur la référence est tout juste suffisant pour appliquer le premier type de correction dans les deux bandes (ici Ks et L').

Pour la calibration photométrique, le RSB de la référence était globalement suffisant. Malgré tout, seule la calibration photométrique des observations de Novembre 2002, en bande Ks, a été réalisée pour le moment.

Pour estimer la fraction du flux de l'étoile récolté avec le spectromètre, nous avons utilisé une simulation réaliste d'un système d'OA (comme décrite dans le chapitre suivant). À l'aide de ces résultats, on considère que pour un système comme NaCo, avec un Strehl moyen de 0.6, 55% du flux total de l'étoile est contenu dans un rayon de $1''$ autour d'une fente de 86 mas. On somme donc 70 spectres de l'étoile le long de la fente, centrés sur le spectre maximum et corrigés de la transmission atmosphérique, et on utilise le spectre total, contenant 55% d'une magnitude de $M_{Ks}=6.7$ comme référence photométrique (cette valeur provient du catalogue 2MASS et est entachée d'une erreur de 2%). Compte-tenu des erreurs de mesures et modélisation ainsi que de toutes les sources de bruit dans notre image, on peut placer une limite supérieure de 10% d'erreur sur nos mesures photométriques.

Spectres de la région centrale

La fente était alignée suivant des angles de 12° et de 102° (dans le cas de l'IR thermique), permettant à la fois de sonder la source centrale et son environnement et particulièrement les régions proches découvertes dans les études précédente. Au Sud, à l'Est et à l'Ouest du maximum, aucun motif spectroscopique n'est clairement identifié dans un rayon compris entre $0.1''$ de $1''$, comme on pouvait s'y attendre, la fente n'interceptant aucune structure identifiées précédemment. Les spectres en bande Ks et L' de ces régions sont proposées dans les figure 2.25 2.27 et 2.28.

On peut dans un premier temps, tout comme dans le cas des observations GrIF, ajuster une loi de corps noir sur les spectres des régions centrales, afin d'en déduire les températures équivalentes (dans l'hypothèse où l'émission des régions centrales est dominée par de la poussière chaude.

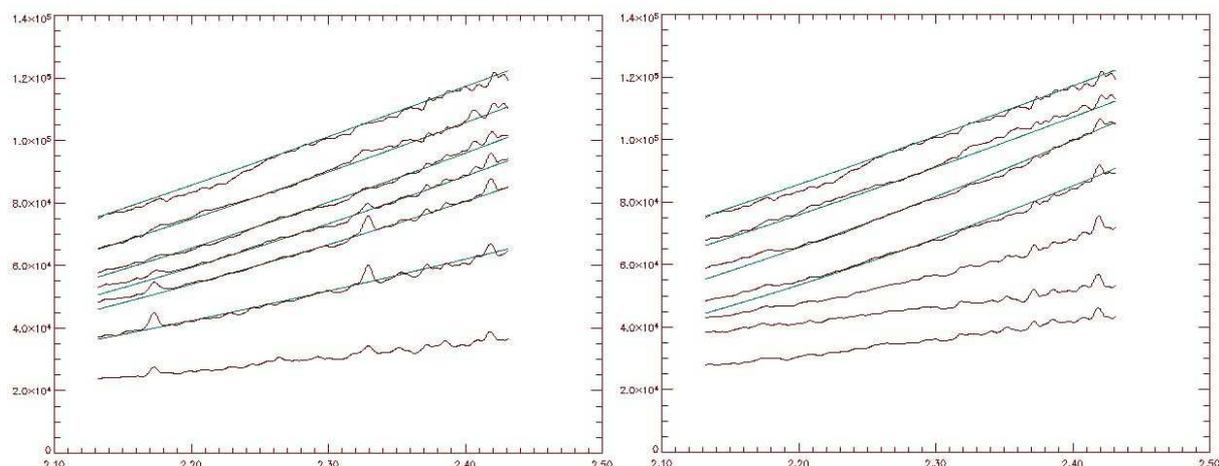


FIG. 2.26 – Ajustement d'une distribution de corps noir sur les spectres NaCo du coeur de NGC 1068 en bande Ks, adoucis, avec une fente orientée à 12° . À gauche, le Nord et au droite, le Sud. Déplacement par pas de $0.054''$ de haut en bas.

Les spectres sont préalablement *adoucis*, dans la dimension spectrale, par convolution avec une gaussienne de 5 pixels de largeur. Les résultats sont présentés dans la figure 2.26 et résumés dans le tableau 2.3.5. Bien entendu, cet ajustement ne peut être réalisé que sur les spectres en bande Ks de Novembre 2002, possédant une correction de la transmission atmosphérique adéquat.

Position	Distance (pc)	Température	Position	Distance (pc)	Température
Maximum	0	950 K			
Nord			Sud		
+0.054''	+3.8 pc	900 K	-0.054''	-3.8 pc	900 K
+0.108''	+7.6 pc	850 K	-0.108''	-7.6 pc	800 K
+0.162''	+15.1 pc	825 K	-0.162''	-15.1 pc	750 K
+0.216''	+22.7 pc	825 K	-0.216''	-22.7 pc	-
+0.270''	+30.2 pc	850 K	-0.270''	-30.2 pc	-
+0.324''	+37. pc	-	-0.324''	-37. pc	-

TAB. 2.10 – Températures estimées par ajustement d'une distribution de corps noir sur les spectres NaCo de NGC 1068 en bande Ks, à différentes positions le long de la fente

On notera dans un premier temps que les températures déduites de ces observations sont légèrement inférieures à celles obtenues avec les observations GriF. Cette fois, la résolution angulaire est plus que doublée et on note une variations de température sur des échelles de $0.05''$. La température de la source la plus centrale, de 950 K, correspond à celle obtenue avec GriF à plus grande échelle. Malgré tout, nous notons ici une variation plus brutale au Sud, la température atteignant 750 K à 15 pc du maximum. Au nord, la température reste élevée, au-dessus de 800 K, jusqu'à une distance de 30 pc du maximum. Au-delà, le continuum ne domine plus suffisamment le fond pour être ajusté avec une loi de corps noir.

Une telle évolution de la température est plutôt compatible avec les interprétations précédentes sur la source centrale. En effet, elle pourrait traduire l'allongement dans la direction nord obtenu

à la fois sur les images déconvoluées et avec le modèle de transfert radiatif.

Dans ce modèle, l'allongement est dû à la fois à la forme torique du matériau obscurcisseur, et à l'inclinaison dans notre direction de ce tore. Ainsi, on aperçoit dans la direction nord la gueule béante du monstre et les parties internes de la face opposée du tore. Au sud par contre, l'extinction est accrue et aucune élongation ne doit pas être détectée.

Même si les spectres en bande L' ne peuvent être exploités pour mesurer l'allure du continuum, ils présentent des motifs spectroscopiques intéressants. Le premier d'entre eux est la raie d'émission correspondant à la transition ro-vibrationnelle v_0-0 S13 de l'hydrogène moléculaire dont la longueur d'onde est $3.8\mu\text{m}$. Ce serait à notre connaissance la première détection de cette raie dans le noyau de NGC 1068 et d'une raie de l'hydrogène moléculaire aussi proche du coeur. Cette raie est détectée à $0.108''$ au Nord (soit 7.6 pc) et à $0.108''$ au Sud du maximum, ce qui renforce l'idée que ce n'est pas un artefact. L'intensité de la raie rapportée à celle du continuum est 3 fois plus importante au Sud. Aucun autre motif spectroscopique n'est détecté sur le spectre ni même sur les spectres suivant, ce qui pose un sérieux problème quant au mécanisme d'excitation, s'il s'agit effectivement d'une raie de l'hydrogène moléculaire.

Au nord par contre, l'émergence de cette raie en émission correspond aussi à l'apparition de raies d'émission coronale ([AlIV] et [SiIX]). Cette corrélation spatiale suggère qu'elles sont émises dans le même nuage, mais la substantielle différence de largeur entre les raies coronales et les raies d'hydrogène moléculaire semble indiquer un mécanisme d'excitation différent.

En excluant les chocs et en considérant un nuage poussiéreux, les raies coronales, émises dans les régions périphériques du nuage seraient excitées par des X et les UV provenant de la source centrale. D'un autre côté, l'hydrogène moléculaire, enfoui au coeur du nuages, serait protégé de ce rayonnement destructeur mais toujours excité par le rayonnement tamisé par la poussière de la source centrale. Ceci n'expliquerait toutefois pas pourquoi d'autres raies de l'hydrogène moléculaire ne sont pas détectées à ces positions. Une très grande prudence s'impose donc sur cette identification possible.

Toutes ces hypothèses méritent bien sûr vérification, notamment avec des mesures de flux.

Compte-tenu de l'état assez préliminaire de cette étude, et des incertitudes sur la transmission atmosphérique, nous ne pouvons conclure sur la présence d'une raie Brackett γ large de l'hydrogène ionisé au niveau de la source centrale, comme nous l'avions envisagé dans le cas des observations GriF. En ce qui concerne la raie Brackett α , compte-tenu de la méthode de correction de la transmission atmosphérique, aucune conclusion ne peut être tirée.

Spectres d'autres régions

Comme nous l'avons vu, au Sud, à plus grande distance de l'objet central, aucun motif spectroscopique n'est détecté, la fente ne traversant aucune structure identifiée. Au nord par contre, à partir de $0.2''$ de nombreuses raies, notamment coronales sont détectées jusqu'à une centaine de pc de la source centrale.

Comme le montre la figure 2.29, à première vue, les raies d'émission de l'hydrogène ionisé et coronales sont clairement détectées sur les images spectrales. Les positions des différentes structures identifiées dans les études précédentes sont même corrélées avec celles des pics d'intensité dans ces raies.

Plus précisément, à partir de $0.2''$ (soit environ 15 pc) du maximum, des raies d'émission relativement étroites (300 à 400 km.s^{-1} , de différentes espèces (HI Brackett γ , [Ca VIII] et [Si VII] en bande Ks, [Al IV] en bande L et [Al VI] et [Si IX] en bande L') sont détectées le long de la fente et jusqu'à une distance de plus de $1''$ (soit environ 100 pc). Les figures 2.30 et 2.31 montrent l'évolution de ces raies pour les différentes positions.

Outre une faible émission étendue, on montre une très nette corrélation entre les différents pics d'intensité locaux et les structures précédemment identifiées. Alors que ces raies sont inexistantes dans la région A de la figure 2.30, elles commencent à apparaître clairement dans la région B, qui correspond à la position de la structure IR-1b, puis disparaissent dans la région C, zone vide de structure particulière. Elles ré-apparaissent ensuite dans les régions D et E, correspondant aux nuages IR-3 et IR-4, avant de disparaître dans le fond au niveau de la région F.

Les raies coronales connaissent même un pic d'intensité plus important (relativement au continuum) au niveau des structures IR-3 et 4 qu'au niveau de la structure IR-1b.

On peut aussi tracer aussi les profils spatiaux de la source pour ces différents intervalles spectraux, ainsi que pour le continuum. On obtient la figure 2.32 où ces profils sont comparés à ceux obtenus sur l'étoile de calibration dans les mêmes domaines spectraux.

D'une part, on confirme pleinement le caractère résolu de la source centrale de NGC 1068 en bande Ks (ce qui était une des conclusions de l'étude d'imagerie), mais on montre aussi (figure de gauche), la présence d'émission étendue (la queue nord de la source est plus étendue pour la raie du [Ca VIII] que pour le continuum) et la présence de contreparties aux vagues d'émission (les nuages IR-3 et 4). Ce résultat assez spectaculaire pose la question de la relation entre cette émission coronale et ces structures à la morphologie si particulière. En effet, outre la photo-ionisation par la source centrale, un mécanisme d'excitation privilégié des raies coronales est la production d'un rayonnement UV-X par des chocs. Or les chocs sont eux mêmes pressentis

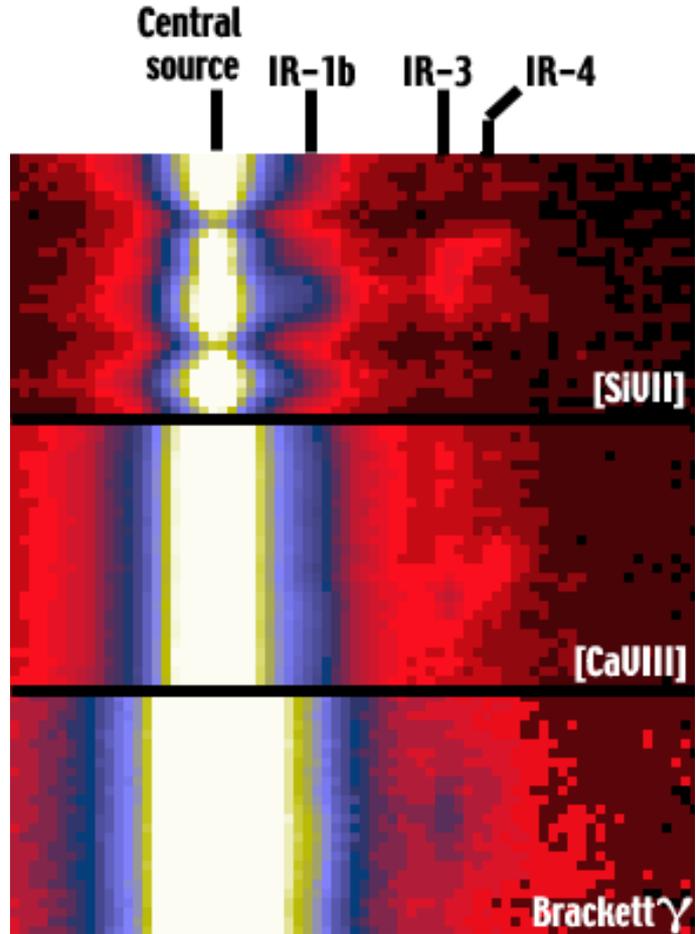


FIG. 2.29 – Détails de l'image spectrale de NGC 1068 en bande Ks obtenue avec NaCo, centrés sur les bande du [Ca VIII], du [Si VII] et de l'hydrogène ionisé. La dimension spectrale est verticale et la dimension spatiale horizontale.

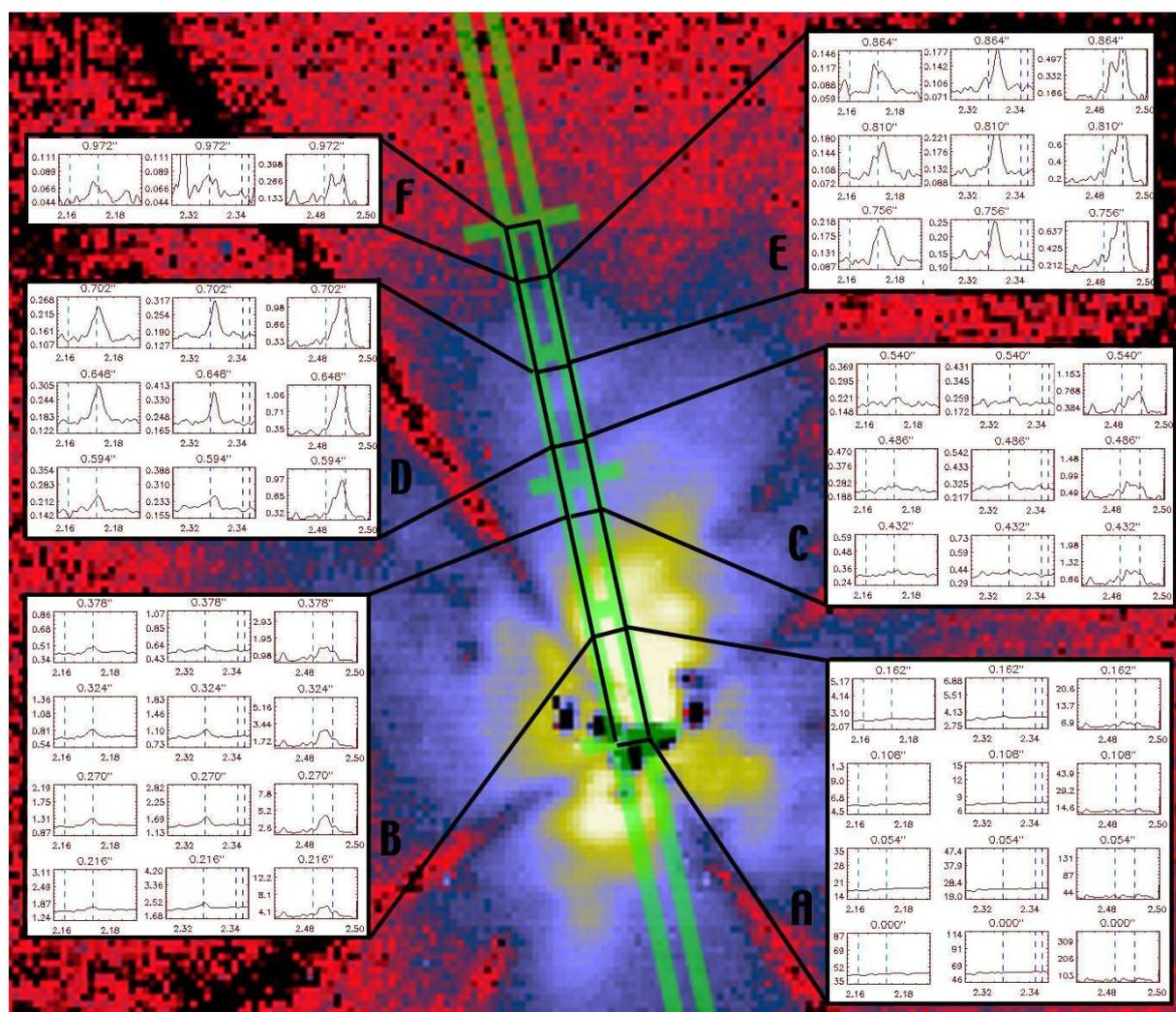


FIG. 2.30 – Allure des raies (de gauche à droite) HI Brackett γ , [Ca VIII] et [Si VII] détectées en bande Ks sur la partie nord de NGC 1068, superposée à l'image coronagraphique en bande Ks. Les spectres sont représentés par pas de $0.54''$.

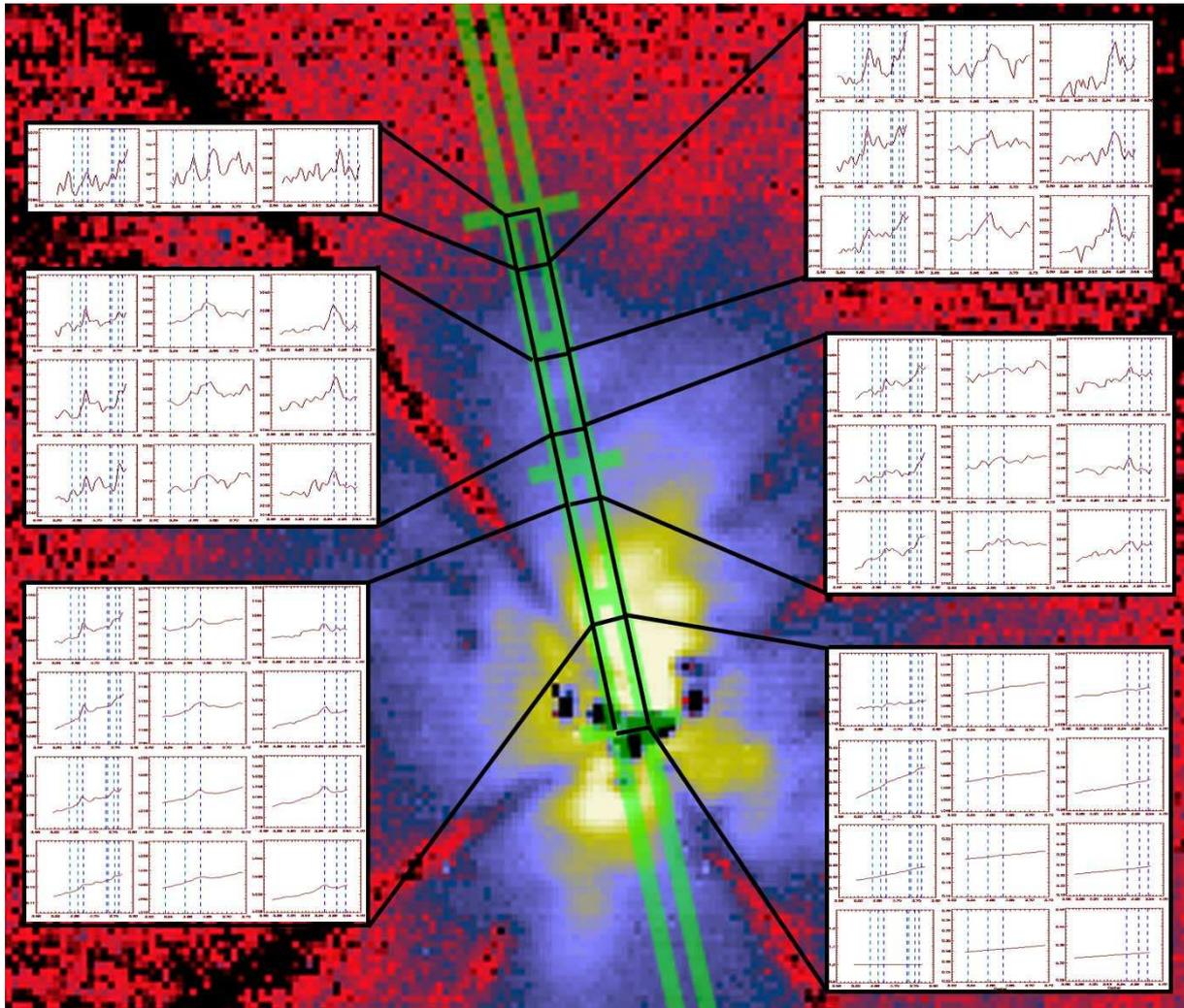


FIG. 2.31 – Allure des raies (de gauche à droite) [Al IV] détectée en bande L et [Al VI] et [Si IX] détectées en bande L' sur la partie nord de NGC 1068, superposée à l'image coronographique en bande Ks. Les spectres sont représentés par pas de $0.54''$.

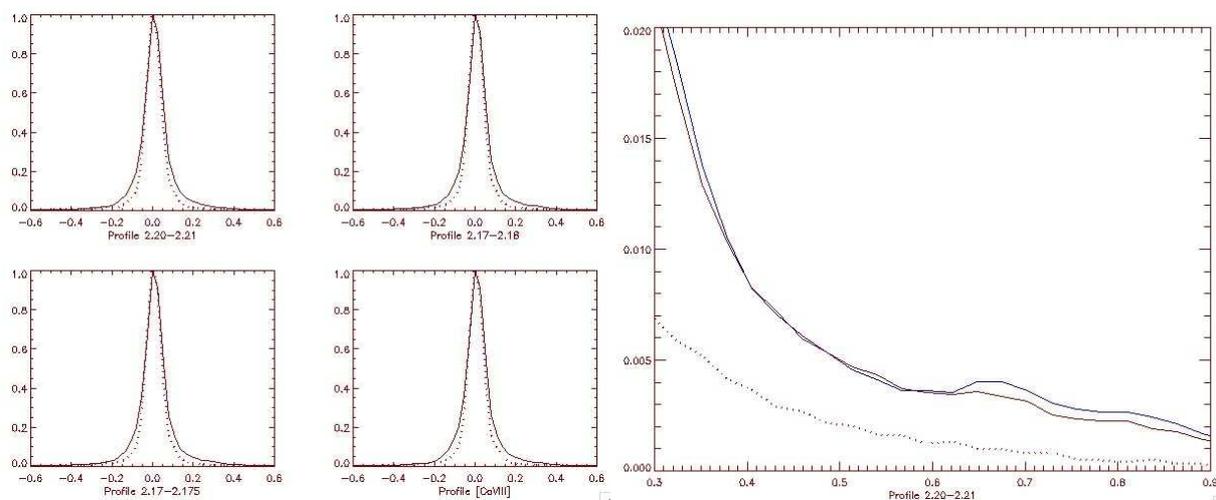


FIG. 2.32 – À gauche, profils spatiaux obtenus pour différents intervalles spectraux sur NGC 1068 (en trait plein) et sur l'étoile de référence (en trait pointillé). À droite détail de la queue nord des profils du continuum sur NGC 1068 (trait plein marron) de l'intervalle centré sur la raie du [Ca VIII] (trait plein bleu) et du continuum de l'étoile (en trait pointillé).

comme mécanisme bâtisseur possible de ces structures allongées.

Prouver que ces raies coronales sont bien excitées par des chocs pourraient nous permettre d'étayer notre interprétation sur la morphologie de ces structures. Le diagnostic spectroscopique est alors essentiel. Les mesures de flux et de largeur obtenues sur les différentes structures sont présentées dans le tableau 2.3.5. Malheureusement, compte-tenu des conditions de calibrations des spectres en bande L et L', on ne peut, pour l'instant compléter ce tableau par les caractéristiques des raies de l'[Al IV], l' [Al VI] et du [Si IX]. Ceci est toutefois envisageable dans le futur proche.

D'après Marconi et al. (1996), l'émission coronale dans le coeur de NGC 1068 connaît un pic à environ $0.5''$ Nord-Est de la source centrale. Ceci est pleinement vérifié sur nos observations. Par contre, ces auteurs avancent un rapport [Si VII]/[Ca VIII] proche de 1, où nous trouvons plutôt un rapport supérieur à 10. Cette grosse différence est probablement due à la différence d'ouverture des différentes mesures. Alors que nous estimons un rapport très localisé, leur mesure est faite sur une ouverture de plusieurs secondes d'arc. Leur rapport est donc probablement dominé par l'émission étendue, alors que le notre concerne principalement les régions IR-1b, IR-3 et IR-4.

D'après Ferguson et al. (1997), un tel rapport proche de 1 est caractéristique d'une région peu poussiéreuse avec une abondance en éléments comparable à l'abondance solaire. Un rapport supérieur à 1 devrait indiquer une sous abondance de [Ca VIII], ou bien la présence d'un milieu très poussiéreux, comme c'est le cas pour la nébuleuse d'Orion, par exemple.

D'après les mêmes auteurs, la raie de l'[Al VI] doit se former beaucoup plus loin de l'objet central que le [Si IX]. Or, sur nos spectres, l'[Al VI] apparaît très tôt, et ces deux raies en émission sont très corrélées au niveau spatial. De plus, la raie de l'[Al VI] tend à disparaître pour les grandes distances, plus tôt que le [Si IX]. Ce paradoxe apparent mérite une étude plus approfondie.

Enfin, en considérant les courbes d'émissivité fournies par ces auteurs et en se plaçant dans

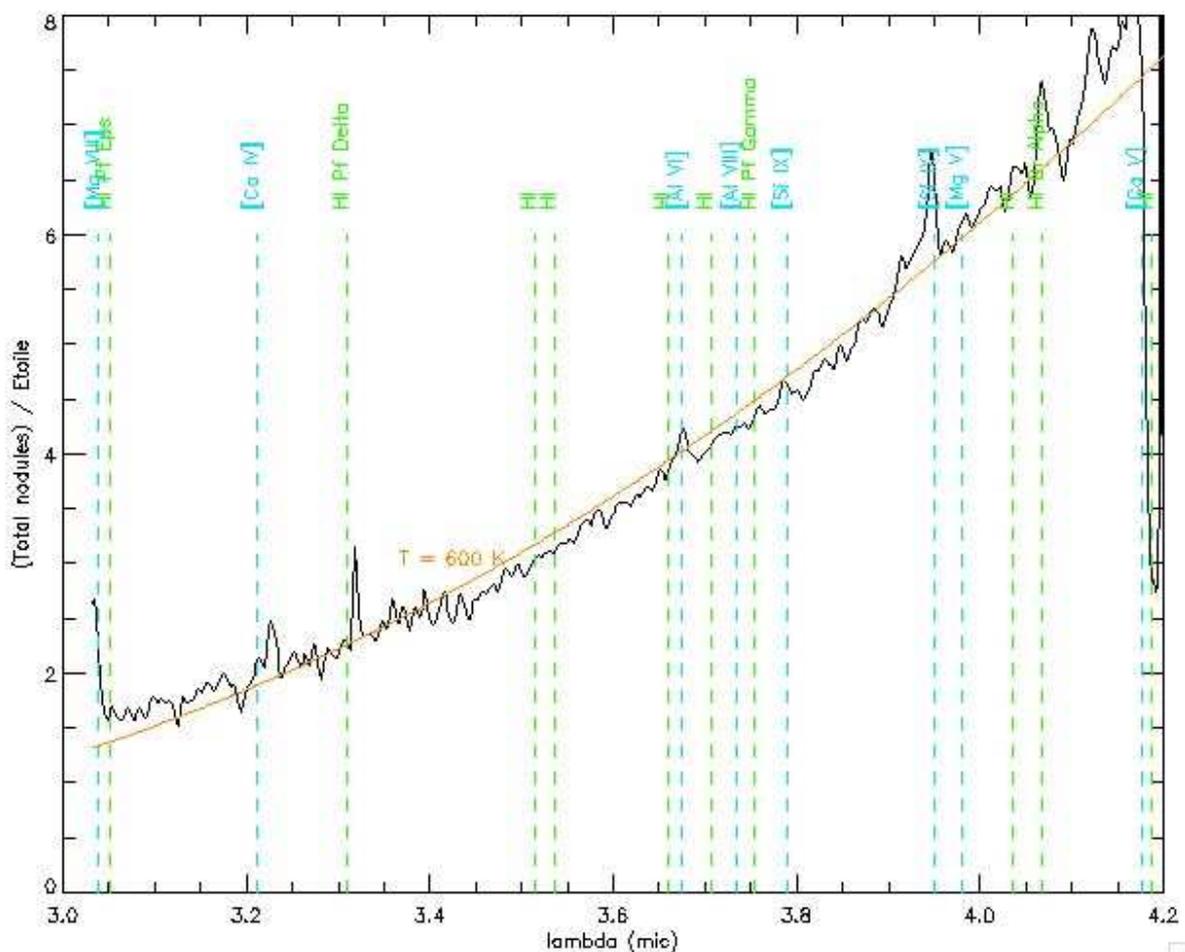


FIG. 2.33 – Spectre total obtenu sur les structure Nord Est en Septembre 2005 et ajustement par un corps noir à 600 K.

un milieu poussiéreux, la présence du [CaVIII] semble indiquer une densité moyenne supérieure à 10^4 cm^{-3} pour les zones situées de 10 à 100 pc de la source centrale.

Ces résultats très préliminaires ne nous permettent pas de conclure, pour l'instant, sur un mécanisme responsable de l'excitation des raies corales mais en revanche, la forte corrélation entre l'émergence de cette activité et la présence des structures périodiques est un résultat très nouveau.

Finalement, l'analyse du continuum des spectres de ces structures est un des premiers résultats de la campagne d'observations de Septembre 2005. Elle permet d'étayer notre interprétation sur le rôle des nano-grains dans l'émission IR des nuages Nord Est. En effet, dans le cas de ces observations, la fente était orientées suivant P.A.= 47° et décalée de $0.3''$ au nord. Elle intercepte donc la totalité de ces structures, tout en étant suffisamment éloignée du coeur central pour éviter la contamination. Le continuum du spectre total de ces structure est très bien ajusté par un corps noir à 600 K, comme le montre la figure 2.33.

Ceci constitue une vérification des températures de couleur estimées en imagerie et renforce notre hypothèse d'un chauffage stochastique. Cependant, aucun motif spectroscopique ne confirme l'hypothèse de la présence de nano-diamants. Rappelons toutefois que les signatures

spectroscopique du diamant autour de $3.4\mu\text{m}$ pourrait être absentes dans le cas de très petits grains, comme avancé dans la section précédente.

Conclusions de cette étude

Les résultats préliminaire de cette étude spectroscopique de NGC 1068 dans le proche IR avec NaCo sont très prometteurs et peuvent se résumer comme suit :

- L'ajustement du continuum des régions les plus centrales par une loi de corps noir nous a permis de noter une variation de température sur des échelles d'environ 4 pc, qui doit être comparée à notre modèle de transfert radiatif. La température obtenue pour le coeur, de 950 K, est compatible avec nos interprétation précédentes en terme de cavité de sublimation.
- Nous détectons, à $0.1''$ au Nord et au Sud de la source la plus centrale, un motif spectroscopique à $3.8\mu\text{m}$ dont la longueur d'onde correspond à une raie d'un état hautement excité de l'hydrogène moléculaire. Le fait qu'aucune autre raie de l'hydrogène moléculaire ne soit détectée nous impose la prudence sur cette possible détection, compte tenu de la difficulté de trouver un mécanisme excitateur capable de rendre compte de l'émergence de cette seule raie.
- De nombreuses raies coronales sont détectée dans l'environnement du coeur. Toutefois, l'état très préliminaire de cette étude ne nous permet pas pour l'instant de trancher en faveur d'un mécanisme d'excitation, ni même d'obtenir plus de détails sur les conditions physiques de ces régions.
- Une corrélation très nette est mise en évidence entre l'émergence de ces raies en émission et la position des structures régulières détectées sur nos images NaCo. Ceci peut constituer un argument en faveur de notre interprétation sur l'influence des chocs sur la forme de ces structures, s'il s'avère que le mécanisme excitateur de l'émission coronale est bien lié à des chocs. Cette hypothèse pourra être approfondie, une fois la calibration de ces données effectuées, grâce au nombre important de raies coronales détectées (au moins 4 espèces différentes, à différents niveaux d'excitation).
- Enfin, l'ajustement d'une loi de corps noir sur les spectres des structures IR-1 à IR-4 nous fournit une température équivalente de 600 K, en très bon accord avec nos mesures précédentes sur les images NaCo. Ce résultat confirme notre analyse précédente en terme de chauffage stochastique de très petits grains de poussière, mais aucun motif spectroscopique particulier ne permet d'étayer notre hypothèse sur les nano-diamants.

Position	Raie	Flux	largeur	Vit. Relat.	Raie	Flux	Largeur	Vit. Relat
Total	Br γ	64.8	649/221	-266	[CaVIII]	54.36	489	185
+0.21	-	4.84	441	-266	-	8.85	348	185
+0.27	-	6.21	497	-266	-	10.6	373	185
+0.32	-	5.2	400	-266	-	5.86	412	185
+0.38	-	2.27	372/276	33/-866	-	2.0	372	185
+0.43	-	0.40	317/387	33/-866	-	0.61	206	485
+0.49	-	0.38	289/207	33/-865	-	0.52	-	-
+0.54	-	0.70	483/360	33/-865	-	0.59	-	-
+0.59	-	2.32	510/300	33/-566	-	0.98	-	-
+0.65	-	5.38	552	325	-	4.42	309	785
+0.70	-	6.32	703	325	-	4.54	373	485
+0.75	-	3.9	468/179	325/-550	-	3.71	398	785
+0.81	-	3.47	745/165	325/-550	-	4.33	360	785
+0.86	-	0.50	-	-	-	4.38	360	785
+0.95	-	<0.1	-	-	-	0.20	-	-
Total	[Si VII]	557	428	-568				
+0.21	-	-	-	-				
+0.27	-	0.1	347	-868				
+0.32	-	69.58	385	-868				
+0.38	-	54.91	313	-868				
+0.43	-	19.77	385	-268				
+0.49	-	4.40	120	-268				
+0.54	-	0.52	349	-268				
+0.59	-	0.10	337	-268				
+0.65	-	4.57	350	-268				
+0.70	-	44.20	373	-268				
+0.75	-	38.97	337	-268				
+0.81	-	35.53	340	33				
+0.86	-	15.41	335	33				
+0.95	-	7.7	349	33				

TAB. 2.11 – Caractéristiques des raies d'émission de chaque espèces identifiées sur les spectres en bande Ks. Le flux est donné en unité de $10^{-18}\text{ergs.s}^{-1}.\text{m}^{-2}$ et est mesuré sur une ouverture de $0.86'' \times 0.54''$, centré sur la position indiquée en $''$. Les largeurs et les vitesses relatives sont données en km.s^{-1} . Dans le cas de l'émission Brackett γ , les chiffres gauches indiquent les caractéristiques de la composante bleue et les chiffres à droite, ceux de la composante rouge. Le flux est intégré sur les deux composantes.

Chapitre 3

Reconstruction de FEP – étude de NGC 7469

Intérêt de la reconstruction de FEP pour l'étude des NAG

Pour atteindre le meilleur rendement en terme de résolution en imagerie astronomique, la déconvolution apparaît comme une étape incontournable. Une déconvolution efficace est réalisée lorsque la fonction de transfert optique du système est bien caractérisée. Lorsque le temps de télescope le permet, il est possible, comme on l'a vu dans le chapitre précédent, de calibrer cette fonction de transfert en observant une étoile ayant les mêmes caractéristiques que notre objet, lorsque notre champ d'intérêt scientifique ne contient pas d'étoiles.

Bien entendu, cette méthode, même si facile à mettre en oeuvre, possède de gros inconvénients. D'abord, elle nécessite d'utiliser une bonne partie du temps d'observation pour les calibrations (si une stricte équivalence entre les magnitudes de l'objet et de l'étoile est respectée pour assurer les mêmes conditions de correction dans les deux cas, le temps d'intégration nécessaire à l'obtention d'une image de calibration de bonne qualité est comparable à celui utilisé pour l'objet). Même avec les techniques bien connues comme l'utilisation d'une densité neutre placée devant l'ASO pour réduire artificiellement la magnitude de l'étoile uniquement pour l'analyse, rendant ainsi la correction comparable, alors que dans la voie d'imagerie, le flux reçu est bien plus important, réduisant d'autant le temps nécessaire à l'obtention d'une bonne calibration, le coût en temps d'observation est loin d'être négligeable (dé-pointage du télescope, acquisition sur la cible, etc ...).

L'autre désavantage de la méthode réside dans la difficulté à reproduire exactement les mêmes conditions de corrections avec deux objets différents (notre objet d'intérêt qui peut être une source étendue et l'étoile de calibration, ponctuelle) avec de plus des conditions atmosphériques légèrement fluctuantes. Pour pallier cette difficulté on utilise généralement une déconvolution myope, processus durant lequel on estime simultanément l'objet vrai et la FEP vraie, à partir d'une FEP moyenne déduite des observations de l'étoile de calibration, d'une DSP de la FEP (variance de la FTO par rapport à la FTO moyenne à chaque fréquence spatiale) et de l'image obtenue. Les incertitudes sur l'estimation de cette dernière peuvent rendre les résultats d'une telle méthode aléatoires si elles sont trop importantes (conditions de corrections trop fluctuantes par exemple).

Ce type d'effet pourrait apparaître dans le cas que nous décrivons dans ce chapitre. En effet, nous nous intéresserons à l'étude d'une galaxie de Seyfert, de type I dont la source centrale très puissante, même si fortement piquée peut apparaître à l'analyseur légèrement étendue. De plus,

le contraste requis pour observer les structures environnantes, très faibles, requiert des temps de pose plutôt longs (près de 4 min en bande K avec un télescope de 3m60 pour une seule pose), temps pendant lequel la qualité de correction peut fortement fluctuer.

La volonté de pouvoir estimer de façon précise cette fonction de transfert pendant les observations, de gagner un facteur 2 à 3 en temps d'observation est donc pleinement justifiée, ce besoin étant particulièrement flagrant dans le cas des observations d'objets faibles, comme les NAG.

3.1 Description générale de la FEP longue pose

Comme on l'a vu dans le chapitre d'introduction, la correction délivrée par un système d'OA n'est pas parfaite. Le front d'onde présente toujours une légère perturbation qu'il est nécessaire de caractériser. Déconvoluer une image longue pose obtenue par OA, c'est à dire s'affranchir des effets de la fonction de transfert de l'instrument (le système atmosphère + télescope + système d'OA + détecteur) nécessite alors une bonne caractérisation de celle-ci.

Un système d'OA ne cesse de produire des informations qui peuvent être utilisées pour reconstruire sa FEP longue pose. En effet, pour le besoin de la correction, l'ASO mesure à chaque instant la forme du front d'onde résiduel afin de donner au CTR les informations nécessaires à sa reconstruction. Cette information sur la forme instantanée du front d'onde doit permettre de remonter à la variance de la différence de front d'onde entre les points de la pupille : $D_\epsilon(\vec{r}, \vec{\rho})$ (comme décrit dans le chapitre d'introduction p. 37 et explicité dans la suite) pendant les observations, via la matrice de covariance des mesures et donc d'en déduire l'allure de la FEP longue pose.

La première méthode d'estimation de FEP, basée sur ce principe a été développée par J.-P. Véran durant sa thèse (Véran 1997), et j'en rappelle les grandes lignes dans ce paragraphe. Je re-développe cette méthode à l'aide d'un formalisme légèrement différent de celui utilisé par Jean-Pierre qui permet (à mon goût) de mieux mettre en évidence chacun des ingrédients utilisés dans cette recette et de me permettre d'introduire plus facilement la nouvelle méthode que je propose.

Mais pourquoi une longue pose d'ailleurs ?

Cette méthode fait appel à des quantités moyennes au sens statistique, et le résultat est une variance : c'est la variance de la différence de front d'onde entre les différents points de la pupille pendant un temps a priori infini compte-tenu des conditions atmosphériques mesurées, de la statistique de Kolmogorov et de la correction appliquée. Les quantités qui sont utilisées pour la reconstruction (covariance des mesures, valeur du r_0 , variance du bruit) sont quant à elles estimées sur un temps fini, celui de l'observation. Pour limiter les effets d'une telle approximation, on se place dans le cadre de la longue pose, suffisamment longue en tout cas pour pouvoir confondre l'opérateur de moyenne statistique avec l'opérateur de moyenne temporelle empirique. Jean-Pierre Véran montre dans sa thèse que la variance de l'erreur introduite dépend (entre autres) du rapport entre le temps de cohérence et le temps d'intégration.

Cette hypothèse de longue pose est donc parfaitement vérifiée dans le cas de l'application à l'étude des NAG, où la dynamique requise pour l'étude des structures environnant la source centrale requiert des temps de pose longs, souvent de plusieurs centaines de secondes, sachant que le temps de cohérence vaut en général (pour des conditions typiques au VLT) quelques dizaines de millisecondes.

3.1.1 Expression analytique de la FEP longue pose

Comme nous l'avons dit (et redit) un système d'OA ne corrige que partiellement les effets de la turbulence. On s'intéresse donc au résidu de front d'onde turbulent que je noterai :

$$\epsilon(\vec{r}, t) = \Phi_a(\vec{r}, t) - \Phi_m(\vec{r}, t) \quad (3.1)$$

où $\Phi_a(\vec{r}, t)$ est la phase turbulente à l'entrée de la pupille du télescope et $\Phi_m(\vec{r}, t)$ est la phase reproduite par le MD. Comme on l'a vu dans le chapitre d'introduction, la FTO longue pose dans le cas purement turbulent peut-être déduite de la fonction de structure de la phase turbulente. Dans le cas de la phase résiduelle, l'expression est similaire. La FTO longue pose d'une image corrigée grâce à un système d'OA peut donc s'écrire sous la forme :

$$FTO(\vec{\rho}/\lambda) = \frac{1}{S} \int P(\vec{r})P(\vec{r} + \vec{\rho}) \exp[-\frac{1}{2}D_\epsilon(\vec{r}, \vec{\rho})]d\vec{r}$$

avec :

$$D_\epsilon(\vec{r}, \vec{\rho}) = \langle |\epsilon(\vec{r}) - \epsilon(\vec{r} + \vec{\rho})|^2 \rangle_t$$

Ce calcul est loin d'être trivial à cause du terme intégral. En effet, la dépendance en \vec{r} de D_ϵ ne permet pas de séparer cette expression en un terme purement atmosphérique et un terme constant dû au télescope et à l'optique utilisée (terme a priori constant pour toutes les observations d'une nuit). Si on suppose (fraudemment) toutefois que la phase résiduelle, tout comme la phase turbulente, est stationnaire dans la pupille (on verra dans la sous-section 3.2.2 une justification empirique de cette approximation), on peut stationnariser la fonction de structure de la phase résiduelle par rapport à \vec{r} (?) de la façon suivante :

$$\overline{D}_\epsilon(\vec{\rho}) = \frac{\int P(\vec{r})P(\vec{r} + \vec{\rho})D_\epsilon(\vec{r}, \vec{\rho})d\vec{r}}{\int P(\vec{r})P(\vec{r} + \vec{\rho})d\vec{r}} \quad (3.2)$$

ce qui nous permet, en nous affranchissant de la dépendance en \vec{r} , de sortir le terme de phase résiduelle de l'intégrale et ainsi de décomposer la FTO longue pose en deux parties :

$$FTO(\vec{\rho}/\lambda) = FTO_{tel}(\vec{\rho}/\lambda) \times FTO_\epsilon(\vec{\rho}/\lambda)$$

où $FTO_{tel}(\vec{\rho}/\lambda)$ est la composante diffractive, purement due au système optique (le télescope et toutes les optiques, en incluant les aberrations fixes) et,

$$FTO_\epsilon(\vec{\rho}/\lambda) = \exp \left[-\frac{1}{2}\overline{D}_\epsilon(\vec{\rho}) \right] \quad (3.3)$$

est la composante due aux résidus atmosphériques.

3.1.2 Estimation de la composante atmosphérique

Pour reconstruire la phase résiduelle à partir des informations issues de l'ASO, nous avons besoin d'inverser sa matrice d'interaction D , qui représente la réponse de l'ASO à chaque degré de liberté du miroir. Dans le cas MC, nous avons vu au chapitre d'introduction qu'il nous fallait nous placer dans un certain espace tronqué des modes du miroir (celui pour lequel le conditionnement de $D^t D$ est suffisamment faible pour assurer son inversion¹). La dénomination

¹en effet, il s'agit d'inverser $D^t D$

modes miroirs désignera donc, dans la suite, cette base tronquée de modes du miroir et les différentes variables associées seront affublées d'un \parallel .

La phase résiduelle, responsable de la composante atmosphérique de la FEP, peut se décomposer en une composante miroir (c'est à dire appartenant à l'espace des modes du miroir) et une composante orthogonale (c'est à dire appartenant à l'espace orthogonal au précédent) :

$$\epsilon(\vec{r}, t) = \epsilon_{\parallel}(\vec{r}, t) + \epsilon_{\perp}(\vec{r}, t) \quad (3.4)$$

En suivant cette décomposition, la fonction de structure stationnarisée peut s'écrire sous forme de trois composantes :

$$\overline{D}_{\epsilon}(\vec{\rho}) = \overline{D}_{\epsilon_{\parallel}}(\vec{\rho}) + \overline{D}_{\epsilon_{\perp}}(\vec{\rho}) + 2\Gamma_{\epsilon}(\vec{\rho}) \quad (3.5)$$

où

$$\begin{aligned} \overline{D}_{\epsilon_{\parallel}}(\vec{\rho}) &= \langle |\epsilon_{\parallel}(\vec{r}) - \epsilon_{\parallel}(\vec{r} + \vec{\rho})|^2 \rangle \\ \overline{D}_{\epsilon_{\perp}}(\vec{\rho}) &= \langle |\epsilon_{\perp}(\vec{r}) - \epsilon_{\perp}(\vec{r} + \vec{\rho})|^2 \rangle \\ \Gamma_{\epsilon}(\vec{\rho}) &= \langle (\epsilon_{\parallel}(\vec{r}) - \epsilon_{\parallel}(\vec{r} + \vec{\rho}))(\epsilon_{\perp}(\vec{r}) - \epsilon_{\perp}(\vec{r} + \vec{\rho})) \rangle \end{aligned}$$

$\Gamma_{\epsilon}(\vec{\rho})$ représente donc la fonction de structure de la corrélation entre la composante miroir et la composante orthogonale et on peut raisonnablement espérer que ce terme soit négligeable, attendu que la composante miroir contient plutôt des basses fréquences spatiales, et la composante orthogonale, plutôt des hautes fréquences. Toutefois, la corrélation n'est pas nulle à cause de la propagation de l'erreur de repliement. Une estimation de l'erreur introduite dans le cas d'observations avec des systèmes de type NAOS sera menée de façon empirique dans la section 3.2.2.

Si on néglige le terme croisé, on peut écrire la FTO comme :

$$B_{\epsilon}(\vec{\rho}/\lambda) = B_{\epsilon_{\parallel}}(\vec{\rho}/\lambda) \cdot B_{\epsilon_{\perp}}(\vec{\rho}/\lambda) \quad (3.6)$$

avec :

$$B_{\epsilon_{\parallel}}(\vec{\rho}/\lambda) = \exp \left[-\frac{1}{2} \overline{D}_{\epsilon_{\parallel}}(\vec{\rho}) \right]$$

et

$$B_{\epsilon_{\perp}}(\vec{\rho}/\lambda) = \exp \left[-\frac{1}{2} \overline{D}_{\epsilon_{\perp}}(\vec{\rho}) \right]$$

On doit maintenant déterminer les deux composantes de la fonction de structure de la phase résiduelle : $\overline{D}_{\epsilon_{\perp}}$ et $\overline{D}_{\epsilon_{\parallel}}$.

3.1.3 Estimation de $\overline{D}_{\epsilon_{\perp}}$

$\epsilon_{\perp}(\vec{r}, t)$, la composante orthogonale de la phase résiduelle n'est pas du tout corrigée par le miroir. Donc on peut considérer que sa statistique suit celle de l'atmosphère, c'est-à-dire celle de Kolmogorov.

Sa fonction de structure peut donc se calculer grâce à des méthodes de type Monte-Carlo, en effectuant un grand nombre de réalisations d'écrans de phase turbulente pour un r_0 donné (celui de l'observation!), et en privant ces phases de la composante qui aurait pu être corrigée par le miroir ϵ_{\parallel} . Cette fonction de structure sature aux alentours de la distance entre 2 actionneurs, résultat aisément compréhensible. En effet, lorsqu'on corrige la phase turbulente de ϵ_{\parallel} ,

on lui enlève tout ce qui est corrigé, c'est-à-dire toutes les fluctuations dont la longueur caractéristique est supérieure à la distance inter-actionneurs.

De plus, du fait de sa dépendance à la statistique de Kolmogorov, c'est une fonction de $(D/r_0)^{5/3}$. Elle peut donc être calculée pour un D/r_0 donné (1 par exemple!) et être ensuite déduite pour une observation particulière grâce à l'expression suivante :

$$\overline{D}_{\epsilon_{\perp}}(\vec{\rho})_{D/r_0} = \overline{D}_{\epsilon_{\perp}}(\vec{\rho})_{D/r_0=1} \times (D/r_0)^{5/3} \quad (3.7)$$

3.2 Estimation de $\overline{D}_{\epsilon_{\parallel}}$: la méthode MC

Dans la suite, on notera avec un $\hat{\cdot}$ les grandeurs mesurées. On omettra aussi volontairement la dimension spatiale dans la notation des grandeurs manipulées dans la suite qui deviennent des vecteurs de composantes ou des composantes définies sur la base des modes miroir.

3.2.1 Principe de la méthode MC

La dénomination MC de cette méthode provient du fait qu'elle utilise la solution au sens des moindres carrés de l'inversion de la matrice d'interaction.

C'est ce type de solution qui est par exemple utilisée pour piloter NAOS où, comme nous l'avons vu dans l'introduction, la matrice de commande (notée D^+) est l'inverse généralisée de la matrice d'interaction des modes du miroir : D_{\parallel} .

Ainsi, D^+ possède la très intéressante propriété suivante :

$$D^+ D_{\parallel} = Id$$

Ainsi, dans l'espace des modes du miroir (comme décrit dans le chapitre d'introduction, p. 23), celui-ci corrige exactement ce qu'il voit : s'il voit un des modes du miroir, il corrige ce mode du miroir. D^+ est alors estimée de la façon suivante :

$$D^+ = \left(D_{\parallel}^t D_{\parallel} \right)^{-1} D_{\parallel}^t$$

$\overline{D}_{\epsilon_{\parallel}}$, la fonction de structure de la composante de la phase résiduelle appartenant à l'espace des modes du miroir peut être déduite directement des mesures. En effet, la mesure du résidu de phase vrai \hat{w} s'écrit :

$$\hat{w} = D^{\infty} \begin{pmatrix} \epsilon_{\parallel} \\ 0 \end{pmatrix} + D^{\infty} \begin{pmatrix} 0 \\ \epsilon_{\perp} \end{pmatrix} + n_w$$

soit :

$$\hat{w} = D_{\parallel} \epsilon_{\parallel} + D_{\perp} \epsilon_{\perp} + n_w = D_{\parallel} \epsilon_{\parallel} + r + n_w$$

où on a considéré que $D^{\infty} = (D_{\parallel}, D_{\perp})$ et où D_{\perp} est la matrice d'interaction de l'espace orthogonal à l'espace du miroir. n_w est le bruit de mesure. Le terme

$$r = D_{\perp} \epsilon_{\perp} \quad (3.8)$$

correspond à l'erreur de repliement.

On peut donc utiliser la propriété de la matrice D^+ citée en début de section pour reconstruire le terme ϵ_{\parallel} à partir des mesures. En effet :

$$D^+\hat{w} = D^+D_{\parallel}\epsilon_{\parallel} + D^+r + D^+n_w$$

et on obtient donc :

$$\hat{\epsilon}_{\parallel} = D^+(\hat{w} - n_w) - D^+r = D^+\hat{w} - D^+r \quad (3.9)$$

en notant : $\hat{w} = \hat{w} - n_w$, les mesures dé-bruitées.

Si on veut maintenant estimer la fonction de structure de la composante miroir, on veut calculer :

$$\overline{D}_{\epsilon_{\parallel}}(\vec{\rho}) = \sum_i \sum_j (\mathcal{C}_{\epsilon_{\parallel}})_{ij} U_{ij}(\vec{\rho}) = \sum_i \sum_j \langle \hat{\epsilon}_{\parallel} \hat{\epsilon}_{\parallel}^t \rangle_{ij} U_{ij}(\vec{\rho}) \quad (3.10)$$

avec :

$$\langle \hat{\epsilon}_{\parallel} \hat{\epsilon}_{\parallel}^t \rangle_{ij} = D^+(\langle \hat{w} \hat{w}^t \rangle + \langle r r^t \rangle - \langle \hat{w} r^t \rangle - \langle r \hat{w}^t \rangle)_{ij} D^{+t} \quad (3.11)$$

et où les fonctions $U_{ij}(\vec{\rho})$ sont définies comme :

$$U_{ij}(\vec{\rho}) = \frac{\int P(\vec{r})P(\vec{r} + \vec{\rho})[M_i(\vec{r}) - M_i(\vec{r} + \vec{\rho})][M_j(\vec{r}) - M_j(\vec{r} + \vec{\rho})]d\vec{r}}{\int P(\vec{r})P(\vec{r} + \vec{\rho})}$$

où les $\{M_i(\vec{r})\}$ sont les modes miroirs. On peut de plus calculer les $U_{i,j}$ aisément par utilisation de la transformée de Fourier, comme décrit dans l'annexe B de la thèse de J.-P. Véran (Véran 1997).

Le second terme de l'expression de la fonction de structure la phase résiduelle $\overline{D}_{\epsilon_{\parallel}}(\vec{\rho})$ se calcule donc (éq. 3.11) à partir :

- des $U_{ij}(\vec{\rho})$, qui ne dépendent que des modes $\{M_i(\vec{r})\}$ du système et peuvent être pré-calculés
- de la matrice de covariance des mesures dé-bruitées $\langle \hat{w} \hat{w}^t \rangle$
- de la matrice de covariance de l'erreur de repliement $\langle r r^t \rangle$ qui, comme la fonction de structure de la composante orthogonale ne dépend que des caractéristiques du système et de la statistique de l'atmosphère au moment de l'observation (d'après l'équation 3.12), donc du D/r_0 et sera calculé préalablement via une méthode de Monte-Carlo
- de deux termes de couplage entre les mesures et le repliement $\langle \hat{w} r^t \rangle$ et $\langle r \hat{w}^t \rangle$ (le second n'est que le transposé du premier) qui eux sont plus compliqués à estimer dépendant d'une mesure dans la pratique non réalisable (mesure de repliement).

Une bonne connaissance du bruit est aussi nécessaire car sa variance doit être soustraite. En effet :

$$\langle \hat{w} \hat{w}^t \rangle = \langle \hat{w} \hat{w}^t \rangle - \mathcal{C}_{n_w}$$

où \mathcal{C}_{n_w} est la covariance du bruit sur les mesures. En pratique cette matrice est diagonale, le bruit étant supposé décorrélé d'une sous-pupille à l'autre.

Quelques mots sur l'erreur de repliement

On rappelle ici que l'erreur de repliement est due à des modes de hauts ordres, mal vus par l'ASO, et donnant une mesure non nulle, reconstruite ensuite à tort, par le calculateur comme une combinaison linéaire de modes du miroir. Ainsi, le calculateur ajoute une composante miroir dans la phase résiduelle. La phase résiduelle est donc en permanence polluée par l'introduction de ces composantes repliées de bas ordres qui sont rigoureusement indifférenciables de composantes

réellement présentes dans l’atmosphère dans une mesure. Elles diffèrent cependant dans leur comportement statistique que l’on peut connaître.

Le terme de repliement pur de l’équation 3.11 $\langle rr^t \rangle$ est ainsi facilement estimé, à l’aide de méthodes type Monte Carlo et grâce à sa dépendance en D/r_0 , connaissant le nombre, l’agencement et la taille des sous pupilles :

$$\langle rr^t \rangle_{D/r_0} = \langle rr^t \rangle_{D/r_0=1} \times (D/r_0)^{5/3} \quad (3.12)$$

L’approximation de grande bande passante

L’équation 3.11 contient un terme croisé ($\langle \dot{w}r^t \rangle$ et $\langle r\dot{w}^t \rangle$ l’un n’étant que le transposé de l’autre) qui doit être estimé pour chaque observation considérée. Il correspond au couplage entre les mesures non bruitées et les mesures de repliement et on peut en trouver une expression analytique, en suivant une approche fréquentielle de la correction. On utilisera pour cela les notions rappelées dans le chapitre d’introduction sur les fonctions de transfert temporelles des systèmes d’OA et sur le gain modal optimisé.

Une expression en est donnée dans Véran (1997) et rappelée ici :

$$D^+(\langle \dot{w}r^t \rangle + \langle r\dot{w}^t \rangle)D^{+t} = 2 \times \int H_{cor}(g_i, \nu)(S_{a_i R_j} + S_{R_i R_j})(\nu) d\nu \quad (3.13)$$

où $S_{a_i R_j}(\nu)$ désigne l’inter-spectre entre les composantes des modes miroirs dans la phase turbulente et les composantes de repliement sur ces modes et $S_{R_i R_j}(\nu)$ la DSP de l’erreur de repliement dans cette même base.

L’expression de ces termes dépend donc des caractéristiques temporelles de la correction (de la fréquence d’échantillonnage et du gain donné à chaque mode) et compte tenu de la richesse des configurations d’un instrument comme NaCo, ils sont difficiles à estimer par avance. De plus, une estimation précise de ces termes, pour chaque observation particulière, nécessite l’utilisation de simulations. Les conditions exactes de ces dernières, même si très réalistes, sont difficiles à égaler à la réalité rendant ce type de calcul assez peu fiable.

Néanmoins, on peut considérer ces termes négligeables sous certaines hypothèses. Cette idée a été développée dans la thèse de Jean-Pierre qui travaillait sur la reconstruction de FEP de systèmes à courbure, donc à vitesse d’échantillonnage rapide (typiquement 1000 Hz). Négliger ces deux termes de couplage, c’est considérer que le système possède une grande bande passante, c’est à dire considérer que la fréquence de coupure de la fonction de transfert de réjection (qui décrit le comportement temporel du système en boucle fermée) est grande devant la fréquence de coupure de la DSP temporelle du mode miroir considéré. Examinons plus précisément cette hypothèse.

L’erreur de repliement a pour conséquence d’ajouter de l’énergie provenant de modes de hauts ordres, donc de hautes fréquences spatiales inaccessibles à l’ASO, aux basses fréquences spatiales dans la phase résiduelle. Ces modes de hauts ordres ont une fréquence de coupure temporelle dans l’atmosphère supérieure à celle des modes du miroir (la fréquence de coupure d’un mode dans l’atmosphère est proportionnelle à son ordre radial).

Mais comme leur spectre d’énergie dans l’atmosphère décroît aussi fortement avec leur ordre radial, la majeure partie de l’erreur de repliement va provenir de modes d’ordres radiaux légèrement supérieurs à celui du miroir et dont la fréquence de coupure est donc proche de celle du mode miroir d’ordre le plus élevé. Cette fréquence de coupure temporelle (ν_M) est évaluée

à partir du nombre d'actionneurs linéaires du miroir (qui donne l'ordre radial le plus haut que peut réaliser le miroir) et de la vitesse du vent, par analogie avec les polynômes de Zernike (Conan 1994) : $\nu_M = 0.3(n + 1)V/D$, où n est le nombre d'actionneurs linéaires du miroir, V la vitesse du vent et D le diamètre du télescope).

De son côté, la fonction de transfert de réjection, ou de correction, présente dans l'équation 3.13, atténue très fortement les spectres jusqu'à sa fréquence de coupure (ν_{cor}). On comprend alors que ces termes de couplage deviennent négligeables si la fréquence de coupure de la fonction de transfert de réjection est très supérieure à ν_M .

En effet, le spectre de l'erreur de repliement, et, a fortiori l'inter-spectre des modes miroirs et de l'erreur de repliement, coupent à une fréquence proche de ν_M , c'est à dire qu'il n'y a plus d'énergie dans ces spectres au-delà de cette fréquence. Si cette dernière est bien inférieure à la fréquence de coupure de la fonction de transfert de réjection, alors toute l'énergie contenue dans ces spectres sera atténuée et la contribution finale sera quasi nulle.

Cette hypothèse est alors pleinement vérifiée dans le cas des systèmes à courbure, où l'utilisation de photo-diodes à avalanche dans l'ASO permet un échantillonnage très rapide de l'atmosphère (typiquement 1000 Hz) et où le nombre de modes corrigés est en général assez bas.

Toutefois, un système Shack-Hartmann fonctionne avec une bande passante bien plus limitée qu'un système à analyse de courbure (la fréquence d'échantillonnage peut descendre jusqu'à 15 Hz), ce qui permet de travailler avec des sources faibles malgré l'utilisation de CCD. De fait, l'hypothèse de grande bande passante n'est pas forcément valide pour toutes les configurations d'un instrument comme NAOS.

3.2.2 Caractérisation de la méthode MC

En estimant la fonction de structure de la phase de la manière précédemment décrite, nous avons dû faire quelques approximations parfois sciemment frauduleuses. Il convient maintenant d'estimer à quel point ces approximations sont valides sur le panorama des configurations que propose un instrument comme NAOS.

Cette méthode n'a pour l'instant été caractérisée sur simulations et sur données vraies que pour le cas des systèmes basés sur l'analyse à courbure (Véran 1997). La méthode a été aussi testée pour le système ADONIS qui possède un analyseur de type Shack-Hartmann, mais uniquement dans certaines conditions plutôt favorables à la reconstruction (Harder 1999). Une caractérisation complète de ce type de méthode pour un analyseur Shack-Hartmann est donc nécessaire. De plus, la majorité des observations se trouvant dans ce recueil ont été effectuées avec l'instrument NaCo. Il semble donc intéressant de caractériser la méthode pour cet instrument en particulier, sachant que les résultats pourront être extrapolés pour d'autres systèmes basés sur des Shack-Hartmann.

Caractéristiques de la simulation

Pour obtenir les données nécessaires à la caractérisation de la méthode MC, une simulation complète d'un système d'OA de type NAOS est nécessaire. Une simulation réaliste d'un tel système a été ébauchée au sein de l'ONERA pour la réalisation de NAOS et finalisée par Cyril Petit et Fernando Quiros-Pacheco afin de prendre en compte une majorité de paramètres entrant en jeu dans la composition d'un système d'OA.

Ce code permet d'étudier diverses configurations et on choisit de simuler un système avec un Shack-Hartmann de 14x14 sous-pupilles et un miroir de 187 actionneurs, configuration standard

d'utilisation de NAOS.

L'ASO peut être modélisé de deux façons différentes : un modèle purement géométrique dans lequel les pentes dans chaque sous-pupille sont obtenues par moyennage de la différence de phase entre les bords de la sous-pupille et un modèle diffractif, où les pentes de chaque sous-pupille sont obtenue par calcul de centre de gravité après formation de l'image au foyer de la sous-pupille. Ayant fait une hypothèse de linéarité dans la description de la FEP longue pose (séparation de la phase résiduelle en deux composantes que l'analyseur voit de la même façon séparément et groupée), on préférera le modèle géométrique qui est linéaire.

La fiabilité de la simulation est estimée par comparaison des matrices d'interaction théorique (obtenue par simulation) et expérimentale (mesurée sur le système). L'erreur relative de modélisation est très faible, même dans le cas de l'ASO géométrique. On peut aussi par ce biais calibrer la réponse relative de chaque actionneurs, les tensions y étant envoyées lors de la mesure de la matrice d'interaction expérimentale étant toutes égales tout comme dans la simulations. Au niveau du système, on obtient donc avec les simulations des caractéristiques très proches de la réalité.

Le calcul de la matrice de commande est effectué avec la méthode MC, en utilisant la base de 159 modes définit pour NAOS, et les gains sont optimisé à *la Gendron* (Gendron & Lena 1995), comme pour le système NAOS toujours pour coller le plus possible aux performances réelles de ce dernier. On choisit un retard d'une trame (le plus réaliste dans la mesure où le code de simulation ne permet de choisir que des retards entiers), et les fréquences d'échantillonnage lors des simulations seront choisies parmi les configurations possibles de NAOS (de 15 à 500 Hz).

Les écrans de phase turbulents instantanés sont obtenus par translation de la pupille sur un écran de phase turbulent de grande taille obtenu lui-même par la combinaison de 3 écrans de phase, construit en suivant la statistique de Kolmogorov et situés à 3 altitudes distinctes mais réalistes (au sol à 5 et à 10 km d'altitude). Les écrans de phase sont périodiques, on peut donc y faire défiler la pupille indéfiniment. De plus, chaque altitude possédant une vitesse (1, 10 et 10 m.s⁻¹) et une direction (0°, 30° et 60°) de vent particulière mais réaliste on peut obtenir des simulations aussi longues qu'on le veut (pourvu qu'on ait la place de stocker les données).

Étude de l'impact de l'approximation de phase stationnaire

C'est la première approximation qui a été faite. En stationnarisant la fonction de structure de la phase résiduelle, on a pu séparer l'expression de la FTO en 2 composantes, une liée au télescope et l'autre purement atmosphérique. Malheureusement, une phase turbulente partiellement corrigée par OA n'est pas strictement stationnaire et l'impact de cette approximation doit donc être estimé.

La FTO longue pose FTO_{theo} (obtenue hors approximation de stationnarité) est donnée par :

$$FTO_{theo}(\vec{\rho}) = \frac{1}{N_{FTO_k}} \sum_k FTO_k(\vec{\rho}) = \frac{1}{N_{FTO_k}} \sum_k \int P(\vec{r})P(\vec{r} + \vec{\rho}) \exp [\imath\epsilon_k(\vec{r}) - \imath\epsilon_k(\vec{r} + \vec{\rho})] d\vec{r} \quad (3.14)$$

avec $N_{FTO_k} = T \times f_{ech}$, où T est le temps total d'intégration et f_{ech} la fréquence d'échantillonnage du système. Ce qui donne :

$$FTO_{theo}(\vec{\rho}) = \int P(\vec{r})P(\vec{r} + \vec{\rho}) \frac{1}{N_{FTO_k}} \sum_k \exp [\imath\epsilon_k(\vec{r}) - \imath\epsilon_k(\vec{r} + \vec{\rho})] d\vec{r}$$

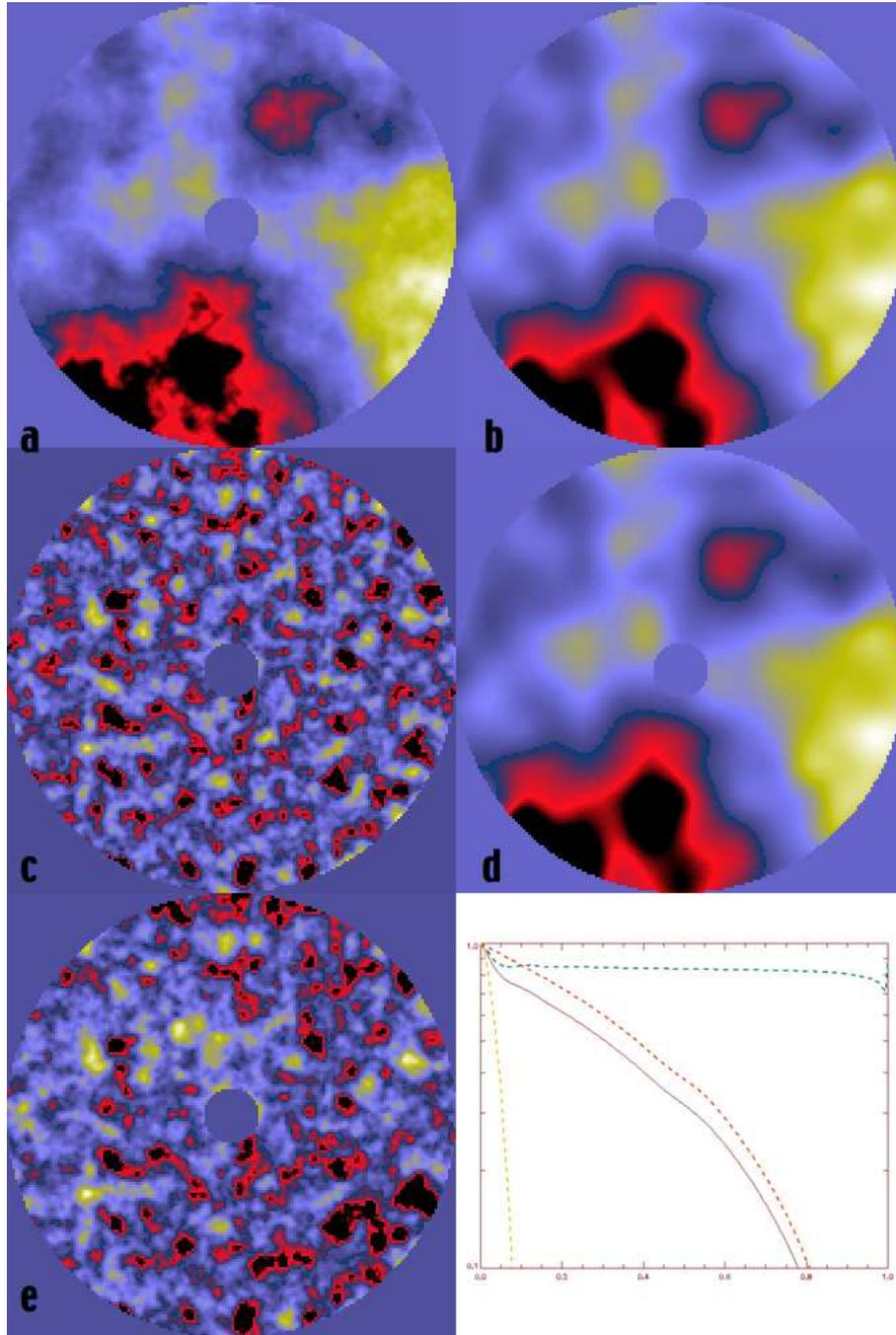


FIG. 3.1 – Différents écrans de phase obtenus avec la simulation : a, écran de phase turbulent, b, composante miroir de la phase turbulente, c, composante orthogonale de la phase turbulente, d, reconstruction effective de la phase turbulente à partir des mesures et en utilisant le miroir simulé, e, phase résiduelle. La FTO moyenne obtenue (trait plein) est comparée à la FTO du télescope (trait pointillé rouge) et à la FTO turbulente (trait pointillé jaune) et la FTO du uniquement à la phase résiduelle (sans télescope) en vert. La fréquence d'échantillonnage est de 200 Hz et le rapport de Strehl moyen est de 0.83.

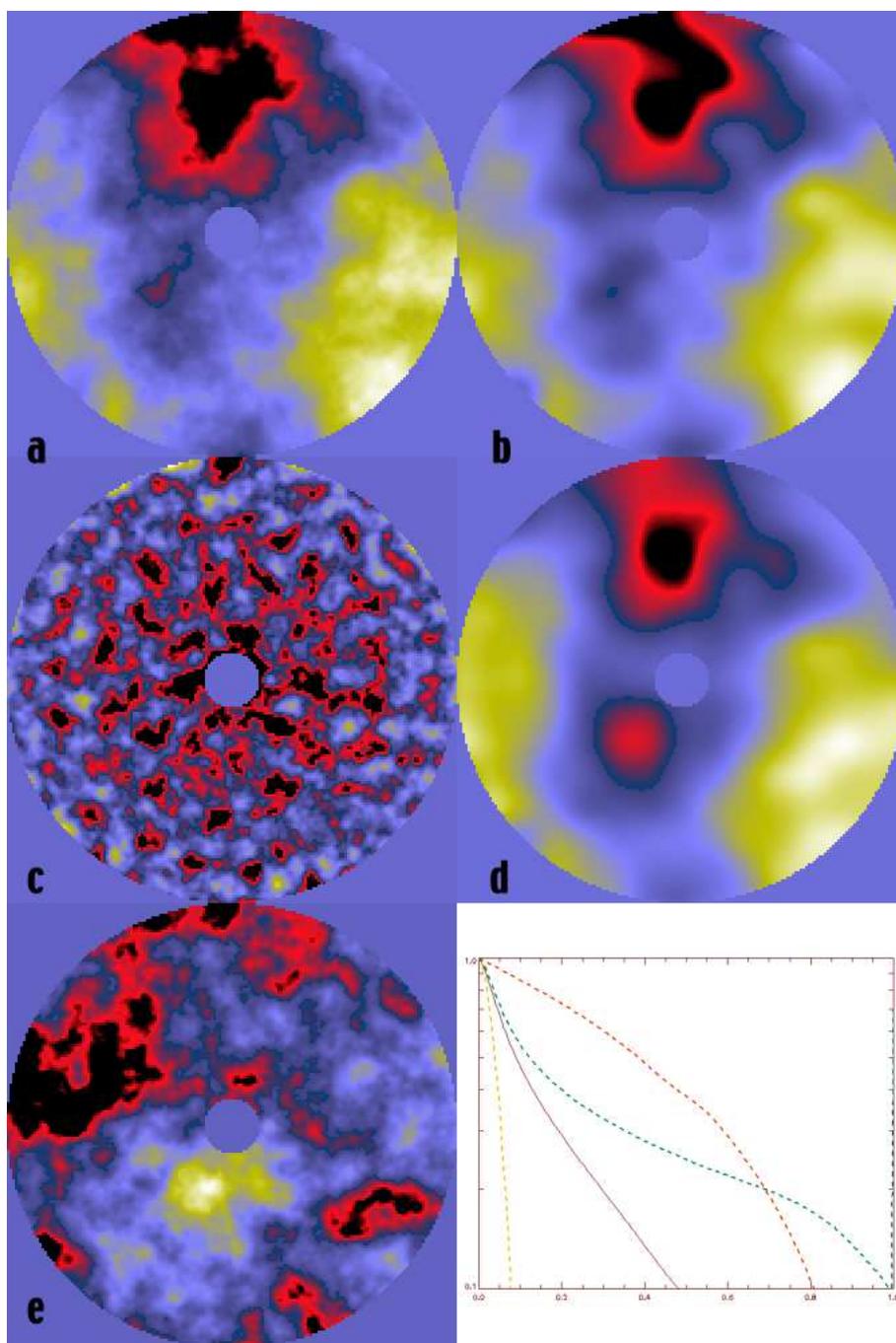


FIG. 3.2 – Même légende que pour la figure 3.1 mais pour un rapport de Strehl moyen est de 0.28.

soit :

$$FTO_{theo}(\vec{\rho}) = \int P(\vec{r})P(\vec{r} + \vec{\rho}) \langle \exp [i\epsilon(\vec{r}) - i\epsilon(\vec{r} + \vec{\rho})] \rangle d\vec{r}$$

La phase turbulente est à statistique gaussienne (elle résulte de la somme de nombreux processus aléatoires) donc la phase résiduelle, qui peut être considérée comme une version filtrée de cette dernière à travers un filtre linéaire l'est donc aussi. On peut donc écrire :

$$\langle \exp i[\epsilon(\vec{r}) - \epsilon(\vec{r} + \vec{\rho})] \rangle \approx \exp -\frac{1}{2} \langle [\epsilon(\vec{r}) - \epsilon(\vec{r} + \vec{\rho})]^2 \rangle \approx \exp -\frac{1}{2} D_{\epsilon}(\vec{r}, \vec{\rho})$$

travaillant ici avec des moyennes empiriques, sur un nombre fini d'évènements.

On peut ensuite sortir le terme atmosphérique de l'intégrale en utilisant la version stationnarisée de la moyenne de la fonction de structure $\overline{D}_{\epsilon}(\rho)$ (comme indiqué dans Conan 1994, p. 90-91) et obtenir une expression de la FTO longue pose dans le cas de l'approximation de stationnarité $FTO_{m,stat}$:

$$FTO_{stat}(\vec{\rho}) = \exp \left(-\frac{1}{2} \overline{D}_{\epsilon}(\vec{\rho}) \right) \int P(\vec{r})P(\vec{r} + \vec{\rho}) d\vec{r} \quad (3.15)$$

Enfin, on peut montrer, en revenant à l'expression de $\overline{D}_{\epsilon}(\rho)$ (Conan 1994), que tout ceci nous a conduit à approximer une moyenne d'exponentielles par l'exponentielle de la moyenne. Ceci implique une sous-estimation systématique de la FTO comme le montre Jean-Pierre Véran dans sa thèse. Toutefois, les simulations qu'il utilise pour mettre en évidence l'erreur introduite ne sont pas très réalistes (la phase résiduelle est simulée par une succession écrans de phase privés d'un certain nombre de polynôme de Zernike). Il est essentiel de valider cet approximation dans le cas d'un système complet, par exemple de type NAOS.

À l'aide des outils de simulation d'OA décrit précédemment, on peut obtenir une grande série d'écrans de phase résiduelle courte pose représentative de ce qu'on obtiendrait en sortie d'un système d'OA dans des conditions standards d'utilisation. On pourra estimer sur ces derniers, d'une part, les FTO courte pose utilisées dans l'équation 3.14 de FTO_{theo} et calculer $\overline{D}_{\epsilon}(\rho)$ utilisé dans l'équation 3.15 de FTO_{stat} . Grâce à la modularité de la simulation, on peut alors tester l'hypothèse de stationnarité pour différentes configurations.

On se place dans des conditions de turbulence constante pour toutes les simulations et, dans un premier temps, on n'introduit aucun bruit. On fait juste varier la fréquence d'échantillonnage pour faire varier la bande

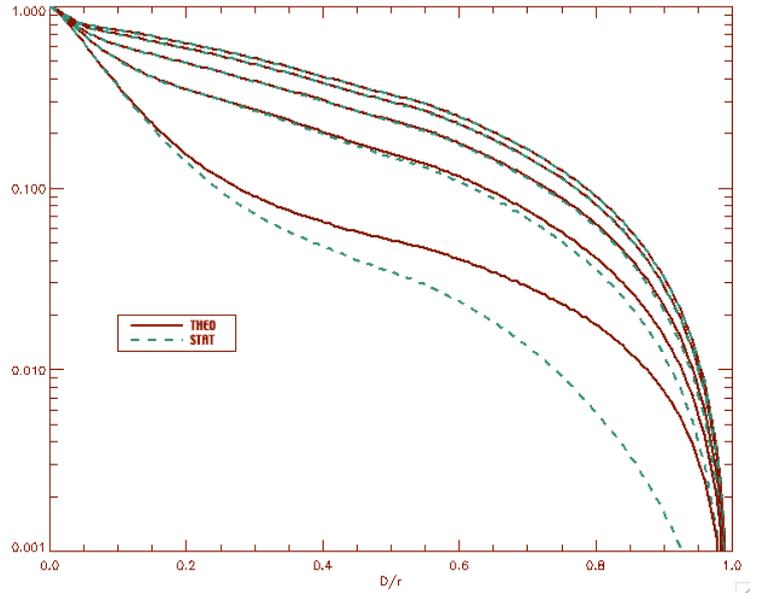


FIG. 3.3 – En trait plein la FTO obtenue avec le calcul exact (FTO_{theo}), en trait pointillé la FTO obtenue avec le calcul approché (FTO_{stat}) dans plusieurs cas de correction : (de haut en bas) rapport de Strehl de 0.85, 0.80, 0.70, 0.50 et 0.15.

passante donc l'erreur temporelle et ainsi le taux de correction. Ainsi, en utilisant des fréquences d'échantillonnage de 500, 200, 100 50 et 30 Hz, on obtient des rapports de Strehl moyens résultant de 0.85, 0.80, 0.70, 0.55 et 0.15.

Les résultats sont présentés dans la figure 3.3, où sont tracés FTO_{theo} et FTO_{stat} pour les différents cas. Le nombre d'écrans de phase pris en compte est toujours le même (2500), mais le temps d'observation est de plus en plus grand (quelques secondes pour les hauts Strehl, c'est à dire les hautes fréquences d'échantillonnage à plus d'une minute pour les plus basses).

Comme le montre la figure 3.3, cette approximation est globalement valide pour une grande variété de configurations. Les configurations les plus lentes, donc les bas taux de correction, montrent toutefois une erreur non négligeable pour toutes les fréquences. Dans ces cas, la FTO est sous-estimée comme prédit précédemment. Deux effets pourraient induire cette sous-estimation : d'une part l'approximation de stationnarité et d'autre part une erreur de convergence due au nombre limité d'éléments de notre échantillon. Le second effet est ici écarté, les FTO étant lisses, une erreur de convergence n'introduisant pas d'effet systématique.

Les travaux couplés de Jean-Marc Conan (Conan 1994) et Jean-Pierre Véran (Véran 1997) montrent d'une part que l'erreur de non stationnarité est dépendante de la variance de phase et d'autre part, qu'à variance de phase constante, l'erreur de non stationnarité dépend du contenu fréquentiel de la phase résiduelle.

Ceci ce comprend par une analyse en terme de fréquence spatiale. Conan (1994) montre qu'à partir du moment où une correction est apportée à la phase turbulente, la phase résiduelle cesse d'être stationnaire. D'un autre côté, l'écart à la stationnarité est principalement engendré par les modes de bas ordres. Les modes de hauts ordres, à courte portée, peuvent être considérés comme stationnaires en moyenne. Ainsi, si l'énergie contenu dans les modes de hauts ordres de la phase résiduelle domine, celle-ci sera plutôt stationnaire. À l'inverse, si ce sont les modes de bas ordres, à longue portée, qui dominent, le résidu n'est plus stationnaire. Le contenu fréquentiel de la phase résiduelle est donc un élément clef pour l'étude de la stationnarité de celle-ci.

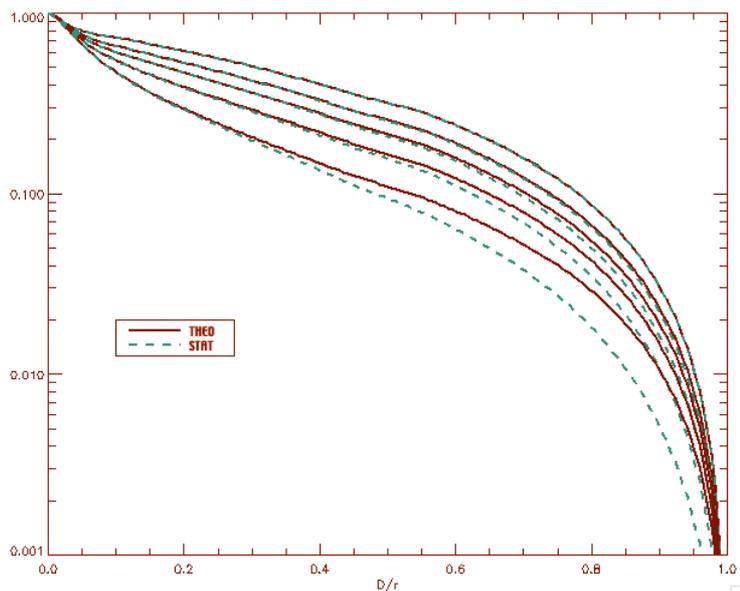


FIG. 3.4 – En trait plein la FTO obtenue avec le calcul exact (FTO_{theo}), en trait pointillé la FTO obtenue avec le calcul approché (FTO_{stat}) dans plusieurs cas de correction : (de haut en bas) rapport de Strehl de 0.80, 0.65, 0.55, 0.44 et 0.25.

De plus, un raisonnement mathématique, comme celui exposé dans la thèse de Jean-Pierre Véran montre que plus la variance d'une variable aléatoire est grande plus la moyenne de son exponentielle s'écarte de l'exponentielle de sa moyenne. Donc plus la variance de phase est

grande, à contenu fréquentiel constant, plus l'écart à la stationnarité est grand.

Nos simulations ne permettent pas de séparer clairement ces deux effets, mais confirment cette interprétation dans un cas réaliste. En effet, en diminuant la bande passante, nous avons progressivement augmenté l'énergie contenue dans les modes de bas ordres de la phase résiduelle, mettant en défaut l'hypothèse de stationnarité. Cet effet est de plus accentué par le fait que la variance totale de la phase augmente à mesure que le taux de correction diminue.

Le bruit agit de manière comparable. En effet, si on prend une configuration pour laquelle on peut considérer que l'approximation de phase stationnaire est valide (cas à fréquence d'échantillonnage de 200 Hz), et qu'on augmente graduellement le bruit, faisant diminuer d'autant la qualité de correction, on obtient des résultats similaires. Ceux-ci sont présentés sur la figure 3.4.

On notera qu'en augmentant graduellement le bruit, on a diminué la bande passante du système grâce à l'utilisation du gain modal optimisé et on a donc agit de manière comparable, en terme fréquentiel, sur le système et donc sur la phase résiduelle.

Étude de l'influence du terme croisé global

Le terme $\Gamma_{\epsilon}(\vec{\rho})$ de l'équation 3.5 est difficile à estimer pour une observation particulière à partir des seules données fournies par un système d'OA. Il représente le terme de couplage entre la composante miroir de la phase résiduelle et son orthogonale. Avec les données issues de simulations, ces deux composantes peuvent être estimées.

On peut donc comparer la FTO reconstruite avec la fonction de structure de la phase résiduelle suivant l'équation 3.5 d'une part et privée de ce terme croisé d'autre part. On utilise pour cela les données des simulations précédentes, dans le cas sans bruit, où seule la fréquence d'échantillonnage évolue. Les résultats sont présentés à la figure 3.5.

On notera que seule la composante atmosphérique de la FTO est représentée dans chaque cas sur cette figure, afin de montrer l'effet de cette approximation. Celui-ci est très faible et concentré uniquement sur les fréquences spatiales proches de la fréquence de coupure du télescope. On en déduit donc que la FTO totale étant le produit de la FTO atmosphérique par celle du télescope, cette dernière étant presque nulle aux alentours de sa fréquence de coupure, l'effet de

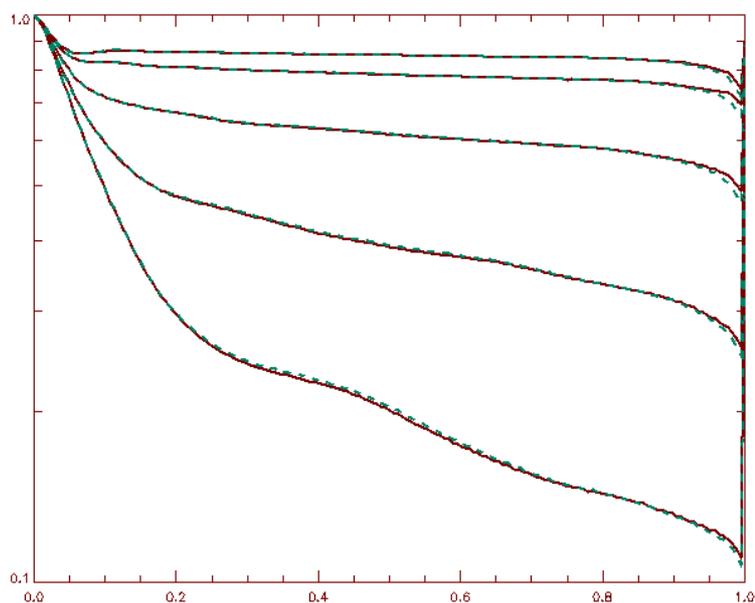


FIG. 3.5 – En trait plein partie atmosphérique de la FTO obtenue avec le calcul exact (FTO_{theo}), en trait pointillé la FTO sans le terme croisé dans plusieurs cas de correction : (de haut en bas) rapport de Strehl de 0.80, 0.65, 0.55, 0.44 et 0.25.

cette approximation est donc très faible pour toutes les configurations.

Ces simulations montrent donc que cette approximation est entièrement valide dans des cas standards d'observation avec un instrument de type NAOS, quelque soit la configuration adoptée.

Étude de l'impact de l'approximation de grande bande passante

L'approximation de grande bande passante consiste à négliger les deux termes de couplage entre les mesures et le repliement ($\langle \dot{w}r^t \rangle$ et son transposé) de l'équation 3.11. Dans le cadre d'une simulation d'OA complète, ces deux termes peuvent être calculés et leur caractère négligeable peut ainsi être étudié.

Pour ce faire, on utilise les données issues de la simulation d'OA décrite précédemment. Le premier terme du membre de droite de l'équation 3.11 ($\langle \dot{w}\dot{w}^t \rangle$) est obtenu à l'aide d'une série temporelle de mesures sur la phase résiduelle dé-bruitée. Le second terme du membre de droite de l'équation 3.11 ($\langle rr^t \rangle$) est obtenu à l'aide d'une série temporelle de mesures effectuées sur les mêmes écrans de phase résiduelle auxquelles on a soustrait leur composante miroir. Les termes croisés sont estimés à partir des mêmes séries temporelles de mesures.

D'un autre côté, on peut estimer le membre de gauche de l'équation 3.10 ($\overline{D}_{\epsilon_{\parallel}}(\vec{\rho})$) en calculant la moyenne des auto-corrélations de chaque écran de phase instantané.

Pour étudier l'influence de la bande passante, on peut faire des simulations sans bruit, à conditions atmosphériques constantes et en faisant varier la fréquence d'échantillonnage, tout comme dans le cas précédent.

On réalise donc ce type de simulation, en gardant un D/r_0 constant (égal à 10, cas plutôt réaliste), une vitesse de vent constante (d'environ $10\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ pour chaque couche) et on fait varier la fréquence d'échantillonnage du système. Ainsi, comme précédemment, en utilisant des fréquences d'échantillonnage de 500, 200, 100 50 et 30 Hz, on obtient des rapports de Strehl moyens résultant de 0.85, 0.80, 0.70, 0.55 et 0.15. Les résultats de reconstruction sont présentés dans la figure 3.6 où sont comparés $\overline{D}_{\epsilon_{\parallel}}(\vec{\rho})$ et ses versions reconstruites en estimant tous les termes du membre de droite de l'équation 3.11 et sous hypothèse de grande bande passante.

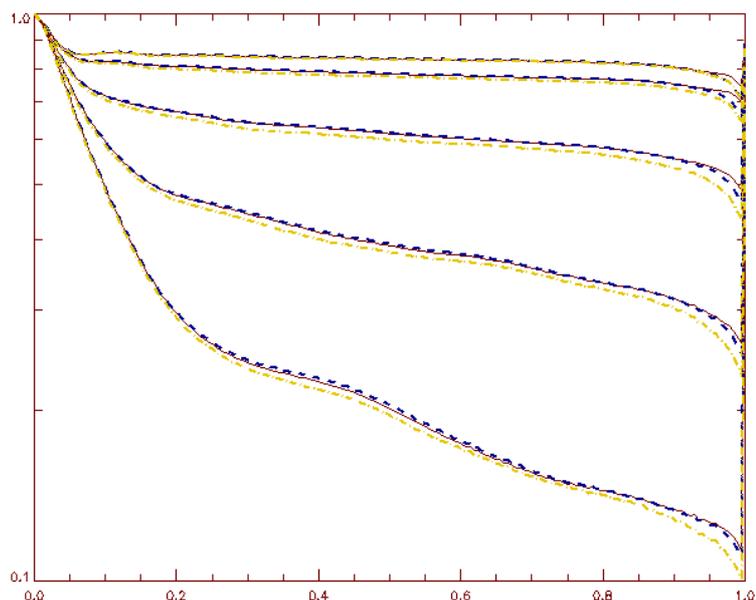


FIG. 3.6 – En trait plein la vraie fonction de structure de la phase résiduelle, en trait pointillé bleu celle obtenue avec le calcul exact et en trait pointillé jaune, celle obtenue avec le calcul approché en considérant l'hypothèse de grande bande passante dans plusieurs cas de bande passante donc de taux de correction : (de haut en bas) Strehl résultant de 0.20, 0.50, 0.70 et 0.80.

Ces simulations nous permettent d'une part de vérifier qu'en considérant tous les termes du membre de gauche de l'équation 3.11, on est capable de reconstruire la FTO avec une grande précision, pour tous les types de configuration.

D'autre part, elles nous permettent aussi de mettre en évidence l'impact négatif de l'approximation de grande bande passante pour les faibles fréquences d'échantillonnage. En effet, une sous-estimation systématique de la FTO reconstruite est engendrée par cette approximation pour les fréquences d'échantillonnage inférieures à 100 Hz.

Comme nous l'avons vu dans l'interprétation de l'équation 3.13, une expression quantitative de la validité de cette approximation est donnée par la comparaison entre la fréquence de coupure temporelle du mode de plus haut ordre radial que peut reproduire la miroir ν_M , constante dans toutes nos simulations, avec la fréquence de coupure temporelle de la fonction de transfert de réjection du système qui dépend des configurations adoptées. La seconde doit être largement supérieure à la première, afin que les modes sur lesquels le repliement a le plus d'impact soit suffisamment filtrés et que les termes croisés ($\langle \dot{u}r^t \rangle$ et son transposé) de l'équation 3.11 soient négligeable.

La fréquence de coupure de la fonction de transfert de réjection pour un mode donné dépend de la fréquence d'échantillonnage du système et du gain sur ce mode. Lorsque le gain est maximum (ce qui est le cas lorsque le bruit et le retard de la boucle sont très faibles), cette fréquence est bien approximée par $f_{ech}/10$, comme le montre la figure 3.6. Dans le cas de notre simulation, sachant que la vitesse du vent de deux des trois couches turbulentes est de $10\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$, ν_M vaut environ 6 Hz.

Or avec une fréquence d'échantillonnage de 100 Hz, la fréquence de coupure de la fonction de transfert de correction est d'environ 10 Hz, ce qui n'est donc pas très supérieur à ν_M , la condition pour vérifier l'hypothèse de grande bande passante n'est donc pas remplie, ce qui explique l'imprécision de la reconstruction pour les configurations utilisant des fréquences d'échantillonnage inférieures à 100 Hz.

Là encore, la présence de bruit ayant aussi tendance à diminuer la bande passante de chaque mode du système, limite la validité de l'approximation de grande bande passante et impose le calcul de tous les termes du membre de gauche de l'équation 3.13 pour une reconstruction précise de la partie atmosphérique de la FTO longue pose.

L'estimation de ces termes n'est pas triviale pour une observation particulière car elle utilise les fonctions de transfert de chaque mode de l'instrument pendant l'observation, qui sont difficiles à mesurer.

Sur un analyseur de type Shack-Hartmann, l'erreur de repliement est relativement importante, comparé à un ASO de courbure. Ce problème est donc crucial lorsque qu'on reconstruit la FEP pour ce type de système comme le montre cette étude de l'impact de l'approximation de grande bande passante.

Jean-Pierre Véran propose une analyse algébrique complète du phénomène dans sa thèse, prolongeant les travaux d'autres auteurs (Véran 1997 et référence incluses). Suivant son approche, le repliement est de deux natures. Un repliement de mesure, imputé à la taille finie de l'ASO, inévitable, et un repliement de sous-calibration, imputé au reconstruteur, traduisant le fait que la mesure d'une phase appartenant à l'espace orthogonal au miroir n'est pas forcément orthogonale aux mesures des modes du miroir.

Cette erreur de repliement de sous calibration peut être limitée par l'utilisation d'un reconstruteur mieux adapté. De fait, on limite aussi l'influence des termes de couplage entre le

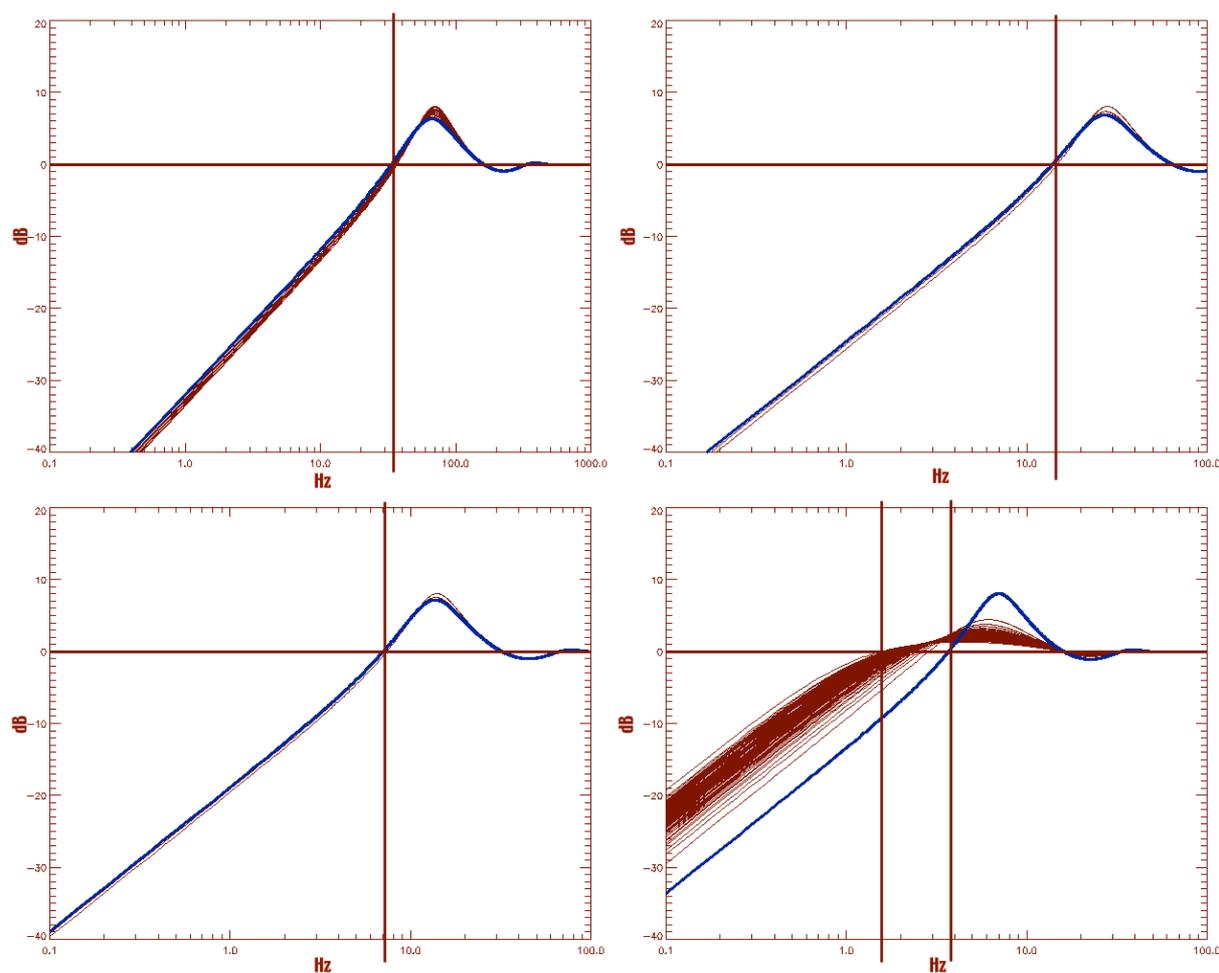


FIG. 3.7 – Fonctions de transfert de correction obtenus pour chaque mode du système en fonction de la fréquence et pour différentes fréquence d'échantillonnage (de gauche à droite et de haut en bas : 500, 200, 100 et 50Hz). La fonction de transfert du tilt (celui sur lequel le gain est en général le plus fort et donc qui constitue le plus souvent une limite supérieure) est tracé en trait épais, bleu.

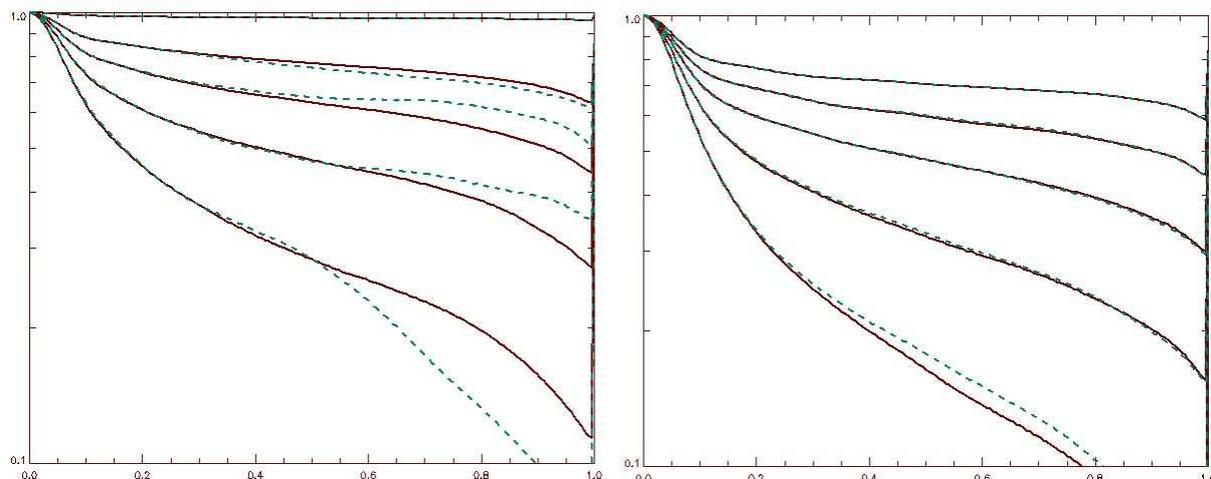


FIG. 3.8 – À gauche : Composante atmosphérique de la FTO reconstruite à l’aide des mesure non bruitée et en considérant tous les termes (trait plein), reconstruite avec les mesures dé-bruitées et tous les termes (en trait pointillé vert) dans le cas d’une fréquence d’échantillonnage de 200 Hz. À droite : même légende dans le cas 50 Hz.

repliement et les mesures lors de la reconstruction de FEP (eq. 3.13), ce qui pourrait permettre de simplifier notre problème d’estimation, comme nous le verrons dans la section 3.3.

Étude de l’influence du bruit

Le bruit est un autre paramètre dont l’influence sur la reconstruction doit être évaluée. Dans notre simulation, le bruit est parfaitement connu, des mesures bruitées et non bruitées pouvant être estimées sur le même écran de phase résiduelle. La variance du bruit est donc connue pour chaque sous-pupille et soustraite à la diagonale de la covariance des mesures bruitées² afin d’obtenir le premier terme du membre de droite de l’équation 3.11.

On utilise toujours le même type de simulation et on se place dans deux types de configurations : une plutôt rapide avec une fréquence d’échantillonnage de 200 Hz et une plutôt lente avec une fréquence d’échantillonnage de 50 Hz. On augmente graduellement le niveau de bruit (à bruit de détecteur constant, le flux de photons est divisé d’un facteur 2 pour chaque simulation), diminuant ainsi le taux de correction (0.80, 0.60, 0.50, 0.40 et 0.25 pour le cas 200 Hz et 0.60, 0.50, 0.40, 0.30 et 0.15 pour le cas 50 Hz). Les résultats de reconstruction obtenu sont présentés dans la figure 3.8 pour les deux cas et pour différent niveaux de bruit. Le nombre total d’échantillon de mesure est gardé constant entre les différentes simulations (2500), donc le temps de pose équivalent dans le cas de la configuration rapide est 4 fois plus court (12.5 s) que dans le cas de la configuration lente (50 s).

Dans le cas d’une fréquence d’échantillonnage de 200 Hz, la reconstruction est mauvaise pour tous les cas de bruit alors que dans le cas d’une fréquence de 50 Hz, elle de bonne qualité pour tous les niveaux de bruit, excepté le plus fort. Nos simulations semblent donc mettre en évidence un problème classique de convergence d’estimateur.

²Le bruit est considéré non corrélé d’une sous pupille à l’autre

En effet, on cherche une estimée des covariances de mesures dé-bruitées $\langle \dot{w}\dot{w}^t \rangle$ et on a :

$$\langle ww^t \rangle = \langle \dot{w}\dot{w}^t \rangle + \langle n_w n_w^t \rangle + \langle \dot{w} n_w^t \rangle + \langle n_w \dot{w}^t \rangle \quad (3.16)$$

les deux derniers termes du membre de droite de cette équation tendent vers 0 lorsque le nombre d'échantillons statistiquement indépendants est suffisamment grand. Dans le cas de nos simulations, tous les échantillons de nos séries de mesures ne sont pas statistiquement indépendants. De plus, dans le cas de la configuration la plus rapide, le temps total d'exposition équivalent est à peine 10 fois supérieur au temps de cohérence du mode le plus lent (qui vaut environ 1.3 s, compte tenu de la vitesse de vent utilisée), on a donc pas suffisamment de versions bruitées de réalisations indépendantes de chaque mode pour assurer la convergence de l'estimateur sur tous les modes. Cet effet est de plus accentué par l'augmentation de bruit.

Dans le cas de la configuration la plus lente, le temps total d'exposition (40 fois le temps de cohérence du mode le plus lent) semble suffisant pour assurer une bonne convergence dans une majorité de cas de bruit. On notera toutefois que pour les cas à très fort bruit, un temps de pose équivalent encore plus long (probablement supérieur à 100 s) doit être considéré pour assurer la convergence.

Ces simulations nous ont donc permis de mettre en évidence le problème de convergence de notre estimateur des mesures dé-bruitées ainsi que de quantifier la règle de la longue pose. En effet, pour assurer la convergence de cet estimateur un temps de pose équivalent à au moins une centaine de fois le temps de cohérence du mode le plus lent de la turbulence au moment de l'observation est nécessaire.

Dans le cas d'un système réel, la variance du bruit doit être estimée sur les données fournies par l'ASO. Celle-ci peut être estimée de différentes façons (comme décrit dans Vérant 1997) est implique souvent de considérer un bruit constant pour toutes les sous pupilles. Nous faisons donc l'approximation de bruit stationnaire : $\mathcal{C}_{n_w} = \sigma_{n_w}^2 \times Id$.

Cette approximation peut être testée, dans le cas de nos simulations les plus lentes, pour éviter les problèmes de convergence précédemment rencontrés. Comme le montre la partie gauche de la figure 3.9, l'impact de cette approximation est quasiment nul pour tous les niveaux de bruit, ce qui nous conduira à l'adopter systématiquement.

Dans le cas de nos simulations, la variance du bruit est connue parfaitement. Toutefois, dans le cas d'un système réel, l'estimation de $\sigma_{n_w}^2$ peut être entachée d'erreur. Pour tester l'impact de cette dernière, on peut maintenant se placer dans le cas d'un bruit relativement fort, mais pour lequel la convergence de l'estimateur des mesures dé-bruitées est assurée et simuler une erreur progressive sur l'estimation de la variance du bruit. Les résultats sont présentés dans la partie droite de la figure 3.9 où une erreur graduelle de 0% à 10% sur l'estimation de $\sigma_{n_w}^2$ est commise. Cette figure nous montre qu'une surestimation de plus de 5% de $\sigma_{n_w}^2$ conduit à une surestimation de près de 30% de la FTO qu'une erreur de 10% est complètement rédhibitoire.

Le bruit est donc un paramètre crucial à gérer compte-tenu de son influence directe sur le terme de mesure. Une méthode efficace et robuste d'estimation doit donc être utilisée pour l'introduire dans le processus de reconstruction.

3.2.3 Limites de l'approche MC

Ces simulations ont été effectuées dans un cas réaliste de turbulence et dans des configurations et des niveaux de bruit représentatifs des conditions d'observations avec NaCo et nous ont permis de mettre en évidence les limites de l'approche MC pour la reconstruction de FEP. Parmi les

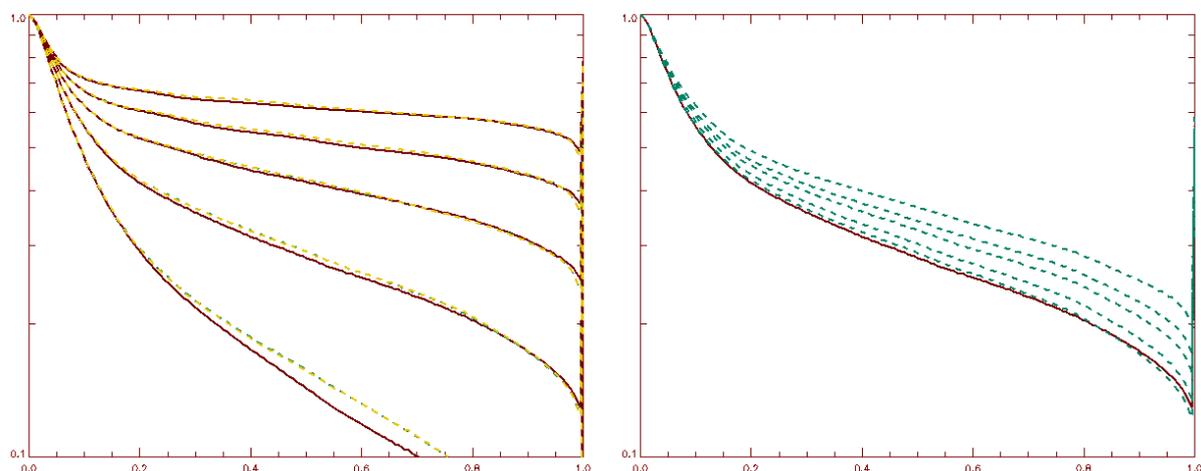


FIG. 3.9 – À gauche : composante atmosphérique de la FTO vraie (marron, trait plein), reconstruite avec tous les termes dont les mesures dé-bruités (bleu, pointillés) et reconstruite avec tous les termes dont les mesures dé-bruités en utilisant une valeur de bruit constante pour toute les sous-pupilles (jaune, pointillés), pour différent niveaux de bruit. À droite : composante atmosphérique de la FTO vraie (marron, trait plein), reconstruite avec tous les termes dont les mesures dé-bruités (bleu, pointillés) avec une erreur graduelle sur $\sigma_{n_w}^2$: de bas en haut 0%, 2%, 5%, 7% et 10%.

approximations qui ont dues être faites, l'hypothèse de stationnarité de la phase résiduelle semble inévitable (l'estimation de l'intégrale complète n'est pas possible avec les données issues des calibrations) et introduit des erreurs de reconstruction non négligeables dans le cas de faibles taux de correction (faible bande passante et/ou fort bruit).

D'autres sont entièrement vérifiés pour le panorama des configurations de NaCo comme la valeur négligeable du terme croisé global entre la composantes miroir de la phase résiduelle et son orthogonale ainsi que la stationnarité du bruit sur les mesures.

Enfin, d'autres approximations, non valides mais inévitables pour la reconstruction MV pourraient peut-être être évitées en utilisant un autre type de reconstituteur. Comme nos simulations nous l'ont montré, nous cherchons un reconstituteur qui d'une part limite les effets du repliement de sous calibration (afin d'essayer de s'affranchir des termes croisés de l'équation 3.13) et d'autre part qui assure une estimation robuste des mesures dé-bruitées.

Cas de l'application à l'observation des NAG avec NaCo

Dans le cas de NaCo, les données fournies pour chaque image sont : la covariance des mesures, reconstruites sur les modes du système, et reconstruites sur les Zernike ; la variance moyenne du bruit, estimée sur tous les Zernike et moyennée, après reconstruction des mesures boucle ouverte et le r_0 moyen, lui aussi estimé sur tous les Zernike. Une évaluation des erreurs commises lors de l'estimation de ces paramètres peut être trouvée dans Fusco et al. (2004). On doit malgré tout se placer dans l'hypothèse de grande bande passante, les gains pendant l'observation n'étant pas fourni, il est impossible d'estimer les termes croisés entre les mesures et le repliement.

Pour l'observation des NAG, on est généralement amené à asservir le système d'OA sur l'objet lui-même. On est donc dans le cas de source faible, ce qui entraîne la présence d'un bruit

non négligeable et d'une fréquence d'échantillonnage relativement faible (100 à 200 Hz dans les meilleurs cas). On est donc dans le cas où l'hypothèse de grande bande passante n'est pas respectée, tout comme l'hypothèse de stationnarité de la phase résiduelle.

On se trouve donc dans un régime d'utilisation où la méthode MC a été mise à défaut par nos simulations. Compte-tenu de ces limitations, il apparaît donc nécessaire de s'intéresser à de nouvelles méthodes d'estimation, plus précises pour le cas des conditions d'observations des objets faibles.

3.3 Nouvelles méthodes d'estimation

La méthode précédemment développée était basée sur la commande du système pour estimer la covariance de la phase résiduelle. Malgré tout, lorsqu'on dispose de séries temporelles de mesures de cette phase, on peut imaginer d'utiliser d'autres reconstruteurs permettant d'en obtenir une estimée plus précise. C'est le principe des méthodes que j'ai étudiée durant cette thèse. Ainsi, deux approches ont été caractérisées : une approche de type MAP, pour la reconstruction de la phase à partir des mesures, et une approche de type MV, pour la reconstruction de la covariance des mesures à partir d'un modèle de phase, que je décris toutes deux dans les lignes suivantes.

3.3.1 Principe de l'approche MAP pour la reconstruction de la phase

Une façon bien connue de réduire à la fois les effets du repliement et les effets du bruit lors de la reconstruction de phase avec des données d'ASO bruitées est d'utiliser une approche de type MAP. C'est une approche similaire à ce qui a été vu pour la déconvolution, lorsqu'on a voulu obtenir un critère régularisé. Cette méthode, tout comme le filtre de Kalman qui est son *extension naturelle* à des a priori spatiaux et temporels, peut donc être utilisée pour commander un système d'OA, mais jusqu'à présent, à ma connaissance, aucun système à demeure sur un télescope n'est doté d'une telle commande.

Pour construire le reconstruteur MC, on cherchait à minimiser la quantité :

$$\epsilon = \|\vec{w} - D\phi\|^2$$

nous avons donc là une approche déterministe du problème, on cherche à minimiser un écart de mesure. Comme nous l'avons montré dans le chapitre d'introduction, le reconstruteur obtenu est l'inverse généralisée de D : D^+ qui limite l'effet des modes mal vus en tronquant la base de modes sur laquelle on effectue l'inversion (en réduisant le nombre de colonnes de D , on réduit le nombre de modes reconstruits). Dans ce cas, on est limité par l'échantillonnage l'ASO et par le repliement du reconstruteur. Cette limitation du nombre de modes reconstruits engendre donc une erreur de sous-modélisation (les hauts ordres turbulents sont présents mais ne sont pas modélisés) et une erreur de repliement (certains hauts ordres sont vus comme des bas ordres).

Une approche probabiliste du problème nous permet d'obtenir un reconstruteur optimal de la phase à partir des mesures qui prenne en compte des informations sur la DSP spatiale de la turbulence et qui permet de *déplier* les mesures. Ainsi, dans l'approche MMSE (Minimum Mean Square Error Wallner 1983), on cherche le reconstruteur qui nous donne une estimée de la phase qui minimise, en moyenne sur le bruit et la phase, l'écart quadratique entre celle-ci et la phase vraie :

$$\epsilon = \langle |\phi - \hat{\phi}|^2 \rangle_{\phi, n}$$

De plus, dans le cas de statistiques gaussiennes, ce qui est le cas lorsqu'on utilise un SH (la phase turbulente a une statistique gaussienne et on fait l'hypothèse que le bruit sur les mesures est à statistique gaussienne), on peut montrer que l'estimateur linéaire qui minimise le MMSE est l'estimateur optimal (Van Trees 1968b). On peut de plus montrer que cette approche est alors équivalente à une approche MAP (Van Trees 1968b; Conan et al. 1998). En suivant le formalisme développé pour la déconvolution, dans un cadre bayésien, cela revient à maximiser la densité de probabilité de la phase en fonction des mesures :

$$\hat{\phi}_{MAP} = \arg \max_{\phi} \mathcal{P}(\phi/\vec{w})$$

et la règle de Bayes :

$$\mathcal{P}(\phi/\vec{w}) = \frac{\mathcal{P}(\vec{w}/\phi) \times \mathcal{P}(\phi)}{\mathcal{P}(\vec{w})}$$

Le bruit de mesure étant approximé gaussien, la probabilité des mesures connaissant la phase peut s'écrire :

$$\mathcal{P}(\vec{w}/\phi) \propto \exp \left[-\frac{1}{2}(\vec{w} - D\phi)^t \mathcal{C}_{n_w}^{-1}(\vec{w} - D\phi) \right]$$

où \mathcal{C}_{n_w} est la covariance du bruit sur les pentes, qui est donc diagonale, comme discuté dans le cas MC.

Le terme d'a priori s'obtient en considérant que la phase résiduelle est à statistique gaussienne centrée et de covariance \mathcal{C}_{ϕ} :

$$\mathcal{P}(\phi) \propto \exp \left(-\frac{1}{2}\phi^t \mathcal{C}_{\phi}^{-1} \phi \right)$$

On se ramène à minimiser l'anti-log-vraisemblance de $\mathcal{P}(\phi; \vec{w})$ qui s'écrit donc :

$$\mathcal{J}_{map}(\phi; \vec{w}) = (\vec{w} - D\hat{\phi})^t \mathcal{C}_{n_w}^{-1}(\vec{w} - D\hat{\phi}) + \phi^t \mathcal{C}_{\phi}^{-1} \phi$$

Le premier terme de ce critère a pour but de minimiser l'écart aux mesures et le second terme, d'introduire des a priori sur la phase afin de minimiser l'amplification du bruit et d'estimer plus de modes que dans le cas MC où l'on a dû tronquer la base de modes pour la reconstruction (on déplie une partie du repliement).

On cherche alors à annuler le gradient de ce critère par rapport à ϕ , ce qui peut se faire de manière analytique et on obtient ainsi le reconstituteur MAP, qui permet d'obtenir une estimée optimale de la phase à partir des mesures :

$$\hat{\phi}_{map} = R_{map} \vec{w}$$

où :

$$R_{map} = (D^t \mathcal{C}_{n_w}^{-1} D + \mathcal{C}_{\phi}^{-1})^{-1} D^t \mathcal{C}_{n_w}^{-1}$$

qui peut s'écrire de manière équivalente sous la forme suivante :

$$R_{map} = \mathcal{C}_{\phi} D^t (D \mathcal{C}_{\phi} D^t + \mathcal{C}_{n_w})^{-1}$$

L'avantage de cette méthode est qu'ici, les problèmes d'inversibilité sont réglés par la présence de la covariance du bruit et de l'a priori sur la phase. Ainsi, D est ici la matrice d'interaction d'un très grand nombre de modes (idéalement une infinité), elle prend donc explicitement en compte les effets du repliement.

Cette méthode est très efficace pour la reconstruction d'écran de phase instantané comme le montre la figure 3.10. Pour comparer les performances des deux méthodes dans des cas similaires

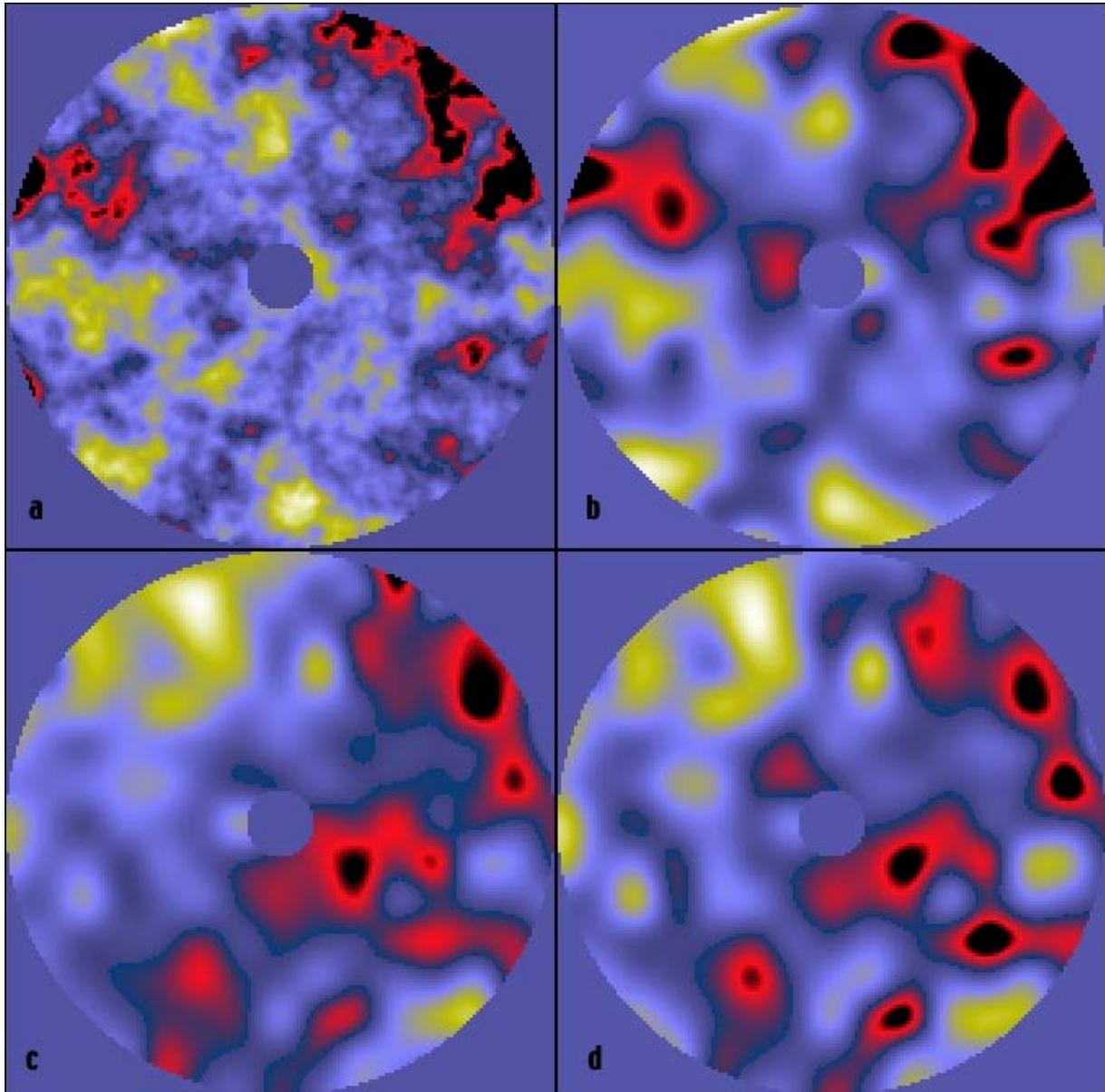


FIG. 3.10 – Exemple de reconstruction d'un écran de phase résiduelle avec une méthode de type MAP. a : écran de phase résiduel, b : composante miroir (celle qu'on veut reconstruire) de cet écran, c : résultat de la reconstruction MC l'erreur relative est de 1.3, d : résultat de la reconstruction MAP l'erreur relative est de 0.7.

on a cherché à reconstruire un écran de phase turbulent sur la même base (la base miroir) à l'aide des méthodes MC et MAP, dans le cas d'un bruit important. Dans le cas MC, l'erreur relative de reconstruction :

$$err = \frac{\|\hat{\phi}_{md} - \phi_{md}\|^2}{\|\phi_{md}\|^2}$$

est deux fois plus importante que dans le cas MAP, ce qui démontre la supériorité de cette méthode.

3.3.2 Application à la reconstruction de FEP

Compte tenu de ces propriétés, le reconstruteur MAP pourrait s'avérer être un bon remède aux limitations engendrées par l'utilisation d'un reconstruteur MC pour l'estimation de FEP.

En effet, celui-ci permet d'éliminer le repliement de sous-modélisation par l'utilisation d'une matrice d'interaction estimée sur un espace de modes non tronqué et l'utilisation d'a priori spatiaux sur la phase turbulente. Il contient aussi une connaissance sur le bruit, à l'instar du reconstruteur MC.

Reconstruction effective de la fonction de structure

Afin d'introduire le reconstruteur MAP pour l'estimation il est intéressant de revenir sur le modèle de données. Rappelons qu'afin d'améliorer les performances de la reconstruction de FEP, nous cherchons une expression de $\langle \hat{\epsilon}_{\parallel} \hat{\epsilon}_{\parallel}^t \rangle$, le membre de gauche de l'équation 3.11, afin d'estimer $\overline{D}_{\epsilon_{\parallel}}(\vec{\rho})$. En effet, l'autre ingrédient de l'expression de la FEP longue pose, donné dans l'équation 3.5, $\overline{D}_{\epsilon_{\perp}}(\vec{\rho})$ dépend uniquement de notre connaissance sur la turbulence, comme indiqué dans l'équation 3.7.

Suivant le modèle adopté jusqu'à présent, les mesures s'écrivent :

$$w = D\epsilon + n = D \begin{pmatrix} \epsilon_{\parallel} \\ 0 \end{pmatrix} + D \begin{pmatrix} 0 \\ \epsilon_{\perp} \end{pmatrix} + n$$

Ici, on considère une matrice d'interaction sur une infinité de modes. La phase résiduelle estimée sur ces mesures par l'application du reconstruteur MAP s'écrit :

$$\hat{\epsilon} = R_{map}(w - n) = R_{map}\dot{w} = R_{map}\left(D \begin{pmatrix} \epsilon_{\parallel} \\ 0 \end{pmatrix} + D \begin{pmatrix} 0 \\ \epsilon_{\perp} \end{pmatrix}\right) \quad (3.17)$$

On cherche maintenant une expression de $\hat{\epsilon}_{\parallel}$, qu'on peut obtenir par projection dans l'espace des modes miroir :

$$\hat{\epsilon}_{\parallel} = P_{\parallel}R_{map}\dot{w} = P_{\parallel}(R_{map}D\epsilon_{\parallel} + R_{map}D\epsilon_{\perp}) \quad (3.18)$$

où P_{\parallel} est le projecteur dans l'espace miroir.

Si on suppose maintenant que le reconstruteur MAP élimine une grande partie du repliement (grâce à l'introduction d'a priori spatiaux sur la phase), on a :

$$P_{\parallel}R_{map}D\epsilon_{\perp} \approx 0$$

qui traduit le fait que la composante $R_{map}D\epsilon_{\perp}$ de la phase reconstruite ne contient que des modes appartenant à l'espace orthogonal au miroir (on a déplier). De plus, on doit vérifier :

$$P_{\parallel}R_{map}DP_{\parallel}^t \approx Id_{\parallel} \quad (3.19)$$

c'est à dire que toute mesure d'une phase appartenant à l'espace miroir est reconstruite comme une phase miroir par le reconstituteur.

On obtient alors une estimée de la covariance de la composante miroir de la phase résiduelle comme :

$$\langle \hat{\epsilon}_{\parallel} \hat{\epsilon}_{\parallel}^t \rangle \approx P_{\parallel} R_{map} \langle \dot{w} \dot{w}^t \rangle R_{map}^t P_{\parallel}^t$$

et on peut estimer $\overline{D}_{\epsilon_{\parallel}}(\vec{\rho})$ à l'aide de l'équation 3.10.

Notons que pour que l'équation 3.19 soit vraie, il faut adopter une matrice de covariance de bruit \mathcal{C}_{n_w} à très faibles valeurs. Sinon, l'estimée de ϵ_{\parallel} est biaisée vers 0 par la régularisation et donc, l'estimée de $\langle \epsilon_{\parallel} \epsilon_{\parallel}^t \rangle$ sera sous-évaluée.

Comme dans le cas MC, on utilise des matrices de covariances de pentes débruitées ($\langle \dot{w} \dot{w}^t \rangle$). Le reconstituteur MAP est alors *adapté* à ce cas de pentes débruitées, c'est à dire qu'il est utilisé dans sa version sous-régularisée. La méthode MAP, optimale pour la reconstruction d'écran de phase instantané, semble donc atteindre ces limites dans le cas de la reconstruction de FEP, où on manipule des grandeurs statistiques plutôt que des séries de mesures instantanées.

Notons enfin que dans ce cas à bruit très faible, le reconstituteur MAP n'est pas pour autant équivalent au reconstituteur MC classique comme on aurait pu s'y attendre. C'est en fait une solution MC mais pas la solution MC de norme minimale. Ceci est du à la présence des a priori sur la phase, qui même en absence de bruit, régularise l'inversion.

Choix de la base de modes

La première étape de l'implémentation de cette méthode pour la reconstruction de la FEP est de choisir une *bonne* base de modes. En toute rigueur, les résultats ne doivent pas dépendre de la base choisie, mais certaines bases sont plus pratiques à manipuler que d'autres. Dans l'absolu, la base idéale est celle donnée par la décomposition en KL de l'espace de la turbulence. On connaît parfaitement la variance de chaque mode dans la turbulence et on sait qu'elle est optimale pour la décrire.

Toutefois, les mesures utilisées pour la reconstruction de FEP ont été acquises sur une phase turbulente, dont un certain nombre de modes (les modes miroir) ont été atténués par le système. Il paraît donc judicieux d'inclure la base de mode du système dans la base qu'on va utiliser pour reconstruire la phase résiduelle. Ceci a aussi pour conséquence de simplifier l'expression du projecteur P_{\parallel} qui correspond à l'identité pour les modes du système et 0 partout ailleurs.

Comme nous l'avons vu, l'approche MAP permet en théorie de reconstruire la phase sur une infinité de modes. On est toutefois limité en pratique à un nombre fini de modes qui peut être choisi en fonction des caractéristiques du système. Dans le cas de NAOS dans le mode 14x14 sous-pupilles, le nombre de mesures est 288 et une base de 500 modes devrait donc pouvoir permettre de tirer toute l'information contenue dans celle-ci. On construit donc une base de 500 KL sur une pupille circulaire et obstruée.

Pour inclure les modes du miroir, qui constituent aussi une base d'un espace de turbulence restreint, on va ensuite soustraire à chacun de ces KL *sa composante miroir*, c'est à dire le résultat de sa projection sur l'espace du miroir. On obtient alors une famille de modes orthogonaux à l'espace miroir. On diagonalise ensuite cette matrice de modes pour obtenir une base d'un espace restreint de la turbulence, orthogonal à l'espace du miroir dont les modes sont statistiquement indépendants. On y enlève les valeurs propres les plus faibles (autant que de modes miroir) et

on ajoute à ces nouveaux modes ceux du système. On obtient alors une base de l'espace de la turbulence élargi par rapport à l'espace miroir et contenant ce dernier.

La variance théorique de ces modes, dans l'atmosphère, peut-être estimée à partir de celle des vrais KL. En effet, si P est la matrice de passage de la base des KL vrais vers la base des nouveaux modes alors :

$$Cov_{modes} = P^t Cov_{kl} P$$

On travaille malgré tout sur une phase résiduelle, les premiers modes de la base ont été corrigés par le système, leur variance est donc diminuée. Si on se place dans l'espace du système, on peut considérer en première approximation que la variance des modes dans la phase résiduelle varie en l'inverse de la fréquence spatiale associée. On voit donc ici encore un avantage à utiliser la base des modes du système, car on peut modéliser assez facilement l'allure du spectre de la phase résiduelle dans notre base de modes. Pour les modes supplémentaires de la nouvelles base, le système ne les a pas corrigés et leur spectre suit donc celui de Kolmogorov.

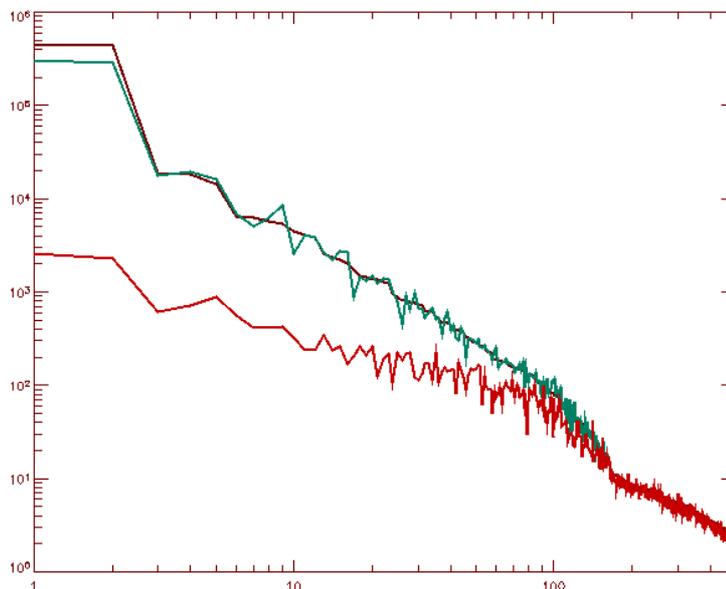


FIG. 3.11 – Variances des modes de la base optimale estimées à partir de celle des KL (courbe marron) mesurée sur les écrans de phase de la simulation (en bleu) et mesuré sur la phase résiduelle de la simulation (en jaune).

3.3.3 Validation sur un cas idéal

Dans un premier temps, pour valider la méthode, on va considérer que notre miroir peut reproduire parfaitement les 150 premiers KL d'une turbulence Kolmogorov. C'est une bonne approximation de ce que peut faire NAOS, qui nous permet une analyse profonde des résultats (on connaît parfaitement le comportement statistique des KL dans notre atmosphère simulée) et on évite ainsi les problèmes de projection d'une base à l'autre.

On réalise donc le même type de simulation que précédemment (section 3.2.2), mais en remplaçant les modes miroir utilisés jusqu'à présent par des KL. On construit d'un autre côté une base de 500 KL, contenant les 150 utilisés pour la simulation, leur matrice d'interaction et leur matrice de reconstruction de type MAP comme décrit précédemment.

On se place dans un cas où l'hypothèse de grande bande passante n'est pas bien vérifiée (fréquence d'échantillonnage de 100 Hz) mais où le Strehl est bon (76% @ 2.2 μ m) et où on a pourtant du mal à reconstruire précisément la FTO, dans le cas MC, à cause de l'importance des termes croisés de l'équation 3.11. Pour le terme de régularisation du reconstructeur MAP, on suppose les variances des KL connues dans nos simulations, et on devrait pouvoir les estimer dans le cas des données vraies à partir des commandes et des mesures.

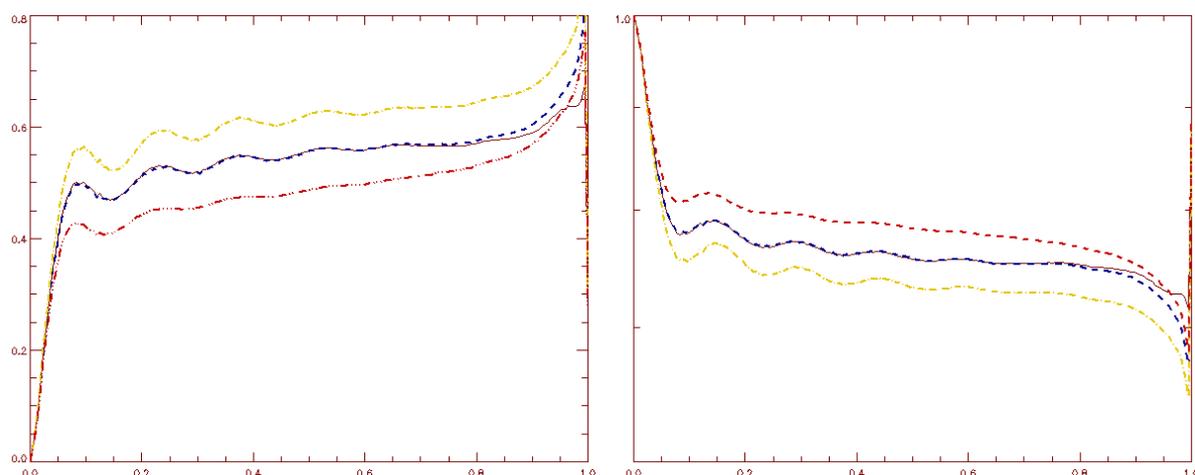


FIG. 3.12 – À gauche, fonction de structure de la phase résiduelle vraie (trait plein, marron), reconstruite avec la méthode MC en considérant tous les termes (trait pointillé bleu), reconstruite avec la méthode MC sous hypothèse de grande bande passante (trait pointillé jaune) et reconstruite avec l’approche MAP (trait pointillé rouge). À droite, FTO atmosphérique déduites avec les mêmes approches comparée à la FTO atmosphérique vraie (trait plein, marron).

On n’introduit pas de bruit dans la simulation, les mesures étant de toute façon dé-bruitées de la même manière pour les deux types de reconstruction. Les résultats sont présentés à la figure 3.12, où est représentée d’une part la fonction de structure de la phase résiduelle reconstruite avec les deux types de méthodes et d’autre part, la FTO turbulente.

Le résultat de l’estimation MC lorsqu’on considère tous les termes est très proche de la fonction de structure vraie. On note toutefois un léger décrochage en bord de pupille, plus important que dans nos simulations précédentes, hors bruit, mais peu significatif. Ceci nous permet quand même de valider notre code de reconstruction MC dans ce cas où les modes miroir ont été remplacés par des KL.

Dans le cas de l’approximation de grande bande passante, l’erreur de reconstruction est relativement importante, pour toutes les fréquences spatiales. Cette simulation, par l’utilisation de KL qui sont, a priori, les modes optimaux pour décrire la turbulence, met donc parfaitement en évidence l’effet du terme de couplage entre le repliement et la turbulence et les dégâts induits par l’approximation de grande bande passante sur un SH.

En ce qui concerne le résultat de l’estimation MAP, on note une sous-estimation systématique de la fonction de structure de phase, qui conduit à une surestimation de la FTO atmosphérique. Ces résultats ne sont pas très encourageants pour une méthode qui devrait pourtant être optimale, comparée à la méthode MC. L’erreur induite est dans l’ensemble comparable à celle obtenue dans le cas MC sous hypothèse de grande bande passante, mais légèrement meilleurs pour les hautes fréquences spatiales. On aurait tendance à préférer donc la méthode MAP, mais le gain n’est pas énorme et la méthode MC complète donne un bien meilleur résultat.

Pour comprendre la raison d’une telle déception, il est nécessaire d’explorer plus en profondeur les résultats de la reconstruction, qui sous cette forme, ne sont pas très *compréhensibles*.

Une façon efficace de quantifier l’oeuvre de chaque méthode sur les mesures est de travailler

dans l'espace des KL.

La figure 3.13 nous montre la variance théorique des KL comparée à celle estimée par projection de chaque écran de phase résiduelle individuel de la simulation. Les bas ordres sont corrigés et la variance adopte donc une pente en f^{-1} environ, jusqu'à ce qu'on peut appeler la *fréquence de coupure spatiale de correction* qui se trouve au niveau du 150^{ème} KL (le dernier corrigé) où elle adopte une pente en $f^{-11/3}$ typique d'une turbulence Kolmogorov.

Si on s'intéresse maintenant au résultat de reconstruction des mesures, on peut comparer dans un premier temps la reconstruction des variances des KL par la méthode MC, dans le cas classique de l'hypothèse de grande bande passante, et par la méthode MAP.

Les résultats sont présentés dans la figure 3.14. Aucune des deux méthodes ne permet de reconstruire avec précision les variances des KL dans la phase résiduelle.

On note toutefois que l'estimation MC semble légèrement meilleure pour les bas ordres (en dessous du mode 20) et que l'estimation MAP se comporte beaucoup mieux pour les modes de hauts ordres (au-dessus du mode 80), à la limite des modes corrigés. Ceci semble indiquer que le reconstruteur MAP est donc peu efficace sur les modes de bas ordres. Notre interprétation actuelle est que la version sous-régularisée du reconstruteur MAP induit une fuite des bas ordres vers les hauts ordres. Cet interprétation est étayée par le fait que l'estimation s'améliore légèrement lorsqu'on considère une base de

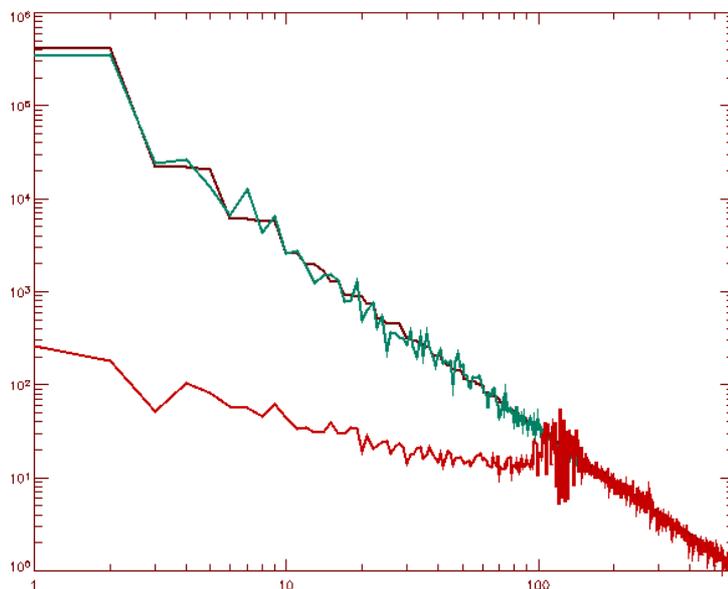


FIG. 3.13 – Variance des KL estimée par projection dans la phase résiduelle(en rouge) comparée à la variance théorique pour le D/r_0 de la simulation (marron) et la variance turbulente estimée par projection (en vert).

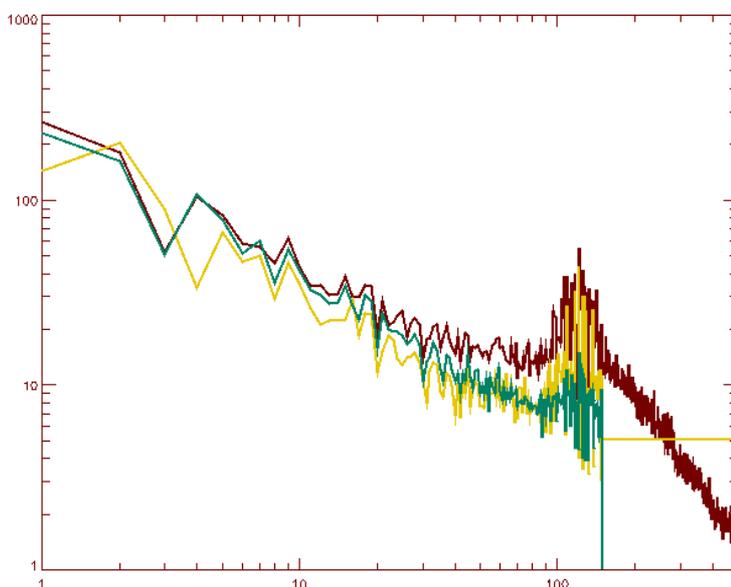


FIG. 3.14 – Variance des KL estimée par projection de la phase résiduelle (en marron) comparée à la variance reconstruite avec la covariance des mesures dans le cas MC (en bleu) et dans le cas MAP (en jaune).

reconstruction moins grande.

On comprend donc mieux le gain apporté sur les hautes fréquences spatiales de la FTO, mais dans l'ensemble, la reconstruction MAP ne permet pas une reconstruction beaucoup plus précise de la variance des KL que la méthode MC sous hypothèse de grande bande passante.

Malgré ce résultat mitigé, la figure 3.14 indique que la méthode MAP réduit bien l'erreur de repliement en offrant une meilleure reconstruction des hauts ordres.

Pour le vérifier, on peut étudier le terme de repliement pur reconstruit avec les deux méthodes. C'est ce que propose la figure 3.15 où sont comparées la variance des KL dans la phase résiduelle et celle reconstruite avec les mesures de repliement (c'est à dire de la phase orthogonale) dans le cas des deux approches. L'effet supposé est bien présent. Le repliement est largement réduit pour toutes les fréquences spatiales et particulièrement pour la zone proche du dernier mode corrigé où la variance de repliement pure du cas MC est quasiment égale à la variance mesurée sur la phase résiduelle. Malgré tout, même si le repliement reconstruit est fortement réduit dans le cas MAP, il ne devient pas négligeable pour autant, notamment pour les bas ordres.

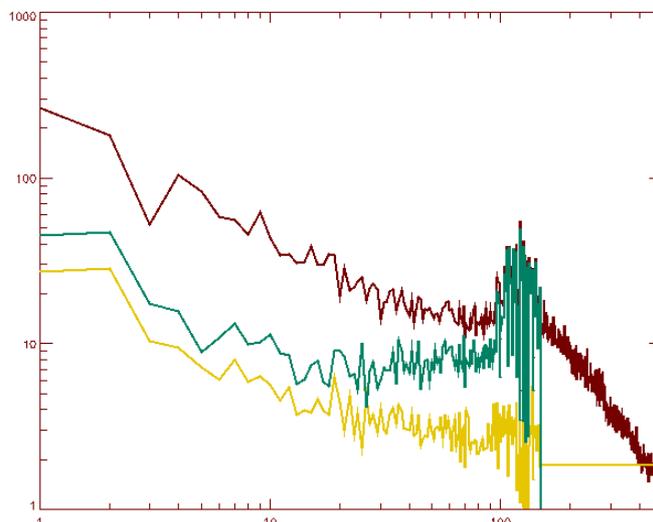


FIG. 3.15 – Variance des KL estimée par projection de la phase résiduelle (en marron) comparée à la variance reconstruite avec la covariance des mesures de repliement dans le cas MC (en bleu) et dans le cas MAP (en jaune).

3.3.4 Performances et critiques

Sur ces simulations optimistes, mettant bien en valeur les difficultés introduites par une faible bande passante, les résultats de l'approche MAP ne sont pas très concluants. Les résultats sur simulation, dans le cas typique d'observation d'un objet faible avec NaCo, sont présentés en annexe B, et exhibent des performances comparables à nos simulations optimistes.

Nous avons vérifié que le reconstruteur MAP limite l'impact du repliement mais ne l'éteint pas complètement. $\langle \epsilon_{\parallel} \epsilon_{\parallel}^t \rangle$ est par ailleurs sous estimée par le reconstruteur MAP car celui-ci biaise ϵ vers 0.

Il semble donc que l'hypothèse consistant à négliger totalement le repliement n'est pas vérifiée. Pour obtenir une version exacte de la composante miroir de la phase résiduelle, il nous faut revenir à l'équation 3.17, que je rappelle ici :

$$\hat{\epsilon} = R_{map} \dot{w} = R_{map} \left(D \begin{pmatrix} \epsilon_{\parallel} \\ 0 \end{pmatrix} + D \begin{pmatrix} 0 \\ \epsilon_{\perp} \end{pmatrix} \right) = R_{map} \left(D \begin{pmatrix} \epsilon_{\parallel} \\ 0 \end{pmatrix} + r \right)$$

où l'on a identifié le repliement r .

Le projecteur dans l'espace miroir P_{\parallel} possède la propriété intéressante suivante :

$$P_{\parallel} P_{\parallel}^t = Id_{\parallel}$$

En remarquant que :

$$P_{\parallel}^t \epsilon_{\parallel} = \begin{pmatrix} \epsilon_{\parallel} \\ 0 \end{pmatrix}$$

On ré-écrit donc l'équation 3.17 sous la forme :

$$\hat{\epsilon} = R_{map} \dot{w} = R_{map} (DP_{\parallel}^t \epsilon_{\parallel} + r)$$

et on a donc :

$$\hat{\epsilon}_{\parallel} = P_{\parallel} R_{map} \dot{w} = P_{\parallel} R_{map} DP_{\parallel}^t \epsilon_{\parallel} + P_{\parallel} R_{map} r = A \epsilon_{\parallel} + P_{\parallel} R_{map} r$$

et on obtient une expression exacte de ϵ_{\parallel} :

$$\epsilon_{\parallel} = A^{-1} P_{\parallel} R_{map} (\dot{w} - r) \quad (3.20)$$

avec :

$$A = P_{\parallel} R_{map} DP_{\parallel}^t \quad (3.21)$$

On obtient enfin une expression similaire à l'équation 3.11 :

$$\langle \hat{\epsilon}_{\parallel} \hat{\epsilon}_{\parallel}^t \rangle = A^{-1} P_{\parallel} R_{map} (\langle \dot{w} \dot{w}^t \rangle + \langle r r^t \rangle - \langle \dot{w} r^t \rangle - \langle \dot{w}^t r \rangle) R_{map}^t P_{\parallel}^t A^{-1t} \quad (3.22)$$

Même si on peut espérer négliger les termes croisés dans l'approche MAP, compte tenu de la diminution observée du repliement, l'estimation de ϵ_{\parallel} est soumise à l'inversion de A qui, même si cette dernière est carrée n'est pas assurée.

L'approche MAP nous ramène donc à un calcul tout aussi compliqué et incertain que l'approche MC. Elle ne représente donc que peu d'intérêt, malgré son optimalité pour la reconstruction instantanée de la phase. L'approche MAP ne semble donc pas adaptée à la reconstruction de FEP, étant utilisée dans des conditions particulières, sur des données dé-bruitées.

3.3.5 Estimation MV des paramètres de la phase résiduelle

Compte-tenu des limites de la méthode MAP, on est tenté d'aborder le problème de la reconstruction de FEP sous un nouvel angle.

Comme nous l'avons vu dans la section 3.2, le r_0 pendant les observations et la covariance de la phase résiduelle doivent être estimés pour reconstruire la FEP. Le premier nous permet d'obtenir la fonction de structure de la composante orthogonale de la phase résiduelle : $\overline{D}_{\Phi_{\perp}}$ et la seconde la fonction de structure de la composante miroir de la phase résiduelle : $\overline{D}_{\Phi_{\parallel}}$ à l'aide de l'équation 3.10 rappelée ci-dessous :

$$\overline{D}_{\epsilon_{\parallel}}(\vec{\rho}) = \sum_i \sum_j \langle \hat{\epsilon}_{\parallel} \hat{\epsilon}_{\parallel}^t \rangle_{ij} U_{ij}(\vec{\rho}) = \sum_i \sum_j \mathcal{C}_{\epsilon_{\parallel ij}} U_{ij}$$

où $\mathcal{C}_{\epsilon_{\parallel}}$ est la covariance de la phase résiduelle projetée sur une base de modes (par exemple ceux du système) et les U_{ij} sont les corrélations spatiales normalisées de ces mêmes modes.

Dans le cas de la méthode MC, nous avons vu que $\mathcal{C}_{\epsilon_{\parallel}}$ pouvait être estimée à partir de la covariance des mesures débruitées et débiaisées du repliement et des termes croisés (cf équation 3.11), ces derniers étant particulièrement difficiles à estimer. Dans le cas de l'approche MAP,

nous avons tenté d'agrandir la base de reconstruction, afin de limiter les effets du repliement et donc des termes croisés, sans succès.

On peut maintenant imaginer une autre approche, probabiliste, permettant d'estimer le r_0 et le $\mathcal{C}_{\epsilon_{\parallel}}$ à partir des mesures, mais sans inverser le problème, ce qui évite d'introduire ces fameux termes croisés. Tout comme dans le cas MAP, on peut chercher à estimer plutôt \mathcal{C}_{ϵ} c'est à dire la covariance de la phase résiduelle dans une base de mode de taille infinie.

Un cadre d'estimation éprouvé est le MV, comme nous l'avons vu, par exemple, pour le recentrage d'images. Cette approche possède de bonnes propriétés lorsqu'on cherche à estimer un petit nombre de paramètres pour un grand nombre de données. C'est le cas ici, où on cherche à estimer les variances des modes de notre base (typiquement une centaine) ainsi que le r_0 et le bruit, alors que l'on possède un nombre bien plus grand de mesures (typiquement des séries temporelles de plusieurs milliers de vecteurs contenant plusieurs centaines de mesures).

De plus, comme nous l'avons dit, nous sommes dans un cadre gaussien : le bruit sur les pentes peut être considéré comme gaussien (Roddier 1999, les pentes sont obtenues par une somme pondérée de réalisations indépendantes) et stationnaire, et la phase turbulente est à statistique gaussienne (elle résulte de la somme de nombreux processus aléatoires) donc la phase résiduelle, qui peut être considérée comme une version filtrée de cette dernière à travers un filtre linéaire l'est aussi.

Dans ce cadre on peut aussi considérer (comme on l'a fait dans l'approche précédente) que les mesures sont aussi à statistique gaussienne et on va pouvoir calculer la vraisemblance des mesures en fonction d'un certain nombre de paramètres (le bruit, le r_0 et la variance des modes dans la phase résiduelle) relativement facilement.

Ainsi, si les mesures s'écrivent comme :

$$w = D\epsilon + n$$

alors, la matrice de covariance des mesures s'écrit :

$$\mathcal{C}_w = D\mathcal{C}_{\epsilon}D^t + \mathcal{C}_n$$

où \mathcal{C}_{ϵ} est la matrice de covariance de la phase résiduelle et \mathcal{C}_n la matrice de covariance du bruit. Comme se sont des mesures de phase résiduelle, leur moyenne est nulle. Le bruit étant considéré gaussien stationnaire, $\mathcal{C}_n = \sigma_n^2 \times Id$.

Donc la vraisemblance des données, c'est à dire la probabilité d'obtenir un vecteur de mesures w connaissant la covariance de la phase résiduelle et la covariance du bruit s'écrit :

$$\mathcal{P}(w; \mathcal{C}_{\epsilon}, \sigma_n^2) \propto \frac{1}{\det(\mathcal{C}_w)^{1/2}} \exp\left(-\frac{1}{2}w^t\mathcal{C}_w^{-1}w\right)$$

Si, de plus, les éléments de notre base de ϵ sont statistiquement indépendants, comme c'est le cas lorsqu'on utilise la base des KL de la phase résiduelle, alors \mathcal{C}_{ϵ} possède la propriété très intéressante d'être diagonale.

Enfin, les variances d'une partie de ces modes, ceux qui ne sont pas corrigés par le système peuvent être exprimée uniquement à partir du D/r_0 . En effet, selon Conan (1994), dans la turbulence, la variance des KL est proportionnelle à $f^{-11/3} \times (D/r_0)^{5/3}$ où f est la fréquence spatiale associée au mode considéré.

On a donc un nombre de paramètres assez restreint à estimer (les variances sur les modes corrigés, le D/r_0 et la variance du bruit) pour maximiser cette loi de probabilité et ainsi obtenir les informations nécessaires (r_0 et C_ϵ) à la reconstruction de la FEP.

On possède en général une série temporelle de mesures et si de plus on considère que celles-ci sont statistiquement indépendantes, on peut construire une probabilité jointe d'obtenir cette série temporelle :

$$\mathcal{P}(\{w_k\}; C_\epsilon, C_n) \propto \left(\frac{1}{\det(C_w)} \right)^{N/2} \prod_{k=1}^N \exp \left[-\frac{1}{2} w_k^t C_w^{-1} w_k \right]$$

où N est le nombre de vecteurs de mesures de la série. On obtient donc l'anti-log-vraisemblance suivante :

$$\begin{aligned} \mathcal{J}(C_\epsilon, \sigma_n^2) &= \frac{N}{2} \ln [\det(C_w)] + \frac{1}{2} \sum_{k=1}^N w_k^t C_w^{-1} w_k \\ &= \frac{N}{2} \ln [\det(DC_\epsilon D^t + \sigma_n^2 \times Id)] + \frac{1}{2} \sum_{k=1}^N w_k^t (DC_\epsilon D^t + \sigma_n^2 \times Id)^{-1} w_k \quad (3.23) \end{aligned}$$

à minimiser, par exemple, à l'aide d'un algorithme de type gradient conjugué.

Bien sûr, lorsqu'on manipule des données issues d'un système d'OA, on possède une série de mesures qui ne sont pas statistiquement indépendantes. Toutefois, si on connaît la corrélation entre les modes, dans ces mesures, on doit être capable de modifier cette expression pour obtenir le vrai critère MV.

Une autre façon d'envisager les choses est de ne considérer que les mesures qui sont séparées par un intervalle temporel supérieur au temps de cohérence du mode de l'atmosphère le plus lent. Dans ce cas, on travaille avec des mesures qui sont entièrement décorrélatées temporellement et on peut utiliser le critère de l'équation 3.23.

On remarque malgré tout que de considérer toutes les mesures n'a pour conséquence que d'introduire plusieurs fois la même information. L'estimateur de l'équation 3.23 tend donc asymptotiquement vers la même valeur que dans le cas précédent. Pour que l'estimateur converge vers la vraie valeur, il faut alors considérer une série temporelle de mesures acquises sur un temps équivalent à un grand nombre de fois le temps de cohérence du mode le plus lent. Ceci est possible en OA, dans des conditions typiques, lorsque la série de mesure représente un intervalle temporel de plusieurs dizaines de secondes. Dans ce cas, l'unique conséquence de l'utilisation d'un échantillon de mesures qui ne sont pas statistiquement indépendantes sera une convergence moins rapide de l'estimateur (à nombre d'éléments dans l'échantillon constant).

3.3.6 Validation sur un modèle simple

Dans un premier temps, on peut chercher à valider cette approche avec un modèle simple de SH. Comme nous l'avons vu dans le chapitre d'introduction, le SH estime une pente locale du front d'onde, le passage de la phase à travers ce dernier peut donc être vu comme une dérivation.

Le modèle

La phase résiduelle étant considérée stationnaire (comme discuté dans la section 3.2.2), sa matrice de covariance est diagonale dans le plan de Fourier. De plus, le bruit sur les mesures étant

considéré blanc gaussien et stationnaire, sa matrice de covariance ($\sigma_n^2 \times Id$) est donc diagonale dans toute base.

Enfin, la dérivation dans le plan réel est équivalente au produit par $2\pi f$ dans le plan de Fourier, où f est la fréquence spatiale. La TF de la matrice d'interaction \tilde{D} est donc diagonale et la TF des mesures s'écrit donc :

$$\tilde{D}\tilde{\epsilon}(f) = 2\pi f\tilde{\epsilon}(f)$$

On remarquera qu'on a pour l'instant négligé les effets de repliement qui peuvent aussi être modélisés simplement dans le plan de Fourier. On peut donc ré-écrire simplement la variance des pentes dans le plan de Fourier comme :

$$\sigma_w^2(f) = 4\pi^2 f^2 \sigma_\epsilon^2(f) + \sigma_n^2$$

l'anti-log-vraisemblance à minimiser s'écrit donc de la façon suivante :

$$\mathcal{J}(\{\sigma_\epsilon^2(f)\}, \sigma_n^2) = \frac{N}{2} \sum_f \ln [4\pi^2 f^2 \sigma_\epsilon^2(f) + \sigma_n^2] + \frac{1}{2} \sum_f \sum_k \frac{|\tilde{w}_k(f)|^2}{4\pi^2 f^2 \sigma_\epsilon^2(f) + \sigma_n^2} \quad (3.24)$$

De plus, comme nous l'avons vu, les variances d'une partie des modes (les modes non corrigés) peuvent être exprimés en fonction du D/r_0 . Le critère à minimiser est donc composé de 2 parties :

$$\mathcal{J}(\{\sigma_\epsilon^2(f)\}, \sigma_n^2, r_0) = \mathcal{J}'(\{\sigma_\epsilon^2(f)\}_{f \leq f_{cor}}, \sigma_n^2) + \mathcal{J}''(r_0, \sigma_n^2)$$

où f_{cor} est la dernière fréquence corrigée par le système, avec :

$$\mathcal{J}'(\{\sigma_\epsilon^2(f)\}_{f \leq f_{cor}}, \sigma_n^2) = \frac{N}{2} \sum_{f \leq f_{cor}} \ln [4\pi^2 f^2 \sigma_\epsilon^2(f) + \sigma_n^2] + \frac{1}{2} \sum_{f \leq f_{cor}} \sum_k \frac{|\tilde{w}_k(f)|^2}{4\pi^2 f^2 \sigma_\epsilon^2(f) + \sigma_n^2}$$

et :

$$\mathcal{J}''(D/r_0, \sigma_n^2) = \frac{N}{2} \sum_{f) f_{cor}} \ln [4\pi^2 f^2 f^{-11/3} (D/r_0)^{5/3} + \sigma_n^2] + \frac{1}{2} \sum_{f) f_{cor}} \sum_k \frac{|\tilde{w}_k(f)|^2}{4\pi^2 f^2 f^{-11/3} (D/r_0)^{5/3} + \sigma_n^2}$$

Les paramètres à estimer sont donc les $\{\sigma_\epsilon^2(f)\}_{f \leq f_{cor}}$, le σ_n^2 et le D/r_0 .

On cherche le minimum de cette fonction, ce qui correspond à annuler ses gradients par rapport aux différents paramètres. On peut, dans un premier temps, s'intéresser au gradient de ce critère par rapport aux variances des modes corrigés :

$$\frac{\partial}{\partial \sigma_\epsilon^2(f_i)} \mathcal{J}(\{\sigma_\epsilon^2(f)\}_{f \leq f_{cor}}, \sigma_n^2, r_0) = N \frac{4\pi^2 f_i^2}{4\pi^2 f_i^2 \sigma_\epsilon^2(f_i) + \sigma_n^2} - \sum_k \frac{|\tilde{w}_k(f_i)|^2}{(4\pi^2 f_i^2 \sigma_\epsilon^2(f_i) + \sigma_n^2)^2}$$

Si on veut maintenant une estimée de la variance du mode considéré : $\hat{\sigma}_\epsilon^2(f_i)$ telle qu'elle annule ce gradient, on a :

$$N \frac{4\pi^2 f_i^2}{4\pi^2 f_i^2 \sigma_\epsilon^2(f_i) + \sigma_n^2} = \sum_k \frac{4\pi^2 f_i^2 |\tilde{w}_k(f_i)|^2}{(4\pi^2 f_i^2 \sigma_\epsilon^2(f_i) + \sigma_n^2)^2}$$

et on obtient facilement :

$$\hat{\sigma}_\epsilon^2(f_i) = \left(\frac{\sum_k |\tilde{m}_k(f_i)|^2}{N} - \sigma_n^2 \right) \frac{1}{4\pi^2 f_i^2} \quad (3.25)$$

qui est une expression analytique de l'estimé au sens du MV de la variance des modes de la phase résiduelle. On peut ici faire un parallèle avec la méthode MC décrite en début de chapitre. On voit en effet que notre estimée de la variance du mode considéré est obtenue, tout comme dans le cas MC, par filtrage inverse de la variance des mesures dé-bruitées. Malgré tout, notre méthode possède l'avantage de proposer une estimation de tous les paramètres sur les mêmes données et dans le même cadre.

Ainsi, en suivant une approche similaire à ce qui a été développé dans Blanc et al. (2003a), minimiser $\mathcal{J}(\{\sigma_{\tilde{\epsilon}}^2(f)\}_{f \leq f_{cor}}, \sigma_n^2, r_0)$ est équivalent à minimiser :

$$\mathcal{J}(\{\hat{\sigma}_{\tilde{\epsilon}}^2(f)\}_{f \leq f_{cor}}, \sigma_n^2, r_0) = \mathcal{J}'(\{\hat{\sigma}_{\tilde{\epsilon}}^2(f)\}_{f \leq f_{cor}}, \sigma_n^2) + \mathcal{J}''(r_0, \sigma_n^2)$$

par rapport à r_0 et σ_n^2 et où les $\{\hat{\sigma}_{\tilde{\epsilon}}^2(f)\}_{f \leq f_{cor}}$ sont donnés par l'équation 3.26.

On peut alors remarquer que :

$$\mathcal{J}'(\{\hat{\sigma}_{\tilde{\epsilon}}^2(f)\}_{f \leq f_{cor}}, \sigma_n^2) = N \sum_f \ln \left[\frac{\sum_k |\tilde{w}_k(f)|^2}{N} \right] + \sum_{f \leq f_{cor}} N$$

qui est une constante vis à vis de r_0 et σ_n^2 . Il ne nous reste donc plus qu'à minimiser :

$$\mathcal{J}''(r_0, \sigma_n^2) = N \sum_{f > f_{cor}} \ln [4\pi^2 f^{-5/3} (D/r_0)^{5/3} + \sigma_n^2] + \sum_{f > f_{cor}} \sum_k \frac{|\tilde{w}_k(f)|^2}{4\pi^2 f^{-5/3} (D/r_0)^{5/3} + \sigma_n^2} \quad (3.26)$$

par rapport à σ_n^2 et r_0 . Cette indétermination qui conduit à ne considérer que $\mathcal{J}''(r_0, \sigma_n^2)$ pour l'estimation du bruit et du r_0 provient du fait qu'on ne possède pas a priori sur la variance résiduelle des modes corrigés.

Si on cherche maintenant à annuler le gradient du critère de l'équation 3.27 par rapport à la variance du bruit, on obtient l'expression suivante :

$$\sum_{f > f_{cor}} 4\pi^2 f^{-5/3} (D/r_0)^{5/3} + \sigma_n^2 = \sum_{f > f_{cor}} \frac{\sum_k |\tilde{m}_k(f)|^2}{N}$$

de laquelle il est difficile de tirer une expression analytique de σ_n^2 . Elle traduit la condition suivante : la variance des mesures pour chaque fréquence doit être égale à la somme de la variance du mode et de la variance du bruit.

Dans le cas de l'annulation du gradient de $\mathcal{J}''(r_0, \sigma_n^2)$ par rapport à $(D/r_0)^{5/3}$, on obtient l'expression suivante :

$$\sum_{f > f_{cor}} (4\pi^2 f^{-5/3} (D/r_0)^{5/3} + \sigma_n^2) 4\pi^2 f^{-5/3} = \sum_{f > f_{cor}} \frac{\sum_k |\tilde{m}_k(f)|^2}{N} 4\pi^2 f^{-5/3}$$

de laquelle il est aussi difficile de tirer une expression analytique de D/r_0

On est donc contraint à minimiser numériquement ce critère, par une méthode de type gradients conjugués par exemple.

Simulations

Comme on l'a vu précédemment, la variance des modes non corrigés ($f > f_{cor}$) suit une loi en $f^{-11/3} (D/r_0)^{5/3}$. Dans un second temps, la variance des modes corrigés ne connaît pas de

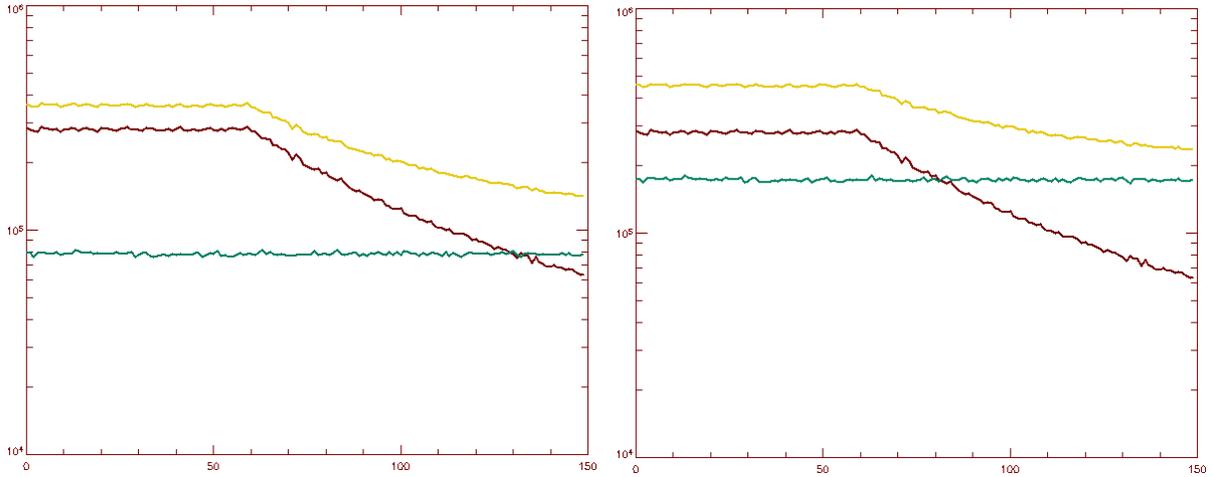


FIG. 3.16 – Variances des mesures obtenues dans le cadre de notre modèle simple pour deux niveaux de bruit (gauche et droite). En marron, la variance des mesures non bruitées, en bleu, la variance du bruit, constante pour tous les modes, en jaune, la variance des mesures bruitées.

loi précise (elle dépend de la qualité de correction), mais on peut l’approximer, pour les cas de correction moyenne, par une loi en f^{-2} . Elle ne dépend toutefois pas explicitement du D/r_0 , mais la variance du dernier mode corrigé est très proche de $f_{corr}^{-11/3}(D/r_0)^{5/3}$. On simule ensuite une série de mesures (10000 réalisations de turbulence bruitées pour chaque mode suivant une distribution gaussienne de moyenne nulle et de variance respectant la loi décrite précédemment) en considérant 160 modes vus pour 60 corrigés. La variance des mesures ainsi modélisées a l’allure présentée dans la figure 3.16, en fonction des fréquences spatiales, pour différents niveaux de bruit.

On minimise ensuite le critère décrit dans l’équation 3.27, sur ces données afin d’obtenir une estimée des deux paramètres D/r_0 et σ_n^2 . La variance des modes corrigés est ensuite déduite à l’aide de l’équation 3.26 et de l’estimée de la variance du bruit.

Comme on le voit sur la figure 3.16, à mesure que le bruit augmente la variance des mesures sur les modes de hauts ordres prend progressivement l’allure d’un plateau. Or c’est uniquement sur ces variances que l’on va estimer conjointement D/r_0 et σ_n^2 . Lorsque le bruit est trop important (comme pour la partie droite de la fig. 3.16), il devient difficile de discriminer la hauteur réelle du plateau de bruit de la variance du mode turbulent. Dans le cas d’observations réalistes, le niveau de bruit est proche de la variance du dernier mode corrigé, donc plutôt dans le cas de droite de la figure 3.16, relativement défavorable à l’estimation de ces deux paramètres conjointement.

Il semble donc que l’information contenue dans les seuls modes de hauts ordres ne soit pas suffisante pour obtenir une bonne estimée du D/r_0 et on préférera modifier légèrement notre approche afin d’inclure aussi l’information contenue dans les modes de bas ordres. En effet, en utilisant l’information contenue dans les commandes appliquées au système, on est capable de revenir à la version turbulente de la variance des modes de bas ordres. Dans cette nouvelle approche, les variances de tous les modes ne dépendent que du D/r_0 et du bruit et le critère à

minimiser devient :

$$\mathcal{J}(r_0, \sigma_n^2) = N \sum_f \ln [4\pi^2 f^{-5/3} (D/r_0)^{5/3} + \sigma_n^2] + \sum_f \sum_k \frac{|\tilde{w}'_k(f)|^2}{4\pi^2 f^{-5/3} (D/r_0)^{5/3} + \sigma_n^2} \quad (3.27)$$

où les $\tilde{w}'_k(f)$ sont les pentes purement turbulentes, reconstruites à partir des mesures de phase résiduelle et des commande appliquées par le système pendant les observations.

On se rapproche donc ici de la méthode traditionnellement utilisée pour la détermination du r_0 (reconstruction des variances turbulentes des modes de bas ordres à l'aide des mesures et des commandes) mais l'ajout de l'information disponible sur les modes de hauts ordres nous permet, dans un cadre MV, d'estimer conjointement r_0 et σ_n^2 .

3.3.7 Extension à un cas réaliste

Intérêt de la méthode MV

Dans le cadre de cette méthode MV, on ne reconstruit pas les mesures, on essaie seulement de les ajuster sur un modèle, tenant compte à la fois d'a priori sur la forme du spectre des modes dans l'atmosphère et de la matrice d'interaction du système. Ceci représente un grand avantage car nous n'avons pas besoin de réaliser d'inversion, ce qui nous permet de nous placer dans une base de modes beaucoup plus importante que celle du système, comme dans le cas (malheureusement non concluant) de l'approche MAP, sans craindre les effets du bruit sur les modes de hauts ordres.

De plus, cette méthode, contrairement à la méthode MC, possède l'avantage de proposer une estimation de tous les paramètres sur les mêmes données et dans le même cadre. Rappelons que dans le cas de la méthode MC, le bruit et le D/r_0 sont estimés à part, sur des données reconstruites à partir des mesures et des commandes.

Reconstruction de FEP

Rappelons que le but de cette méthode est d'obtenir une estimée des 3 paramètres nécessaires à la reconstruction des deux composantes de la FTO comme décrit dans les équations 3.6, 3.7 et 3.10. En particulier, on cherche une estimée de \mathcal{C}_ϵ en minimisant le critère de l'équation 3.24 que je rappelle ici :

$$\mathcal{J}(\mathcal{C}_\epsilon, \sigma_n^2) = \frac{N}{2} \ln [\det(D\mathcal{C}_\epsilon D^t + \sigma_n^2 \times Id)] + \frac{1}{2} \sum_k w_k^t (D\mathcal{C}_\epsilon D^t + \sigma_n^2 \times Id)^{-1} w_k$$

Tout comme dans le cas de l'approche MAP, le choix de la base de modes pour la reconstruction est une étape cruciale de cette approche.

Pour limiter le nombre de paramètres à estimer, nous avons besoin d'une base de modes statistiquement indépendants. De ce fait, leur matrice de covariance sera diagonale, et on aura donc autant de paramètres à estimer que de modes dans notre base, auxquels s'ajoutera σ_n^2 .

Inclure la base de modes du système serait, tout comme dans le cas MAP, intéressant sur certains points. D'une part, cela nous permettrait de séparer nettement, comme nous l'avons fait dans le cas simple précédent, les modes corrigés, dont la variance est à estimer, des modes non corrigés qui dépendent uniquement de D/r_0 . Ainsi, on réduit le nombre de paramètres à estimer, tout en proposant une estimation d'un paramètre nécessaire au calcul de $\overline{D}_{\epsilon_\perp}$. D'autre part, le

changement de base nécessaire à l'application de l'équation 3.10 devient trivial (le projecteur à utiliser est Id_{\parallel}).

D'un autre côté, rien n'assure que les modes choisis pour construire la base du miroir soient réellement statistiquement indépendants. S'ils ne le sont pas (comme c'est le cas pour les modes de NAOS), leur matrice de covariance n'est pas diagonale et le nombre de paramètres à estimer augmente dramatiquement.

On préférera donc, dans le cas de la méthode MV se placer dans le cadre de la base des KL atmosphériques, qui sont statistiquement indépendants. En outre, les modes miroirs sont souvent très proches de KL atmosphériques. On pourra donc revenir facilement à $\mathcal{C}_{\epsilon_{\parallel}}$ à partir de $\mathcal{C}_{\epsilon_{kl}}$ par simple changement de base.

Enfin, dans le cadre d'une base de modes beaucoup plus grande que ce que pourrait proposer le miroir, on pourra toujours isoler un certain nombre de modes de hauts ordres, non affectés par l'action du miroir, et sur lesquels on pourra obtenir en principe une estimation du D/r_0 .

3.3.8 Conclusions

La méthode MV pour la reconstruction de FEP présentée dans ce recueil possède un bon potentiel. D'une part, le faible nombre de paramètres rapportés au grand nombre de données favorise les approches de type MV. D'autre part, elle possède l'avantage, contrairement à la méthode MC, de proposer une estimation de tous les ingrédients de la reconstruction de FEP dans un même cadre et sur les mêmes données.

Malgré tout, le temps nous manque pour finir de valider cette méthode avec des données réalistes. L'auteur de ces lignes espère donc, dans un futur proche, achever le développement de cette méthode et la tester sur des données de simulations, afin d'en confirmer le potentiel.

3.4 Déconvolution d'images avec FEP reconstruite

Ayant utilisé NaCo aux premières heures de sa mise en service, les données nécessaires à la reconstruction de FEP n'était pas encore disponibles au moment où j'ai obtenu les images présentées dans ce recueil. Toutefois, le système d'OA PUEO au CFHT fournit actuellement ce type de données et permet la reconstruction de la FEP pendant des observations.

3.4.1 Les données : NGC 7469 avec PUEO

J'ai eu la chance d'avoir accès à un jeu de données acquises avec PUEO, équipée de la caméra MONICA pendant son "commissioning". Des images en bande J, H et K de la galaxie active NGC 7469 ont été obtenues les 17 et 18 Juin 1996. Les temps de poses varient de 300s pour les bandes J et H à 600s pour la bande K. On vérifie donc largement l'hypothèse de la longue pose. La taille sur le ciel d'un pixel de la caméra est de $0.033''$ et les images ont été corrigées des mauvais pixels et du champ plat et moyennées.

Le programme développé par Jean-Pierre Véran pour le système PUEO a été utilisé pour reconstruire les FEP. Les Strehl obtenus varie de 20% en bande J à 50% en bande K et les images brutes traitées des effets de détection (pixel morts, champ plat, soustraction de ciel) sont présentées dans les figures 3.17, 3.18 et 3.19 accompagnées des FEP reconstruites avec l'algorithme de type MC.

Étant donné l'âge des données et le fait qu'elles aient été obtenues pendant une période de commissioning, peu d'informations supplémentaires sont disponibles, mais la qualité des images est très intéressante.

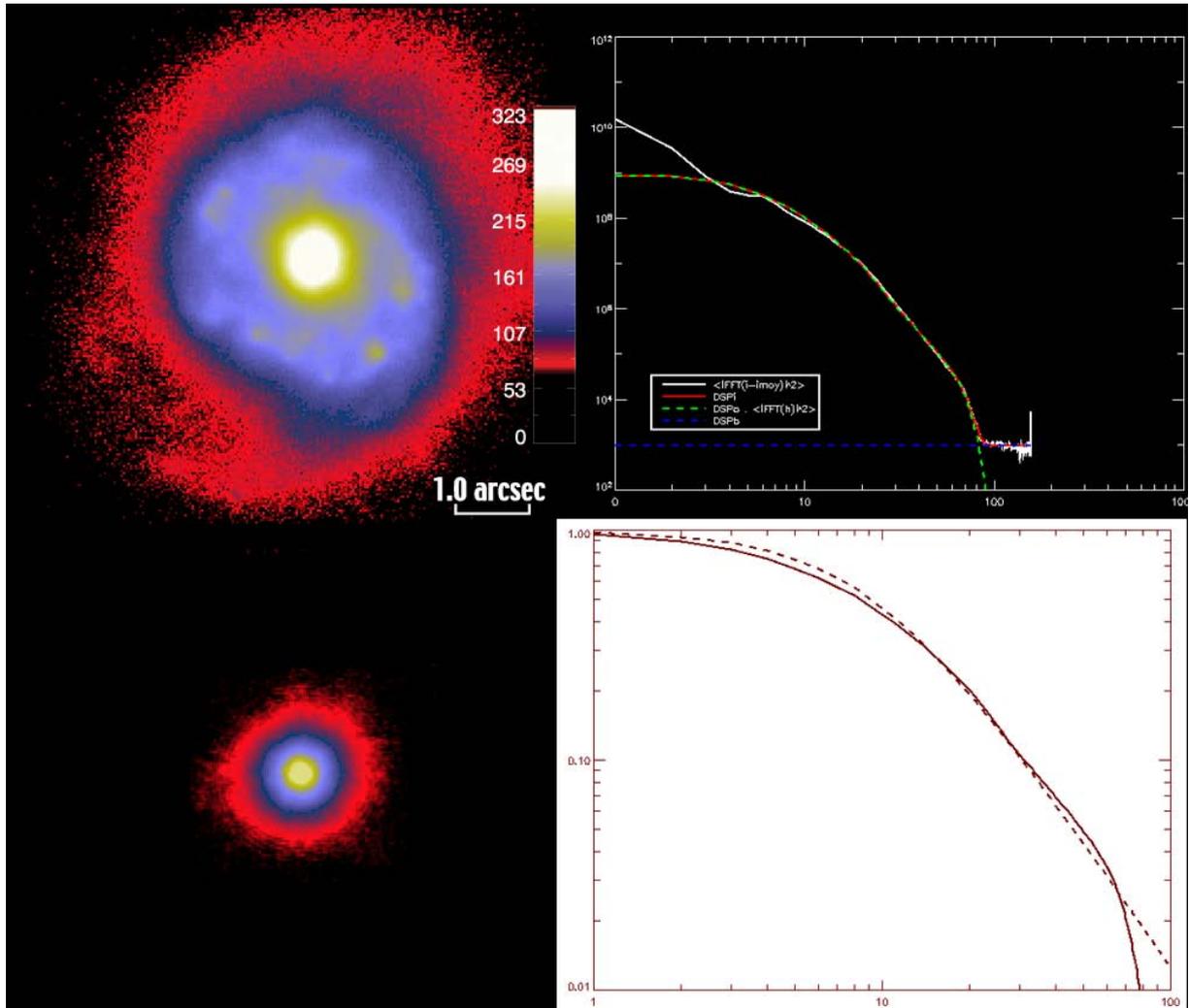


FIG. 3.17 – Image en bande J de NGC 7469 obtenue avec PUEO. En haut à gauche image moyenne de NGC 7469, en bas à gauche, image moyenne de l'étoile de calibration, en haut à droite, ajustement du spectre de l'image par le modèle paramétrique de S_O , en bas à droite FTO mesurée sur l'image de l'étoile (trait plein) et DSP estimée de l'objet (trait pointillé) préalablement renormalisée.

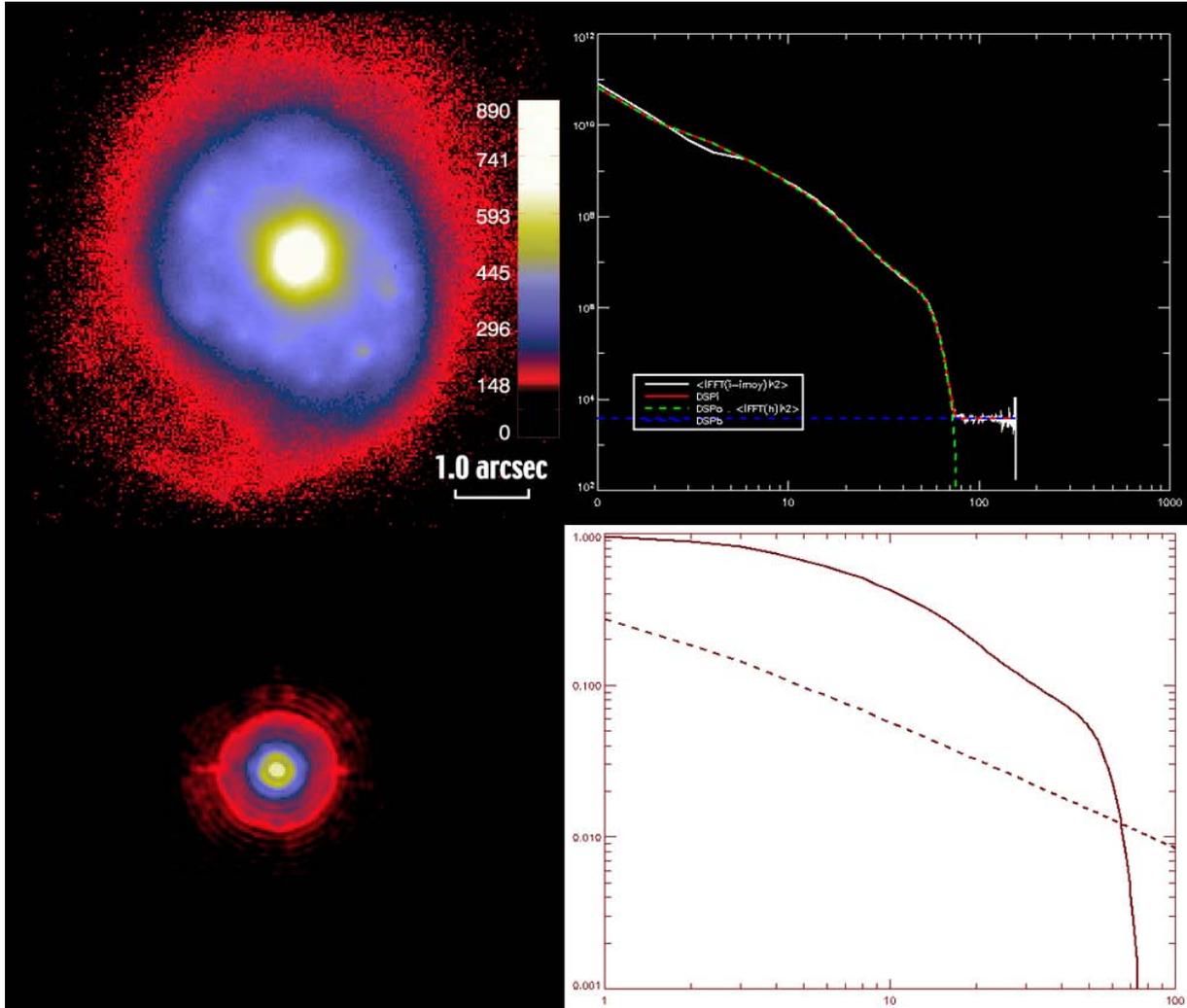


FIG. 3.18 – Image en bande H de NGC 7469 obtenue avec PUEO. En haut à gauche image moyenne de NGC 7469, en bas à gauche, image moyenne de l'étoile de calibration, en haut à droite, ajustement du spectre de l'image par le modèle paramétrique de S_O , en bas à droite FTO mesurée sur l'image de l'étoile (trait plein) et DSP estimée de l'objet (trait pointillé) préalablement renormalisée.

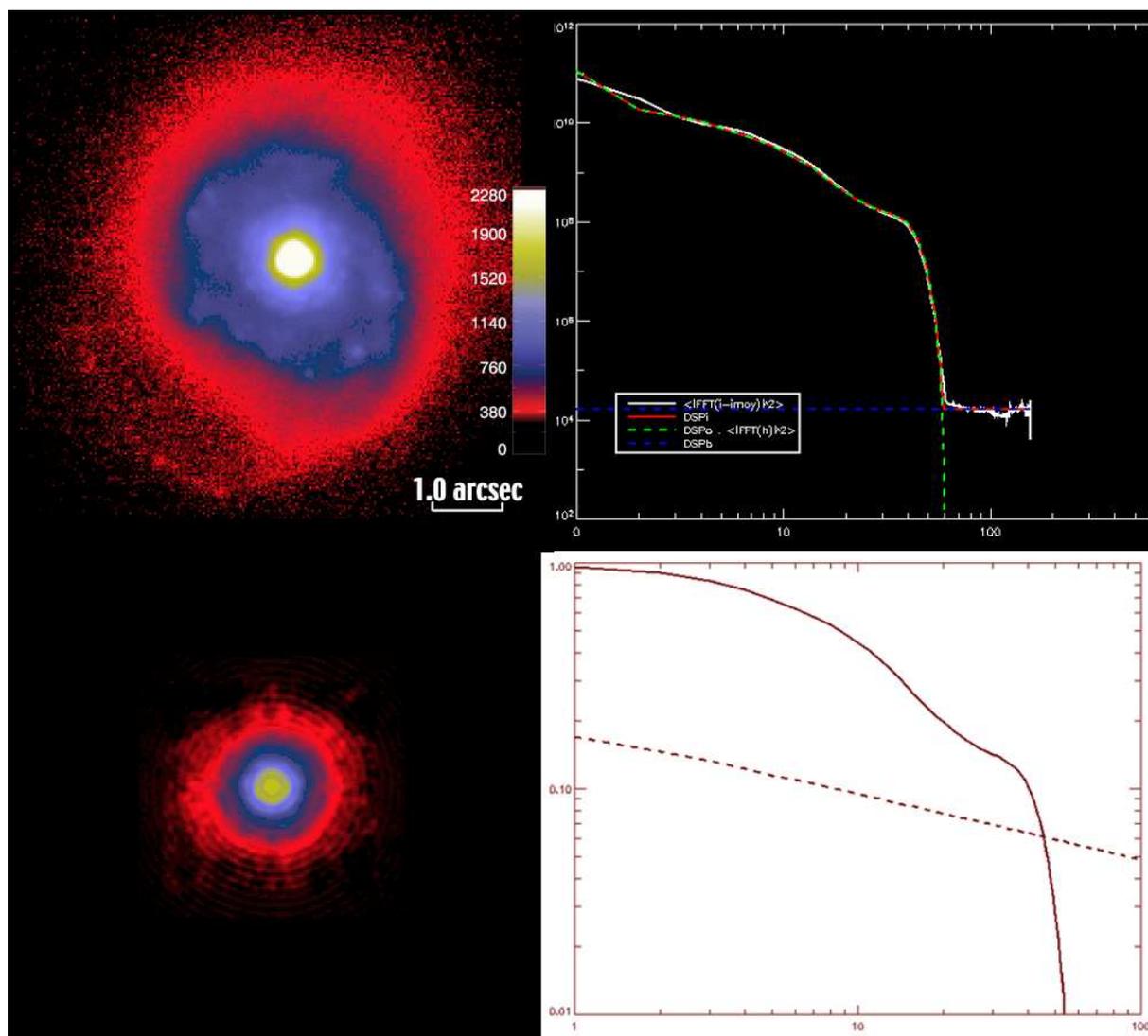


FIG. 3.19 – Image en bande K de NGC 7469 obtenue avec PUEO. En haut à gauche image moyenne de NGC 7469, en bas à gauche, image moyenne de l'étoile de calibration, en haut à droite, ajustement du spectre de l'image par le modèle paramétrique de S_O , en bas à droite FTO mesurée sur l'image de l'étoile (trait plein) et DSP estimée de l'objet (trait pointillé) préalablement renormalisée.

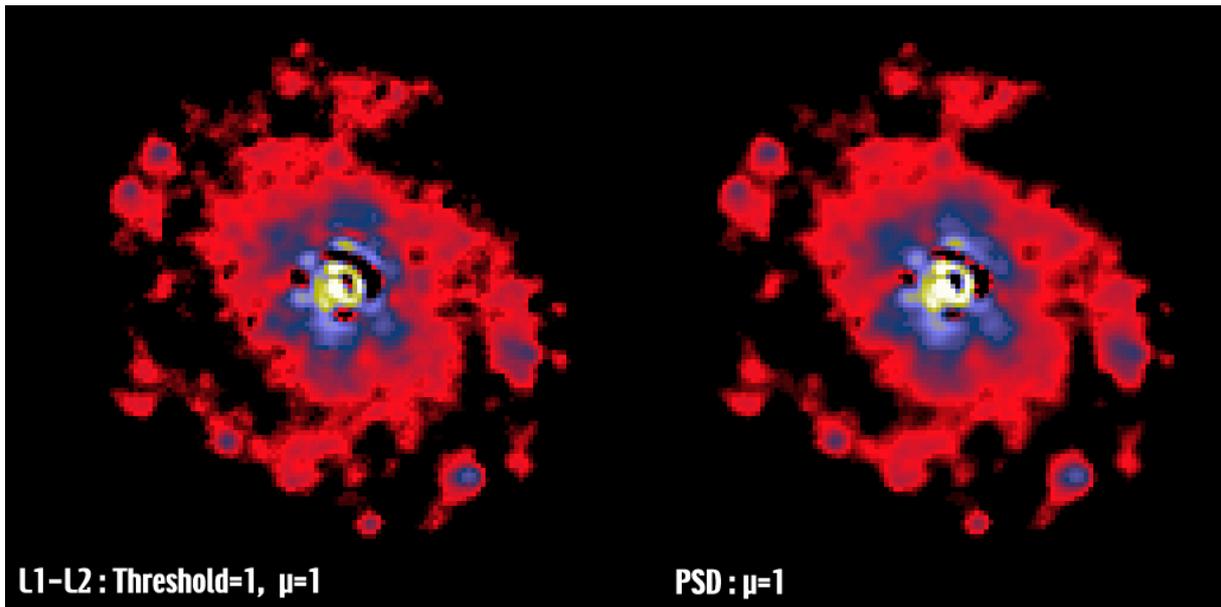


FIG. 3.20 – Image déconvoluée en bande H de NGC 7469. A gauche, régularisation L1-L2 et à droite, régularisation avec la DSP objet estimée.

3.4.2 La méthode : reconstruction MC et MISTRAL

La méthode de déconvolution est similaire à celle utilisée dans le cas de NGC 1068, dans le chapitre précédent. On estime d'abord le spectre de l'objet à partir de l'image et de la FEP reconstruite, dans chaque bande, en utilisant l'algorithme de type MV décrit précédemment. Les résultats sont présentés dans les figures 3.17, 3.18 et 3.19.

Les images sont ensuite déconvoluées en utilisant la version classique de MISTRAL et le spectre objet ainsi estimée pour la régularisation. Le même type de démarche que pour NGC 1068 est adopté pour cet objet avec 2 types de régularisation comparées pour obtenir le meilleur résultat.

On note dès à présent que le Strehl obtenu en bande J ne permet pas d'obtenir une information très précise sur le spectre (figure 3.17) ni un très bon contraste dans l'image pour les structures centrales et on se limitera, dans un premier temps, à la déconvolution dans les bandes H et K uniquement.

De plus, on ne dispose d'aucune information sur la DSP de la FEP. En effet, celle-ci peut être estimée soit expérimentalement à l'aide de séries d'image d'une étoile de même magnitude acquises avant et après les observations de l'objet, dont nous ne disposons pas ; soit à partir de la fonction de transfert de Speckle (Fusco et al. 1999) estimée à partir des données de l'ASO, dont nous ne disposons pas non plus. On ne pourra donc pas faire de déconvolution myope très précise, et on se contentera donc de déconvolution classique, où on considère que la FEP reconstruite est la vraie FEP de l'instrument pendant les observations.

3.4.3 Résultats de déconvolution

Les résultats de la déconvolution, pour les deux types de régularisation, sont présentées dans les figures 3.20 et 3.21.

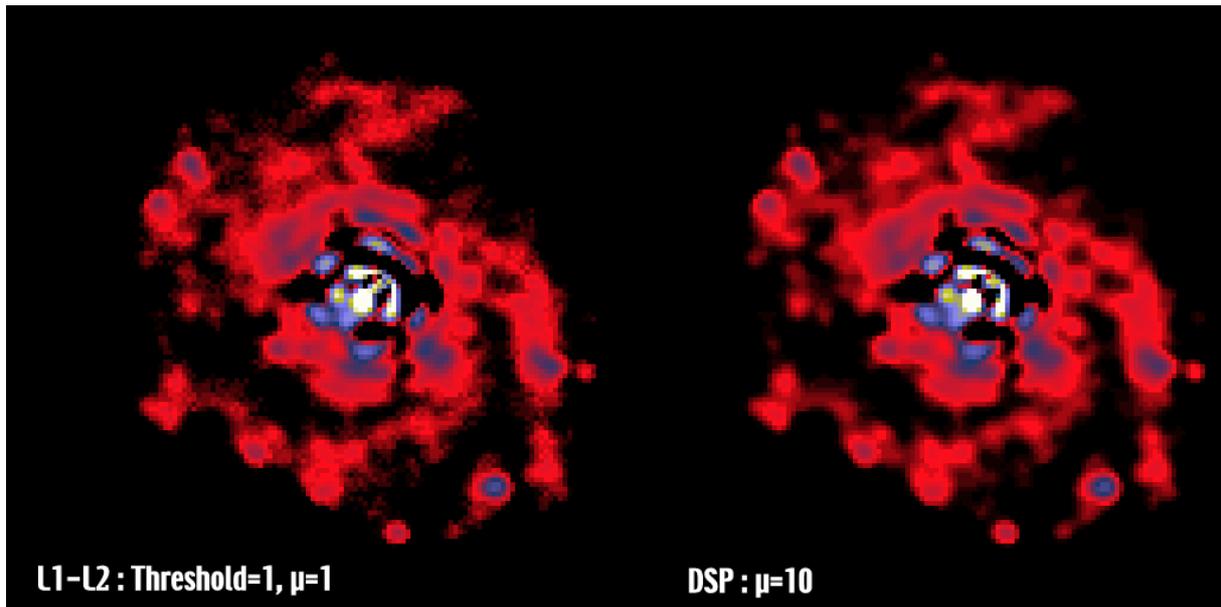


FIG. 3.21 – Image déconvoluée en bande K de NGC 7469. A gauche, régularisation L1-L2 et à droite, régularisation avec la DSP objet estimée.

NGC 7469, même si elle présente une source centrale ponctuelle dominant l'émission, est un objet relativement étendu, ce qui limite les performances de l'OA lorsqu'elle utilise un ASO à courbure, comme c'est le cas de PUEO. On se trouve donc dans le cas de faible rapport de Strehl, et Jean-Pierre Véran montre dans sa thèse (Véran 1997) que dans ce cas, la reconstruction de FEP n'est pas très précise. Ceci a donc pour effet de limiter les performances de la déconvolution, la FEP étant mal déterminée.

Toutefois, Jean-Pierre Véran montre que les erreurs d'estimation conduisent à une sous-estimation systématique de la FTO, ce qui implique la nécessité de sur-régulariser la déconvolution.

La source centrale domine entièrement cette image et l'émission des régions proches est comparable au niveau du premier anneau d'Airy, ce qui rend la restauration difficile. Ainsi, un léger *ringing*, sur les structures proches de la source centrale est visible sur les images 3.20 et 3.21. Malgré tout, de nombreuses sources dans un rayon de $0.5''$ autour de la source centrale sont identifiées dans les deux bandes et avec les deux types de régularisation, ce qui nous permet d'affirmer qu'elles sont réelles. La prudence reste toutefois de mise quant à leur interprétation.

Hormis ces limitations, l'image déconvoluée propose une vue très nouvelle de la partie centrale de cet objet.

D'abord, l'émission entourant la source centrale semble être répartie sur un quasi-anneau, formés de différentes sources indépendantes, résolues ou non, sur un rayon de $0.5''$ autour de la source centrale. Ce dernier entoure un groupe de sources plus proches encore de la source centrale ($0.25''$). L'anneau semble de plus être le *point d'ancrage* de deux micro-bras spiraux qui sont très clairement mis en évidence, les amas principaux les constituant étant bien soulignés. Enfin, d'une manière générale, de nombreuses sources résolues ou non sont mises en évidence par la déconvolution nous permettant une interprétation plus détaillée de la physique des régions centrales ce qui souligne encore une fois le pouvoir de cette machine à contraste qu'est le couple OA-déconvolution.

En conclusion, NGC 7469 est une galaxie à noyau actif représentative de l'activité de type I et son noyau relativement brillant nous permet, tout comme dans le cas de NGC 1068, d'asservir un système d'OA. Cet objet est légèrement étendu, et le contraste avec les parties environnantes (d'intérêt) est énorme justifiant les observations avec OA. L'aspect étendue de la source d'asservissement empêche toute reproduction conforme des performances avec une source ponctuelle et rend donc la calibration de la FEP avec une étoile imprécise, justifiant la reconstruction de la FEP pour obtenir les informations nécessaires à la déconvolution. Malgré tout, la qualité de la reconstruction MC de la FEP dans ce cas de relativement faible correction (cas typique d'observations de NAG) limite les performances de la déconvolution et pousse à la sur-régularisation. On obtient toutefois une relativement bonne estimée de la FEP grâce à cette dernière, ce qui justifie pleinement son emploi malgré ces limitations.

D'un autre côté, les résultats de cette étude justifient aussi la volonté de développer des méthodes de reconstruction de FEP plus précises pour la déconvolution des images de NAG afin de n'être plus soumis à ces incertitudes. Les données disponibles n'ont toutefois pas permis de tester la déconvolution myope sur ces images, qui aurait sûrement pu, en partie, limiter ces effets.

3.5 Étude de NGC 7469

Ces images ainsi que des observations d'imagerie, de coronographie et de spectroscopie avec NaCo m'ont permis de mener une étude des régions centrales de NGC 7469 dans l'IR. Cet objet est typique de l'activité de type I et, comme NGC 1068, constitue une source privilégiée lors de la mise en service d'un instrument.

Après avoir rappelé brièvement les principales découvertes faites sur cette source, depuis sa classification parmi les toutes premières galaxies de Seyfert, je décrirai les conclusions des observations PUEO sur la source centrale. Ce travail, réalisé en collaboration avec Olivier Lai, constitue une partie d'une étude plus vaste menée sur ces observations, comportant notamment une caractérisation complète de l'activité stellaire dans l'environnement du coeur. Un article (figurant en annexe C) tiré de cette étude a été récemment soumis à A&A.

Dans un second temps, je décrirai et analyserai les observations que j'ai réalisées avec NaCo, l'imagerie ne révélant que les couleurs IR de la source centrale et la coronographie permettant de confirmer la morphologie générale obtenue en bande K, après déconvolution, sur les images PUEO. Les résultats de spectroscopie nous permettront enfin de sonder la source la plus centrale.

3.5.1 La petite histoire de NGC 7469

NGC 7469 est l'une des plus brillantes galaxies actives, avec une luminosité totale dans l'IR de $3 \times 10^{11} L_{\odot}$. Figurant parmi les premières galaxies actives identifiées par Seyfert (1943), elle a été intensivement étudiée, de la bande radio au domaine des X.

Elle est située à environ 66 Mpc, ce qui correspond à un redshift de $z=0.016$ (de Vaucouleurs et al. 1991) ($1'' \approx 330$ pc, avec une constante de Hubble de $H_0=75 \text{ km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}$) et est en interaction avec une galaxie voisine IC 5283 (Dahari 1985). Elle est classée dans la catégorie des Seyfert 1.2. Le monstre ouvre donc sa gueule béante quasiment dans notre direction. Son coeur exhibe de plus une forte variabilité dans l'UV et les X, sur des échelles aussi courtes que le jour (Nandra et al. 2000). Des observations de réverbération (?) semblent indiquer la présence d'un trou noir central d'une masse d'environ $10^7 M_{\odot}$. Le spectre X de la région centrale montre très clairement la présence d'un *absorbeur tiède* (Blustin et al. 2003), d'une densité de colonne de 10^{20} cm^{-2} , structure qui semble de plus décalée vers le bleu de plusieurs centaines de km.s^{-1} et

dont le paramètre d'ionisation est compatible avec les régions tièdes d'émission de raies étroites. Une structure absorbante similaire est aussi mise en évidence dans l'UV (Kriss et al. 2003).

Le spectre radio, non thermique, de la région la plus centrale est une preuve évidente de la présence d'un NAG au coeur de cette galaxie (Ulvestad et al. 1981; Lonsdale et al. 2003), mais une grande partie de sa luminosité totale provient de 2 anneaux de flambée d'étoiles situés respectivement entre 8'' et 10'' (Cutri et al. 1984; Meixner et al. 1990) et 1'' et 3'' du coeur (Mauder et al. 1994; Colina et al. 2001), détectés en radio, IR moyen et visible. L'anneau central représente près de la moitié du flux total de cet objet à $12\mu\text{m}$ (Soifer et al. 2003). NGC 7469 constitue donc l'un des meilleurs exemples d'activité hybride et est d'ailleurs la première galaxie dans laquelle on a détecté les bandes d'émission à $8.7\mu\text{m}$ et $11.3\mu\text{m}$, attribuées aux PAH (Aitken et al. 1981), courantes dans les galaxies à flambée d'étoile mais plutôt rares dans les galaxies de Seyfert. De plus, près de 80% de l'émission totale à $3.3\mu\text{m}$, attribuée aux PAH, provient de la région située entre 1'' et 3'' du coeur (Cutri et al. 1984).

En ce qui concerne l'IR proche, Scoville et al. (1997) montrent à travers des observations NICMOS que 30% du flux total de la galaxie est émis dans un rayon de 70 pc autour du coeur à $2.2\mu\text{m}$ et d'autres observations suggèrent qu'un tiers de l'émission centrale (dans un rayon de 1'' à $2.2\mu\text{m}$ est d'origine stellaire (Mazzarella et al. 1994; Genzel et al. 1995). Elle constitue donc le parfait candidat pour étudier les relations entre le NAG et les flambées d'étoiles dans la galaxie hôte. Toutefois, comme le souligne Genzel et al. (1995), ces flambées pourraient aussi être liées à l'interaction gravitationnelle de NGC 7469 avec sa compagne. Ces auteurs proposent aussi un modèle complet pour expliquer l'émission du premier anneau, qui serait constitué principalement de super-géantes rouges.

Enfin, comme nous l'avons vu dans le chapitre d'introduction, la façon dont le monstre est nourri et l'existence d'hypothétiques structures complexes telles que des barres internes ou des micro-spirales imbriquées est un des grands débats au sujet des NAG. Ce type de structure pourrait lui aussi avoir un rôle sur la formation d'étoile.

Tout comme dans le cas de NGC 1068, un disque de gaz moléculaire est mis en évidence dans NGC 7469 à des échelles de l'ordre du kpc (Meixner et al. 1990). La courbe de rotation de l'émission de CO montre que le gaz moléculaire décrit un disque en rotation dans le sens inverse des aiguilles d'une montre, dans le plan de la galaxie (Wilson et al. 1991). Plus récemment, la carte de l'émission de CO proposée par Davies et al. (2004) semble exhiber une source centrale puissante, entourée par un anneau et une paire de bras spiraux ou une barre entre les deux. Ces auteurs proposent un modèle dynamique axi-symétrique à trois composantes (un disque, un anneau de 4 à 5'' de rayon et un anneau interne de rayon 0.5'') pour expliquer à la fois les courbes de rotation du CO et de l'hydrogène moléculaire. De plus, à l'aide des têtes de bande de la raie d'absorption du CO 2-1, associées à la population des géantes rouges, ils déduisent un âge de 60 Ma pour un anneau qui contribue à hauteur de 20 à 30% de la luminosité centrale à $2.2\mu\text{m}$. Enfin, l'estimation de l'âge de l'anneau de flambée d'étoiles est liée au H_2/CO que ces derniers auteurs trouvent 4 à 5 fois plus grand que dans notre galaxie.

3.5.2 Interprétation des images PUEO : micro-spirale et flambée d'étoile

L'orientation des images PUEO de NGC 7469, déconvoluées ou non, présentées dans la section précédentes ne respectaient pas la convention usuelle en astronomie, (nord en haut et est à gauche), ce qui a été rétabli dans la figure 3.22 pour une meilleure comparaison avec les autres longueurs d'onde.

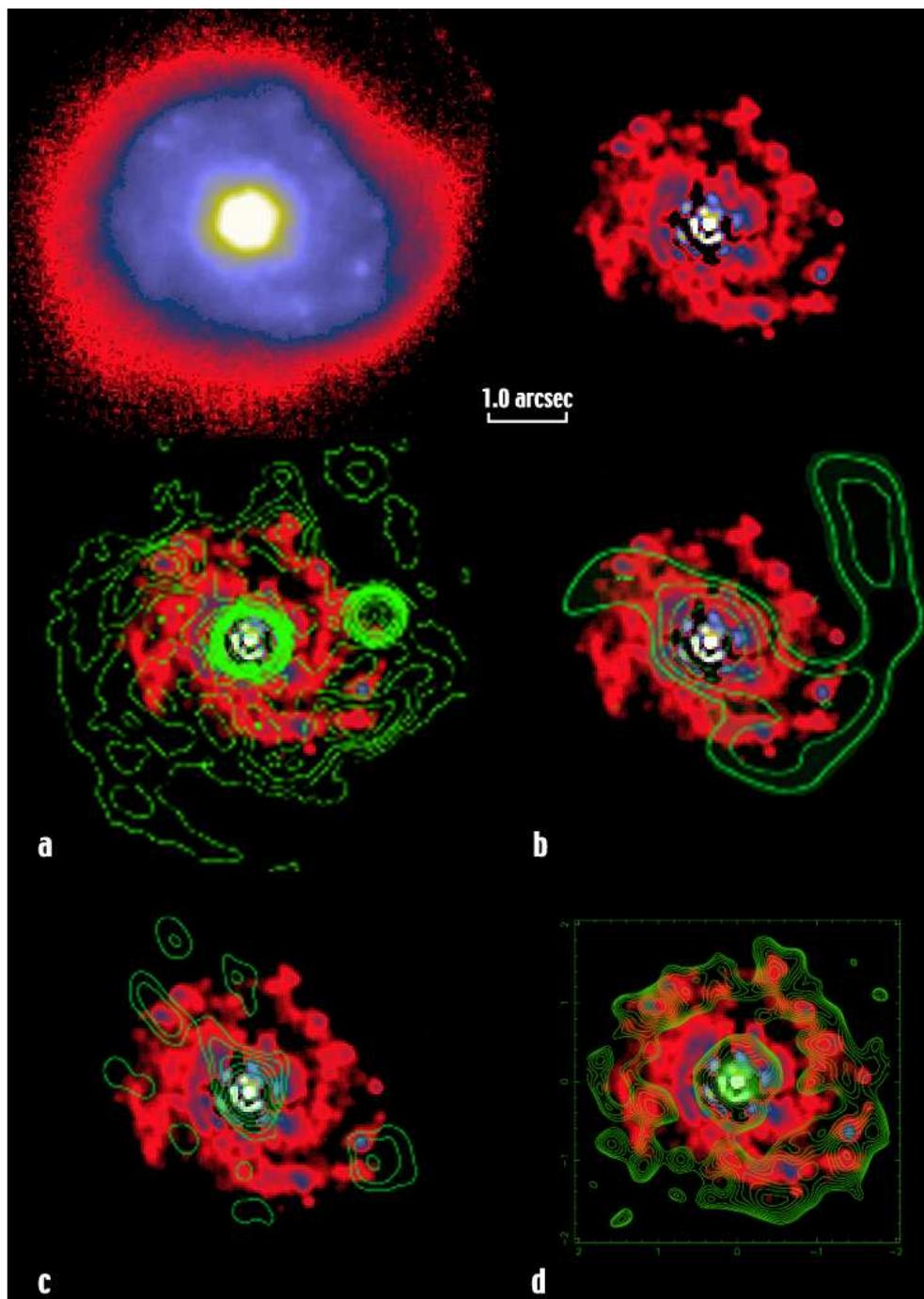


FIG. 3.22 – Partie supérieure : images pré et post déconvolution de NGC 7469 orientées suivant les axes conventionnels (nord en haut et est à gauche). Partie inférieure : contours à différentes longueurs d’onde superposés à l’image déconvoluée en bande K a) contours radio à 8.4 GHz tirés de Colina et al. (2001) b) contours de l’émission de CO tirés de Davies et al. (2004) c) contours MERLIN à 1.4 GHz tirés de Beswick et al. (2002) montrant l’émission d’hydrogène neutre d) contours de l’émission dans l’IR moyen, déconvolués, tirés de Soifer et al. (2003).

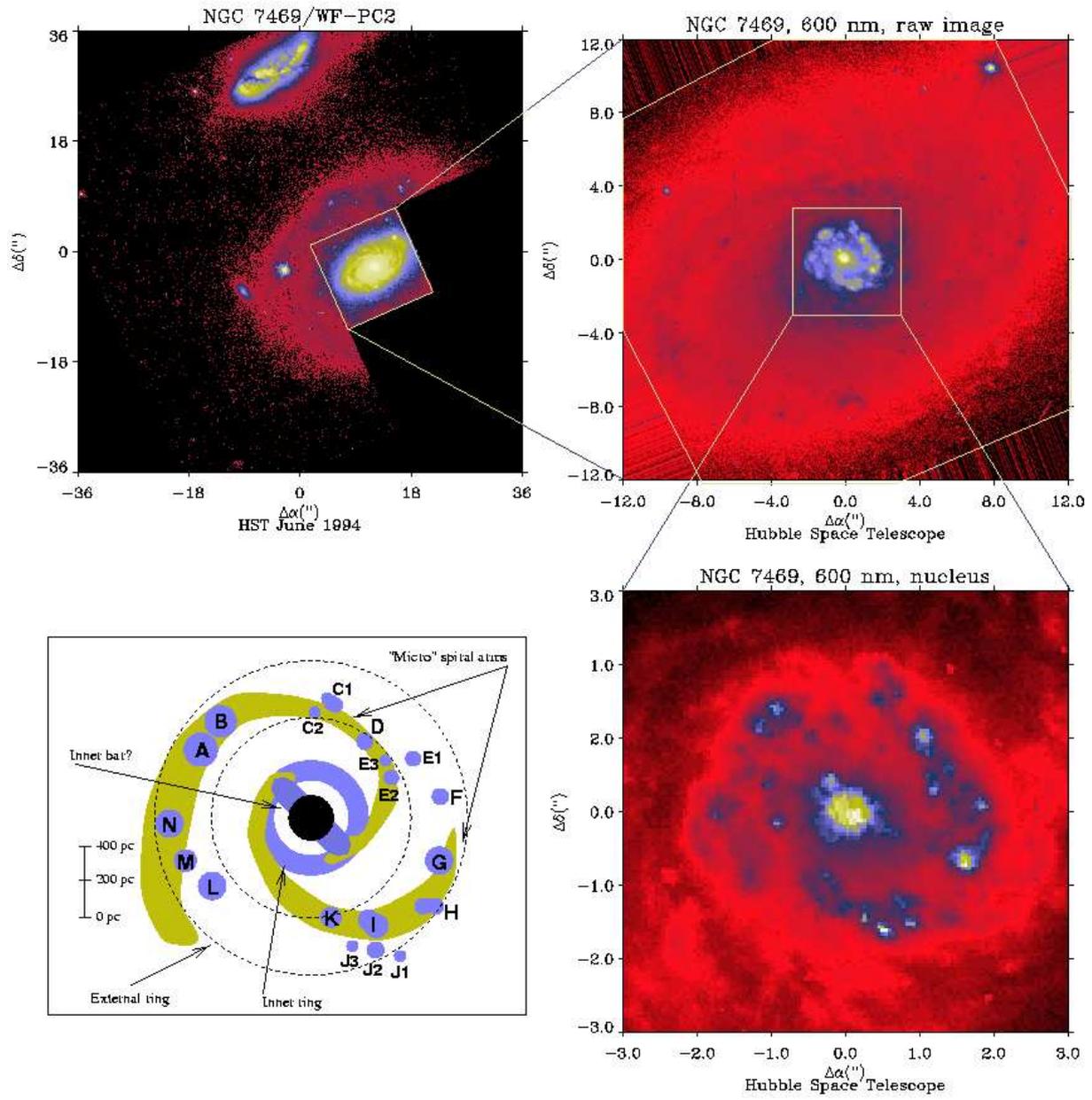


FIG. 3.23 – Images HST de NGC 7469 acquises en 1994 dans le visible, à différentes échelle et nomenclature adoptés dans cette étude. Ces images font maintenant partie du domaine public. Crédit Olivier Lai.

Morphologie générale

Comme nous l'avons dit précédemment, la déconvolution nous permet de mieux identifier un certain nombre de structures. D'abord, à environ $0.25''$ du coeur, un groupe de 3 sources, disposées quasiment en anneau et souffrant d'une imprécision de restauration sont mis en évidence. Ces sources pourraient appartenir à un hypothétique anneau interne, très proche du coeur.

Puis, à environ $0.5''$, un véritable anneau est clairement identifiable. Il est constitué de multiples sources, plus ou moins résolues, et souffre lui aussi probablement d'un léger *ringing* résiduel. Cette structure est peut-être celle prédit par le modèle de Davies et al. (2004), pour interpréter les vitesses détectées dans l'émission de gaz moléculaire.

Puis, partant de cette anneau interne, une paire de bras spiraux se développe, liant les différentes sources, identifiées précédemment comme un anneau de flambée d'étoile (la couronne $0.7''$ à $1.5''$ de la source centrale). Le bras nord semble remarquablement écrasé par rapport au bras sud, ce qui est probablement dû à un effet d'orientation, mais pourrait être aussi une trace de l'interaction de NGC 7469 avec sa compagne (mise en évidence sur l'image HST) l'écrasement étant exactement orienté suivant cet axe.

Les nombreuses sources composant ces structures sont clairement identifiables, après déconvolution, ce qui nous permet de faire un rapprochement direct avec l'image visible HST, la majorité des sources visibles possédant une contre-partie IR, et de dresser la nomenclature proposées dans la figure 3.23. Suivant une interprétation similaire à celle qui a été développé dans Lai et al. (1999), et en accord avec des observations d'autres galaxies (M82, O'Connell et al. 1995 ou NGC 1569, O'Connell et al. 1994), ces sources sont interprétées comme des super-amas d'étoiles massives formées pendant la flambée. La formation d'étoile n'aurait donc pas lieu de façon homogène, mais répartie dans l'anneau, à l'intérieur de ces îlots que constitues ces amas. Certaines de ces sources sont aussi clairement résolue : les amas A, G et I notamment.

Enfin, concernant l'hypothétique barre centrale, que suggère l'image HST, aucun indice ne permet d'en confirmer fermement l'existence sur nos image. On note juste une apparence légèrement allongée le long de cet axe, induite par le regroupement des sources les plus intenses. L'allure générale est toutefois assez proche d'une véritable barre, ce qui nous pousse à ne pas exclure ce scénario. Toutefois, Davies et al. (2004) se passe d'une telle structure pour reproduire la dynamique du gaz, et l'augmentation apparente de l'activité le long de l'axe nord-est sud-ouest pourrait être due à un effet d'orientation.

Tous ces éléments morphologiques sont entièrement confirmés par l'image HST présentée dans la figure 3.23, qui ne permet pas de sonder le coeur dans un rayon de moins de $0.2''$, la source centrale y étant saturée. On peut ainsi dresser le schéma général de la figure 3.23 auquel nous nous référerons par la suite.

Superposition avec d'autres longueurs d'onde

N'ayant pas de relevé astrométrique précis pour ces observations, on peut toutefois tenter de superposer nos images avec des cartes d'émission à d'autres longueurs d'onde, à l'aide d'hypothèses raisonnables.

Ainsi, on peut supposer que la source compacte, non résolue, dominante à toutes les longueurs d'onde caractérise la source centrale. Pour le proche et le moyen IR, cette hypothèse est très probable. Concernant les bandes radio, il convient d'être prudent. Dans le cas de l'émission à 8.4 GHz, la morphologie est claire (structure spirale) et on peut superposer les anneaux de formations d'étoiles observés conjointement en radio et dans l'IR moyen (Soifer et al. 2003).

On confirme par ce biais que les sources centrales en radio et dans l'IR sont bien superposées. De plus, le spectre radio de la source centrale ne laisse de toute façon aucun doute sur sa nature (Beswick et al. 2002; Lonsdale et al. 2003), avec un indice spectral de 0.73 typique d'un NAG. Enfin, en ce qui concerne la carte de l'émission de CO, Davies et al. (2004) réalise une superposition sur des considérations astrométriques qui prouvent que la source centrale IR est la même que celle observée dans les bandes du CO. Tous ces éléments permettent de justifier les superpositions proposées dans la figure 3.22.

La superposition de la carte radio à 8.4GHz tirée de Colina et al. (2001) révèle que la supernovae (SN) extrêmement brillante révélée par leurs observations se trouve quasiment à la position de l'amas F de notre image en bande K. Le léger décalage peu s'expliquer par la différence de résolution entre les deux cartes. D'après ces auteurs, le progéniteur de cette SN de type II est probablement une étoile relativement massive (20 à 30 M_{\odot}), donc plutôt une étoile de type O ou B. L'unique image radio de cette SN ne permet pas d'obtenir plus d'informations, mais cet indice pourra être comparé aux résultats de l'analyse spectrale sur cet amas.

La comparaison avec la carte de l'émission de CO tirée de Davies et al. (2004) souffre du même type de différence de résolution. Ainsi, la morphologie générale de l'émission de CO est globalement cohérente avec l'image IR. La structure interprétée en terme de barre par ces auteurs marque l'axe passant par les amas A et B d'une part et entre G et I d'autre part. L'effet de barre est probablement renforcé par la résolution inférieure de ces observations, mais l'extension Nord-ouest de l'émission de CO s'inscrit bien dans notre schéma de micro-spirale centrale et est entièrement compatible avec l'extension diffuse à faible contraste de l'image en bande K déconvoluée.

La superposition avec la carte à 1.4 GHz tirée de Beswick et al. (2002), ne nous donne que peu d'indice compte-tenu de la faible sensibilité de cette carte. On note toutefois que la source notée C par ces auteurs se trouve à la position de l'amas G. Cette source possède un indice spectrale légèrement supérieur à 1 dans le domaine radio, ce qui pousse ces auteurs à l'interpréter comme un résidu de SN radio, ce qui est plutôt compatible avec sa localisation dans l'amas G. Malgré tout, aucune information supplémentaire n'est disponible.

Enfin, la superposition avec l'image déconvoluée à $12\mu\text{m}$ de Soifer et al. (2003) montre sa remarquable similarité avec l'émission à $2.2\mu\text{m}$. De nombreuses structures identifiées sur nos images possèdent des contreparties dans l'IR moyen (notamment A, B, C, D, E, H et M). Malgré tout, la carte d'émission dans l'IR moyen semble montrer un anneau extérieur bien dessiné plutôt qu'une paire de micro-spirale. On note toutefois que la méthode de restauration utilisée par Soifer et al. (2003) est de type Lucy-Richardson stoppée au bout d'un nombre arbitraire d'itération. Ainsi, le contour présenté dans la figure 3.22 correspond à une légère restauration (seulement 10 itérations) et lorsque ces auteurs pousse la restauration jusqu'à un millier d'itération, les structures étendues disparaissent complètement pour laisser la place à une unique structure allongée, au niveau de la source centrale, le long de l'axe P.A. $\approx 40^\circ$, ne possédant pas d'analogue sur notre image à $2.2\mu\text{m}$.

Le résultat de la restauration *légère* est quant à lui compatible avec le résultat d'une simple soustraction de la FEP, présentée par les mêmes auteurs, mais qui ne montre pas plus de traces de micro-spirale. Ceci est encore une fois sûrement due à un manque de sensibilité des images dans l'IR moyen où, comme dans les autres longueurs d'onde, la source centrale domine entièrement l'image.

Résumé des conclusions sur l'activité stellaire

À l'aide des images non déconvoluées, obtenues dans les 3 bandes, on peut tenter de préciser la nature des étoiles qui composent les différents amas. La photométrie a été calibrée sur les points zéro trouvés dans la littérature. Les étoiles de calibration ayant été observées dans différentes conditions, nous considérerons une erreur d'environ 10% sur chaque mesure.

La luminosité mesurée de la source centrale et de la paire de bras spiraux est proche de la valeur donnée par Genzel et al. (1995), la différence étant contenue dans la barre d'erreur de leurs mesures.

Une erreur supplémentaire est aussi à considérer compte-tenu de la difficulté à séparer le flux provenant d'un amas et celui de l'anneau sous-jacent. L'incertitude induite peut toutefois être estimée en soustrayant une double-spirale à notre image, estimée sur celle-ci, et en comparant les mesures avant et après soustraction. Les détails de la procédure figure dans l'annexe C. Brièvement, on trouve une erreur assez faible pour les sources initialement résolues alors que la mesure sur les sources non résolues est affectée par l'effet du halo résiduel. Les détails des relevés photométriques se trouvent dans les tableaux 1, 2, 3 et 4 de l'annexe C.

La couleur IR du coeur est compatible avec un spectre en loi de puissance d'indice -2, typique de ce qu'on attend d'un NAG, alors que la couleur globale de son environnement est compatible avec la couleur IR d'une galaxie normale c'est à dire dominée par des super-géantes. Ce résultat est globalement en accord avec les observations précédentes (Genzel et al. 1995). Ainsi, les amas principaux, comme l'amas A par exemple possède un J-H proche de 1 et un H-K proche de 0.5.

D'autre part, les amas moins brillants ont globalement une couleur IR plus proche de celle de l'émission de gaz ionisé, avec différents niveaux d'extinction, ce qui sous entend que l'émission des amas principaux est plutôt dominé par l'activité stellaire alors que les sources les plus faibles sont dominées par l'émission du gaz ionisé, ce qui rend plus difficile l'estimation de leur contribution à la luminosité de l'anneau. Ainsi, la luminosité totale estimée de ces amas jeunes représente la moitié de la luminosité IR de la paire de bras spiraux.

Les sources IR ayant presque toutes une contrepartie visible, on en déduit que l'extinction est plutôt faible sur l'ensemble de l'anneau. A_V peut être estimée à partir de la photométrie de chaque région (voir annexe C), en évaluant le rougissement qui est compatible avec des couleurs stellaires. On peut ainsi obtenir des types spectraux dé-rougis. Ces derniers couvrent un large spectre à travers tout l'environnement du coeur. On ne trouve aucun indice de formation d'étoile séquentielle. Les amas de jeunes étoiles semblent plutôt situés au sud et à l'est de l'objet central (comme le montre le chromatogramme de la figure 9 de l'annexe C).

Conclusions de cette étude

Grâce à la déconvolution de ces images PUEO, nous avons pu mettre en évidence la présence d'une structure micro-spirale à deux bras à l'intérieur de ce qui était jusqu'à présent interprété comme un anneau de flambée d'étoile (dans un rayon de 1'' à 3'') autour du coeur de NGC 7469. Cette structure est compatible avec ce qui est observée sur une image HST dans le visible où la majorité des sources IR possèdent une contrepartie. De plus, un anneau interne (d'un rayon de 0.5'' environ), sur lequel les 2 bras semblent ancrés, est lui aussi clairement mis en évidence, ce qui est compatible avec le modèle dynamique développé par Davies et al. (2004) pour expliquer les courbes de rotation du gaz moléculaire. Trois sources, plus proches encore du coeur (0.25'') sont aussi présentes dans les images déconvoluées mais sont probablement soumises à des artefacts de restauration.

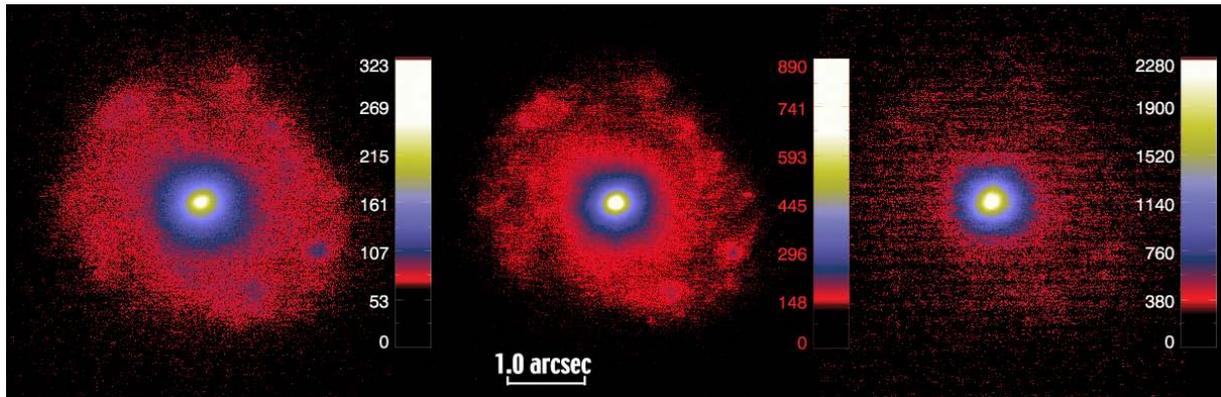


FIG. 3.24 – De gauche à droite, images en bande J, H et Ks de NGC 7469 obtenue avec NaCo.

D'autre part, l'analyse spectrale nous permet d'étudier en profondeur l'hypothétique connexion entre l'activité de flambée d'étoile et le NAG. Aucun indice de formation séquentielle n'est trouvé, mais le schéma précédemment adopté, consistant en une dissémination de la formation d'étoile dans des super-amas répartis à travers la structure spirale est plutôt cohérent avec nos images. Les effondrements gravitationnels responsables de la naissance de ces amas se produiraient à la faveur de forces de marée induites soit par l'interaction avec IC 5283 ou par la présence d'une barre.

Pour confirmer toutes ces conclusions, des observations à plus haute résolution angulaire, avec NaCo par exemple, sont nécessaires. NGC 7469 était une des cibles du programme de temps garanti, accordé au LESIA, sur l'étude des NAG et j'ai donc pu travailler sur des images et des spectres acquises pendant les premières heures de NaCo. Pour compléter ce jeu de donnée, il m'a paru de plus nécessaire de proposer un programme d'observation avec le 4QPM qui a été accepté. Je décris les résultats de toutes ces observations dans les lignes suivantes.

3.5.3 Imagerie avec NaCo : couleurs IR du coeur

Les données d'imagerie ont été obtenues dans la nuit du 19 Novembre 2002. L'analyseur IR en mode 2-5 a d'abord été utilisé pour l'imagerie en bande Ks, puis l'analyseur visible avec le mode 2-4 pour l'imagerie en mode J et H. Le Strehl à $2.2\mu\text{m}$ variait de 0.3 à 0.45 pour l'imagerie en bande Ks et de 0.5 à 0.58 pour l'imagerie en bande J et H. On en conclut donc que l'ASO visible est le mieux adapté pour les observations de cette galaxie et sera donc choisi pour toutes les autres observations.

Le temps total d'intégration sur la source est de : 240 s en bande Ks, pour une masse d'air de 1.3, 640s en bande J et 320s en bande H, mais la masse d'air a augmenté au moment de ces observations évoluant entre 1.45 et 1.5. Le ciel était clair, d'une qualité presque photométrique.

Deux étoiles ont été observées pour la calibration des données : BD 126421 une étoile de type inconnu et de magnitude $V=9.6$ et BD 084985 une étoile de type F5 et de magnitude $V=8.7$. Dans les deux cas, les rapports de Strehl obtenus sont bien supérieurs à ceux obtenus pour les observations de NGC 7469 (≈ 0.55), ce qui ne permet pas de bien calibrer la FEP pendant les observations. On ne pourra donc pas mener de déconvolution sur ces images. Ces deux étoiles étant dans des champs 2MASS, leur photométrie en bande J, H et K est connue avec précision (à 3% environ) et elles constituent donc des calibrateurs photométriques, si elles ne sont pas

variables. La magnitude K de BD 126421 est de $K=9.3$ et celle de BD 084985 est de $K=7.5$. L'erreur globale sur les mesures photométriques présentées dans la suite est donc estimée à environ 5%, en tenant compte des erreurs de comptage de photons.

La procédure de réduction des images est la même que celle développée dans le chapitre 1. Après correction des mauvais pixels et du champ plat, les images sont recentrées très précisément et moyennées. Les images résultantes dans les 3 bandes sont présentées dans la figure 3.24.

Les images NaCo ne révèlent que peu de détails sur l'environnement de la source centrale, comparées à l'imagerie PUEO. En effet, des temps d'exposition relativement courts ont été choisis pour éviter la saturation sur la source centrale. Ainsi, le niveau de signal dans les régions l'entourant dépasse à peine le bruit de détecteur et aucune information n'est obtenue en bande K même après moyennage d'une quinzaine de poses élémentaires environ. Dans les autres bandes, quelques amas se dessinent, et on devine à peine la structure en micro-spirale mise à jour par la déconvolution des images PUEO. Le schéma général offert pas ces dernière ne peut donc pas être testé sur ces images.

Ceci résulte probablement d'un mauvais choix de mode de détection, la dynamique du détecteur semblant bien plus faible que celle proposée par MONICA lors de observations PUEO. CONICA propose de plus différents modes de détection, dont certains avec une forte dynamique, qui sont toutefois rarement utilisés aux courtes longueurs d'onde IR avec des temps de pose si faible, ce qui explique notre choix.

3.5.4 Coronographie avec NaCo : environnement du monstre

Compte-tenu du peu d'information disponible sur les régions entourant l'objet central sur les images NaCo, j'ai été tenté de proposer un programme d'observations avec le coronographe 4QPM de NaCo. Ce programme a été accepté, et j'ai pu réaliser ces observations dans la nuit du 14 octobre 2004. Malheureusement, le ciel n'a pas été complètement clément et seule une demi-nuit a pu être mise à profit. Les objectifs du programme était d'obtenir une image coronographique large bande à $2.2\mu\text{m}$ pour confirmer le résultat des déconvolutions PUEO et essayer d'obtenir plus de détail sur les régions situées à l'intérieur d'un rayon de $0.25''$ du coeur (les régions litigieuses de l'image PUEO). Le programme comportait de plus des observations similaires sur NGC 1068 qui n'ont put être réalisée à cause de la météo.

Les conditions changeantes de turbulence et le seeing assez élevé ($1''$ et plus) ainsi que la masse d'air relativement importante (1.3 en moyenne) nous ont poussé à utiliser l'analyseur visible dans un mode assez lent. Le rapport de Strehl résultant est assez stable mais ne dépasse pas les 25%, ce qui va limiter les capacité du 4QPM, car, comme nous l'avons dit dans la présentation de cet instrument, celui-ci est réservé aux taux de correction élevés. Les résultats seront donc moins spectaculaires que dans le cas de NGC 1068.

Une étoile de référence (HD 29250) a, elle aussi, été observée, dans les même conditions et avec les même filtres. Cette fois, les performances du système étaient comparable aux observations de NGC 7469, avec un rapport de Strehl lui aussi constant pendant les observations et valant en moyenne 28%. Dans le cas de la coronographie, le choix de l'étoile de référence est crucial afin d'être en mesure d'estimer le halo résiduel non corrigé et de soustraire les résidus de diffraction du coronographe afin d'obtenir des informations sur les régions les plus centrales.

Le temps total d'intégration sur la source est de 320s pour NGC 7469, avec des poses élémentaires de 10s. Pour l'étoile de calibration, les temps de poses sont similaires.

La réduction des données suit le processus habituel. Après soustraction des images de ciel, les images sont corrigées des pixels morts et du champ plat et sont recentrées très précisément. En effet, le coronographe a tendance à dériver légèrement au cours des observations, sur le plan de la caméra, à cause des flexions imposées par le suivi de l'objet. On notera de plus que le champ plat est re-calibré à la suite de chaque observation afin de tenir compte de cet effet. Des images coronographiques orientée selon $P.A.=45^\circ$ ont aussi été obtenues, afin d'accroître notre confiance sur les résultats. Malheureusement, lors de ces acquisitions, le système a introduit un mode dit *gaufre* dans la phase résiduel, qui est invisible pour l'ASO et vient donc polluer nos images, les rendant inexploitable.

Les images obtenues, soustraites ou non de la FEP coronographiques sont présentées dans la figure 3.25, avec différentes tables de couleur pour mettre en évidence les différentes structures.

De manière générale, les images coronographiques fournissent plus de détails sur l'environnement du coeur que les images en bande Ks présentées précédemment. Malgré tout, le faible rapport de Strehl ainsi que l'introduction de ce mode mal vu dans la phase résiduelle ne permet pas de sonder les régions les plus profondes, comme on l'aurait souhaiter. Les structures apparentes sur l'image soustraite de la FEP coronographique dans un rayon de $0.2''$ autour du centre sont probablement des résidus atmosphériques.

Le temps d'exposition choisi se révèle aussi un peu faible, les structures diffuses étant à peine détectées. Ce temps a toutefois été choisit assez court pour minimiser l'effet de la qualité moyenne de correction et pouvoir sélectionner les poses élémentaires afin d'obtenir le meilleur résultat.

Le schéma global de double bras spiral est cependant bien mis en évidence sur ces images, malgré la présence des motifs du coronographe, ce qui nous permet de confirmer le résultat de la déconvolution des images PUEO sur ce point. Certains amas sont de plus bien identifiables tels les sources A, B, G et I.

En conclusion, les résultats de cette étude sont bien loin des objectifs initiaux du programme proposé. Ceci est en grande partie du aux conditions climatiques qui ne nous ont pas permis d'obtenir la qualité d'image escompté. Malgré tout, on a pu confirmer la présence d'une structure spirale au coeur et estimée une quantité d'étoiles et de gaz dans un des amas principaux du coeur de cette galaxie. À travers ces difficultés, on montre bien que les observations coronographiques avec le 4QPM ne peuvent être efficace que si la qualité de correction est suffisante, ce qui limite les possibilité d'observations sur les NAG, lorsque ceux-ci servent de référence à l'OA.

3.5.5 Spectroscopie avec NaCo : plongée dans la BLR

Les observations spectroscopiques ont été réalisées dans la nuit du 20 au 21 Novembre 2002. Le rapport de Strehl a varié de 0.43 à 0.6, la configuration avec l'analyseur visible en mode 2-5 ayant été préférée. La masse d'air était d'environ 1.3 et le temps total d'intégration est de 1800s. Pour l'étoile de calibration, le Strehl moyen est de 0.5, la masse d'air de 1.2 et le temps total d'intégration est de 32 s. Compte-tenu du Strehl moyen mesuré, on peu considérer que 55% du flux de l'étoile était contenu dans la fente.

L'étoile de référence est une étoile de type A0 : HD 220825, de $M_V=4.9$. Étant de type A0, on en déduit, à l'extinction interstellaire près, que ses magnitudes dans les bandes IR sont égales à sa magnitude dans le visible, et on a donc un $M_K=4.9$ Pour vérifier la calibration, les flux trouvés dans les raies de l'hydrogène moléculaire et ionisé peuvent être comparés à ceux obtenus par (Genzel et al. 1995) sur la même ouverture. Un léger facteur de renormalisation doit toutefois être pris en compte, compte tenu de la taille beaucoup plus importante utilisée pour leur étude spectroscopique, et en supposant que l'émission est isotrope. Les flux trouvés

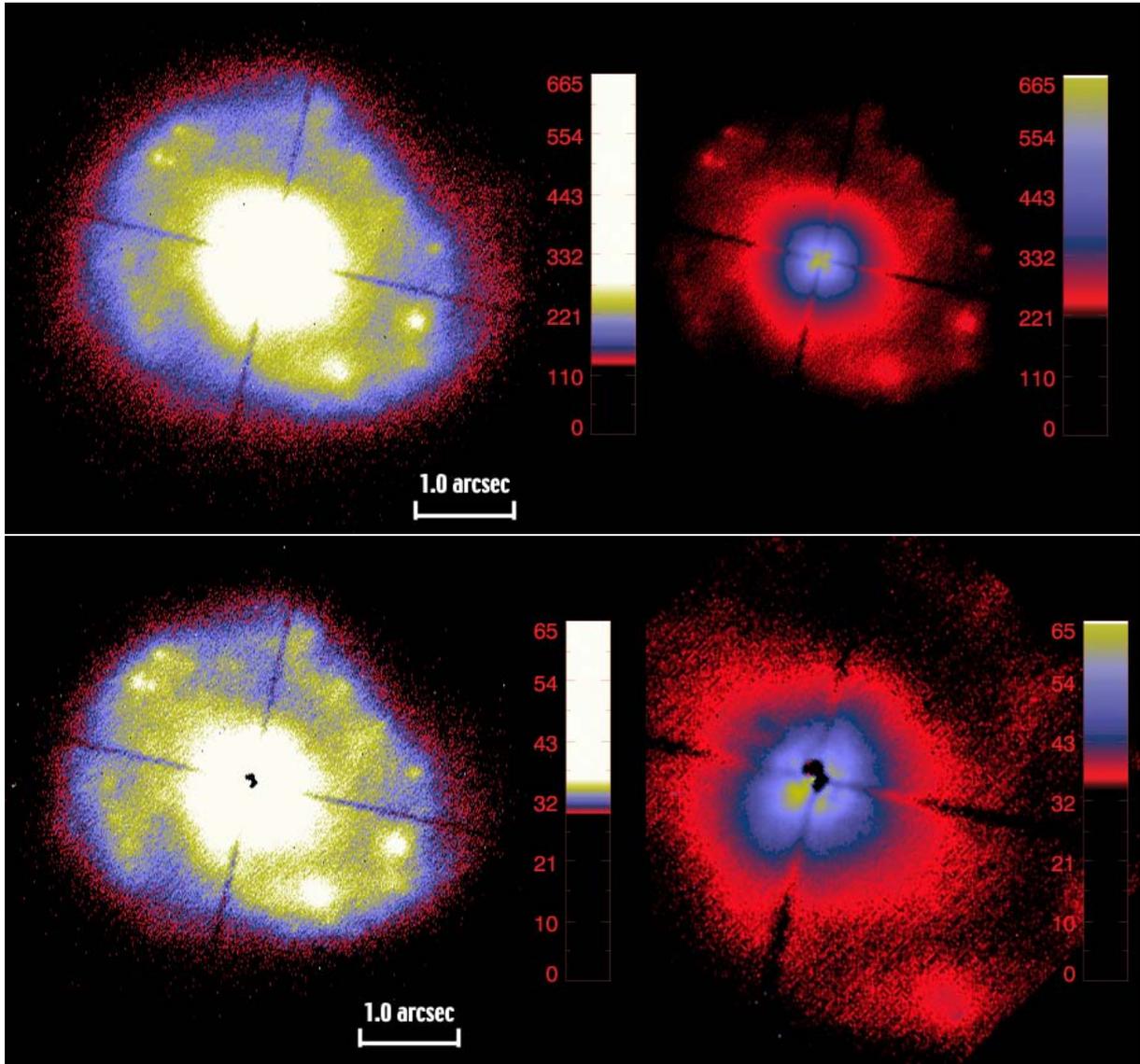


FIG. 3.25 – Figure du haut, image coronographique de NGC 7469 obtenue avec NaCo et présentée avec 2 tables de couleurs différentes. Figure du bas, même image mais soustraite de la FEP coronographique.

sont grosso-modo dix fois plus faibles dans le cas de notre étude ce qui correspond à peu près au rapport des largeurs de fentes. La comparaison est détaillée dans les deux tableaux suivants :

Cent Gauss 1	Décal	largeur Gauss 1	Flux Gauss 1
2.1554	+113	0.001836	1.53e-15 (7.0e-15)
Cent Gauss 2	Décal	largeur Gauss 2	Flux Gauss 2
2.1574	-486	0.001802	2.26e-15 (1.2e-14)

TAB. 3.1 – Caractéristiques de l’ajustement à deux composantes de la raie de H2 V1-0 S1 sur une ouverture de 8.8'' autour de la source centrale pour comparaison avec (Genzel et al. 1995). Les flux annoncés dans cette dernière étude sont indiqués entre parenthèses. Les flux sont donnés en $\text{ergs.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$.

Cent Gauss	Décal	largeur Gauss	Flux Gauss
2.2020	-366	0.002530	2.22e-15 (3.0e-14)

TAB. 3.2 – Caractéristiques de l’ajustement à une composante de la raie de H ionisée Brackett γ sur une ouverture de 8.8'' autour de la source centrale pour comparaison avec (Genzel et al. 1995). Les flux annoncés dans cette dernière étude sont indiqués entre parenthèses. Les flux sont donnés en $\text{ergs.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$.

Il faut noter que les conditions d’observations sont très différentes et que cette comparaison est donc assez grossière.

D’abord, la résolution angulaire de nos observations est bien meilleure, nous utilisons une OA : nous concentrons donc bien mieux le flux dans notre fente. Comme l’émission est très piquée près du centre, la valeur délivrée par Genzel et al. (1995) doit donc être considérée comme une valeur inférieure, ce qui se vérifie bien dans le cas de l’hydrogène moléculaire. Dans le cas de l’hydrogène ionisé, la mesure est faussée par la présence de deux composantes, une large et une étroite, comme nous le détaillons par la suite.

Le rapport de Strehl obtenu, plutôt bon, nous permet de prétendre à une résolution proche de la limite de diffraction. La taille de pixel choisi (27 mas) correspond tout juste à un échantillonnage respectant le critère de Shannon, au niveau spatial (les 65 mas de résolution théorique en bande K tiennent sur à peine plus de 2 pixels de l’image).

L’interprétation des structures spatiales se fera en sommant deux lignes consécutives de l’image contenant les 1024 spectres le long de la fente. Au niveau spectral, la résolution mesurée sur les spectres de la lampe de calibration varie de : 1150 à 1250 le long de la bande Ks lorsque les spectres sont lissés par une gaussienne de largeur 3 pixels, ce qui correspond à peu près à la résolution annoncée. Ces opérations de somme de lignes et de lissage de spectre ont pour but d’améliorer le RSB pour la première et de ramener à la résolution de l’instrument pour la seconde.

Étude du spectre total

La fente était orientée à 38° sur le ciel, c’est à dire que dans la direction nord elle intercepte tout juste l’amas B précédemment identifié. C’est ce qui est montré dans la figure 3.26.

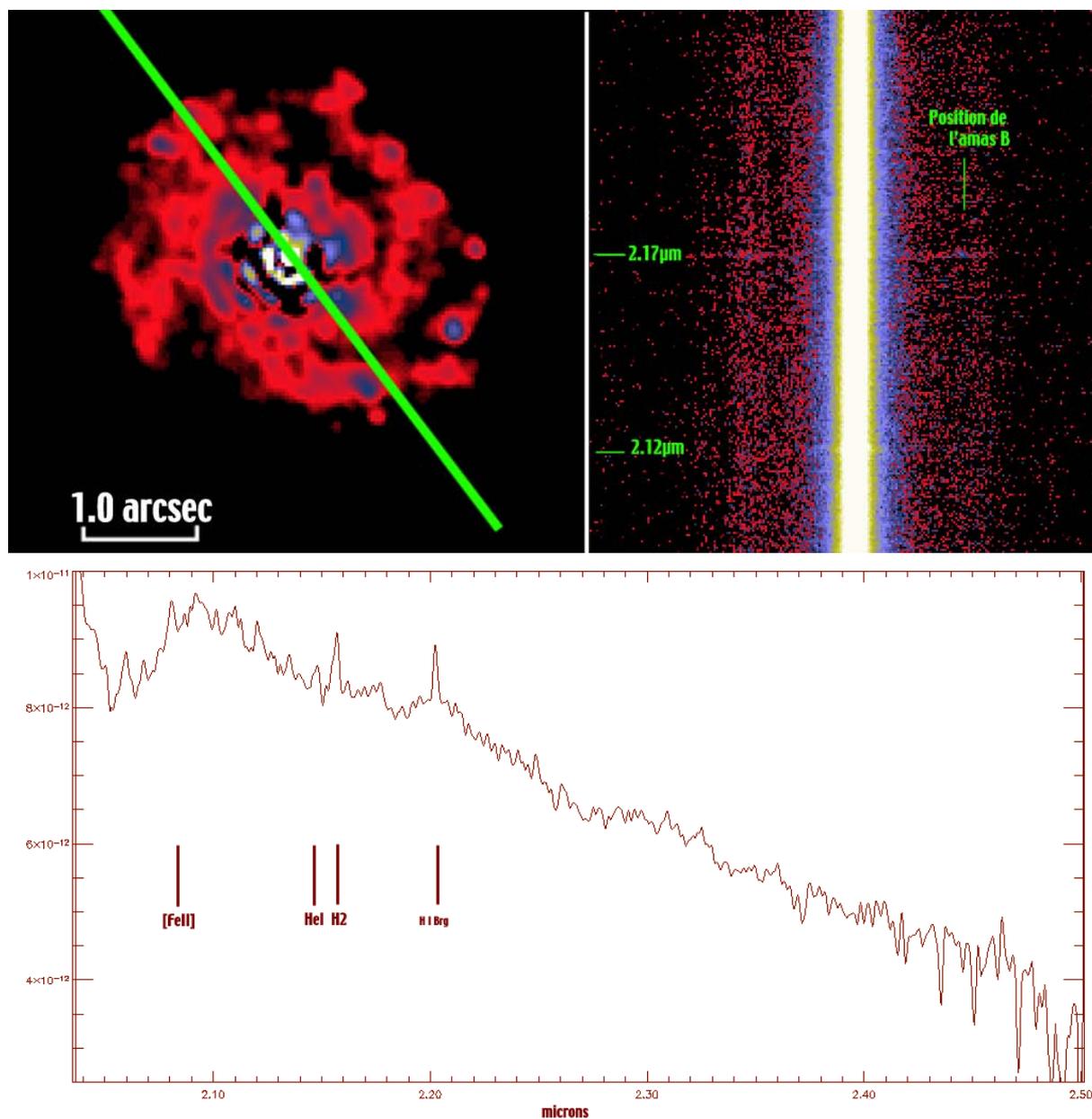


FIG. 3.26 – Figure du haut : à gauche, image déconvoluée de NGC 7469 en bande K avec position de la fente. La largeur du trait correspond à la largeur de la fente. À droite, zoom sur le spectre 2D de NGC 7469 avec identification de la position de l'amas B et des longueurs d'onde 2.12 et $2.17\mu\text{m}$. Figure du bas : spectre total en bande K de NGC 7469 sur une ouverture de $4.0''$ autour de la source centrale. Les raies clairement identifiées y sont indiquées.

À première vue, sur l'image totale de la figure 3.26, l'anneau de flambée d'étoiles est à peine identifié par une légère sur-brillance, la plupart du flux provenant de la source centrale. On remarque toutefois une légère émission Brackett γ diffuse tout au long du spectre avec un spot au niveau de l'amas B.

La partie du spectre où un RSB est supérieur à 2 est contenue dans un rayon de $4''$, ce qui correspond à environ 1.2 kpc sur la galaxie (600 pc de part et d'autre de la source centrale). On peut donc étudier le spectre total, dans un premier temps, en sommant toutes les colonnes de l'image entre + 74 et -74 pixel autour des deux pixels centraux.

Ce spectre est présenté dans la figure 3.26. Peu de raies sont clairement identifiées, probablement à cause de la faible contribution des régions circum-nucléaires. Le spectre est dominé par l'émission de la source centrale qui est attendu presque sans motifs, comme dans le cas de NGC 1068. On détecte toutefois sans ambiguïté la raie du [Fe II] à $2.05\mu\text{m}$, le triplet de HeI à $2.11\mu\text{m}$, la raie ro-vibrationnelle de l'hydrogène moléculaire à $2.12\mu\text{m}$ et la raie Brackett γ de l'hydrogène ionisé à $2.17\mu\text{m}$. Les autres motifs ne sont pas associés à des raies connues et sont donc probablement des résidus d'émission atmosphérique mal corrigés.

La composante d'hydrogène moléculaire est bien ajustée par une double gaussienne avec les caractéristiques suivantes :

Cent Gauss 1	Décal 1	largeur Gauss 1	Flux Gauss 1
2.1552	+173	293	1.21e-15
Cent Gauss 2	Décal 2	largeur Gauss 2	Flux Gauss 2
2.1573	-456	230	1.78e-15

TAB. 3.3 – Caractéristiques de l'ajustement à deux composantes de la raie de H2 V1-0 S1 sur une ouverture de $4.0''$ autour de la source centrale. La largeur et le décalage par rapport à la vitesse systémique de NGC 7469 sont données en km.s^{-1} . Le flux est donné en $\text{ergs.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$.

La raie d'émission Brackett γ de l'hydrogène ionisé est aussi clairement détectée, sous forme d'une double composante. Une composante étroite, dominante, associée à la fois à la NLR proche du noyau et à des régions plus éloignées du noyau et plus diffuses, où les nuages de gaz sont principalement photo-ionisés par la source centrale, et émettent donc des raies plutôt étroites. Cette première composante semble reposer sur un piédestal, beaucoup plus large mais aussi plus bruyé et très vraisemblablement associé à des régions beaucoup plus denses, très proches de l'objet central, où les nuages de gaz se déplacent à des vitesses très rapides : la BLR. Cette seconde composante est très difficile à ajuster par un profil gaussien compte tenu du RSB et une réelle mesure de ces caractéristiques n'est possible que dans les régions où elle devient dominante, c'est-à-dire autour de la source centrale. Une étude plus détaillée de cette partie de l'émission d'hydrogène ionisée est présentée dans la partie suivante.

En ce qui concerne la composante étroite, ces caractéristiques sont présentées dans le tableau suivant :

Les autres raies ([FeII], HeI) ont les caractéristiques suivantes :

Température de la source centrale

Pour évaluer les conditions physique dans les régions centrales, il est intéressant de déterminer la température équivalente de corps noir, s'ajustant à nos spectres, à différentes positions le long de la fente. Le noyau actif étant de vue de face, on s'attend à des températures très élevées pour les parties centrales. Comme par ailleurs on suppose le milieu émissif optiquement épais, on

Cent Gauss	Décal	largeur Gauss	Flux Gauss
2.2021	-396	250	2.22e-15

TAB. 3.4 – Caractéristiques de l’ajustement à une composante de la raie étroite de l’hydrogène ionisée Brackett γ sur une ouverture de $4.0''$ autour de la source centrale. La largeur et le décalage par rapport à la vitesse systémique de NGC 7469 sont données en km.s^{-1} . Le flux est donné en $\text{ergs.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$.

Raie	Cent Gauss	Décal	largeur Gauss	Flux Gauss
[FeII]	2.0805	-224	354	1.47e-15
HeI	2.1490	-919	806	1.58e-15

TAB. 3.5 – Caractéristiques de l’ajustement à une composante des raies du [FeII] et de l’HeI sur une ouverture de $4.0''$ autour de la source centrale. La largeur et le décalage par rapport à la vitesse systémique de NGC 7469 sont données en km.s^{-1} . Le flux est donné en $\text{ergs.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$.

ajuste une distribution de corps noir sur nos spectres préalablement lissés par convolution par une gaussienne de largeur 10 pixels. Pour la partie la plus centrale, la température équivalente du corps noir s’ajustant le mieux au spectre est supérieure ou égale à 6000K. Cette incertitude provient du fait que pour de telles température, la distribution de corps noir se réduit à une distribution de type Rayleigh-Jeans, en λ^{-4} , et à cette endroit de la distribution (la bande K) les spectres de corps noir de très haute température (>6000 K) sont homothétiques, aussi la pente dans la bande K n’est certainement pas un bon estimateur des très hautes températures.

En se déplaçant le long de la fente vers le nord, les températures moins élevées deviennent distinctes, et on assiste à une variation assez rapide avec la distance à la source centrale : 3500 K à +54 mas nord, 3800 K à +0.1 ''nord. La même évolution est perceptible au sud.

Une telle évolution de température est assez surprenante. On s’attend bien sûr à trouver une forte température sur la source centrale, l’émission du disque d’accrétion y étant dominante, mais trouver une température de plus de 3000K à 50pc de la source centrale est plutôt étonnant, si on suppose comme pour NGC 1068 que le milieu émetteur en bande K est chauffé par l’objet central.

Une telle température est très supérieure à la température de sublimation de la poussière. Pour l’expliquer, on pourrait invoquer l’émission photosphérique d’étoiles situées dans des régions très proches du coeur (dans un rayon de moins de 100 pc autour de la source centrale), et, nous avons sur nos images PUEO déconvoluée, certaines sources à l’intérieur de ce rayon, qui pourrait être interprétées comme des amas d’étoiles. On pourrait aussi considérer la réflexion Thomson par les électrons de ce milieu, de la lumière en provenance de la source centrale. Nous verrons dans la suite que d’autres arguments nous font préférer cette dernière hypothèse.

Taille et caractéristiques de la région à raies larges

L’un des motifs les plus marquant de nos spectres est la raie d’émission large de l’hydrogène ionisé détectée sur le pic central. Cette raie a une largeur typique de plus de 3000 km.s^{-1} , elle trace donc la BLR. Le RSB sur cette raie étant suffisant sur une dizaine d’éléments de résolution autour de la source centrale, on peut essayer de mesurer l’évolution spatiale de l’émission d’hy-

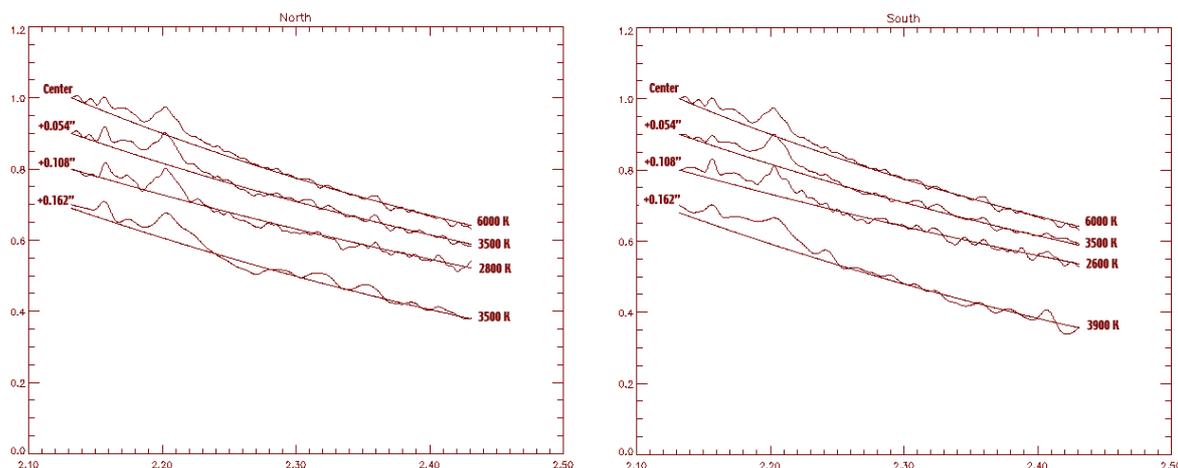


FIG. 3.27 – Évolution de la température de corps noir équivalent le long de la fente, dans les deux directions.

drogène ionisé. On voit clairement l’extension de cette région sur la figure 3.28.

Les caractéristiques de l’émission d’hydrogène ionisé dans cette zone sont présentées dans le tableau 3.5.5.

La largeur de la raie d’émission large augmente légèrement au bord de la zone, passant d’environ 2000 km.s^{-1} au niveau de la source centrale à près de 3000 km.s^{-1} à $0.1''$ nord et 2200 km.s^{-1} à $0.1''$ sud. De plus, le flux mesuré varie grosso-modo comme l’inverse de la distance à la source centrale.

Les spectres Nord et Sud sont remarquablement similaires, ce qui suggère fortement que nous voyons des photons issus de la même région dans ces deux directions. L’émission large d’hydrogène ionisé est perceptible sur un rayon de $0.1''$ autour de la source centrale, ce qui correspond à 30 pc .

Cette taille est bien plus grande que ce qui est communément admis pour la BLR. Par exemple, Wanders et al. (1997) donne plutôt une estimation de la taille de l’ordre du jour lumière, à l’aide de deux méthodes : la réverbération et le rapport d’intensité des raies. La taille observée ici, 200 fois plus importante que celle attendue, est nettement supérieure à la résolution angulaire de nos spectres (la largeur à mi-hauteur de la FEP est d’environ 65 mas), cet élargissement ne peut donc pas être un effet instrumental.

Une façon de l’expliquer serait de considérer que la lumière de la source centrale est réfléchiée par diffusion Thomson sur les électrons du milieu l’entourant. Pour vérifier cette hypothèse, on peut essayer d’estimer la densité requise du milieu afin d’être en mesure d’observer la lumière centrale en réflexion.

On considère dans un premier temps que le milieu réfléchissant est homogène, en accord avec la similitude des spectres observés au Nord et au Sud et la variation du flux mesuré est proportionnel à l’inverse de la distance. De plus, ce milieu peut être considéré comme optiquement mince pour la diffusion Thomson. On peut supposer aussi que l’absorption est suffisamment faible et qu’on recueille la totalité du flux de la BLR en sommant le rayonnement direct (atténué sur la ligne de visée par le milieu réfléchissant) et réfléchi (qui compense exactement la perte précédente).

En considérant que F_{cour} le flux émis dans la couronne la plus extérieure située à la distance

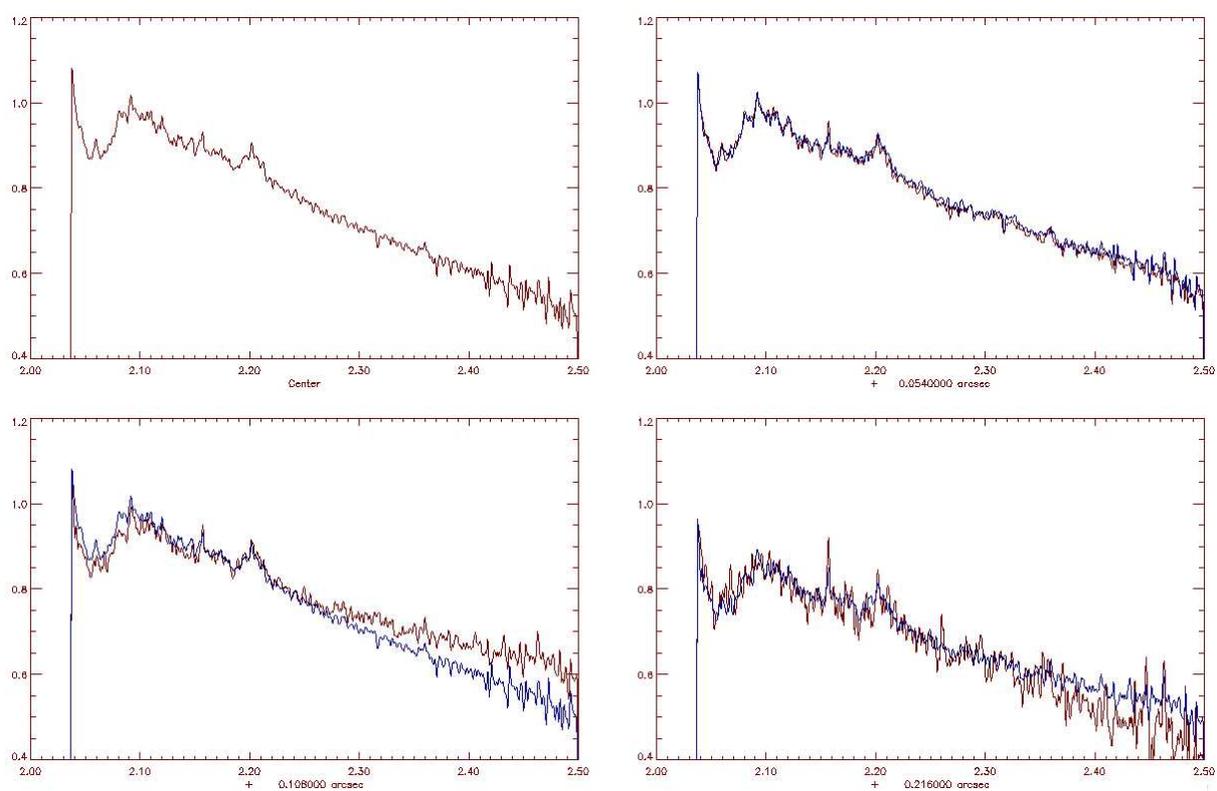


FIG. 3.28 – Évolution du spectre en sur 3 éléments de résolution de part et d'autre de la source centrale. En marron : en allant vers le nord et en bleu : en allant vers le sud.

Position	Cent Gauss	Décal	largeur Gauss	Flux Gauss
-	-	Nord	-	-
Cent-B	2.2034	-786	2311	3.98e-15
Cent-N	2.2021	-396	285	2.07e-16
+0.054N-B	2.2035	-816	1901	1.82e-15
+0.054N-N	2.2019	-336	341	1.53e-16
+0.108N-B	2.2034	-786	3270	1.77e-15
+0.108N-N	2.2020	-366	198	5.21e-17
+0.162N-B	pas clair			
+0.162N-N	2.2025	-516	242	6.98e-17
+0.216N-N	2.2024	-486	270	5.33e-17
-	-	Sud	-	-
+0.054S-B	2.2030	-667	2455	1.71e-15
+0.054S-N	2.2025	-516	372	1.21e-16
+0.108S-B	2.2028	-607	2485	6.45e-16
+0.108S-N	2.2023	-456	370	1.16e-16
+0.162S-N	2.2021	-396	187	3.22e-17
+0.216S-N	2.2030	-667	180	3.93e-17

TAB. 3.6 – Caractéristiques de l’ajustement à deux composantes de la raie Brackett γ de l’hydrogène ionisée le long de la fente dans la région à raies larges. La largeur et le décalage par rapport à la vitesse systémique de NGC 7469 sont données en km.s^{-1} . Le flux est donné en $\text{ergs.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$.

r ne provient que du rayonnement réfléchi et en extrapolant la quantité totale de rayonnement incident F_{tot} à partir de tout le flux Brackett γ large, la densité électronique de la zone réfléchissante s’obtient comme :

$$N_e \approx \frac{F_{cour}}{F_{tot}} \times \frac{4\pi r}{\sigma_T}$$

où σ_T la section efficace de diffusion Thomson. On a de plus considéré ici que la distance entre la couronne et le coeur était équivalente à la hauteur de la dite couronne. Appliqué à nos mesure pour la couronne la plus extérieur (+0.108''), on trouve une densité électronique de $N_e \approx 5 \times 10^4 \text{cm}^{-3}$, valeur compatible, par exemple, avec la densité électronique estimée dans la NLR de NGC 1068 par Axon et al. (1998a)

Notre hypothèse de réflexion de la lumière centrale semble donc cohérente avec les caractéristiques générales des NAG. De plus, elle permet d’expliquer assez facilement une autre particularité de nos observations. En effet, nos spectres dans cette zone montrent aussi de l’émission d’hydrogène moléculaire, or il est assez difficile d’imaginer ce dernier survivant dans la BLR.

On mesure ensuite les caractéristiques des raies de l’hydrogène ionisé dans cette zone. L’intensité de l’émission étroite reste à peu près constante alors que le rapport d’intensité entre l’émission large et l’émission étroite passe de 11.8 sur la source centrale à 8.1 puis à 18.9 au nord et à 35.2 puis à 5.0 au sud.

Cette évolution décroissante de la contribution de l’émission large peut s’expliquer si on considère qu’elle provient des régions externes qui diffusent la lumière de la source centrale et

qu'il y a dilution par la distance. Cette hypothèse est par ailleurs cohérente avec l'évolution de la température mesurée précédemment.

Évolution de l'émission de H2 le long de la fente

On détecte la raie de la transition ro-vibrationnelle v1-0 S1 de l'hydrogène moléculaire tous les spectres de la zone d'émission large, même sur celui de la source centrale. Cette raie d'émission est bien ajustée par un profil à deux composantes. Les résultats de cet ajustement dans la région à raies larges sont présenté dans le tableau suivant 3.5.5.

Position	Cent Gauss	Décal	largeur Gauss	Flux Gauss
-	-	Nord	-	-
Cent-B	2.1545	383	430	2.64e-16
Cent-R	2.1575	-516	199	1.94e-16
+0.054N-B	2.1542	473	183	5.35e-17
+0.054N-R	2.1573	-456	265	2.75e-16
+0.108N-B	2.1553	143	222	2.45e-17
+0.108N-R	2.1573	-456	182	8.59e-17
+0.162N-B	2.1552	173	170	3.54e-17
+0.162N-R	2.1576	-546	294	1.39e-16
+0.216N-R	2.1572	-426	250	7.67e-17
-	-	Sud	-	-
+0.054S-B	2.1545	383	368	1.47e-16
+0.054S-R	2.1575	-516	225	1.56e-16
+0.108S-B	2.1556	53	410	9.51e-17
+0.108S-R	2.1575	-516	212	7.70e-17
+0.162S-B	2.1530	833	220	2.22e-17
+0.162S-R	2.1569	-336	472	1.76e-16
+0.216S-B	2.1548	293	154	1.22e-17
+0.216S-R	2.1571	-396	200	6.49e-17

TAB. 3.7 – Caractéristiques de l'ajustement à une et deux composantes de la raie de H2 le long de la fente. La largeur et le décalage par rapport à la vitesse systémique de NGC 7469 sont données en km.s⁻¹. Le flux est donné en ergs.s⁻¹.cm⁻².

En dehors de cette région, le RSB est trop faible pour pouvoir ajuster correctement une raie.

Alors que les deux composantes ont à peu près la même intensité sur le spectre de la source centrale, le rapport d'intensité entre la composante rouge et la composante bleue augmente progressivement en s'éloignant de cette dernière, passant de 4 à 18 puis à 2 avant la disparition de la composante bleue au nord et de 1 à 0.5 puis 2 avant la disparition de la composante bleue au sud. La largeur équivalente de ces raies est globalement constante et vaut environ 200 km.s⁻¹. La figure 3.29 montre l'évolution de l'émission de H₂ autour de la source centrale.

La détection d'hydrogène moléculaire aussi proche des régions centrales suggère une interprétation en terme de tore moléculaire dense. Toutefois, la présence d'une double composante, ainsi que leur évolution avec la distance, suggère une dynamique particulière qu'il serait

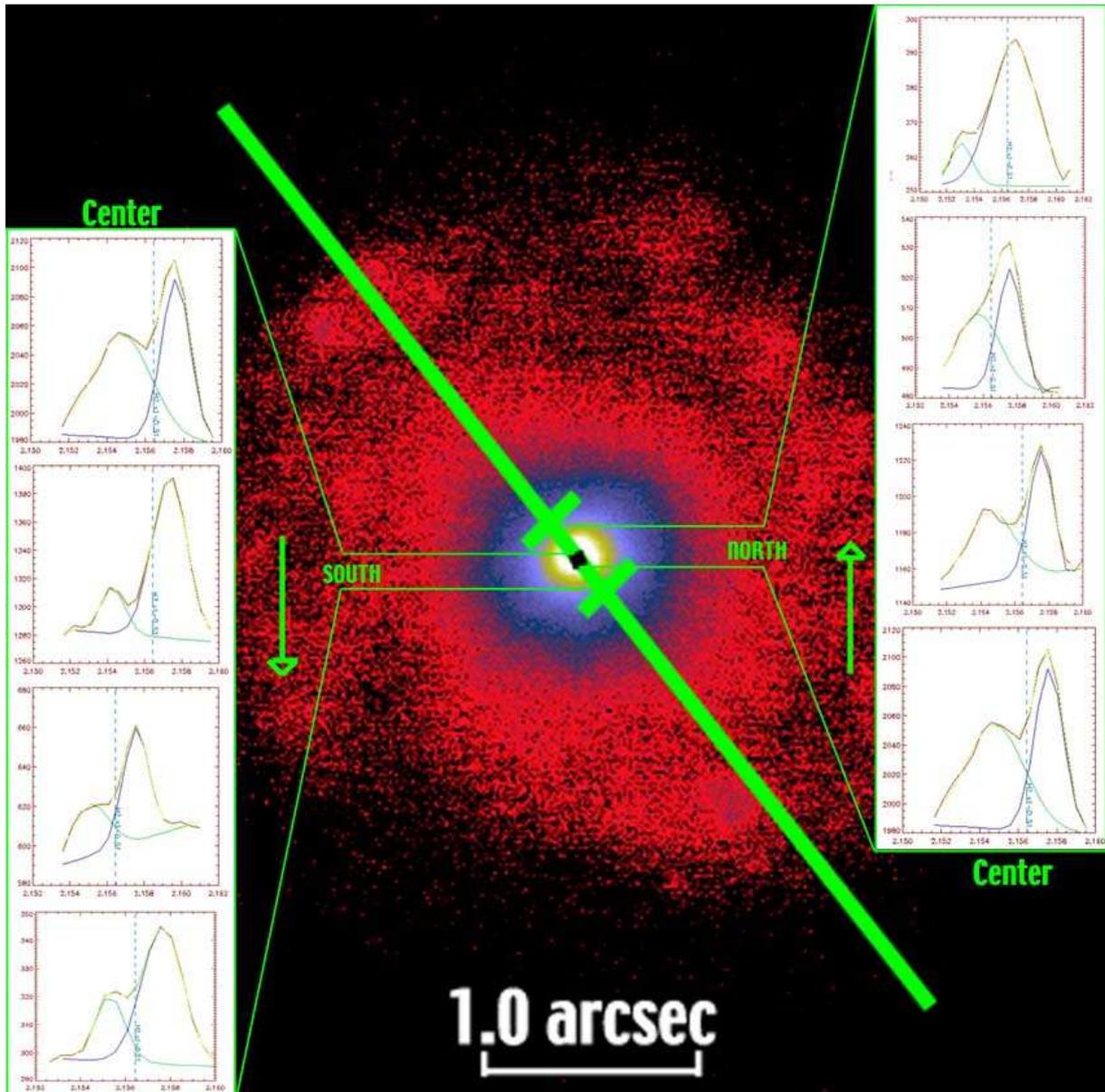


FIG. 3.29 – Évolution de l'émission de H₂ sur la région centrale, le long de la fente, d'après les spectres de NGC 7469 obtenus avec NaCo. Les spectres sont représentés par pas de 0.54".

nécessaire de comparer avec un modèle numérique.

D'après Reunanen et al. (2002), l'intensité de la raie $\nu=1-0$ S(1) de l'hydrogène moléculaire dans les régions centrales des NAG est directement reliée à la masse d'hydrogène moléculaire excité suivant la relation suivante :

$$m_{H_2} \approx 5.0875 \times 10^{13} D^2 I_{1-0S(1)} \times 10^{0.4277 A_{2.2}} \quad (3.28)$$

en supposant que la température est de 2000 K, que la probabilité de transition du niveau 1-0S(1) vaut : $A_{S(1)} = 3.47 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$ et que la fraction du niveau $\nu=1, J=3$ est $f_{\nu=1, J=3} = 0.0122$. $I_{1-0S(1)}$ est le flux dans la raie $\nu=1-0$ S(1) en $\text{ergs.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$ et D la distance de l'objet en Mpc. $A_{2.2}$ est l'extinction à $2.2\mu\text{m}$ sur la ligne de visée.

On peut tenter d'estimer ainsi une masse d'hydrogène moléculaire sur la région la plus centrale. En considérant une ouverture de 86 mas le long de la fente, on peut obtenir le flux dans une *boite* de $25 \times 25 \text{ pc}^2$ autour de la région centrale, sans avoir à faire une quelconque hypothèse d'isotropie de l'émission.

Pour appliquer l'équation 3.28 il nous faut une estimée de l'extinction sur la source centrale, qui est un paramètre inconnu. Toutefois, si on considère que le gaz moléculaire (majoritairement du H_2) est le principal responsable de l'extinction, on peut dériver une masse totale d'hydrogène moléculaire dans cette région à partir de l'équation :

$$N_H = \frac{A_V}{5.3 \times 10^{-22}} \quad (3.29)$$

que l'on trouve par exemple dans Allen (1976) où N_H est donné en cm^{-2} et en considérant que la gaz moléculaire est le principal contributeur à la masse totale de cette région.

Ainsi, considérer $A_V = 30$, donc $A_{2.2} \approx 3$, valeur classique pour des régions centrales de NAG, nous permet d'obtenir deux résultats indépendants cohérents. La masse totale d'hydrogène moléculaire excité dans cette régions ainsi estimée est d'environ $2 \times 10^3 M_\odot$ et la masse totale d'hydrogène moléculaire est de $1.6 \times 10^5 M_\odot$ dans un rayon de 25 pc autour de la source centrale.

Conclusions de l'étude spectroscopique

Les résultats préliminaires de cette étude spectroscopique nous ont permis de mettre en évidence un certain nombre de caractéristiques de la partie centrale de NGC 7469 :

- La pente du continuum du spectre central indique une température équivalente de corps noir de 6000 K. On distingue aussi une évolution de la température dans les régions très proches, qui chute jusqu'à environ 2500 K dans les régions les plus proches et augmente subitement à $0.16''$ (50 pc) nord et sud pour atteindre 3800 K, ce qui est bien trop élevé pour des régions chauffées uniquement par la source centrale.
- Des raies en émission larges (2000 km.s^{-1}) de l'hydrogène ionisé sont détectées dans les régions centrales, sur un rayon de 30 pc.
- Cette dimension est bien plus grande (200 fois) que ce qu'on mesure typiquement pour la BLR de NGC 7469 (grâce à des observations de réverbération). Dans notre interprétation, le rayonnement de la BLR est réfléchi par les électrons de la NLR (ou de la face externe de l'hypothétique tore) par diffusion Thomson. Nous en dérivons une densité électronique ($N_e \approx 5 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$) compatible avec les caractéristiques typiques de la NLR d'un NAG.
- Cette interprétation est compatible avec l'évolution de la température mise en évidence dans les mêmes régions.

- La raie de la transition $v_1-0S(1)$ de l'hydrogène moléculaire est détectée sur le spectre des régions les plus centrales. Celle-ci pourrait tracer un hypothétique tore moléculaire ceinturant l'objet central, prédit par le modèle unifié. La raie est bien ajustée par une double gaussienne, et l'évolution relative de ces deux composantes indique une dynamique singulière.
- L'intensité mesurée dans cette raie nous donne une masse d'hydrogène moléculaire totale de $1.6 \times 10^5 M_{\odot}$ dans une région de $25 \times 25 \text{ pc}^2$ centrée sur la source centrale, pour une extinction $A_V=30$, compatible avec les valeurs typiques d'extinction rencontrées dans les NAG.

On obtient donc une vue assez cohérente de ces régions centrales. Nous avons mis en évidence le rôle des régions circum-nucléaires, qui, par le biais de la réflexion, nous permettent d'obtenir des informations sur la source centrale. Cette étude n'est malgré tout pas encore achevée et certaines informations restent à inclure dans notre analyse.

Conclusion

À travers ce travail de recherche, j'ai montré que l'étude des noyaux actifs de galaxie, dans le proche infrarouge, avec un grand télescope (8-10m) muni d'une optique adaptative, fait intervenir des disciplines d'horizon très différents. L'objectif de cette thèse était de faire se rencontrer et se compléter quelques un de ces domaines, afin d'obtenir un maximum d'informations astrophysiques pour l'étude du coeur de ces galaxies si particulières. Plus pratiquement, il s'agissait d'obtenir des données sur des noyaux actifs de galaxie avec, NaCo, de créer et/ou d'adapter de nouvelles techniques de traitement pour les observations avec une optique adaptative, pour enfin interpréter les données ainsi traitées, notamment en les comparant à des modèles numériques et produire des publications scientifiques dans ces différents domaines.

Pour cela, grâce à un financement de type BDI cofinancé par l'ONERA et le CNRS, j'ai pu évoluer pendant 3 ans au sein de 2 instituts (le LESIA et le DOTA) ayant des objectifs parfois différents, mais qu'il est possible de faire converger, comme ce recueil a, j'espère, pu le montrer.

Pour tutoyer la *bête*, il faut s'en donner les moyens! Les observations avec une OA de ces *monstres cosmiques*, souvent très distants, sont difficiles et demandent de pousser les instruments à la limite de leur capacité. Pour pouvoir aborder la physique complexe de ces objets mythiques, la récolte et le traitement de l'information doivent être, au préalable, particulièrement soignés afin de restorer toute l'information contenue dans les images et les spectres obtenus.

Trois techniques de renforcement de la résolution angulaire et du contraste ont été développées ou améliorées dans ce travail :

- Le recentrage d'image sub-pixelique, grâce à un algorithme de type maximum de vraisemblance
- La déconvolution d'image sous contraintes
- La reconstruction de la fonction d'étalement de point de l'instrument avec les données d'analyse de front d'onde

Dans chaque cas, la méthode a été appliquée à des données réelles et a permis effectivement un gain important sur la finesse angulaire et donc, au final, sur le retour astrophysique, avec plusieurs résultats originaux. Les paragraphes qui suivent exposent ces résultats méthodologiques et astrophysiques.

Les conditions d'observation dans l'IR imposent l'obtention de séries d'images (ou de spectres), souvent décalées les unes par rapport aux autres, qu'il faut, après les traitements usuels de champ plat et de mauvais pixels, moyenniser afin de maximiser le RSB. Afin de bénéficier pleinement de la vue perçante de notre instrument, ces images doivent être préalablement recentrées avec une précision bien inférieure au pixel. Un algorithme de type maximum de vraisemblance permettant d'atteindre un telle précision avec des couples et plus généralement des séries d'images très bruitées a été développé et ses performances évaluées par simulation, dans le chapitre 1. En

l'appliquant à des données expérimentales (images d'Arp 220 en bande L' obtenues avec NaCo), nous avons démontré tout son potentiel et obtenue des informations nouvelles sur la répartition de l'émission IR de cet objet.

Ainsi, deux composantes nucléaires ont pu être clairement identifiées, pour la première fois à $3.8\mu\text{m}$ dans la partie Est du cœur d'Arp 220, confirmant la morphologie observée dans les plus grandes longueur d'onde de l'IR et permettant d'établir un lien directe entre le proche et le moyen IR. De plus, un double bras d'émission est clairement mis en évidence, entre la source Ouest et les deux sources Est du cœur de ce noyau actif.

La source Sud Est est très rouge par rapport à la source Nord Est, nos mesures permettant de dériver une extinction $A_V = 20$ pour cette région. Des restes de supernovae sont détectés à cette position, ce qui, compte tenu de nos données, indique que cette zone est très vraisemblablement une région de formation d'étoiles très active. Une grande quantité de poussière étant généralement associée aux épisodes de flambées intenses, nos observations favorisent donc ce type de scénario.

La *bête* étant très pudique, les préliminaires ne se limitent souvent pas à une simple cérémonie sacrificielle du bruit. Observée à travers un télescope, la taille des détails les plus intimes de son anatomie est limitée par la taille finie de notre instrument. De plus, la fonction de transfert de ce dernier atténue progressivement l'énergie contenue dans les fréquences spatiales de plus en plus élevées, jusqu'à sa fréquence de coupure. Enfin, même si l'OA permet de restaurer le contraste d'observations obtenues au sol, sa correction n'est pas parfaite ce qui a pour effet d'atténuer encore l'énergie contenue dans les hautes fréquences spatiales. S'affranchir de ces effets semble donc indispensable pour examiner le monstre avec un maximum de détails et de contraste, ce qui est possible avec un algorithme de déconvolution.

Un tel algorithme, MISTRAL, développé à l'ONERA, a été utilisé pour traiter les images de deux objets phares de l'activité des noyaux de galaxie : NGC 1068 (chapitre 2) et NGC 7469 (chapitre 3). Pour déconvoluer nos images avec cette algorithme, il est nécessaire de posséder une estimée de la FEP de l'instrument. Celle-ci peut être obtenue soit à partir d'observations d'une étoile, dans notre champ ou dans un champ proche, soit par reconstruction, à partir des données fournies par le système d'OA.

Cette dernière approche a fait l'objet d'une étude détaillée dans le chapitre 3. La méthode standard de reconstruction, développée par Jean-Pierre Véran pour le système PUEO, a été caractérisée pour un instrument comme NAOS, par des simulations. Ces dernières montrent les limites de cette techniques pour les conditions d'observation des NAG et, comme l'illustrent les résultats de la déconvolution des images de NGC 7469 (chapitre 3), mettent en avant la nécessité de développer de nouveaux algorithmes pour la reconstruction de FEP. Deux nouvelles méthodes, l'une basée sur une approche de type MAP et l'autre sur une approche de type MV sont proposées et discutées.

MISTRAL, dont le principe a été décrit au chapitre 2, propose plusieurs méthodes de déconvolution dont une (cas de la régularisation L2), nécessite la connaissance de la DSP de l'objet. Une nouvelle méthode d'estimation non supervisée des paramètres d'un modèle simple de DSP objet à partir d'une image et de la FEP a été exposée et appliquée aux images de NGC 1068 et NGC 7469. Deux méthodes de régularisation (L2 et L1-L2) ont ensuite pu être utilisées pour la déconvolution des images de ces deux objets. Les résultats ont été présentés dans les chapitres 2 et 3. La régularisation L2 offre la possibilité d'introduire des a priori directement estimés sur l'image, et ne nécessite le réglage d'aucun paramètre. Les résultat obtenus avec ce

type de régularisation peuvent donc être comparés aux résultats de la déconvolution avec une régularisation de type L1-L2, afin d'obtenir les hyperparamètres optimaux de cette dernière, de façon plus rigoureuse, comme montré dans le chapitre 2.

La déconvolution des images de ces deux objets a permis, dans les deux cas, en association avec des études coronographiques et spectroscopiques de ces objets avec NaCo, d'obtenir des informations nouvelles sur la distribution de l'émission IR dans leurs régions centrales.

Dans le cas de NGC 1068, la morphologie globale de l'émission dans le proche IR semble désigner le jet, observé en radio, comme le principal responsable de la structuration de la NLR. La déconvolution des images en bande L' et M a permis de distinguer clairement quatre nuages allongés (IR-1 à IR-4) se développant parallèlement et quasi-périodiquement le long de l'axe du jet. La cause de l'arrangement si régulier de ces nuages est une question ouverte car aucune des simulations d'interaction de jet avec le MIS trouvées dans la littérature, n'est capable de le reproduire. Nous préférons toutefois interpréter le mécanisme responsable de la formation de ces structures en termes d'instabilités hydrodynamiques induites par le jet dans la NLR. Ces structures ont aussi été révélées en bande Ks grâce à des observations coronographiques, les premières du genre sur ce type d'objet.

La température de couleur dérivée de la photométrie en bande Ks, L' et M de ces structures est bien trop élevée pour être due à l'excitation par la source centrale, si on considère que la poussière est sous forme de grains classiques. De plus, le continuum en bande L' sur ces structures est bien reproduit par un corps de noir de 600 K, correspondant aux températures déduite de la photométrie.

La comparaison à un simple modèle démontre l'impossibilité de reproduire ces températures avec un chauffage par des UV générés par le passage d'un choc dans le nuage. D'un autre côté, si une fraction de la poussière est sous forme de très petits grains, on arrive à reproduire les températures observées avec un chauffage par la source centrale. Nous proposons donc que la poussière contenue dans ces nuages se trouve en grande partie sous forme de très petits grains, peut-être des nano-diamants, en raison de leur résistance et de leur formation sous une illumination UV, chauffés de façon stochastique par la source centrale. L'émissivité de ces derniers dans l'IR est encore mal connue et cette proposition mérite donc confirmation.

De plus, de nombreuses raies coronales sont détectées à la positions de ces structures de 2 à 4 μ m. Les rapports de raies semblent montrer une sous abondance de calcium, mais aucune conclusion n'a pour l'instant été tirée sur le mécanisme excitateur de cette émission coronale.

Enfin, la photométrie et l'allure du continuum en bande Ks du coeur compact suggèrent une température de 950 K, compatible avec une interprétation en terme de cavité de sublimation. Elle apparaît allongée le long de l'axe P.A.= -16° , avec une largeur à mi-hauteur en bande K de 2.2 pc dans la direction de l'allongement et inférieure à 1 pc dans la direction perpendiculaire, la source y étant non résolue. On donne aussi une limite supérieure de 5.5 pc pour la taille de la source en bande L' et M. Cet allongement est reproduit par un modèle de transfert radiatif qui, de plus, reproduit l'allure et l'intensité du continuum en bande K, mais donne toutefois une extension apparente 3 fois plus petite.

Dans le cas de NGC 7469, une structure micro-spirale à deux bras à l'intérieur de ce qui était jusqu'à présent interprété comme un anneau de flambée d'étoiles (dans un rayon de 1'' à 3'') autour du coeur de NGC 7469 est clairement mise en évidence sur nos images déconvoluées. Cette structure est compatible avec ce qui est observé sur une image HST dans le visible où la majorité des sources IR possèdent une contrepartie. De plus, un anneau interne (d'un rayon de 0.5'' environ), sur lequel les 2 bras semblent ancrés, est lui aussi clairement mis en évidence, en

accord avec les prédictions des modèles dynamiques de certains auteurs.

Aucun indice de formation séquentielle d'étoile dans les régions centrales n'est mis en évidence, mais le schéma consistant en une dissémination de la formation d'étoile dans des super-amas répartis à travers la structure spirale est plutôt cohérent avec nos images. Les effondrements gravitationnels responsables de la naissance de ces amas se produiraient à la faveur de forces de marée induites soit par l'interaction avec la galaxie proche IC 5283 ou par la présence d'une barre.

Tous ces indices morphologiques sont confirmés par les observations coronagraphiques réalisées à plus haute résolution angulaire avec NaCo.

L'étude spectroscopique nous a enfin permis de sonder la source la plus centrale. La pente du continuum du spectre central indique une température équivalente de corps noir de 6000 K et distingue une évolution de la température dans les régions très proches, qui chute jusqu'à environ 2500 K dans les régions les plus proches et augmente brutalement *au bord* de la région exhibant des raies en émission larges (2000 km.s^{-1}) pour atteindre 3800 K.

La taille (rayon de 30 pc) et la température de cette région sont trop élevés pour permettre une interprétation en terme d'excitation directe par la source centrale et nous favorisons une interprétation en terme de réflexion du rayonnement de la BLR par les électrons de la NLR (ou de la face externe de l'hypothétique tore) par diffusion Thomson. Nous en dérivons une densité électronique ($N_e \approx 5 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$) compatible avec les caractéristiques typiques de la NLR d'un NAG.

Enfin, La raie de la transition $v1-0S(1)$ de l'hydrogène moléculaire est détectée sur le spectre des régions les plus centrales. Celle-ci pourrait tracer un tore moléculaire, prédit par le modèle unifié, ceinturant l'objet central, et sur les électrons duquel, la BLR se réfléchirait. Cette raie est bien ajustée par une double gaussienne, et l'évolution relative de ces deux composantes indique une dynamique singulière.

L'intensité mesurée dans cette raie nous donne une masse d'hydrogène moléculaire totale de $1.6 \times 10^5 M_\odot$ dans une région de $25 \times 25 \text{ pc}^2$, centrée sur la source centrale, pour une extinction $A_V=30$, compatible avec les valeurs typiques d'extinction rencontrées dans les NAG.

On peut donc considérer que les objectifs initiaux de cette thèse ont été atteints, comme l'illustre les 7 articles publiés (Gratadour et al. 2003, 2005; Rouan et al. 2004; Clénet et al. 2005, 2004; Boccaletti et al. 2004; Prieto et al. 2004) ainsi que les deux articles récemment acceptés pour publication dans A&A, dont je suis le premier auteur de 5 d'entre eux.

Malgré tout, revers de la médaille de la pluridisciplinarité, ce travail de thèse a souffert de la largeur du champ ouvert. Certaines études sont pour l'instant inachevées (les études spectroscopiques, les travaux sur une nouvelle méthode de reconstruction de FEP) et il aurait peut être fallut restreindre le champ d'investigation dans chaque discipline, afin d'obtenir moins de résultats mais chacun plus abouti.

Outre l'achèvement des études en cours, ce recueil ouvre la voie à plusieurs perspectives (autant que de galaxies de Seyfert proches!). Les systèmes d'OA comme NAOS et les techniques de traitement et de restauration d'image adaptées à ce type de systèmes et abordées dans ce recueil, permettront de mieux étudier de nombreux noyaux actifs et d'en cartographier l'émission IR avec une précision inférieure au dixième de seconde d'arc. De plus, la richesse des configurations proposées par une caméra comme CONICA permet d'obtenir différents diagnostics (photométrique, spectroscopique et polarimétrique) pour encore mieux disséquer la physique complexe de ces monstres. Ainsi, par exemple, des observations polarimétriques du jet de M87, qui n'ont pas trouver leur place dans ce recueil, sont en cours d'exploitation.

Enfin, la première utilisation d'un coronographe sur un noyau actif de galaxie nous a montré

l'efficacité de cette technique pour mettre en évidence des structures dans l'environnement direct de la *bête*. Un certain nombre de programmes ont été ou vont être proposés afin d'appliquer cette technique aux observations d'autres objets caractérisés par une source centrale dominante (notamment des Seyfert I) et ainsi, tenter de débusquer les caractéristiques les plus intimes de ces monstres cosmiques.

CONCLUSION

Annexe A

Estimée MV de la référence pour le recentrage à N images

Dans cette annexe, nous dérivons l'expression analytique de l'estimée MV de l'image de référence pour le critère à N images de l'algorithme MV de recentrage.

Nous rappelons ici l'expression du critère joint :

$$\mathcal{J}(\{I_j(k)\}; R(k), \{x_j\}) = \sum_m \sum_k \frac{|I_m(k) - [R(x) * \delta(x - x_m)]_{\text{III}}(k)|^2}{2\sigma_m^2(k)}$$

L'estimée au sens du MV $\hat{R}_{ML}(x)$ de l'image de référence est obtenue, en annulant la dérivée du critère par rapport à la référence. On a donc, $\forall l$:

$$\frac{\partial}{\partial R(l)} \mathcal{J}(\{I_j(k)\}; R(x), \{x_j\}) = \frac{\partial}{\partial R(l)} \sum_m \sum_k \frac{1}{2\sigma_m^2(k)} |I_m(k) - [R * \delta(x - x_m)]_{\text{III}}(k)|^2$$

Si on considère que l'image est échantillonnée en respectant le critère de Shannon, on peut écrire :

$$R(x) = \sum_{n \in \mathbb{Z}} \text{sinc}(x - n) R(n) \quad (\text{A.1})$$

et :

$$[R(x)]_{\text{III}}(k) = R(x) \times \delta(x - k)$$

et :

$$[R(x) * \delta(x - x_m)]_{\text{III}}(k) = \sum_{n \in \mathbb{Z}} \text{sinc}(k - x_m - n) R(n)$$

donc :

$$\frac{\partial}{\partial R(l)} [R(x) * \delta(x - x_m)]_{\text{III}}(k) = \text{sinc}(k - x_m - l)$$

et on obtient :

$$\frac{\partial}{\partial R(l)} \mathcal{J}(\{I_j(k)\}; R(x), \{x_j\}) = \sum_m \sum_k \frac{-1}{\sigma_m^2(k)} \text{sinc}(k - x_m - l) [I_m(k) - [R(x) * \delta(x - x_m)]_{\text{III}}(k)]$$

On voit que :

$$\sum_k \frac{1}{\sigma_m^2(k)} \text{sinc}(k - x_m - l) I_m(k) = \sum_k \frac{1}{\sigma_m^2(k)} \text{sinc}(l + x_m - k) I_m(k) = \left[\frac{I_m(x + x_m)}{\sigma_m^2(x + x_m)} \right]_{\text{III}}(l)$$

et, si R respecte le critère de Shannon,

$$\sum_k \frac{[R(x - x_m)]_{\text{III}}(k)}{\sigma_m^2(k)} \text{sinc}(k - x_m - l) = \left[\frac{R(x)}{\sigma_m^2(x + x_m)} \right]_{\text{III}}(l)$$

On voit donc que $\forall l$:

$$\frac{\partial}{\partial R(l)} \mathcal{J}(\{I_j(k)\}; R(x), \{x_j\}) = 0 \Leftrightarrow \sum_m \left[\frac{I_m(x + x_m)}{\sigma_m^2(x + x_m)} \right]_{\text{III}}(l) = \sum_m \left[\frac{R(x)}{\sigma_m^2(x + x_m)} \right]_{\text{III}}(l)$$

et comme démontré dans la section 1.1.5 $\sigma_m^2(x) * \delta(x - x_m) = \sigma_n^2(x) * \delta(x - x_n)$. Alors, on peut écrire :

$$\sum_m [I_m(x + x_m)]_{\text{III}} = \sum_m [R(x)]_{\text{III}}$$

et donc :

$$\hat{R}_{ML}(k) = \frac{1}{N_{images}} \sum_m [I_m(x) * \delta(x + x_m)]_{\text{III}}(k) \quad (\text{A.2})$$

Minimiser

$$\mathcal{J}(\{I_j(k)\}; R(x), \{x_j\})$$

sur $R(x)$ et $\{x_j\}$ est équivalent à minimiser :

$$\mathcal{J}(\{I_j(k)\}, R(k) = \hat{R}_{ML}(k); \{x_j\})$$

sur $\{x_j\}$ seulement comme discuté dans la section 1.1.5.

Annexe B

Tests complémentaires de la méthode MAP de reconstruction de FEP

N'ayant pas vraiment validé la méthode MAP sur un cas optimiste, dans lequel le miroir était capable de reproduire parfaitement des KL atmosphériques, on a peu de chance de la valider dans le contexte qui nous intéresse, celui de l'observation des NAG.

Les résultats obtenus avec l'approche MAP sont toutefois présentés dans la figure ??, dans le cas d'un système lent (50 Hz) et pour différents niveaux de bruit induisant des rapports de Strehl variant de 0.2 à 0.7. Ils sont comparés à ceux obtenus avec la méthode de type MC pour différentes approximations : sous hypothèse de grande bande passante et calcul complet. Comparé aux résultats obtenus sous hypothèse de grande bande passante, aucun gain notable n'est vraiment mis en évidence. On a plutôt tendance, dans le cas MAP à sous-estimer la variance de phase, mais dans des proportions comparables à la surestimation du cas MC. Enfin, la comparaison au calcul MC total, l'erreur de reconstruction est plus importante. On note toutefois que lorsque le bruit est très important, l'erreur d'estimation avec la méthode MC complète est relativement importante (tout comme pour la méthode MAP), ce qui est due sûrement à un léger problème de convergence du bruit sur les modes, amplifié par la valeur importante du bruit.

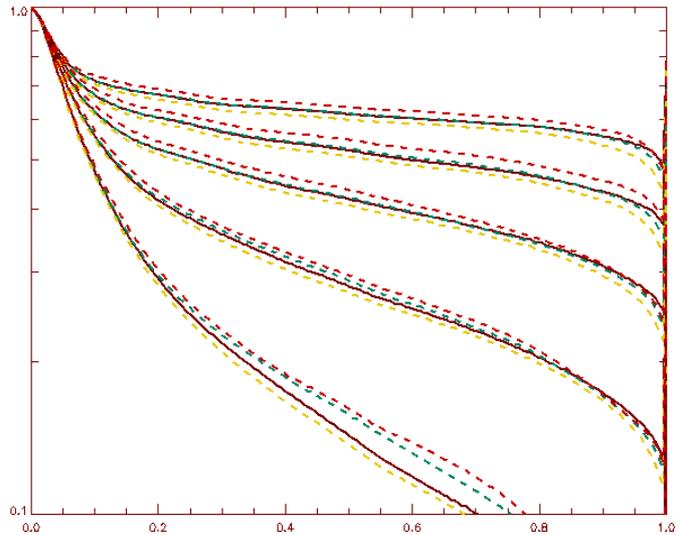


FIG. B.1 – Composante atmosphérique de la FTO vraie (marron, trait plein), reconstruite avec tous les termes dont les mesures dé-bruités (bleu, pointillés) et reconstruite sous hypothèse de grande bande passante (jaune, pointillés) et reconstruite avec la méthode MAP (rouge pointillés) pour différents niveaux de bruit



Annexe C

Article en préparation

“Adaptive Optics observations of ultra-luminous infrared galaxies (III) : The stellar population of the circumnuclear starburst ring of NGC 7469”

Adaptive optics observations of Ultra-Luminous Infrared Galaxies

III. The stellar population of the circumnuclear starburst ring of NGC 7469

Olivier Lai^{1*}, Damien Gratadour^{2,3}, Daniel Rouan², Laurent M. Mugnier³, François Rigaut⁴, Eric Gendron² and Peter Wizinowich⁵

¹ Canada-France-Hawaii telescope corp. – 65-1238 Mamalahoa Hwy – Kamuela, HI 96743

² Observatoire de Paris-Meudon – LESIA – CNRS – F92195 Meudon Cedex, France

³ DOTA – ONERA – Av de la division Leclerc – Chatillon, France

⁴ Gemini Observatory – 670 N. A'ohoku Place – Hilo, HI 96720

⁵ W.M. Keck Observatory, 65-1120 Mamalahoa Hwy, Kamuela, HI 96743

ABSTRACT

Context. Intense star formation seems to be responsible for large fractions of the flux of Ultra-Luminous Infrared Galaxies. In many cases, these objects also display an active galactic nucleus, although the triggers and interactions of these phenomena are still a matter of intense study. We used adaptive optics to observe NGC 7469, an Ultra-Luminous Infrared Galaxy which displays both a Seyfert 1 nucleus and a circumnuclear starburst ring.

Aims. J, H and K images were obtained with the CFHT adaptive optics system. Additional images were obtained from the Keck adaptive optics commissioning and from the Hubble Space Telescope archive. These data allowed us to perform a morphological and photometric analysis of the circumnuclear starburst structure.

Methods. Deconvolution allowed to accurately study the morphology of the starburst ring. Relative photometry was used to identify the sources of emission. A technique named chromatography was also developed to associate and map the physical origins of this emission.

Results. Morphologically, the ring is resolved into tightly wound spiral arms. Photometrically, while the average colors of the structure are dominated by an older stellar population, we find that the hot spots that are embedded in the spiral arms show much earlier spectral types associated with ionized gas emission. There is no evidence of sequential star formation along the spiral arms, although the accuracy of our method to determine spectral types, the photometric error bars and the intrinsic spread in spectral type across the ring may be sufficient to hide such an effect. The extinction is relatively low but quite patchy across the region. Finally, we analyze the inner region and the interface to the nucleus and cannot conclusively confirm the existence of the suspected inner bar. Neither can we rule out that the inward extension of the spiral arms associated to projection effects do indeed produce the appearance of an inner bar.

Key words. adaptive optics – galaxies: starburst, individual (NGC 7469) – photometry – infrared radiations – star formation

1. Introduction

This paper is the third of a series presenting and discussing the results of a program of broad-band and line imaging of several Ultra Luminous Infrared Galaxies (ULIRG, i.e. galaxies with $\equiv L_{IR} > 10^{11.4} L_{\odot}$), using the CFHT dedicated Adaptive Optics system, *Pueo*. The motivations of such a program were discussed in paper I (Lai et al. 1998 and references therein).

Send offprint requests to: O. Lai, e-mail: lai@cfht.hawaii.edu

* Based on observations obtained at the Canada-France-Hawaii Telescope (CFHT) which is operated by the National Research Council of Canada, the Institut National des Sciences de l'Univers of the Centre National de la Recherche Scientifique of France, and the University of Hawaii.

Briefly, determining if the main source of energy in ULIRGs is a hidden AGN, a compact huge starburst (typically $100 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$), or a combination of both is a major question. Also, the link between nuclear or circumnuclear starburst activity and activity in the nucleus (notably the fueling process) is still a matter of debate and many active nuclei actually show signs of both activities (eg. NGC 1068, Rouan et al. 1998, etc.). The high angular resolution provided by adaptive optics can help to spatially separate different components present around these complex objects, such as clusters and super-clusters of newly formed stars or AGN core. All those sources of radiation (stellar photosphere, nebular emission of ionized gas, heated dust, AGN) show characteristic color indices in the near-IR. Also,

this wavelength range features the advantages of: a) the best resolution that can be achieved with adaptive optics; b) probing rather deeply through the opaque dust.

NGC 7469 is an ideal candidate for study because it has a sharp point-like nucleus that allows for adaptive optics guiding, and also because it has a well known circumnuclear ring of star formation that should in principle allow to study the fueling of AGNs and the interaction they may have with their surrounding.

1.1. NGC 7469 (= Arp 298)

The starburst region of NGC 7469 has been well studied over the entire wavelength range (8.4 GHz: Kukula et al. 1995, Colina et al. 2001, near-IR speckle: Genzel et al. 1995 optical speckle: Mauder et al. 1994, mid-IR: Keto et al. 1992). More recently, Keck adaptive optics imaging and spectroscopy along with CO and HCN imaging with the IRAM submillimeter interferometer have been published by Davies et al. (2004).

At a distance of 66 Mpc ($H_0 = 75 \text{ km. s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$), this galaxy is interacting with IC 5823 (at 26 kpc in projection), forming the Arp 298 complex. It is one of the original Seyfert sample (Seyfert 1943) and was classified Seyfert 1 thereafter. The galaxy itself is of morphological type (R')SAB(rs)a and its infrared luminosity is of $2.6 \times 10^{11} L_{\odot}$. The inclination of the starburst ring on the plane of the sky is consistent with the inclination of the outer stellar disk (approximately 45° , Davies et al. 2004) while the kinematic PA (128° , Davies et al. 2004) is consistent with the ring's major axis (135° , Genzel et al. 1995, 118° , Mazzarella et al. 1994). The rotation of the ring is such that the westward side is redshifted (Davies et al. 2004), but there is little evidence as to the orientation of the ring (is the North side closer or farther away from us, are we seeing the "top" surface or "under" the ring). Genzel et al. (1995) noticed a blue shifted Br γ emission at $0.5''$ south of the nucleus which they interpret as either an outflow (in a direction normal to the plane of the ring, implying the North side of the ring is closer to us) or a connecting spiral arm (which we would also be seeing from "underneath" for it to be blue shifted, since the spiral structure is counterclockwise when projected on the sky). In either case a blueshift to the South of the nucleus seems to indicate that the inclination of the galaxy is such that the North side of the ring is closer and we are therefore seeing its underside.

1.2. Radio and mid- and near-IR observations

A map of CO(J=1-0) obtained by Meixner et al. (1990) shows a concentration of molecular gas (the position of which coincides within one arcsecond to the visible nucleus) with a component $3.5''$ to the South-West and a diffuse emission to the North-East. The rotation curve along the major axis of the galaxy shows that the CO line is blue shifted towards the South-East and redshifted towards the North-West, thus describing a disk (with counter-clockwise rotation in the plane of the sky) within the same plane as the galaxy, e.g. figure 1. 6cm observations (Wilson et al. 1991) show a compact source surrounded by a

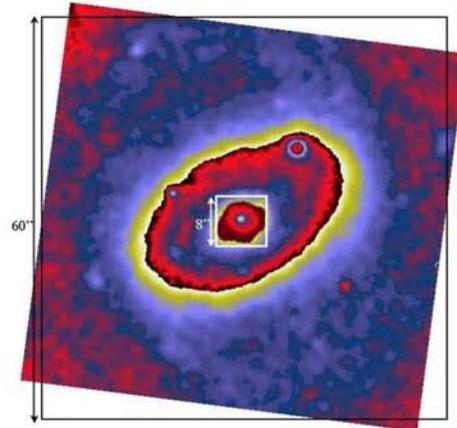


Fig. 1. V band image of NGC7469, obtained with HRCam, a tip-tilt correcting camera that was used at CFHT between 1991 and 1994. North is up and East is to the left, as on every subsequent figure. The wraparound color-scale (and different spatial filtering according to Signal to Noise ratio) reveals an embedded structure spiral, and shows the starburst ring around the nucleus. Exposure time is 120 seconds.

broken ring with a $3''$ diameter; nuclear emission is shown to be characteristic of synchrotron radiation, and the ring spectra is non-thermal, probably linked to supernovae remnants. According to the analysis performed by the authors, the rate of O, B and A type stars is $\approx 26 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, assuming that these stars produce the flux of the ring. From radio emission, it is possible to estimate the total mass of hydrogen, and therefore a characteristic time for the starburst, $\tau \approx 7.4 \times 10^8 \text{ yr}$. This is an upper limit as it is the time required to transform the entire gas of this region into stars. Using near-IR speckle interferometry, (Genzel et al. 1995), derive a lower age of the starburst ($\approx 10^7 \text{ yr}$). A very comprehensive model of the starburst allows the authors to constrain the population of stars in the ring to mostly red supergiants, implying that the burst of star formation is reaching its end.

More recently, dynamical processes in the inner 200 pc have been studied by Davies et al. (2004) using the combination of high resolution CO 2-1 data and adaptive optics H2 1-0S(1) imaging. They reproduce the dynamical structure of both radio and near-IR data using a 3 component axisymmetric model comprising a broad disk, a ring ($4-5''$ across) and an extended nucleus. Moreover, these authors also resolved an asymmetric nuclear star cluster of size of about $0.2''$, with an age of about 60 Myr and contributing 20–30% of the nuclear light, using their high resolution near-IR data.

The question still remains as to what triggered the starbursts, and as to their exact morphology, the two being intimately linked. Is the companion galaxy IC 5283 responsible for a starburst ring (as proposed by Genzel et al. 1995), or is the starburst structure a tightly wound spiral (Mazzarella et al. 1994) accompanied by an inner bar (Shlosman et al. 1989), the

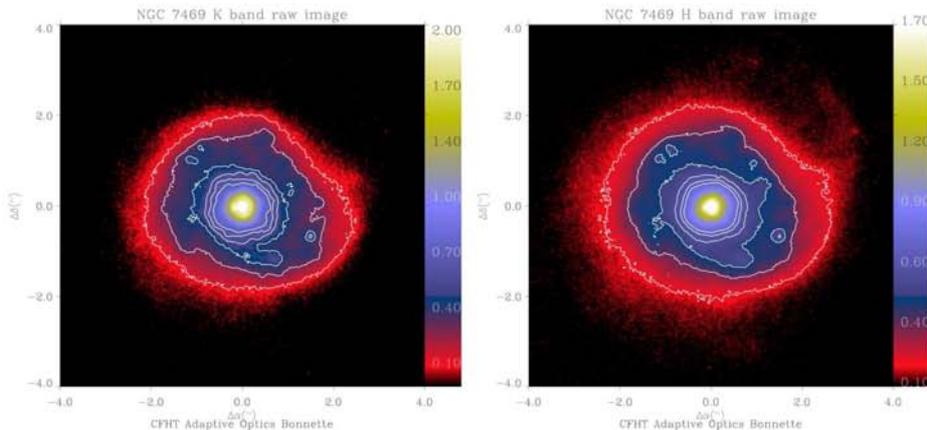


Fig. 2. K (left) and H (right) band images of the nucleus of NGC 7469. These images have been sky subtracted, dead pixel corrected and flat fielded. The scale is logarithmic, and many details in the starburst ring can already be seen in the contour maps.

non-axisymmetric potential of which would provide the mechanism to feed the central AGN.

Higher resolution imaging, as provided by adaptive optics can help in providing answers to these this question. Section 2 presents such observations and section 3 offers a discussion of these results.

2. Observations

NGC 7469 was observed during the scientific commissioning of PUEO, the facility adaptive optics instrument of CFHT, during the nights of June 17-18th 1996, in J, H and K bands using MONICA, a 256×256 NICMOS3 array on loan from the University of Montreal. The plate scale was $0.0336 \pm 0.0002''$, and integration times were 300 seconds for J and H and 600 seconds for K band. The images were obtained by dithering (i.e. offsets of a few arcseconds on the galaxy, as to reduce flat-fielding and array cosmetic defects), and nodding (obtaining blank sky images closely intertwined with galaxy images), so as to remove both dark current and sky contribution. Image processing in all cases included dead pixel correction, sky and dark current removal, flat fielding, and correction for a correlated noise (using a method described by Wampler, 1992). Deconvolution was applied when appropriate (i.e. not on photometric maps) using either a star imaged at similar flux and zenith angle temporally close to the galaxy's observation, or using the PSF reconstructor algorithm, using wave front sensor data (Véran et al. 1997). The deconvolution algorithm used was MISTRAL (Mugnier et al. 2004) based on a regularized maximum likelihood approach. Given the excellent seeing atop Mauna Kea, and the fact that PUEO performs very well on faint guide sources (the nucleus itself was used as the reference source), diffraction limited imaging was achieved, yielding a resolution of $0.12''$ in K band. The resolution in J and H bands was $0.11''$ and $0.12''$ respectively.

This analysis also makes referential use of previously unpublished HRCam images, Keck adaptive optics commissioning images and HST images that are now in the public domain.

3. Data processing

3.1. Raw data

One striking feature about NGC 7469 is the embedded spiral structure similar to that seen in NGC 1068 as revealed by figure 1. This image was obtained in April 1994 using HRCam, a tip-tilt correcting camera installed at CFHT before the advent of the adaptive optics.

With the help of a wrap-around color scale and signal-to-noise dependent spatial filtering, three different (embedded) spiral structures are visible. Also, the circumnuclear starburst ring is also visible just around the nucleus. These spiral structures are not completely regular, but this hardly surprising considering the tidal deformation due to IC 5283. It is interesting to compare this with the embedded spiral structure found in NGC 1068 by Rouan et al. (1998).

The raw H and K band PUEO image are shown on figure 2. These images have had basic cosmetic image processing only, and should therefore be kept in mind when advanced deconvolution processed images are presented. However, the image quality should be noted, with a Strehl ratio of 20% and 55% and resolutions of $0.11''$ and $0.13''$ in H and K band respectively.

On these raw images, the starburst ring can clearly be seen: its radius varies between $1.3''$ and $1.7''$ (416 and 544 pc). Hot spots can be seen (mostly on the contours) aligned North-East and South-West, which is consistent with 6cm radio observations (Wilson et al. 1991). Several features can already be noticed at this point: we clearly see a ring (as opposed to a disk), which is not perfectly circular (elongated along a North-East/South-West axis), and, in the faint levels, extends eastwards as in a spiral. Also, the hot spots in the ring are not ho-

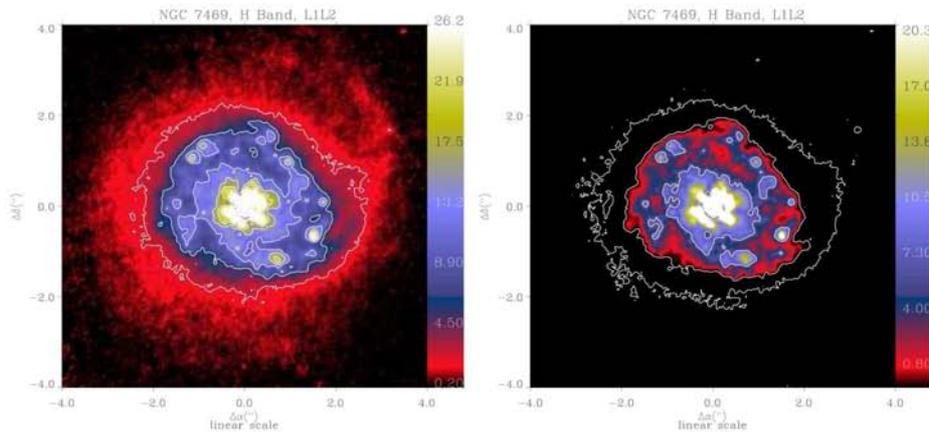


Fig. 3. Deconvolved H band images of the nucleus of NGC 7469. The images obtained with the L1L2 regularization scheme are shown. The scale on both images is linear, but different cuts are displayed to enhance the spiral structure in the starburst ring as well as its relationship to the larger scale spiral. The same structures that could be detected on the raw images are present, but enhanced. The central region is affected by diffraction rings that have not been properly removed, probably due to an underestimate of the MTF.

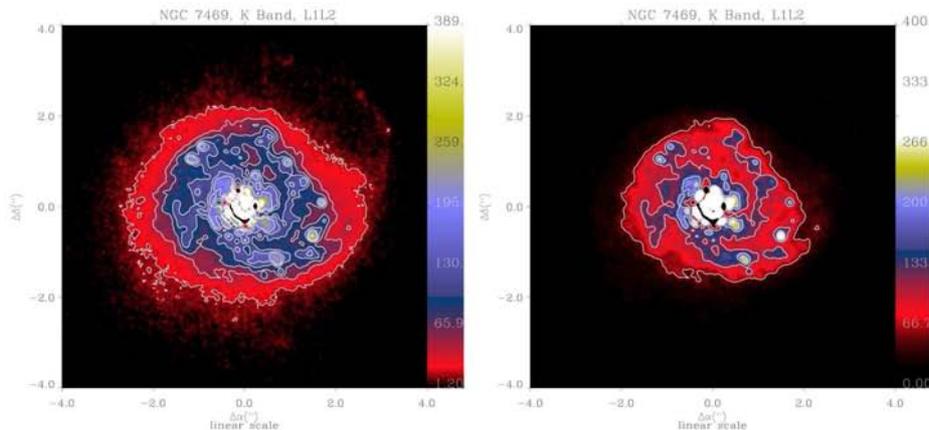


Fig. 4. Deconvolved K band images of the nucleus of NGC 7469. As above, these images show the results of L1L2 regularization, but results obtained with the PSD regularization are very similar (see figure 5).

mogeneously spread. Ideally we would like to be able to separate them from the background emission to estimate their size, density and luminosity. We will therefore use different deconvolution algorithms to extract this information.

3.2. Deconvolved images

NGC 7469 is an interesting yet difficult object to deconvolve, because it is mainly composed of two structures (central core and ring) with drastically opposite morphologies. The central peak is extremely bright and unresolved, while the ring is very dim and intrinsically smooth. While it could be possible to op-

imize the deconvolution process for each separate case, those opposite characteristics make it difficult to find an algorithm working simultaneously and efficiently for both.

We have tackled this problem using the regularized maximum likelihood deconvolution method called MISTRAL (Conan et al. 1998; Mugnier et al. 2004). The method consists in minimizing the sum of two terms : one measures the fidelity to the data, the other one (called the regularization term) describes a prior knowledge of the object. This term allows to take into account the shape of the object (strong, smoothed edges) and peculiarities (extended, point-like, disc-like, etc...). This method combines many advantages. In particular, in addition

to make possible to take into account the complex morphology (core + ring) in the regularization term, it also uses a noise model that accounts for both photon and detector noise.

In order to test the efficiency and the reliability of the algorithm, we compared two regularization schemes: a classical linear-quadratic (L1-L2) regularization (Mugnier et al. 2004), and a quadratic one, where the object PSD is estimated from the image using an unsupervised maximum likelihood method as described in Gratadour et al. (2005b). The L1-L2 regularization case requires the tuning of two hyper-parameters: one is the weight of the regularization, the other is a threshold value equivalent to a cut-off frequency of the object PSD. The other regularization method requires the tuning of only one parameter, the regularization weight, as the object PSD is estimated from the image itself. The optimal value of the regularization weight that leads to the images presented in fig. 3 and 4 is close to 1 in the H band, and 10 in the K band. Our interpretation is that the reconstructed MTF is underestimated in the K band, (its reconstruction is accurate only if the guide star is brighter than $V \approx 13$, Véran et al. 1997) leading us to *over-regularize*.

The comparison of the two regularization methods shows that, apart for some of the noise, the results are identical, and all of the structures in the ring nicely appear in the two bands (figure 5). We therefore put a high level of confidence on the results of the deconvolution process in both bands. The signal to noise ratio is such that the hot spots are unambiguously detected. We see however that the inner $0.4''$ are slightly corrupted by diffraction rings that have not been properly removed. This can be a consequence of the *over-regularization* due to the underestimation of the MTF. However, as the regularization term is object dependent, the same deconvolution method cannot be applied to the PSF in order to check for hypothetical fake structures.

3.3. Comparison with HST and Keck images

Of course, the use of heavy deconvolution tools should foster prudence regarding the interpretation of the results. However, the overall structure of these images is very similar to the raw images and the results obtained with two different deconvolution methods are almost indistinguishable, so we feel confident that these structures are real.

As the inner $0.4''$ are slightly corrupted by diffraction rings, we will treat the central part of these images with caution. However, we note that most of the spots identified in this region after deconvolution are present in both bands. We thus cannot exclude the possibility that these spots are real. Images from the W.M. Keck telescope were obtained during the commissioning of its adaptive optics system, to probe this region, but as shown on figure 6, these early commissioning images were tainted by so-called "waffle mode" which produced the cross like structure visible around the nucleus. It is worth noting that on these raw images, all the other features within the starburst ring (spiral arms, hot-spots, etc.) agree with the CFHT deconvolved images. Due to the lack of an adequate PSF, we were unfortunately unable to use these images in the current study.

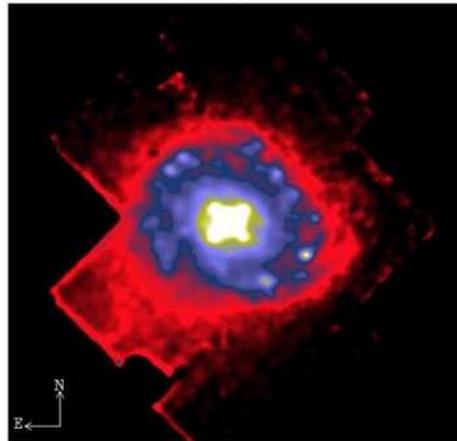


Fig. 6. H band image of NGC 7469 obtained in August 1999 during the commissioning of the W.M. Keck adaptive optics system. Individual frame integration time was 1 second and the final mosaic is the sum of 150 such images. The cross-like structure around the nucleus is due to waffle mode and unfortunately prevents the detection of the structures (disk, inner bar). It is worth noting that the details on this raw image coincide very well with the deconvolved images, which is encouraging for the accuracy of the deconvolution of the CFHT images.

Images of NGC 7469 obtained with HST are now available in the public domain. Comparison with these HST images (figure 7) in the R band is comforting, both morphologically, but also as we shall see, photometrically. The raw, the deconvolved and the HST images were used to produce a synthetic map of the starburst ring, where the various components are identified (as shown on fig 7). The photometry was obtained from the raw images (both from CFHT and HST), but the central $0.4''$ remain beyond our reach, due to PSF residuals on the CFHT images, to saturation on the HST image and to waffle mode on the Keck images. It is our hope that improved adaptive optics images on large telescopes will allow the unequivocal discovery of the disk or the inner bar suspected on all our images.

3.4. Photometry

The photometry was obtained from the UKIRT Faint Standard (FS31). However, the zero point obtained from this calibrator was off by approximately 0.1 magnitude with respect to a comparison of the large scale photometry of our NGC 7469 images with the values available in the literature (Malkan & Filippenko 1983; McAlary et al. 1983) as shown in table 1. Because the zero points of the photometry on the galaxy agree with the published data to 0.01 magnitude (on "large" scale, $11''$ and $7.9''$ respectively) and because the photometric standard was obtained in different observing conditions than the galaxy, we prefer to use the zero point obtained from the literature in the following photometric analysis. It should be noted that, while it is possible to achieve 2 to 5% accuracy on specific objects

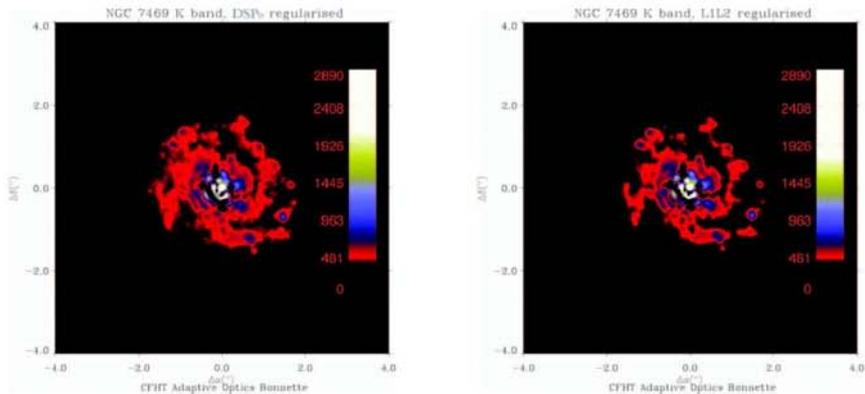


Fig. 5. Comparison of the two regularization (PSD on the left and LIL2 on the right) methods on the K band deconvolved image of the nucleus of NGC 7469.

(e.g. stellar fields, Davidge & Courteau 1999), 10% accuracy in adaptive optics photometry is usually considered normal on complex or extended objects (Esslinger & Edmunds 1998).

In table 2, we compare the values obtained by Genzel et al. (1995) and note a slight discrepancy between our data sets. Namely we consistently underestimate the magnitudes (and colors) for the quoted areas ("Nucleus" and "Ring") but we believe this can be explained by the use of the non-linear deconvolution performed by the authors (with a final beam of $0.4''$) while the photometry value we present come from raw data, with a beam of $0.13''$. In any case the discrepancy is never larger than 0.3 magnitudes which is on the order of the error bars quoted by Genzel et al. (between 10 and 20%).

As for Arp 299, we are in a position to perform simple photometry on the hot spots within the starburst region to try to pinpoint the nature of these clusters. In the model represented on fig 7, we identify sources A, B, C1 and C2, D, E1, E2 and E3, F, G, H, I, J1, J2 and J3, K, L, M and N. Some of these sources appear to be smaller clusters merging together, but as our goal is the photometry of the clusters and as we have to be able to perform annular sky subtraction, we have chosen such a source identification scheme. However, where it seems clear that there are two clusters of similar luminosities, a separate analysis has also been performed. The results of the photometry of the clusters can be found in table 3.

3.5. Errors and uncertainties on the photometry

Probably the most important difficulty consisted in determining which photon came from which cluster or from the background ring. The error bars associated with such measurements can be fairly large, due to the source crowding and the extended background.

The way the error associated to the extended background was estimated was to measure the flux contribution of the spiral

arms at the location of the clusters. This was achieved by using a flux preserving filtering scheme (in the Fourier domain) to single out the spiral arms structure, and then subtracting it from the images. In table 3, the error uncertainty (defined as the difference in photometric estimate when subtracting the spiral structure) due to the extended background is the second (usually larger) value of $\sigma_{(J,H,K,R)}$. Table 3 shows that the spiral arms fitting seems to have a similar amplitude on the accuracy of the photometry for each wavelength, so its contribution to the relative photometry is much reduced; however, it will affect the absolute photometry.

Aperture photometry was then performed on both the raw and the spiral subtracted image: increasing diameter aperture fluxes (background corrected by an annular background subtraction) were plotted against the size of the aperture and the inflexion point was used to determine the magnitude of the given cluster (an example of this process on source G is given in figure 8). The slope at that value multiplied by the uncertainty in location of the inflection gave the first photometric error shown on table 3. Note that this is the dominant term in the relative photometry, as this error is wavelength dependent (i.e. is the cluster resolved? If not, how much part of the flux is in the halo of the PSF? etc).

The values of the diameter of the aperture (especially as a function of wavelength) can be used as a tracer on the level of confidence of the photometry. Sources that have the same aperture are resolved and fairly isolated and have a high level of confidence (source G for example, figure 8). Sources where the aperture increases with wavelength (e.g. source C2 and E2, table 3) implies that we are fitting a PSF, and the halo contribution (and its separation from the background) was harder to estimate. Some sources are in crowded regions and this will produce large fluctuations in the aperture diameter. Finally, a few sources (e.g. A or I) are asymmetrically extended and the

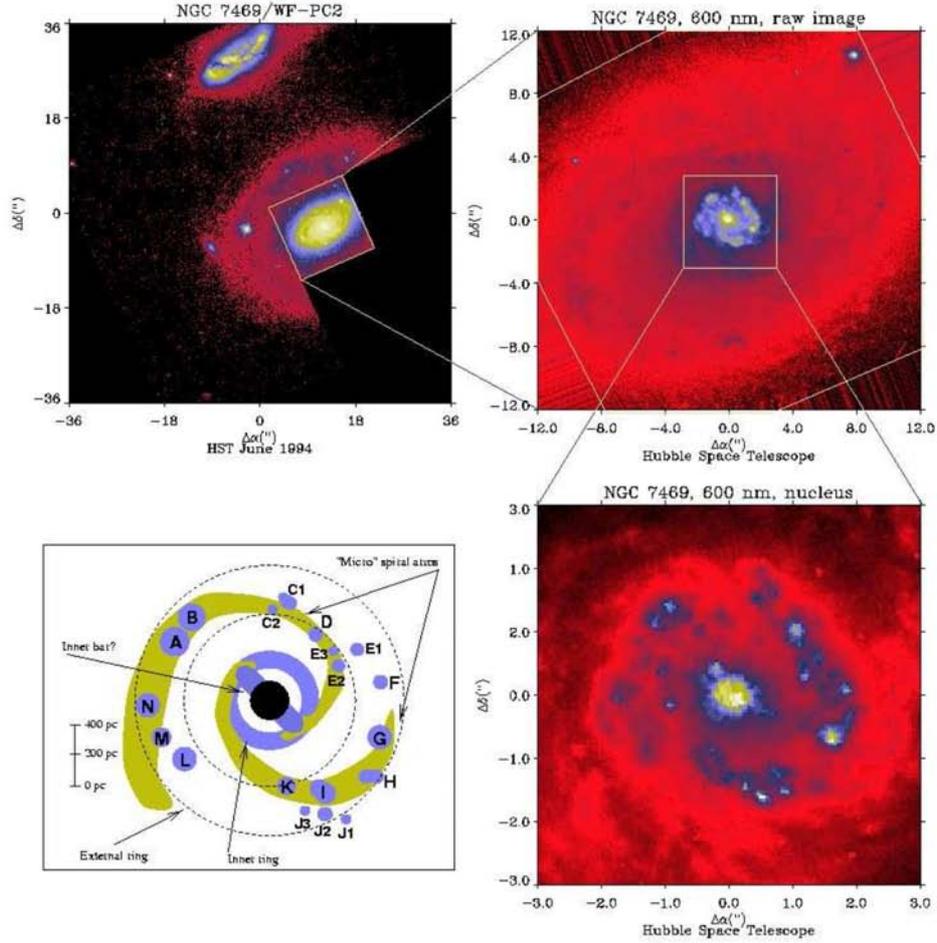


Fig. 7. HST images of NGC 7469 obtained in June 1994, now in the public domain. These images, at 606 nm are striking in that every hot spot has a infrared counterpart. The lower left panel shows the sources on which the photometry is performed and their corresponding identification. Note that this identification was done from the IR images (where the extinction is much reduced, e.g. sources H or K).

Table 1. Determination of photometric constant $c_i = m_i + 2.5 \times \log(F)$. FS 31 was obtained from our data, but the c_i from the literature are obtained by combining our NGC 7469 photometric data with the published magnitudes.

Source	Aperture	m_J	m_H	m_K	c_J	c_H	c_K
FS 31	variable	13.808	13.938	14.037	23.57	23.36	22.88
Malkan et al.	11''	10.97	10.08	9.34	23.64	23.35	22.98
McAlary et al.	7.9''	11.13	10.13	9.46	23.63	23.32	22.97

use of circular apertures tends to increase the error of background subtraction.

4. Results

4.1. Photometric analysis

The results of the relative colors analysis are presented in table 4 and can be interpreted using a color/color diagram (as

Table 2. Comparison of (Genzel et al. 1995) broad band photometry to our data set.

	J	H	K	[J-H]	[H-K]
Genzel et al. 1995					
Nucleus ($r < 0.7''$)	12.45	11.12	10.04	1.33	1.08
Ring ($0.7'' < r < 2.5''$)	12.18	11.09	10.62	1.09	0.47
this data					
Nucleus ($r < 0.7''$)	12.27	11.08	10.18	1.19	0.9
Ring ($0.7'' < r < 2.5''$)	11.67	10.81	10.34	0.86	0.47

Table 3. Background corrected photometry of the clusters. The two errors refer to relative photometry error (determined by the intrinsic uncertainty of flux for a given cluster due to crowding or PSF fitting) and absolute photometry error, dominated by spiral arms and background removal error.

Source	m_K	$\phi_K('')$	σ_K	m_H	$\phi_H('')$	σ_H	m_J	$\phi_J('')$	σ_J	m_R	$\phi_R('')$	σ_R
AB	15.6	1.36	0.1,0.2	16.1	1.35	0.3,0.1	16.8	1.7	0.3,0.2	17.3	1.2	0.5,0.1
A	17.6	0.48	0.2,0.3	18.2	0.62	0.3,0.4	≈ 19	–	0.5	19.5	0.48	0.1,0.4
B	17.7	0.49	0.3,0.3	17.3	0.7	0.3,0.5	18.8	0.49	0.3, 0.5	18.9	0.42	0.3,0.5
C	15.7	1.18	0.1,0.2	16.3	1.23	0.1,0.2	17.2	1.34	0.2,0.2	18.5	0.91	0.1, 0.4
C1	17.7	0.5	0.3,0.3	18.6	0.42	0.3,0.4	19.1	0.57	0.3,0.4	20.8	0.39	0.2,0.4
	17.8	0.57	0.3,0.3									
C2 [‡]	18.9	0.37	0.3,0.3	18.7	0.5	0.3,0.5	20.3	0.37	0.3,0.5	20.0	0.35	0.1,0.4
D [†]	16.9	1.0	0.1,0.1	17.4	1.2	0.1, 0.1	17.7	1.4	0.1, 0.1	17.7	0.82	0.1,0.2
E [*]	16.6	1.0	0.1,0.2	17.4	0.9	0.1,0.2	18.0	1.1	0.05,0.2	19.0	0.78	0.2,0.3
E1	17.7	0.54	0.1,0.3	17.9	0.62	0.2,0.3	–	–	–	19.9	0.33	0.2,0.3
E2	19.8	0.3	0.1,0.1	19.9	0.42	0.1,0.1	20	0.54	0.1,0.1	19.6	0.3	0.05,0.2
E3	18.6	0.42	0.05,0.05	19.5	0.45	0.1,0.2	21.5	0.3	0.3,0.4	<24	–	–
F [†]	17.6	0.54	0.2,0.2	18.6	0.48	0.1,0.3	19.2	0.55	0.2,0.4	19.1	0.3	0.05,0.1
G	16.6	0.8	0.1,0.3	17.0	0.9	0.2,0.4	17.5	0.9	0.2,0.4	17.5	0.64	0.1,0.4
H	18.2	0.5	0.2,0.4	19.6	0.42	0.1,0.4	21.0	0.35	0.1,0.3	<24	–	–
I [†]	16.5	0.68	0.2,0.3	17.2	0.61	0.1,0.4	18.6	0.50	0.2,0.4	19.4	0.44	0.1,0.3
J [*]	15.6	1.45	0.1,0.1	16.3	1.45	0.1,0.1	17.1	1.45	0.1,0.1	17.3	1.45	0.05,0.2
J1	22.2	0.15	0.5,0.5	22.0	0.15	0.5,0.6	22.2	0.2	0.5,0.6	<24	–	–
J2 [‡]	18.3	0.21	0.1,0.1	20.7	0.2	0.1,0.4	20.8	0.28	0.2,0.3	19.5	0.4	0.2, 0.4
J3 [‡]	20.0	0.28	0.1,0.2	20.9	0.22	0.2,0.3	20.5	0.3	0.2,0.2	18.7	0.33	0.2,0.3
K [*]	18.6	0.48	0.1,0.1	20.5	0.35	0.5,0.5	≈ 22.5	0.42	–	<24	–	–
L [†]	16.8	1.0	0.05,0.1	17.3	1.0	0.1,0.2	18.1	1.0	0.2,0.4	19.0	0.8	0.05,0.3
M ^{‡*}	20.0	0.2	0.4,0.3	20.6	0.28	0.5,0.4	20.5	0.54	0.7,0.4	20.1	0.7	0.3,0.1
	19.5	0.4	0.1,0.3	20.0	0.3	0.1,0.3	20.9	0.4	0.2,0.3	21.3	0.28	0.2,0.2
N [†]	18.3	0.62	0.2,0.3	18.5	0.7	0.1,0.3	19.6	0.62	0.1,0.4	19.4	0.7	0.1,0.2
	16.2	1.2	0.05,0.1	16.4	1.5	0.1,0.1	16.9	1.5	0.1,0.3	17.7	1.5	0.05,0.2

[†] Extended, resolved.

[‡] Unresolved (PSF), difficulty estimating halo.

^{*} Dominated by source confusion.

^{*} Barely detectable with annular background subtraction.

shown in fig 9, top left), within the limits imposed by the uncertainty of the relative photometry and the extinction. Some things are noteworthy at first glance, though. The colors of the nucleus are compatible with a power law with a -2 exponent, while the average over the entire ring is compatible with the infrared colors of normal galaxies, dominated by red supergiants' emission. The colors of some of the complexes (A, AB, J, N) are also in the same region of the color diagram and are thus probably well represented by such emission. Other clusters, such as C1, D, E, F and M are better represented by ionized gas emission with varying degrees of extinction. Morphologically,

this means that the brighter hot spots which are aligned with the North–East/South–West axis (where the inner bar is suspected) are dominated by stellar emission, while the fainter hot spots which are part of the spiral arms are dominated by ionized gas emission. This result is consistent with the M83 observations of Gallais et al. (1991), where star formation is occurring mostly where the ring and the "bridge" to the nucleus meet. This raises the possibility of sequential star formation along the ring and may also offer some clues as to the possible mechanisms that trigger the localized star formation bursts.

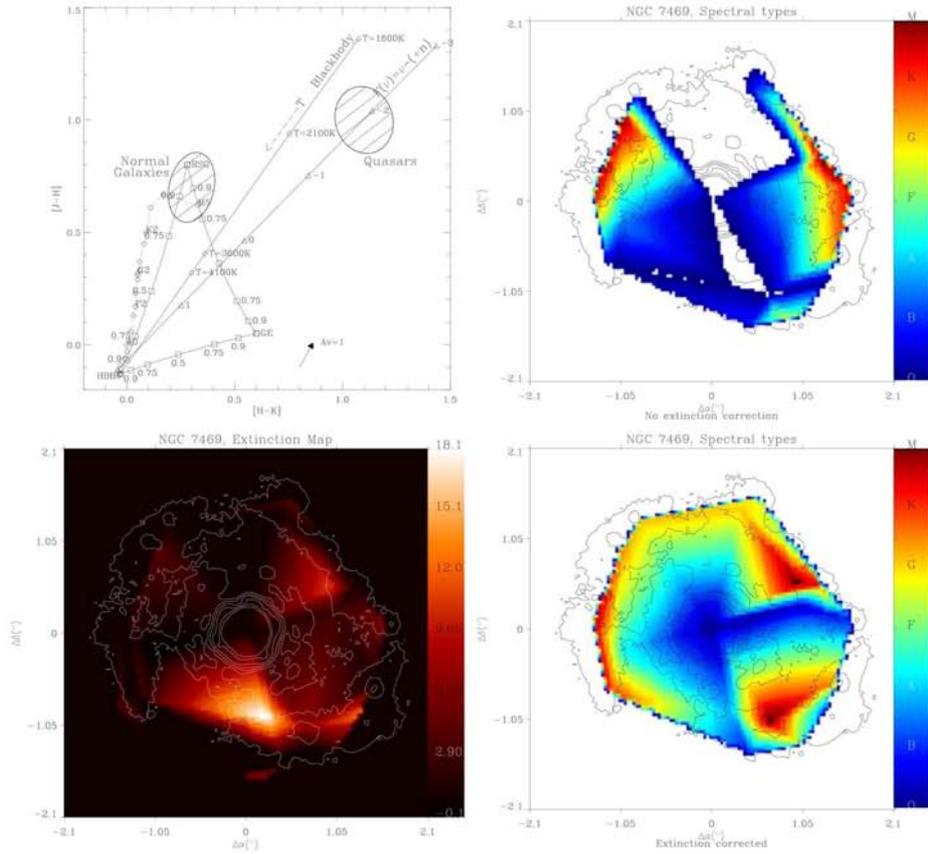


Fig. 9. Top-Left: The $[J-H]/[H-K]$ color diagram was used extensively in the stellar population analysis. RSG stands for Red Super Giants, GE is ionized gas emission, and HBB is a 40 000K black body. The locusts joining the three apexes of the triangle illustrate partial contributions. Also depicted is the locust of spectral types, starting at HBB and ending at RSG. The power law with a -2 exponent is where most quasars are found. Although reddening and extinction do not allow for certain determination of the emission process, there is a wealth of information in such diagrams. Unfortunately, the confidence in the analysis is largely dependent on the photometric accuracy, which in our case is around 0.1 magnitude. Top Right: Color coded spectral types within the starburst ring of NGC 7469 from table 4. Earlier types are blue, later types are red, as indicated on the scale. Bottom Left: extinction map as obtained from column 6 of table 4. Bottom Right: Extinction corrected Spectral types.

The fifth column of table 4 shows the spectral type associated with each hot spot from the raw data (if the flux is indeed of stellar origin); again, note how the hot spots aligned with the spiral arms (A, B, G, J) have late stars colors, while many of the others either have earlier spectral types (D, E2, M) or colors that are not compatible with stellar emission (C, M, N). Assuming that stars and gas were the sole constituents of these clusters and that the discrepancy between the cluster colors and the locusts of emission was due to extinction and reddening from dust (indicated by the arrow labeled $A_V = 1$ on the color diagram of figure 9), we attempted to roughly estimate the extinction. The values are displayed on the sixth column of table 4. Clearly, this method is not very accurate to determine

spectral types and very often a larger extinction value with an earlier spectral type could also be used, but with the 10 ~ 20% range of accuracy that we are concerned with, it gives a sensible order of magnitude and allows to identify regions where ionized gas is present (where the $[H-K]$ index is large with respect to the $[J-K]$ index). Also, the highly localized variation in extinction seem to indicate that the source of extinction is intragalactic.

The seventh, eighth and ninth columns display the dereddened values of the $[J-H]$, $[H-K]$ and $[R-K]$ values. Of course, this is an oversimplification and certainly does not account for many other contributors; for instance scattering or thermal emission from dust can alter the colors significantly.

Table 4. Relative photometry of the clusters, and associated spectral type and extinction. The spectral types are obtained from the color diagram shown in figure 9. The extinction determined by determining the A_V vector that brings the colors of the given cluster on the stellar track or the stellar/GE locust. The large error bars on the photometry associated to the relatively insensitive IR color variation with spectral types (and the approximate method of determining the extinction) are responsible for the large spread in spectral types.

Source	[J-H]	[H-K] [†]	[R-K] [†]	Spectral type if no extinction	Extinction A_V	corrected for extinction & reddening			Spectral type [★]
						[J-H] _{A_V}	[H-K] _{A_V}	[R-K] _{A_V}	
Nucleus	1.19	0.9	–	F \propto ν^{-2}	–	1.19	0.9	–	F \propto ν^{-2}
ring	0.86	0.47	–	–	2.2	0.62	0.33	–	M5
AB	0.7	0.5	1.7	K0–K7	2.0	0.48	0.37	0.6	F2,K0,M5 +60%GE
A	0.8	0.6	1.9	K0–K7	3.3	0.44	0.39	0.08	A0,K0,M5 +60%GE
B	1.5	-0.4	1.2	–	–	1.5	-0.4	1.2	G8?
C	0.9	0.6	2.8	–	3.7	0.49	0.36	0.76	F2,K2 +%25GE
C1	0.5	0.85	3.05	–	4.0	0.06	0.59	0.84	A5,F5 +100%GE
C2	1.6	-0.2	1.1	–	–	1.6	-0.2	1.1	G5?
D	0.3	0.5	0.8	F2–G0	0.4	0.26	0.47	0.58	F0–F8 +50%GE
E	0.6	0.8	2.4	>M0	4.2	0.14	0.53	0.08	F8 +80%GE
E1	–	0.2	2.2	K2–M2	–	–	0.2	2.2	K2–M2
E2	0.1	0.1	-0.2	B8–F0	2.2 [‡]	-0.14	-0.04	-1.41	O5–O9
E3	2.0	0.9	>5.4	–	10.2	0.88	0.25	0.23	M5
F	0.6	1.0	1.5	>K5	5.2	0.03	0.67	-1.3	O5–B8 +100%GE
G	0.5	0.4	0.9	F5–K2	0.3	0.47	0.38	0.73	F2,K0,M5 + 50%GE
H	1.4	1.4	>5.8	–	12.3	0.05	0.61	-0.99	O5–A5 + 100%GE
I	1.4	0.7	2.9	–	6.1	0.73	0.31	-0.47	M5
J	0.8	0.7	1.7	>M	4.1	0.35	0.31	-0.56	G8–M5 +50%GE
J1	0.2	-0.2	1.8	≈ F5	–	0.2	-0.2	1.8	F5
J2	0.1	2.4	1.2	F0–F5	–	0.1	2.4	1.2	F0–F5
J3	-0.4	0.9	-1.3	O9	blue	-0.4	0.9	-1.3	O9
K	2.0	1.9	>5.4	–	18.3	-0.01	0.73	-4.7	A0 +100%GE
L	0.8	0.5	2.2	–	2.3	0.54	0.35	0.93	G0,K2,M5
M	-0.1	0.6	0.1	B1–A2	blue	-0.1	0.6	0.1	B1–A2
N 0.4"	0.9	0.5	1.8	–	2.6	0.61	0.33	0.36	M0–M5
N 0.6"	1.1	0.2	1.1	–	–	1.1	0.2	1.1	
N 1.2"	0.5	0.2	1.5	G6–M3	–	0.5	0.2	1.5	

[†] Spectral types derived from colors relative to K may be affected by bands from H^+ (GE)

[‡] 40,000K black body (such as O star cluster) with $A_V=2.2$ or F0 with no extinction (from [R-K]).

[★] GE stands for Gas Emission and refers to ionized Hydrogen contribution (mostly in K band). See figure 9 for details.

However, we find that the spectral types derived (column 10) are much more consistent from one color to another. Colors relative to K band usually differ in spectral type from [J-H], but this can be attributed to emission lines of ionized gas (denoted GE for gaseous emission) that are strongest in the K band. In a [J-H]/[H-K] diagram (such as the one in figure 9), variation of the [J-H] index for a given [H-K] are more sensitive to spectral type while variation of [H-K] for a given [J-H] allows to determine how much of the flux comes from ionized gas (emission lines).

To examine any relationship between the spectral types and the morphology, which could possibly point to active sites of star formation with respect to older populations (a segregation we expect if sequential star formation is taking place), a very rough map was established by mapping and extrapolating the spectral types and extinction of the clusters on a 2D grid superimposed on the image of NGC 7469. This was done by associating a color to a given spectral type (O, B: blue; F: green; K, M: red). These maps are shown in fig 9.

Because the assumptions and the accuracy of the method used to derive extinction are rather broad, making use of these extinctions to de-redden the spectral types may be somewhat questionable and could even be construed as circular, although we do make use of a priori knowledge as to the sources of the emitted light. Nonetheless, it is still very interesting to note the strong correlation between the late spectral types, and the extinction, and also that regions of active star formation activity (O-A type stars with ionized gas emission) are somewhat aligned with the putative inner bar.

Another interesting feature revealed by this mapping is the generally higher extinction to the south of the nucleus; the rotation curve indicate that the rotation of the disk is counter-clockwise on the sky (Davies et al. 2004) but this information alone is not enough to determine whether we are seeing the ring from “above” or whether we are seeing its underside. The fact the extinction is higher to the South implies that the optical depth is greater for the southern part of the ring and thus that we are seeing its underside. This result is indeed consistent with

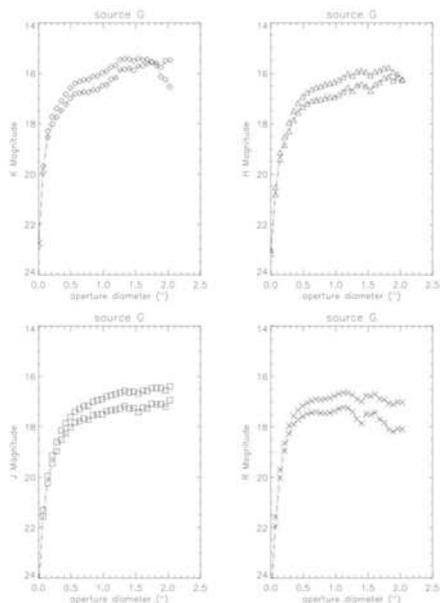


Fig. 8. Example of annular-corrected aperture photometry on source G. For each wavelength, the upper curve represents the aperture photometry for the spiral filtered image, while the lower one is on the raw data. The difference between these curves gives an estimate of the uncertainty on the photometric error due to the extended background. The error due to aperture photometry and crowding is given by the spread in magnitude around the inflection. In this case, the inflection giving the optimal aperture diameter was estimated to be $0.9''$ ($0.64''$ for the HST R-band image).

the blue-shifted ridge detected by Genzel et al. (1995), whether the latter is an outflow perpendicular to the plane of the ring or an inflow in that plane (i.e. along a spiral arm).

4.2. Chromatography

The uncertainties associated to the spectral types determination and their large scatter (which may be intrinsic) undermines the accuracy of the morphology of activity within the starburst ring. However, the color diagram is a sensitive tool for identifying the broad different types of emission (stellar - whether young or old, ionized gas, quasar (power law) emission). Therefore a simple visual tool to analyze the morphology of the various sources of emission was developed and is presented in figure 10. Briefly, by color coding the different areas of the color diagram (in the manner show in figure 10, top left), and mapping those on a map of NGC 7469, we are able to produce a chromatogram, where the major contributor to the emission at each location is easily identified. Figure 10, top right shows such a chromatogram with the raw data and no attempt made to take the extinction into account. The nucleus appears green which is the color associated with Quasars

(power law, $F(\nu) \propto \nu^{-2}$), while the rest of the map appears red which is indicative of normal galaxies, dominated by older populations of stars (Red Super Giants). Unfortunately, this map does not present any new information and the next panel (bottom left) shows the influence of the extinction as a free parameter. On this chromatogram, we have assumed a uniform extinction of 8 visual magnitudes; we know from the HST R band image that this is clearly not the case. However, Genzel et al. (1995), showed that a A_V “screen” extinction of 2.5 magnitudes is similar to a mixed absorber with an A_V of 15 (there is an effect on the colors through differential reddening, but this is negligible in our case as the optical depth is <1 and our colors are only estimated over the near-IR waveband). Even this uniform extinction map can drastically change the morphology of the chromatogram: in this case, the nucleus shows some power law emission with ionized gas emission, while the ring (clusters A,B, E, F, G, K, L, N) shows a mostly (young) stellar population, as was shown by Genzel et al. (1995). In the final chromatogram (bottom right), we have used our extinction map. This reveals localized hot spots of early spectral types around clusters F and G. While this method is sensitive to the photometric errors and the extinction as a free parameter, it is not affected by the interpretive uncertainties associated with the spectral type determination. However, comparing the final chromatogram to the extinction corrected spectral type map (Figure 9), we find that there is a very good match between the location of the young star regions (due West and to a lesser extent due South) between both methods.

5. Discussion

These high resolution images are remarkable in that they allow us to study many aspects of the interaction between an AGN and its circumnuclear starburst ring, not only morphologically but also photometrically. As we found in Arp 299 (Lai et al. 1999) star formation does not happen homogeneously but in so called “super star clusters”; here we have an opportunity to study how these clusters might come into existence. Also, in the case of Arp 299, it was found that the star clusters could account for most of the IR luminosity, if we assumed that we only saw a surface layer and there were more hidden from our line of sight by very large extinctions. In NGC 7469’s starburst ring, the values we find for the extinction are not that large, so there is no need to assume a hidden population to account for the IR luminosity.

5.1. Extinction

Comparison with an HST image at 600nm reveals that most hot spots have IR counterparts, indicating that the overall extinction is probably fairly low. An attempt was made to map the extinction in visual magnitudes by using the values computed in column 6 of table 4, as shown in figure 9, bottom left.

The extinction seems to be very patchy in the 0 to 5 magnitude range, but there is a large and strong ($A_V \sim 18$) patch almost due South of the nucleus along with some more diffuse ($A_V = 10\sim 12$) extinction West and North-West of the nucleus. The strongest extinction is found on source K which is not vis-

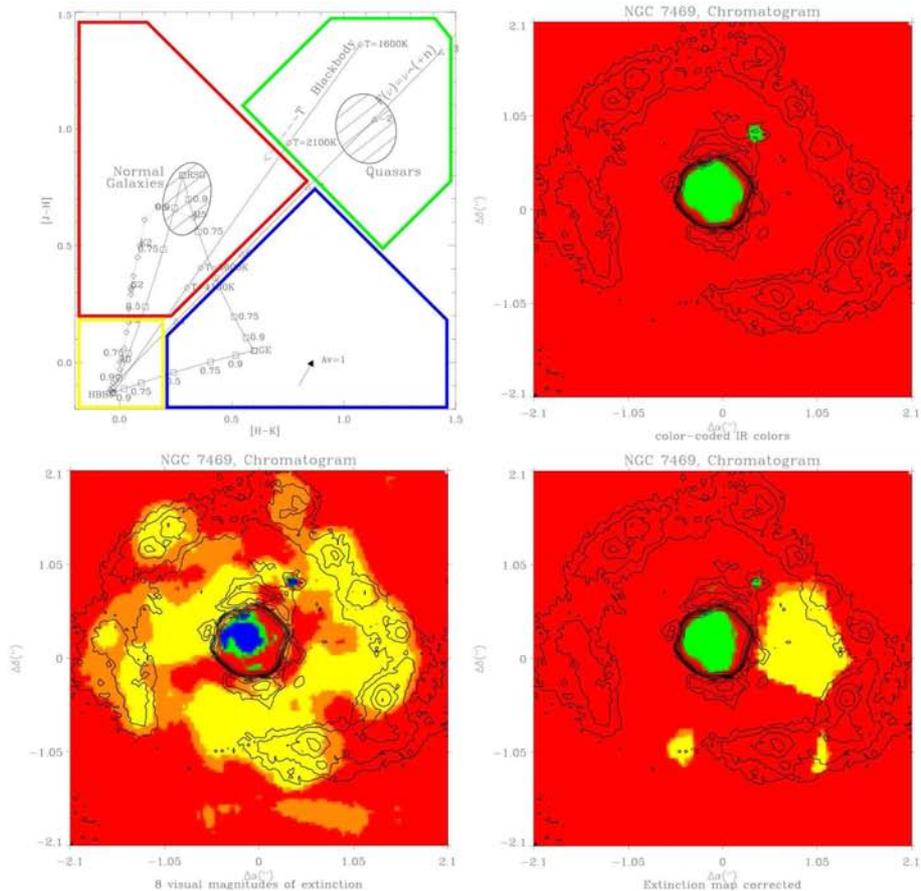


Fig. 10. Chromatography. See text for explanation. Top left: color coding scheme used for chromatograms. Top right: Chromatogram on raw data (no extinction correction). The nucleus shows the power law behavior associated with quasars, the rest of the ring is dominated by colors associated with normal galaxies (old stellar population). Bottom left: example of extinction as free parameter, uniform 8 visual magnitudes. Bottom right: Chromatogram produced using extinction map from figure 9.

ible on the HST image. This is encouraging as the method to obtain the extinction relies solely on infrared colors. If the extinction is indeed stronger to the South, then we are seeing the underside of the starburst ring, although it is also possible that the extinction has large local variations and source K is in one of these regions.

5.2. Super star clusters

Following the idea we exposed in paper II (Lai et al. 1999) and using the near infrared and visible (from HST) photometry derived in this paper, we interpret the hot spots in the starburst ring as massive clusters of stars, formed during the burst of star formation. This is in agreement to what is seen by the Hubble Space Telescope in M82 (O’Connell et al. 1995) or NGC 1569

(O’Connell et al. 1994), and our own results (Lai et al. 1999). The main idea is star formation does not take place homogeneously but in massive clusters that would have collapsed under tidal effects due to the interaction with the companion galaxy (as in Arp 299 or even NGC 7469 with IC 5286) or potentially due to a non-axisymmetric potential induced by an inner bar (see section 5.4).

Table 5 shows the absolute luminosities obtained for these clusters, if we assume that they are due to a) only stars (using bolometric corrections associated to spectral types as found in Allen (1976), or b) only ionized gas emission (HII regions ionized by OB stars (Mezger et al. 1974). As a test of confidence, we computed the number of Lyman Continuum photons (N_{lyc}) using the 8.4GHz flux value for the ring reported in Colina et al. (2001). We found this to be $5 \times 10^{54} N_{lyc} \cdot s^{-1}$, a factor 10 below

Table 5. Luminosity of the clusters. Columns 3 and 4 are obtained by assuming that the luminosity of the clusters is purely of stellar origin, while columns 5 and 6 are obtained by assuming that the K band luminosity comes purely from Lyman continuum emission from gas ionized by OB clusters.

Source	M_K	M_V^\dagger	$L_{cluster}^\dagger$ L_\odot	$N_{H\gamma} \cdot s^{-1} \cdot \ddagger$ $\times 10^{52}$	$L_{cluster}^*$ $\times 10^9 L_\odot$
ring	-23.73	-18.53	2.51×10^{10}	5.16×10^{55}	$1.1 \times 10^{12} L_\odot$
AB	-18.5	-16.4	3.8×10^8	40.6	8.3
A	-16.5	-14.4	6.0×10^7	6.4	1.3
B	-16.4	-14.4	6.6×10^7	7.1	1.5
C	-18.4	-17.4	1.1×10^9	37.0	7.6
C1	-16.4	-15.9	2.1×10^8	5.9	1.2
C2	-15.2	-13.4	2.2×10^7	1.9	0.4
D	-17.2	-16.2	2.7×10^8	12.3	2.5
E	-17.5	-16.3	3.0×10^8	16.2	3.3
E1	-16.4	-13.9	1.6×10^8	5.9	1.2
E2	-14.3	-15.1	3.4×10^9	0.8	0.2
E3	-15.5	-10.3	1.2×10^7	2.6	0.5
F	-16.5	-16.6	4.1×10^9	6.4	1.3
G	-17.5	-15.5	1.6×10^8	16.2	3.3
H	-15.9	-15.9	2.9×10^9	3.7	0.8
I	-17.6	-12.4	8.6×10^7	17.7	3.7
J	-18.5	-16.5	1.0×10^9	40.6	8.4
J1	-11.9	-11.0	2.3×10^6	0.1	0.02
J2	-15.8	-15.0	9.0×10^7	3.4	0.7
J3	-14.1	-14.9	1.5×10^9	0.7	0.1
K	-15.5	-15.3	1.4×10^8	2.5	0.5
L	-17.3	-15.3	1.5×10^8	13.4	2.7
M	-14.1	-14.1	1.4×10^8	0.7	0.1
N	-14.6	-9.4	2.9×10^6	1.1	0.2
N	-15.8	-10.6	8.7×10^6	3.4	0.7
N	-17.9	-12.7	6.0×10^7	23.4	4.8
total of major clusters			1.2×10^{10}		4.7×10^{10}

[†] As estimated from spectral type from table 4

[‡] Obtained from Eqn.2 of Mezger et al., 1974.

^{*} from table 3 of Mezger et al., 1974.

the value we compute from our infrared data (first row, column 5 of table 5). As confirmed by column 10 of table 4, this shows that the overall infrared flux is a combination of both stellar and ionized gas contributions. On the one hand, the assumption that all the infrared photons are due to reprocessed UV flux produces a large overestimate with respect to radio observations. On the other hand, if we assume that the bolometric flux of the ring is dominated by starlight (and apply the appropriate bolometric correction, first row, column 4, table 5), we find that we underestimate the luminosity of the ring by a factor 10 compared to the value computed by Genzel et al. (1995), $3 \times 10^{11} L_\odot$. However, this discrepancy may also be due to the fact that their estimate is dominated by far-IR emission due to cold dust that our measurements do not take into account.

Looking at table 5 in more detail, we tried to isolate the contribution of the clusters alone. Summing over columns 4 and 6, it is possible to obtain an estimate of the luminosity of the starburst clusters for each assumption. Retaining only the largest aggregates (i.e. AB, C, D E, F, G, H, I, J, K, L M and N(1.2’’))

for which the photometric contribution is probably more accurate, column 4 comes out to $1.2 \times 10^{10} L_\odot$, within a factor 2 of the stellar estimate of the entire ring: $2.5 \times 10^{10} L_\odot$ (first row). Column 6 sums to $4.7 \times 10^{10} L_\odot$, a very small fraction of the flux of the entire ring if it all comes from ionized gas emission ($1.1 \times 10^{12} L_\odot$).

Our estimate of $2.5 \times 10^{10} L_\odot$ for the stellar contribution of the brightest clusters is much below for the value for the bolometric luminosity of the entire ring found by Genzel et al. (1995) ($3 \times 10^{11} L_\odot$). We also see that the ionized gas contribution on the clusters is small at best. However, if we consider the luminosity due to the ionized gas outside of the clusters (first row - last row of column 6, table 5), we can see that this may be a large contribution. Extended Br γ emission was found by Genzel et al. (1995), and recently by Eisenhauer et al. (2003) during the VLT Sinfoni commissioning. Therefore, our observations suggest that a mixture of gas heated by clusters and opaque dust clouds (suggested by large but localized extinction) may account for the larger fraction of the bolometric flux,

as first put forth by Genzel et al. (1995). The purely stellar contribution of the starburst ring to the bolometric flux is probably not larger than 10%.

5.3. Starburst ring

Morphologically, our images confirm that the starburst ring is indeed a tightly wound spiral structure, with two, three or four arms, depending on the patchiness of the extinction, most evident on the HST R-band image.

The model of the starburst derived by Genzel et al. (1995) gives an age of a few tens to 100 Myr based on the colors of the ring. Our data indicates that while the overall colors of the ring are compatible with a red super giant population (indicative of a past starburst episode), there are some localized hot spots of star formation at a given distance to the nucleus. The dynamical properties of this ring have been studied in great detail by Davies et al. (2004) who show that there is a large quantity of CO at the Inner Linblad Resonance (ILR) of the bar and that the active star formation clusters are inside of the CO emission. The starburst ring is not necessarily at the resonance: an alternative model could then be a density wave passing through these four spiral arms, and the collapse of the masses of gas will fragment and produce the super-clusters of young stars.

We have shown that the clusters have a variety of dominant spectral types and different levels of extinction. We point out that the F cluster which shows the OB spectral type with ionized gas coincides (within $0.18''$) in location with the radio supernova found by Colina et al. (2001), as shown in figure 11. It is worth noting that this region (Clusters D to F) is also where the CO 2–1 map presented by Davies et al. (2004) shows the lowest emission at this distance to the nucleus. If CO is a tracer of an older population, then this is coherent with our interpretation, and Cluster F could be the most obscured, and yet most active site of star formation in the starburst ring (Source F is among the most luminous clusters in table 5). Further comparison with the radio map at 8.4 GHz from Colina et al. shows that there is a strong correlation between radio emission and early spectral types (e.g. A, C1, H, J3, K, M), although because of extinction, we cannot say that the reverse is always true.

5.4. Inner bar

Due to the resolution, as well as the dynamic range, of the images obtained by AO systems up to now, we cannot categorically comment on the presence and structure of a putative inner bar. Deconvolved images show an increase in flux along a North-East to South-West axis, and this is also aligned with the brightest knots of star formation, the AB complex and the J-G complex. Dynamic modeling performed by Davies et al. (2004), seems to indicate that there is no such inner bar: they are able to reconstruct the resonance at the location of the starburst ring with an axisymmetric potential with three components.

Our data indicates that there is an axis aligned North-East to South-West where activity appears to be enhanced, as shown by the brightness and age of the clusters. This axis is co-aligned

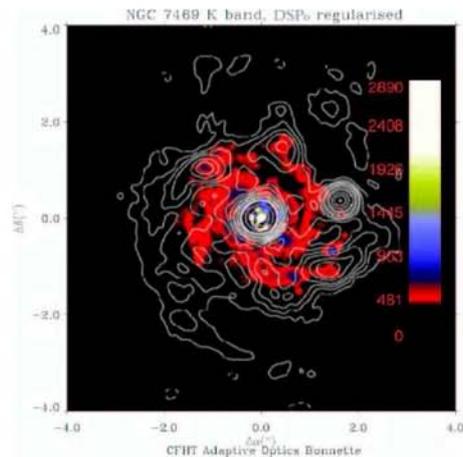


Fig. 11. 8.4 GHz contour superposed to our deconvolved K band image of NGC 7469 (the supernova is $0.8''$ due west of the nucleus). The supernova detected in 2001 lies within $0.18''$ of cluster F which shows characteristics of early spectral types from our color analysis.

with the main CO emission close to the nucleus and is also found in PAH narrow band imaging by Mazzarella et al. (1994). However, projection effects along the major axis of the ring and/or an inward extension of the spiral arms could produce a similar apparent increase in activity at these locations.

At this point we can only point out that this is also the projected axis on the sky of NGC 7469's companion galaxy IC 5823, and one would expect tidal effects to increase the mass on either side of the nucleus along this axis.

5.5. Inner structures

While many of the structures found in the inner $0.4''$ (labeled inner ring on figure 7) may be PSF residuals, we are at least confident that they are not deconvolution artefacts since the different deconvolution techniques used (see figure 5) produce completely coherent results. There appears to be a very definite ring which may be broken up in further clusters at a radius of $0.2''$. We note that the dynamical model of Davies et al. (2004) required to reproduce the dynamical properties of the molecular gas describes the nuclear component as either one of two possible models: it is either a uniform mass distribution within a $0.3''$ radius or an inner ring peaking at a radius of $0.2''$. These authors favor the ring model, with possible spiral arms between this 60 pc ring and the large scale ($r \sim 700$ pc) ring. Our observations reveal this morphology, although it is not possible to interpret the structure of the ring itself, or within it.

5.6. AGN

Our images do not allow to probe the inner $0.2''$ around the nucleus, because of PSF inaccuracies at that level. However, the nucleus is unresolved, and is therefore much smaller than

0.12'' (40 pc). According to Genzel et al. (1995), 15% to 30% of the flux from the nucleus (as defined as $r < 0.4''$) is of stellar origin. While we can see many artefacts in the inner 0.1'' and it is indeed very difficult to trust these structures, this fraction of the flux could easily be accounted for by the inner ring ($r \approx 0.2''$) and the structures shown in figure 5. An accurate photometric analysis is beyond reach however, due to the deconvolution techniques used to put these structures in evidence.

Further investigation of the inner environment will be difficult, but recent coronagraphic observations of NGC 1068 (Gratadour et al. 2005a) show much promise for this technique. The extended HCN emission revealed by Davies et al. (2004), along with a ring of an hypothetical molecular hydrogen with a 0.2'' could indeed be tracers of the outer edges of the molecular torus. This could therefore be an ideal candidate to study the morphology of the interface region between the starburst region (a gas rich region) and the nucleus (which needs to be fed).

6. Conclusion

We have presented a morphological and photometric analysis of the circumnuclear starburst ring in NGC 7469. The data was obtained from the CFHT adaptive optics system Pueo. Additional data came from the Keck adaptive optics system during its commissioning and images from the Hubble Space Telescope in the public domain. While our data does not allow us to probe the inner 0.2'' (the nucleus and its close environment), we resolve the starburst ring and find a tightly wound spiral structure. The average colors of this structure are compatible with an old stellar population. However, embedded within it are hot spots of star formation, most likely young super-clusters, whose color are much more characteristic of earlier spectral types and ionized gas emission. The stellar luminosity of these clusters is such that they probably account for about 10% of the luminosity of the entire starburst ring.

Emission from ionized gas outside of the clusters may be a relatively important contribution to the overall luminosity of the starburst ring. Our data does not allow to estimate the far-IR contribution to the bolometric luminosity due to dust, but we were able to show that the average extinction across the entire ring is fairly low, although some sources are completely hidden in the R-band image and the extinction is independently found to be high at these locations (e.g. source K, $A_V \approx 18$).

While we do not see evidence of sequential star formation, there is a wide spread in spectral types for the clusters, and the youngest clusters appear to be located due West and due South of the nucleus. The colors of the nucleus is compatible with a -2 exponent power law, characteristic of quasars. While our images do not allow to unequivocally detect the potential inner bar, we do notice a North-East to South-West axis with enhanced hot spots and higher luminosity close in to the nucleus. This axis is also the projected direction of NGC 7469's companion galaxy IC 5283, and that of the major axis of the starburst structure, so we cannot rule out a projection effect and/or an inward extension of the spiral structure. Further observations with adaptive optics and coronagraphy are planned to answer this question.

Acknowledgements. Thanks are extended to the PUEO and MONICA teams for successful observations. Thanks are also extended to the numerous web based tools used in preparing observations, such as UKIRT for the faint standard lists, the Digital Sky Survey project, and ADS. This research has made use of the NASA/IPAC Extragalactic Database (NED) which is operated by the Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, under contract with the National Aeronautics and Space Administration.

References

- Allen, C. W. 1976, *Astrophysical Quantities* (Astrophysical Quantities, London: Athlone (3rd edition), 1976)
- Colina, L., Alberdi, A., Torrelles, J. M., Panagia, N., & Wilson, A. S. 2001, *Astrophys. J. Lett.*, 553, L19
- Conan, J.-M., Mugnier, L. M., Fusco, T., Michau, V., & Rousset, G. 1998, *Appl. Opt.*, 37, 4614
- Davidge, T. J. & Courteau, S. 1999, *Astron. J.*, 117, 1297
- Davies, R. I., Tacconi, L. J., & Genzel, R. 2004, *Astrophys. J.*, 602, 148
- Eisenhauer, F., Tecza, M., Thatte, N., et al. 2003, *The Messenger*, 113, 17
- Esslinger, O. & Edmunds, M. G. 1998, 129, 617
- Gallais, P., Rouan, D., Lacombe, F., Tiphene, D., & Vauglin, I. 1991, *Astron. Astrophys.*, 243, 309
- Genzel, R., Weitzel, L., Tacconi-Garman, L. E., et al. 1995, *Astrophys. J.*, 444, 129
- Gratadour, D., Rouan, D., Boccaletti, A., Riaud, P., & Clénet, Y. 2005a, *Astron. Astrophys.*, 429, 433
- Gratadour, D., Rouan, D., Mugnier, L. M., et al. 2005b, – A&A in press –
- Keto, E., Ball, R., Arens, J., Jernigan, G., & Meixner, M. 1992, *Astrophys. J.*, 389, 223
- Kukula, M. J., Pedlar, A., Baum, S. A., & O'Dea, C. P. 1995, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 276, 1262
- Lai, O., Rouan, D., Rigaut, F., Arsenault, R., & Gendron, E. 1998, *Astron. Astrophys.*, 334, 783
- Lai, O., Rouan, D., Rigaut, F., Doyon, R., & Lacombe, F. 1999, *Astron. Astrophys.*, 351, 834
- Malkan, M. A. & Filippenko, A. V. 1983, *Astrophys. J.*, 275, 477
- Mauder, W., Weigelt, G., Appenzeller, I., & Wagner, S. J. 1994, *Astron. Astrophys.*, 285, 44
- Mazzarella, J. M., Voit, G. M., Soifer, B. T., et al. 1994, *Astron. J.*, 107, 1274
- McAlary, C. W., McLaren, R. A., McGonegal, R. J., & Maza, J. 1983, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 52, 341
- Meixner, M., Puchalsky, R., Blitz, L., Wright, M., & Heckman, T. 1990, *Astrophys. J.*, 354, 158
- Mezger, P. G., Smith, L. F., & Churchwell, E. 1974, *Astron. Astrophys.*, 32, 269
- Mugnier, L. Z., Fusco, T., & Conan, J. 2004, *J. Opt. Soc. Am. A*, 21, 1841
- O'Connell, R. W., Gallagher, J. S., & Hunter, D. A. 1994, *Astrophys. J.*, 433, 65
- O'Connell, R. W., Gallagher, J. S., Hunter, D. A., & Colley, W. N. 1995, *Astrophys. J. Lett.*, 446, L1+

- Rouan, D., Rigaut, F., Alloin, D., et al. 1998, *Astron. Astrophys.*, 339, 687
- Shlosman, I., Frank, J., & Begelman, M. C. 1989, *Nature (London)*, 338, 45
- Véran, J.-P., Rigaut, F., Maître, H., & Rouan, D. 1997, *J. Opt. Soc. Am. A*, 14, 3057
- Wilson, A. S., Helfer, T. T., Haniff, C. A., & Ward, M. J. 1991, *Astrophys. J.*, 381, 79

Bibliographie

- Aitken, D. K., Roche, P. F., & Philips, M. M. 1981, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 196, 101P
- Allen, C. W. 1976, *Astrophysical Quantities* (*Astrophysical Quantities*, London : Athlone (3rd edition), 1976)
- Alloin, D., Galliano, E., Cuby, J. G., et al. 2001, *Astron. Astrophys.*, 369, L33
- Alloin, D., Pantin, E., Lagage, P. O., & Granato, G. L. 2000, *Astron. Astrophys.*, 363, 926
- Antonucci, R., Kishimoto, M., Boisson, C., & Blaes, O. 2004, in *ASP Conf. Ser. 311 : AGN Physics with the Sloan Digital Sky Survey*, 381–+
- Antonucci, R. R. J. & Miller, J. S. 1985, *Astrophys. J.*, 297, 621
- Armus, L., Charmandaris, V., Spoon, H. W. W., et al. 2004, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 154, 178
- Armus, L., Neugebauer, G., Soifer, B. T., & Matthews, K. 1995, *Astron. J.*, 110, 2610
- Arp, H. 1966, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 14, 1
- Arribas, S., Colina, L., & Clements, D. 2001, *Astrophys. J.*, 560, 160
- Axon, D. J., Marconi, A., Capetti, A., et al. 1998a, *Astrophys. J. Lett.*, 496, L75+
- Axon, D. J., Marconi, A., Capetti, A., et al. 1998b, *Astrophys. J. Lett.*, 496, L75+
- Ayers, G. R. & Dainty, J. C. 1988, *Opt. Lett.*, 13, 547
- Baade, W. & Minkowski, R. 1954, *Astrophys. J.*, 119, 206
- Baan, W. A., Wood, P. A. D., & Haschick, A. D. 1982, *Astrophys. J. Lett.*, 260, L49
- Babcock, H. W. 1953, *Pub. Astron. Soc. Pacific*, 65, 229
- Barvainis, R. 1987, *Astrophys. J.*, 320, 537
- Begelman, M. C. 1999, *Bulletin of the American Astronomical Society*, 31, 1456
- Beswick, R. J., Pedlar, A., & McDonald, A. R. 2002, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 335, 1091
- Biraud, Y. 1969, *Astron. Astrophys.*, 1, 124
- Blanc, A. 2002, PhD thesis, Université Paris XI Orsay
- Blanc, A., Fusco, T., Hartung, M., Mugnier, L. M., & Rousset, G. 2003a, *Astron. Astrophys.*, 399, 373

- Blanc, A., Mugnier, L. M., & Idier, J. 2003b, *J. Opt. Soc. Am. A*, 20, 1035
- Bland-Hawthorn, J., Gallimore, J. F., Tacconi, L. J., et al. 1997, *Astrophys. Space. Sci.*, 248, 9
- Blustin, A. J., Branduardi-Raymont, G., Behar, E., et al. 2003, *Astron. Astrophys.*, 403, 481
- Blustin, A. J., Page, M. J., Fuerst, S. V., Branduardi-Raymont, G., & Ashton, C. E. 2005, *Astron. Astrophys.*, 431, 111
- Boccaletti, A., Riaud, P., Baudoz, P., et al. 2004, *Pub. Astron. Soc. Pacific*, 116, 1061
- Bock, J. J., Neugebauer, G., Matthews, K., et al. 2000, *Astron. J.*, 120, 2904
- Boisson, C., Joly, M., Pelat, D., & Ward, M. J. 2004, *Astron. Astrophys.*, 428, 373
- Boller, T., Gallo, L. C., Lutz, D., & Sturm, E. 2002, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 336, 1143
- Brette, S. & Idier, J. 1996, in *Proceedings of the International Conference on Image Processing, IEEE* (Los Alamitos, California : IEEE Computer Society), 65–68
- Brown, L. G. 1992, *ACM Compting Surveys*, 4, 325
- Capetti, A., Axon, D. J., Macchetto, F., Sparks, W. B., & Boksenberg, A. 1995, *Astrophys. J.*, 446, 155
- Capetti, A., Macchetto, F. D., & Lattanzi, M. G. 1997, *Astrophys. J. Lett.*, 476, L67+
- Carfantan, H. & Rougé, B. 2001, in *XVIII^e GRETSI*, 849–852
- Cecil, G., Dopita, M. A., Groves, B., et al. 2002, *Astrophys. J.*, 568, 627
- Chiang, E. I., Joung, M. K., Creech-Eakman, M. J., et al. 2001, *Astrophys. J.*, 547, 1077
- Cid Fernandes, R., Gu, Q., Melnick, J., et al. 2004, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 355, 273
- Clénet, Y. 2002, *Thèse de doctorat, Université de Paris-VII*
- Clénet, Y., Rouan, D., Gratadour, D., et al. 2004, , 424, L21
- Clénet, Y., Rouan, D., Gratadour, D., et al. 2005, *Astron. Astrophys.*, 439, L9
- Colina, L., Alberdi, A., Torrelles, J. M., Panagia, N., & Wilson, A. S. 2001, *Astrophys. J. Lett.*, 553, L19
- Colina, L., Arribas, S., & Clements, D. 2004, *Astrophys. J.*, 602, 181
- Collin, S. & Huré, J.-M. 2001, *Astron. Astrophys.*, 372, 50
- Conan, J.-M. 1994, *PhD thesis, Université Paris XI Orsay*
- Conan, J.-M., Mugnier, L. M., Fusco, T., Michau, V., & Rousset, G. 1998, *Appl. Opt.*, 37, 4614
- Costa, W. L. S., Haynor, D. R., Haralick, R. M., Lwellyn, T. K., & Graham, M. M. 1993, in *IEEE Nuclear Science Symp and Medical Imaging Conf*, Vol. 974, 38–43
- Crenshaw, D. M. & Kraemer, S. B. 2000a, *Astrophys. J.*, 532, 247

- Crenshaw, D. M. & Kraemer, S. B. 2000b, *Astrophys. J. Lett.*, 532, L101
- Cutri, R. M., Rieke, G. H., Tokunaga, A. T., Willner, S. P., & Rudy, R. J. 1984, *Astrophys. J.*, 280, 521
- Dahari, O. 1985, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 57, 643
- Davies, R. I., Burston, A., & Ward, M. J. 2002, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 329, 367
- Davies, R. I., Sugai, H., & Ward, M. J. 1998, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 300, 388
- Davies, R. I., Tacconi, L. J., & Genzel, R. 2004, *Astrophys. J.*, 602, 148
- de Gouveia Dal Pino, E. M. 1999, *Astrophys. J.*, 526, 862
- de Vaucouleurs, G., de Vaucouleurs, A., Corwin, H. G., et al. 1991, *Third Reference Catalogue of Bright Galaxies (Volume 1-3, XII, 2069 pp. 7 figs.. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York)*
- Depoy, D. L., Becklin, E. E., & Geballe, T. R. 1987, *Astrophys. J. Lett.*, 316, L63
- Desert, F.-X., Boulanger, F., & Puget, J. L. 1990, *Astron. Astrophys.*, 237, 215
- Dessenne, C. 1998, *Thèse de doctorat, Université de Paris-VII*
- Dopita, M. A. & Sutherland, R. S. 1996, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 102, 161
- Elvis, M. 2000, *Astrophys. J.*, 545, 63
- Evans, I. N., Ford, H. C., Kinney, A. L., et al. 1991, *Astrophys. J. Lett.*, 369, L27
- Fath, E. A. 1909, *Pub. Astron. Soc. Pacific*, 21, 138
- Ferguson, J. W., Korista, K. T., & Ferland, G. J. 1997, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 110, 287
- Fried, D. L. 1965, *J. Opt. Soc. Am.*, 55, 1427
- Fried, D. L. 1979, *Opt. Acta*, 26, 597
- Fruchter, A. S. & Hook, R. N. 2002, *Pub. Astron. Soc. Pacific*, 114, 144
- Fusco, T. 2000, *Thèse de doctorat, Université de Nice-Sofia Antipolis*
- Fusco, T., Ageorges, N., Rousset, G., et al. 2004, in *Advancements in Adaptive Optics*. Edited by Domenico B. Calia, Brent L. Ellerbroek, and Roberto Ragazzoni. *Proceedings of the SPIE*, Volume 5490, pp. 118-129 (2004)., 118–129
- Fusco, T., Conan, J.-M., Mugnier, L., Michau, V., & Rousset, G. 2000, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 142, 149
- Fusco, T., VÃ©ran, J.-P., Conan, J.-M., & Mugnier, L. 1999, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 134, 1
- Galliano, E. & Alloin, D. 2002, *Astron. Astrophys.*, 393, 43
- Galliano, E., Alloin, D., Granato, G. L., & Villar-Martín, M. 2003, *Astron. Astrophys.*, 412, 615

- Gallimore, J. F., Baum, S. A., & O’Dea, C. P. 1996a, *Astrophys. J.*, 464, 198
- Gallimore, J. F., Baum, S. A., & O’Dea, C. P. 2004, *Astrophys. J.*, 613, 794
- Gallimore, J. F., Baum, S. A., O’Dea, C. P., & Pedlar, A. 1996b, *Astrophys. J.*, 458, 136
- Gallimore, J. F., Henkel, C., Baum, S. A., et al. 2001, *Astrophys. J.*, 556, 694
- Gendron, E. 1995, Thèse de doctorat, Université de Paris-VII
- Gendron, E. & Lena, P. 1995, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 111, 153
- Genzel, R., Lutz, D., Sturm, E., et al. 1998, *Astrophys. J.*, 498, 579
- Genzel, R., Weitzel, L., Tacconi-Garman, L. E., et al. 1995, *Astrophys. J.*, 444, 129
- Girémus, A. & Carfantan, H. 2003, in XIX^e GRETSI, 2–4
- Granato, G. L. & Danese, L. 1994, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 268, 235
- Granato, G. L., Danese, L., & Franceschini, A. 1997, *Astrophys. J.*, 486, 147
- Granato, G. L., Zitelli, V., Bonoli, F., et al. 1993, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 89, 35
- Gratadour, D., Clénet, Y., Rouan, D., Lai, O., & Forveille, T. 2003, *Astron. Astrophys.*, 411, 335
- Gratadour, D., Rouan, D., Boccaletti, A., Riaud, P., & Clénet, Y. 2005, *Astron. Astrophys.*, 429, 433
- Green, P. J. 1990, *IEEE Trans. Med. Imag.*, 9, 84
- Greenwood, D. P. 1978, in *Proc. SPIE*, Vol. 142, 91
- Groupe Problèmes Inverses. 1997, GPAV : une grande œuvre collective, internal report, Laboratoire des Signaux et Systèmes, CNRS/Supélec/Université Paris-Sud
- Guillaume, M., Melon, P., Refregier, P., & Llebaria, A. 1998, *J. Opt. Soc. Am. A*, 15, 2841
- Guillois, O., Ledoux, G., & Reynaud, C. 1999, *Astrophys. J. Lett.*, 521, L133
- Harder, S. 1999, PhD thesis, Université Joseph Fourier, Grenoble 1
- Heckman, T. M., Armus, L., & Miley, G. K. 1990, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 74, 833
- Hill, H. G. M., Jones, A. P., & D’Hendecourt, L. B. 1998, *Astron. Astrophys.*, 336, L41
- Hubble, E. P. 1926, *Astrophys. J.*, 64, 321
- Huchra, J. P., Vogeley, M. S., & Geller, M. J. 1999, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 121, 287
- Idier, J., ed. 2001, *Approche bayésienne pour les problèmes inverses* (Paris : Hermès)
- Jaffe, W., Meisenheimer, K., Röttgering, H. J. A., et al. 2004, *Nature (London)*, 429, 47
- Javelle, M. 1908, *Annales de l’Observatoire de Nice*, 11
- Jones, A. P. & d’Hendecourt, L. 2000, *Astron. Astrophys.*, 355, 1191

- Jones, A. P., d'Hendecourt, L. B., Sheu, S.-Y., et al. 2004, *Astron. Astrophys.*, 416, 235
- Joseph, R. D. & Wright, G. S. 1985, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 214, 87
- Khachikian, E. Y. & Weedman, D. W. 1974, *Astrophys. J.*, 192, 581
- Kim, D.-C. & Sanders, D. B. 1998, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 119, 41
- Kishimoto, M. 1999, *Astrophys. J.*, 518, 676
- Kolmogorov, A. N. 1941, *Dan SSSR*
- Kraemer, S. B. & Crenshaw, D. M. 2000a, *Astrophys. J.*, 532, 256
- Kraemer, S. B. & Crenshaw, D. M. 2000b, *Astrophys. J.*, 544, 763
- Kriss, G. A., Blustin, A., Branduardi-Raymont, G., et al. 2003, *Astron. Astrophys.*, 403, 473
- Krolik, J. H. 1999, *Active galactic nuclei* (Princeton Univ Press)
- Lai, O., Rouan, D., Rigaut, F., Doyon, R., & Lacombe, F. 1999, *Astron. Astrophys.*, 351, 834
- Lane, R. G. 1992, *J. Opt. Soc. Am. A*, 9, 1508
- Lenzen, R., Hofmann, R., Bizenberger, P., & Tusche, A. 1998, in *Proc. SPIE Vol. 3354*, p. 606-614, *Infrared Astronomical Instrumentation*, Albert M. Fowler ; Ed., 606-614
- Leroux, B. 2003, *Thèse de doctorat*, Université de Nice-Sofia Antipolis
- Lewis, R. S., Ming, T., Wacker, J. F., Anders, E., & Steel, E. 1987, *Nature (London)*, 326, 160
- Lonsdale, C. J., Diamond, P. J., & Smith, H. E. 1994, *Nature (London)*, 370, 117
- Lonsdale, C. J., Lonsdale, C. J., Smith, H. E., & Diamond, P. J. 2003, *Astrophys. J.*, 592, 804
- Lucy, L. B. 1974, *Astrophys. J.*, 79, 745
- Lumsden, S. L. & Alexander, D. M. 2001, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 328, L32
- Lutz, D., Maiolino, R., Moorwood, A. F. M., et al. 2002, *Astron. Astrophys.*, 396, 439
- Lyot, B. 1939, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 99, 580
- Macchetto, F., Capetti, A., Sparks, W. B., Axon, D. J., & Boksenberg, A. 1994, *Astrophys. J. Lett.*, 435, L15
- MacKenty, J. W. & Stockton, A. 1984, *Astrophys. J.*, 283, 64
- Malkan, M. A., Gorjian, V., & Tam, R. 1998, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 117, 25
- Marco, O. & Alloin, D. 2000, *Astron. Astrophys.*, 353, 465
- Marconi, A., van der Werf, P. P., Moorwood, A. F. M., & Oliva, E. 1996, *Astron. Astrophys.*, 315, 335
- Markarian, B. E. 1977, *Astron. Astrophys.*, 58, 139
- Matt, G., Guainazzi, M., Frontera, F., et al. 1997, *Astron. Astrophys.*, 325, L13

- Mauder, W., Weigelt, G., Appenzeller, I., & Wagner, S. J. 1994, *Astron. Astrophys.*, 285, 44
- Mazzarella, J. M., Soifer, B. T., Graham, J. R., et al. 1992, *Astron. J.*, 103, 413
- Mazzarella, J. M., Voit, G. M., Soifer, B. T., et al. 1994, *Astron. J.*, 107, 1274
- McDowell, J. C., Clements, D. L., Lamb, S. A., et al. 2003, *Astrophys. J.*, 591, 154
- Meier, D. L. 2003, *New Astronomy Review*, 47, 667
- Meixner, M., Puchalsky, R., Blitz, L., Wright, M., & Heckman, T. 1990, *Astrophys. J.*, 354, 158
- Micono, M., Bodo, G., Massaglia, S., et al. 2000, *Astron. Astrophys.*, 360, 795
- Micono, M., Massaglia, S., Bodo, G., Rossi, P., & Ferrari, A. 1998a, *Astron. Astrophys.*, 333, 989
- Micono, M., Massaglia, S., Bodo, G., Rossi, P., & Ferrari, A. 1998b, *Astron. Astrophys.*, 333, 1001
- Miller, J. S. & Goodrich, R. W. 1990, *Astrophys. J.*, 355, 456
- Miller, J. S., Goodrich, R. W., & Mathews, W. G. 1991, *Astrophys. J.*, 378, 47
- Mort, M. S. & Srinath, M. D. 1988, in *IEEE Proc. of SPIE : Applications of digital image processing*, Vol. 974, 38–43
- Mouri, H. 1994, *Astrophys. J.*, 427, 777
- Mugnier, L. & Velluet, M.-T. 2002, *Synthese d'ouverture optique pour satellite d'observation : rapport final des taches 3.1 et 3.2*, Technical Report 1/05254 DOTA, ONERA, Contract from SPOTI
- Mugnier, L. M., Robert, C., Conan, J.-M., Michau, V., & Salem, S. 2001, *Optical Society of America Journal A*, 18, 862
- Mugnier, L. Z., Fusco, T., & Conan, J. 2004, *J. Opt. Soc. Am. A*, 21, 1841
- Mulchaey, J. S., Wilson, A. S., & Tsvetanov, Z. 1996, *Astrophys. J.*, 467, 197
- Mundell, C. G., Ferruit, P., & Pedlar, A. 2001, *Astrophys. J.*, 560, 168
- Nandra, K., Le, T., George, I. M., et al. 2000, *Astrophys. J.*, 544, 734
- Nenkova, M., Ivezić, Ž., & Elitzur, M. 2002, *Astrophys. J. Lett.*, 570, L9
- Noll, R. J. 1976, *J. Opt. Soc. Am. A*, 66, 207
- Norris, R. P. 1988, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 230, 345
- O'Connell, R. W., Gallagher, J. S., & Hunter, D. A. 1994, *Astrophys. J.*, 433, 65
- O'Connell, R. W., Gallagher, J. S., Hunter, D. A., & Colley, W. N. 1995, *Astrophys. J. Lett.*, 446, L1+
- Ogle, P. M., Brookings, T., Canizares, C. R., Lee, J. C., & Marshall, H. L. 2003, *Astron. Astrophys.*, 402, 849

- Osterbrock, D. E. 1981, *Astrophys. J.*, 249, 462
- Peterson, B. M. & Wandel, A. 2000, *Astrophys. J.*, 540, L13
- Prieto, A. M., Pérez García, A. M., & Rodríguez Espinosa, J. M. 2002, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 329, 309
- Prieto, M. A., Meisenheimer, K., Marco, O., et al. 2004, *Astrophys. J.*, 614, 135
- Quillen, A. C., Alonso-Herrero, A., Rieke, M. J., et al. 1999, *Astrophys. J.*, 527, 696
- Regan, M. W. & Mulchaey, J. S. 1999, *Astron. J.*, 117, 2676
- Reunanen, J., Kotilainen, J. K., & Prieto, M. A. 2002, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 331, 154
- Reunanen, J., Kotilainen, J. K., & Prieto, M. A. 2003, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 343, 192
- Riaud, P., Boccaletti, A., Baudrand, J., & Rouan, D. 2003, *Pub. Astron. Soc. Pacific*, 115, 712
- Riaud, P., Boccaletti, A., Rouan, D., Lemarquis, F., & Labeyrie, A. 2001, *Pub. Astron. Soc. Pacific*, 113, 1145
- Rieke, G. H., Cutri, R. M., Black, J. H., et al. 1985, *Astrophys. J.*, 290, 116
- Rigaut, F., Salmon, D., Arsenault, R., et al. 1998, *Pub. Astron. Soc. Pacific*, 110, 152
- Rigopoulou, D., Spoon, H. W. W., Genzel, R., et al. 1999, *Astron. J.*, 118, 2625
- Robson, I. 1996, *Active galactic nuclei (Wiley-Praxis Series in Astronomy and Astrophysics, New York, NY : Wiley, Chichester : Praxis Publishing, —c1996)*
- Roche, A., Malandain, G., & Ayache, N. 2000, *International Journal of Imaging Systems and Technology*, 11, 71
- Roddier, F., ed. 1999, *Adaptive Optics in Astronomy (Cambridge : Cambridge University Press)*
- Roddier, F. 1999, *Imaging through the atmosphere (Adaptive Optics in Astronomy)*, 9–+
- Rouan, D., Lacombe, F., Gendron, E., et al. 2004, *Astron. Astrophys.*, 417, L1
- Rouan, D., Riaud, P., Boccaletti, A., Clénet, Y., & Labeyrie, A. 2000, *Pub. Astron. Soc. Pacific*, 112, 1479
- Rouan, D., Rigaut, F., Alloin, D., et al. 1998, *Astron. Astrophys.*, 339, 687
- Rousset, G., Lacombe, F., Puget, P., et al. 2000, in *Proc. SPIE Vol. 4007, p. 72-81, Adaptive Optical Systems Technology, Peter L. Wizinowich ; Ed., 72–81*
- Sánchez Portal, M. 1999, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 310, 117
- Safford, T. H. 1887, *Annual Rep. of the Board, Chicago Astron. Soc.*, Appendix C
- Sakamoto, K., Scoville, N. Z., Yun, M. S., et al. 1999a, *Astrophys. J.*, 514, 68
- Sakamoto, K., Scoville, N. Z., Yun, M. S., et al. 1999b, *Astrophys. J.*, 514, 68
- Sanders, D. B., Scoville, N. Z., & Soifer, B. T. 1988a, *Astrophys. J. Lett.*, 335, L1

- Sanders, D. B., Soifer, B. T., Elias, J. H., et al. 1988b, *Astrophys. J.*, 325, 74
- Sauty, C., Tsinganos, K., & Trussoni, E. 2002, *LNP Vol. 589 : Relativistic Flows in Astrophysics*, 589, 41
- Saxton, C. J., Bicknell, G. V., & Sutherland, R. S. 2002, *Astrophys. J.*, 579, 176
- Schinnerer, E., Eckart, A., Tacconi, L. J., Genzel, R., & Downes, D. 2000, *Astrophys. J.*, 533, 850
- Schmidt, M. 1963, *Nature (London)*, 197, 1040
- Scoville, N. Z., Evans, A. S., Dinshaw, N., et al. 1998, *Astrophys. J. Lett.*, 492, L107+
- Scoville, N. Z., Evans, A. S., Thompson, R., et al. 2000, *Astron. J.*, 119, 991
- Scoville, N. Z., Yun, M. S., & Bryant, P. M. 1997, *Astrophys. J.*, 484, 702
- Sellgren, K. 1984, *Astrophys. J.*, 277, 623
- Seyfert, C. K. 1943, *Astrophys. J.*, 97, 28
- Shields, G. 1978, *Nature (London)*, 272, 423
- Shlosman, I., Frank, J., & Begelman, M. C. 1989, *Nature (London)*, 338, 45
- Simpson, J. P., Colgan, S. W. J., Erickson, E. F., et al. 2002, *Astrophys. J.*, 574, 95
- Smith, H. E., Lonsdale, C. J., Lonsdale, C. J., & Diamond, P. J. 1998, *Astrophys. J. Lett.*, 493, L17+
- Snyder, D. L., Helstrom, C. W., Lanterman, A. D., Faisal, M., & White, R. L. 1995, *J. Opt. Soc. Am. A*, 12, 272
- Snyder, D. L. & Schulz, T. 1990, *J. Opt. Soc. Am. A*, 7, 1251
- Soifer, B. T., Bock, J. J., Marsh, K., et al. 2003, *Astron. J.*, 126, 143
- Soifer, B. T., Neugebauer, G., Helou, G., et al. 1984, *Astrophys. J. Lett.*, 283, L1
- Soifer, B. T., Neugebauer, G., Matthews, K., et al. 1999, *Astrophys. J.*, 513, 207
- Soifer, B. T., Neugebauer, G., Matthews, K., Egami, E., & Weinberger, A. J. 2002, *Astron. J.*, 124, 2980
- Sopp, H. M. & Alexander, P. 1991, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 251, 112
- Sosa-Brito, R. M., Tacconi-Garman, L. E., Lehnert, M. D., & Gallimore, J. F. 2001, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 136, 61
- Spinoglio, L., Malkan, M. A., Smith, H. A., González-Alfonso, E., & Fischer, J. 2005, *Astrophys. J.*, 623, 123
- Staveley-Smith, L., Norris, R. P., Chapman, J. M., et al. 1992, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 258, 725

- Steffen, W., Gomez, J. L., Raga, A. C., & Williams, R. J. R. 1997, *Astrophys. J. Lett.*, 491, L73+
- Sturm, E., Lutz, D., Genzel, R., et al. 1996, *Astron. Astrophys.*, 315, L133
- Sturm, E., Lutz, D., Verma, A., et al. 2002, *Astron. Astrophys.*, 393, 821
- Surace, J. A., Sanders, D. B., & Evans, A. S. 2000, *Astrophys. J.*, 529, 170
- Terlevich, R., Tenorio-Tagle, G., Rozyczka, M., Franco, J., & Melnick, J. 1995, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 272, 198
- Thatte, N., Quirrenbach, A., Genzel, R., Maiolino, R., & Tecza, M. 1997, *Astrophys. J.*, 490, 238
- Thiébaud, E. & Conan, J.-M. 1995, *J. Opt. Soc. Am. A*, 12, 485
- Thompson, R. I., Chary, R., Corbin, M. R., & Epps, H. 2001, *Astrophys. J. Lett.*, 558, L97
- Tomono, D., Doi, Y., Usuda, T., & Nishimura, T. 2001, *Astrophys. J.*, 557, 637
- Tran, Q. D., Lutz, D., Genzel, R., et al. 2001, *Astrophys. J.*, 552, 527
- Ulvestad, J. S., Wilson, A. S., & Sramek, R. A. 1981, *Astrophys. J.*, 247, 419
- Unger, S. W., Lewis, J. R., Pedlar, A., & Axon, D. J. 1992, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 258, 371
- Unger, S. W., Pedlar, A., Axon, D. J., et al. 1987, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 228, 671
- Van Trees, H. L. 1968a, *Detection, Estimation and Modulation theory Part I* (John Wiley & Sons)
- Van Trees, H. L. 1968b, *Detection, Estimation, and Modulation Theory. Part I : Detection, Estimation, and Linear Modulation Theory* (New York : John Wiley & Sons)
- Véran, J.-P. 1997, PhD thesis, Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications
- Villar-Martín, M., De Young, D., Alonso-Herrero, A., Allen, M., & Binette, L. 2001, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 328, 848
- Wallner, E. P. 1983, *J. Opt. Soc. Am. A*, 73, 1771
- Wanders, I., Peterson, B. M., Alloin, D., et al. 1997, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 113, 69
- Weigelt, G., Wittkowski, M., Balega, Y. Y., et al. 2004, *Astron. Astrophys.*, 425, 77
- Wilson, A. S., Helfer, T. T., Haniff, C. A., & Ward, M. J. 1991, *Astrophys. J.*, 381, 79
- Wilson, A. S. & Ulvestad, J. S. 1983, *Astrophys. J.*, 275, 8
- Wittkowski, M., Kervella, P., Arsenault, R., et al. 2004, *Astron. Astrophys.*, 418, L39
- Woltjer, L. 1959, *Astrophys. J.*, 130, 38
- Wu, X., Wang, M., Zong, M. Z., & Liu, F. K. and Han, J. L. 2004, *Astron. Astrophys.*, 424, 793
- Young, S., Hough, J. H., & Efstathiou, A. e. a. 1996, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 281, 1206
- Zitová, B. & Flusser, A. 2003, *Image and Vision Computing*, 21, 977