



HAL
open science

Étude de l'émission infrarouge au cœur des Noyaux Actifs de Galaxies : le cas de NGC1068

Anne Poncelet

► **To cite this version:**

Anne Poncelet. Étude de l'émission infrarouge au cœur des Noyaux Actifs de Galaxies : le cas de NGC1068. Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Université Paris 7, 2007. Français. NNT: . tel-03537821

HAL Id: tel-03537821

<https://hal.science/tel-03537821v1>

Submitted on 7 Apr 2022

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 7 – DENIS DIDEROT
ÉCOLE DOCTORALE D'ASTRONOMIE ET D'ASTROPHYSIQUE D'ÎLE DE FRANCE
OBSERVATOIRE DE PARIS – MEUDON

THÈSE

présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ PARIS 7

Spécialité : ASTROPHYSIQUE ET MÉTHODES ASSOCIÉES

par

ANNE PONCELET

Etude de l'émission infrarouge au cœur des Noyaux Actifs de Galaxies : le cas de NGC 1068

Soutenue le 28 novembre 2007 devant le jury composé de :

M.	Etienne PARIZOT	Président
M. ^{me}	Hélène SOL	Co-directrice de thèse
M.	Guy PERRIN	Co-directeur de thèse
M. ^{me}	Anne DUTREY	Rapporteuse
M.	Moshe ELITZUR	Rapporteur
M. ^{me}	Brigitte ROCCA	Examinatrice
M. ^{me}	Danielle ALLOIN	Examinatrice

Résumé

La sensibilité des instruments conçus à l'heure actuelle pour l'infrarouge (IR) intermédiaire, tels que l'interféromètre MIDI et le spectro-imageur VISIR du *Very Large Telescope* de l'ESO (observatoire européen austral), permet de sonder le cœur de certaines sources extragalactiques proches à très haute résolution angulaire. Ainsi ma thèse est consacrée à l'étude du Noyau Actif de Galaxies (NAG) au cœur de NGC 1068, et plus particulièrement à la distribution de la poussière en son sein, élément clé du schéma unifié des NAGs. L'interférométrie permet de la cartographier à de très petites échelles (< 1 pc à la distance de NGC 1068) et l'analyse que j'ai effectuée sur les toutes premières données MIDI de NGC 1068 indique qu'une couche, essentiellement composée de silicates amorphes et s'apparentant au *tore de poussière*, est effectivement située dans l'environnement proche de l'engin central (< 6 pc). Sa température relativement fraîche (de l'ordre de 300 K) apporte par ailleurs un nouvel indice en faveur de sa nature grumeleuse.

J'effectue ensuite un saut en distance en m'intéressant au lien qu'entretient la poussière du tore avec celle distribuée aux plus grandes échelles dans le noyau. Pour cela, et de manière à étendre la gamme des données MIDI aux très courtes fréquences spatiales, j'ai procédé à un traitement interférométrique des tavelures d'images VISIR acquises en mode *rafale*. Il permet de résoudre les structures du cœur et met en évidence une composante étendue (jusqu'à ~ 100 pc) et allongée le long de la propagation du jet radio, par ailleurs révélée par des techniques de déconvolution d'images. Son influence sur les très petites échelles spatiales est marquée et cette étude souligne la nécessité de la prendre en compte lors de la modélisation des données interférométriques.

Des données spectroscopiques acquises avec VISIR viennent également enrichir notre vision du cœur de NGC 1068, en la prolongeant à l'analyse de la cinématique du gaz détecté en IR intermédiaire. Cela nous apprend que le gaz se trouve dans un "vent", s'écoulant à des vitesses atteignant 1000 km.s^{-1} vers l'extérieur du noyau, le long d'une structure en bicône creux associée aux cônes d'ionisation de NGC 1068. Une décélération est observée aux extrémités du bicône, certainement liée aux interactions avec la matière environnante de la galaxie hôte. La comparaison des rapports de raies avec des modèles numériques nous montre que la photoionisation du gaz est dominée par la pression radiative du cœur en milieu poussiéreux. Ces résultats sont en très bon accord avec les précédentes études menées dans les domaines optiques et UV.

Cette étude multi-échelles de la distribution et de la dynamique de la matière dans le NAG de NGC 1068 apporte de précieux éléments sur la nature des liens établis entre les différentes structures du noyau, qui se révèlent contraignants au regard du schéma unifié des NAGs.

Abstract

The sensitivity of instruments recently built for the mid-infrared (MIR) astronomy, such as the MIDI interferometer and the VISIR spectro-imager VISIR of the Very Large Telescope from ESO (European South Observatory), makes it possible to probe the heart of several close extragalactic sources at very high angular resolution. This thesis is devoted to the study of Active Galactic Nucleus (AGN) located in the core of NGC 1068, and particularly to the distribution of dust inside it, a key component of the unified scheme of AGNs. Interferometry allows to map it at very small scales (i.e. < 1 pc at the distance from NGC 1068) and the analyse I carried out on the very first MIDI data obtained on NGC 1068 shows that a layer, which seems primarily made of amorphous silicates and associated with the *dusty torus*, is actually located in the close environment of the central engine (< 6 pc). Besides, its relatively cool temperature (about 300 K) brings new evidences towards its clumpy nature.

I then went a step further by looking at the link between the dusty torus and the dust distributed at larger scale in the core. To do this, and in order to supplement the MIDI data set to very short spacial frequencies, I developed a speckle interferometric treatment of VISIR *BURST* mode images. It allowed to resolve the structures of the core and highlighted one extended component (up to ~ 100 pc), which is aligned with the radio jet and which is also revealed by image deconvolution processing. This study underlines the influence of this component on the very small scales and the need to take it into account for the modeling of interferometric data.

Spectroscopic data obtained with VISIR also enrich our view of NGC 1068's core, by extending it to the analysis of the gas kinematics detected in the MIR. This shows that the gas is located in a "wind", which forms a hollow biconical structure associated the ionization cones of NGC 1068, flowing out of the core at a speed reaching 1000 km.s^{-1} . A deceleration is observed at both apex of the bicone, this is probably due to some interactions with the host galaxy interstellar medium. Comparisons between line ratios and numerical models seem to indicate that the photoionisation of gas is dominated by the radiative pressure from the central engine in a dusty medium. These results are in very good agreement with previous optical and UV studies.

This multi-scale study on materials distributions and dynamics in the AGN of NGC 1068 brings important elements on the links established between the different structures inside the nucleus. They represent constraints for the unified scheme of AGNs.

Table des matières

Introduction	1
-------------------------------	----------

I. Les Noyaux Actifs de Galaxies

1 La Zoologie des NAGs	7
1.1 Des objets hors du commun	8
1.2 La taxinomie des NAGs	9
1.3 Le schéma unifié des NAGs	12
1.4 Le modèle grand unifié	20
1.5 L'implication des NAGs dans la formation des galaxies	23
2 Le cas de NGC 1068	29
2.1 Les propriétés de l'engin central aux hautes énergies	30
2.2 Les structures radio	30
2.3 Les émissions UV et optiques du noyau	32
2.4 L'infrarouge thermique, la signature de la poussière	33
2.5 L'émission millimétrique des <i>starbursts</i>	36

II. Le tore de poussière

3 Les données interférométriques	41
3.1 Principe général de l'interférométrie	42
3.2 Les observations en infrarouge intermédiaire	42
3.3 L'interféromètre MIDI	45
3.4 Les observations de NGC 1068 obtenues en 2003	48
4 Modélisation du Tore de Poussière	53
4.1 Premiers modèles	54
4.2 Les processus de transfert radiatif	54
4.3 Ajustement des données	59
4.4 Comparaison à l'étude de Jaffe <i>et al.</i> (2004)	64
5 Discussions sur la physique du tore	69
5.1 Quelle composition pour la poussière ?	70
5.2 Description spatiale de la source	73
5.3 Des températures trop froides ?	75
5.4 Conclusion sur l'étude des données MIDI	78

III. Du tore à la région des raies étroites

6 L'interférométrie des tavelures	81
6.1 L'instrument VISIR	82
6.2 Principe de l'interférométrie des tavelures	83
6.3 Extraction des visibilitées basses fréquences spatiales sur NGC 1068	85
7 Une approche complémentaire à la déconvolution	89
7.1 Les modèles	90
7.2 Description de la source	96
7.3 Emission de la NLR en bande N	99
8 Comparaison aux données MIDI	103
8.1 Confrontation aux observations MIDI	104
8.2 Conclusion sur l'analyse interférométrique des images <i>BURST</i>	110

IV. Le cône d'ionisation

9 Présentation des données spectroscopiques	113
9.1 Les données spectroscopiques	114
9.2 Traitement des données spectroscopiques	115
10 Résultats	125
10.1 L'émission continue dans le noyau	126
10.2 Spectroscopie le long de la direction est-ouest	128
10.3 Spectroscopie le long de la NLR	130
11 Discussion	139
11.1 Le cône et son environnement	140
11.2 Processus d'ionisation du gaz de la NLR	145
11.3 En résumé	152
Conclusion générale	155

Annexes

A Etalonnage des données MIDI	159
B Publication sur les données interférométriques	171
C Publication sur les données VISIR mode BURST	185
D Publication sur les données spectroscopiques	197
Bibliographie	199

Liste des tableaux

1.1	Tableau de classification des propriétés des NAG	12
7.1	Paramètres du modèle à deux disques circulaires uniformes	91
10.1	Densité de flux du continu thermique le long du noyau de NGC 1068	126
10.2	Température de la poussière au sein de la NLR	127
10.3	Propriétés des raies d'émission décalées spectralement vers le bleu	137
10.4	Propriétés des raies d'émission décalées spectralement vers le rouge	138

Table des figures

1.1	Spectres typiques d'un quasar "radio-fort" et d'un quasar "radio-faible"	8
1.2	Spectres typiques d'un NAG de types Seyfert 1 et Seyfert 2 en IR intermédiaire	10
1.3	Schémas unifiés des noyaux actifs de galaxies.	13
1.4	Illustration de la BLR	16
1.5	Illustration du modèle de tore de poussière grumeleux	18
1.6	Profil de température du modèle grumeleux	19
1.7	Illustration du modèle grand unifié	20
1.8	Illustration du modèle grand unifié	21
1.9	Fonction de luminosité des galaxies	24
1.10	Images de la matière se refroidissant dans deux amas	25
1.11	Cycles de rétro-action des NAGs	26
1.12	Corrélation entre la masse du trou noir central et la masse du bulbe d'une galaxie	27
2.1	Structures radio au cœur de NGC 1068	31
2.2	NLR de NGC 1068 vue avec le HST	32
2.3	Images déconvoluées en proche infra-rouge de NGC 1068	34
2.4	Images déconvoluées en IR intermédiaire de NGC 1068	35
2.5	Cartographie des sursauts de formation stellaire circumnucléaire dans NGC 1068	36
3.1	Spectre de transmission atmosphérique en IR intermédiaire	43
3.2	Principe de l'interférométrie au VLT	43
3.3	Principe de fonctionnement de MIDI	46
3.4	Exemples de paquets de franges obtenus avec MIDI	47
3.5	Mesures de visibilités avec MIDI de NGC 1068	50
3.6	Mesures de la photométrie de NGC 1068 avec MIDI	51
3.7	Densité spectrale d'énergie de NGC 1068 sur la bande N	51
3.8	Densité spectrale d'énergie de Bételgeuse	52
4.1	Evolution des diamètres des disques uniformes individuels	55
4.2	Fonctions de visibilité du modèle à deux composantes	55
4.3	Evolution des tailles apparentes d'après le modèle à deux disques uniformes	56
4.4	Schéma illustrant le transfert de rayonnement par les grains de poussière	57
4.5	Schéma du modèle de transfert radiatif	59
4.6	Profondeur optique déduite du modèle de transfert radiatif	61
4.7	Contributions des différentes composantes à la densité spectrale d'énergie	61
4.8	Modèle de transfert radiatif appliqué aux visibilités MIDI	62
4.9	Cartes de brillances du modèle de transfert radiatif	63
4.10	Variations de la photométrie	65
5.1	Ajustement de la profondeur optique avec plusieurs compositions de poussière	72
5.2	Ajustement de la profondeur optique avec plusieurs tailles de grains	74

5.3	Schéma récapitulatif des résultats du transfert radiatif	76
6.1	Sommation des images VISIR mode <i>BURST</i> à 12,8 μm	84
6.2	Expositions individuelles obtenues avec VISIR en mode <i>BURST</i> à 12,8 μm	84
6.3	Carte de visibilité extraite des images VISIR acquises à 12,8 μm en mode <i>BURST</i>	87
7.1	Visibilités à basses fréquences spatiales déduites des images VISIR mode <i>BURST</i> de NGC 1068	92
7.2	Visibilités à basses fréquences spatiales déduites des images VISIR mode <i>BURST</i> de NGC 1068	93
7.3	Différentes contributions à l'émission IR intermédiaire dans le noyau de NGC 1068	94
7.4	Visibilités à basses fréquences spatiales déduites des images VISIR mode <i>BURST</i> de NGC 1068	95
7.5	Carte de visibilité mesurées et modélisées d'après les images VISIR mode <i>BURST</i>	96
7.6	Différentes contributions à l'émission MIR dans le cœur de NGC 1068	101
7.7	Images obtenues en mode standard avec VISIR	102
8.1	Visibilité VISIR directement comparable aux données MIDI	105
8.2	Comparaison entre les visibilité MIDI et VISIR	106
8.3	Comparaison entre les visibilité MIDI et VISIR mode <i>BURST</i>	108
9.1	Images VISIR mode standard à 8,99 μm et 12,81 μm	114
9.2	Spectres d'émission atmosphérique dans les filtres étroits de l' <i>ArIII</i> , du <i>SIV</i> et du <i>NeII</i>	115
9.3	Exemple de séquence de paire de <i>chopping</i> en spectroscopie avec VISIR	115
9.4	Spectre bidimensionnel réduit dans le filtre du <i>SIV</i> à PA = -15°	117
9.5	Spectres extraits le long de la fente à 90° dans le filtre de l' <i>ArIII</i>	118
9.6	Spectres extraits le long de la fente à 90° dans le filtre du <i>SIV</i>	119
9.7	Spectres extraits le long de la fente à 90° dans le filtre du <i>NeII</i>	120
9.8	Spectres extraits le long de la fente à -15° dans le filtre de l' <i>ArIII</i>	121
9.9	Spectres extraits le long de la fente à -15° dans le filtre du <i>SIV</i>	122
9.10	Spectres extraits le long de la fente à -15° dans le filtre du <i>NeII</i>	123
10.1	Evolution de la densité de flux du continuum	127
10.2	Densité de flux du continuum sur le cœur de NGC 1068	129
10.3	Champ de vitesse radiale du gaz dans la direction est-ouest du noyau	131
10.4	Champ de vitesse radiale du gaz le long de la NLR à PA = -15°	132
10.5	Evolution spatiale des largeurs à mi-hauteur des raies d'émission détectée dans la direction à PA = -15° suivant la fente à PA = -15°	134
10.6	Evolution spatiale des intensités des raies suivant la fente à PA = -15°	135
11.1	Vue sur le bicône d'ionisation dans le plan du ciel	141
11.2	Vue sur le bicône d'ionisation le long de la ligne de visée	145
11.3	Modèle de choc frontal d'après Wilson et Ulvestad (1987)	146
11.4	Modèle de photoionisation de Dopita <i>et al.</i> (2002)	147
11.5	Quelques comparaisons de rapports de raies avec les modèles de photoionisation de Groves <i>et al.</i> (2004b)	149
11.6	Schéma récapitulatif des émission multi-longueur d'onde dans le noyau actif de NGC 1068	152

11.7 Implication d'un noyau de Seyfert dans la formation des galaxies : cas de NGC 1068	157
--	-----

Table des acronymes et abréviations

AMBER	interféromètre en IR proche du VLT
AT	Auxiliary Telescope - Télescope auxiliaire du VLT
CN	corps noir
BLR	Broad Line Region
DSE	densité spectrale d'énergie
ESO	European Southern Observatory - Observatoire Européen Austral
HST	Hubble Space Telescope
IR	infrarouge
ISO	Infrared Space Observatory
LWS	Long Wavelength Spectrometer
mas	milliseconde d'angle
MIDI	Mid-Infrared Interferometer
MIG	milieu intergalactique
MIS	milieu interstellaire
NAG	Noyau Actif de Galaxies
NACO	contraction de NAOS et CONICA, instrument en IR proche du VLT
NAOS	système d'OA installé au VLT
NLR	Narrow Line Region
OA	Optique Adaptative
PA	Position Angle - Angle de position
PAH	Polycyclic Aromatic Hydrocarbon
pc	parsec
SWS	Short Wavelength Spectrometer
TNC	trou noir central
UT	Unit Telescope - Télescope unité du VLT
UV	ultra-violet
VISIR	VLT Imager and Spectrometer for the InfraRed
VLT	Very Large Telescope

Introduction

Avant-propos

La diversité des objets dans l'Univers est comparable à celle des individus sur Terre. La démarche du scientifique est de les répertorier, de les classer suivant leurs propriétés observationnelles, mais chaque individu d'une espèce, comme chaque objet dans l'Univers est unique. En biologie, il y a ainsi ceux qui regardent un grand nombre d'individus d'une espèce et essayent d'en tirer les caractéristiques communes, leur(s) évolution(s), voire leur(s) mode(s) de fonctionnement en groupe, et il y a ceux qui s'attachent à étudier comment fonctionne un individu particulier. En astronomie, la démarche est identique. Il y a ceux qui regardent un grand nombre d'étoiles ou de galaxies d'un même type, en déduisent les propriétés communes, renseignant sur la formation et l'évolution de la classe d'objet considérée, et ceux qui se concentrent sur un objet particulier et en déduisent les propriétés propres et les mécanismes internes. Les deux approches sont complémentaires dans la compréhension globale de l'individu/l'objet et de son histoire.

Avec l'avènement de techniques d'observations astronomiques de plus en plus pointues, on voit toujours plus loin dans l'espace et dans le temps, et toujours plus en détails au sein des objets proches. On recoupe les connaissances acquises sur les différents groupes d'objets, et l'on effectue un inventaire, une classification. Telles les ramifications d'un arbre généalogique, on replace les objets les uns par rapport aux autres depuis la naissance de l'Univers, on agrmente de théories, pour tenter de retracer son histoire.

Durant ces trois années, j'ai consacré mon étude à un objet bien particulier, appartenant à une classe particulière. Je me suis basée sur des observations acquises dans une longueur d'onde particulière afin de sonder un mécanisme d'émission tout aussi particulier. Cela paraît presque anecdotique. Ça l'est en un sens, car de la même manière que chaque individu est unique, il est certain que la source particulière que j'observe l'est également. Aussi, une des questions que cela soulève est jusqu'à quel degré en est-il ainsi et à quel niveau peut-on considérer que les propriétés de cet objet sont communes à tous les autres objets de sa classe ? On peut se poser une question tout aussi ambitieuse : quelle est alors la place de cette classe d'objets dans l'histoire de l'Univers ? Ma thèse seule ne peut pas répondre à cette seconde question mais elle peut y contribuer modestement, c'est en tout cas son but.

Contexte scientifique

Les noyaux actifs de galaxies (NAG) forment une catégorie particulière de galaxies, car elles sont le siège d'une activité intense liée à leur trou noir supermassif central. Elles constituent ainsi les objets les plus énergétiques de l'Univers. De la même manière qu'Edwin Hubble commença dès la première moitié du siècle dernier à répertorier les galaxies – d'abord en deux catégories principales, puis en sous catégories à mesures que s'étoffaient nos connaissances de leurs différentes propriétés – une telle classification s'opéra rapidement parmi les NAG, avec Carl Seyfert pour pionner. D'une part, l'essor des relevés systématiques a permis de mieux contraindre les propriétés de ces objets hors du commun et d'étendre la classification,

essentiellement basée sur les propriétés optiques et radio ; d'autre part, l'étude poussée de galaxies actives particulières a été nécessaire afin de décrire en détails les structures du noyau, tenter d'établir un lien entre elles et de comprendre les processus régissant les émissions intenses observées tout au long de leur spectre de fréquences.

Une image globale semble ainsi se dégager de ces objets : c'est le schéma unifié des noyaux actifs de galaxies. Il spécifie que tous les noyaux actifs ont les mêmes propriétés, mais vues de la Terre elles nous apparaîtraient différentes du fait de l'inclinaison de l'objet le long de la ligne de visée. Une des clés du schéma unifié est la distribution de la poussière du cœur, obscurcissant plus ou moins le rayonnement du moteur énergétique central suivant que le noyau est fortement incliné ou non par rapport à nous.

Une observation n'est jamais effectuée sans un objectif précis. Ainsi, afin de sonder la distribution de cette poussière, de comprendre son origine, et d'effectuer un nouveau test du schéma unifié des NAG, j'ai durant ces trois années consacré mon étude à un objet bien particulier : NGC 1068, appartenant à une classe particulière : celle des noyaux actifs de type Seyfert 2. Je me suis basée sur des observations acquises dans un domaine de longueur d'onde particulier : l'infrarouge intermédiaire, afin de sonder un mécanisme d'émission tout aussi particulier : la ré-émission sous forme thermique du rayonnement central du NAG par les poussières.

Plan du manuscrit

La première partie de cette thèse est vouée à un exposé général des propriétés communes et particulières des NAG dans le contexte du schéma unifié qui leur est associé. J'y aborderai une question importante : celle de l'implication de ces objets dans la formation et l'évolution des galaxies. Le second chapitre de cette partie introductive est dédié au cas particulier de NGC 1068 et à la présentation des émissions multi-longueurs d'onde de son noyau.

Toute la suite de l'exposé est consacrée à mon travail de thèse, qui repose entièrement sur des observations du noyau de NGC 1068 effectuées en infrarouge intermédiaire, le but étant de sonder la distribution de la poussière à différentes échelles spatiales. Ce n'est toutefois pas une tâche aisée en ce qui concerne la poussière nichée dans les quelques parsecs centraux du noyau car à la distance de NGC 1068 (pourtant un des NAG les plus proches), ces échelles spatiales sont équivalentes à une taille apparente de quelques millisecondes d'angle. Seule l'interférométrie permet d'atteindre un si haut niveau de résolution et ce n'est que très récemment (2003) que cela fut possible en infrarouge intermédiaire, notamment grâce à l'instrument MIDI (*Mid-Infrared Interferometer*) du VLT (*Very Large Telescope*). La partie II du manuscrit se concentre ainsi sur la présentation et l'analyse des toutes premières observations interférométriques de NGC 1068 avec MIDI.

La partie III établit ensuite le lien entre la poussière située à ces très petites échelles avec celle s'étendant jusqu'à quelques centaines de parsecs au sein du noyau. Cette étude met particulièrement en avant l'intérêt des observations avec le mode d'imagerie *rafale* de l'instrument VISIR (*VLT Imager and Spectrometer for the InfraRed*). Dans le dernier volet de cette thèse, notre champ d'intérêt s'étend au gaz distribué au sein du noyau de NGC 1068 et détecté en spectroscopie avec VISIR. Nous tenterons de comprendre les liens qu'entretient cette structure de gaz, qui s'apparente aux cônes d'ionisation, avec la distribution de la poussière aux différentes échelles. Cette dernière analyse, en venant enrichir notre vision globale des émissions au cœur de NGC 1068, permet de cerner certaines limites du schéma unifié des NAG.

Enfin, dans la conclusion générale de l'exposé, je présenterai les perspectives ouvertes par ce travail. Puis, grâce aux éléments apportés par cette étude complète du noyau de NGC 1068

en infrarouge intermédiaire, je tenterai de répondre à la question posée plus haut : en quoi NGC 1068 est un objet unique, et quelles sont celles de ses propriétés que l'on peut estimer communes aux autres NAG ? J'ouvrirai alors sur un champ d'intérêt plus vaste de l'étude des NAG en essayant de montrer qu'à leur échelle, les objets du type de NGC 1068 jouent un rôle certain dans l'histoire de la formation et de l'évolution des galaxies.

Première partie

I. Les Noyaux Actifs de Galaxies

CHAPITRE 1

La Zoologie des NAGs

Sommaire

1.1	Des objets hors du commun	8
1.2	La taxinomie des NAGs	9
1.3	Le schéma unifié des NAGs	12
1.3.1	L'engin central	13
1.3.2	Les structures radio	14
1.3.3	La région des raies larges (BLR)	15
1.3.4	La région des raies étroites (NLR)	15
1.3.5	La poussière au cœur des NAGs	16
1.4	Le modèle grand unifié	20
1.5	L'implication des NAGs dans la formation des galaxies	23
1.5.1	La rétroaction des radio-galaxies	23
1.5.2	Quid des Seyfert ?	25

Les premières observations spectroscopiques d'un noyau actif de galaxie (NAG) remontent au début du siècle dernier avec celles de NGC 1068 (Fath 1908, à l'observatoire de Lick), même si à l'époque ces émissions étaient perçues comme celles d'une nébuleuse planétaire. Il était tout de même étonnant de constater que les raies d'émission de cet objet avaient une largeur équivalente à une vitesse de plusieurs centaines de kilomètres par seconde. A partir de 1943, Carl Seyfert observa ces mêmes particularités spectroscopiques dans plusieurs autres sources (cette fois-ci interprétées comme des galaxies) et commença à les répertorier. Ces NAGs sont depuis classifiés comme des galaxies de Seyfert. En ce qui concerne les quasars, ils furent découverts quelques temps plus tard avec les premiers relevés de sources radio extragalactiques. La toute première source à forte émission radio apparentée à une source optique ponctuelle fut 3C 48 en 1963. Suivit l'observation de 3C 273, dont l'identification des raies de Balmer de l'hydrogène permit d'établir un décalage vers le rouge $z = 0,158$ (Schmidt 1963). A l'époque, cet objet constituait le plus lointain jamais observé. La quête vers la compréhension de la physique et de l'origine de ces objets était lancée. Aujourd'hui, l'évolution des techniques d'observations permet de scruter l'Univers jusqu'à $z = 6,43$ (Willott *et al.* 2007).

1.1 Des objets hors du commun

Après cette rapide introduction historique, commençons par aborder le vaste sujet que constitue l'étude des NAGs par un rappel des spécificités observationnelles de ces objets. Leur luminosité extrême varie typiquement entre 10^{42} et 10^{48} erg.s⁻¹. Cette gamme peut toutefois s'étendre à de plus faibles valeurs compte tenu de la limite de détection des sources faibles, et du possible obscurcissement par la poussière située très près de l'engin central. Elle semble toutefois piquer autour de 10^{44} erg.s⁻¹. La densité des NAGs pique quant à elle autour de $z = 2,5$ où ils étaient de cent à mille fois plus nombreux que maintenant. Ceci en fait des objets très intéressants à étudier du point de vue cosmologique puisqu'une si forte dépendance de la luminosité avec le décalage spectral vers le rouge (*redshift*) montre qu'il doit y avoir un lien entre la jeunesse d'une galaxie et la création d'un noyau actif en son cœur.

Le spectre typique d'un NAG ne ressemble pas à celui d'une galaxie normale. Alors que celui d'une galaxie normale est dominé par de fortes composantes stellaires et de poussière du milieu interstellaire, le spectre d'un NAG paraît relativement plat des X durs à l'IR intermédiaire (cf. la Fig. 1.2 présentant le spectre typique d'un quasar "radio-fort" et d'un quasar "radio-faible"). Leur spectre radio est généralement un ordre de grandeur supérieur à celui des galaxies normales.

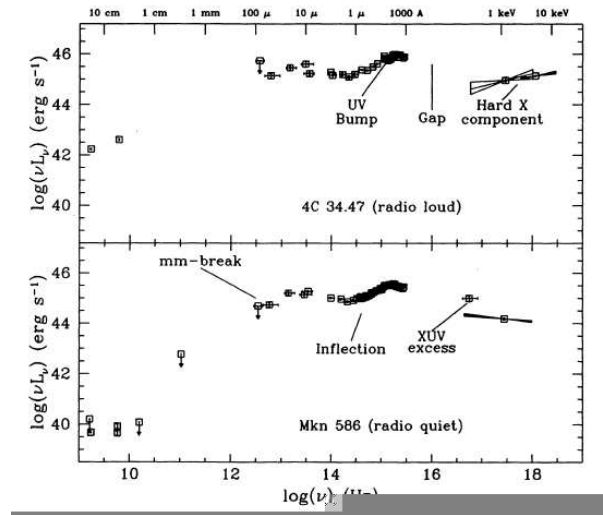


FIG. 1.1 – Spectres typiques d'un quasar "radio-fort" (4C 34.47, *en haut*), et d'un quasar "radio-faible" (Mkn 586, *en bas*), tirés de Elvis *et al.* (1994). Plusieurs motifs présents dans ces spectres sont d'intérêt : le spectre pratiquement plat de l'infrarouge (IR) proche à l'IR lointain (de $1\mu\text{m}$ à $100\mu\text{m}$) ; l'excès significatif dans le domaine de l'UV, appelé "*big blue bump*" ; l'excès "XUV" à ~ 1 keV ; la chute impressionnante du continu vers les émissions radio submillimétriques ("*mm-break*") de 2 ordres de grandeur typiquement dans les spectres des quasars "radio-forts", et de 5 à 6 ordres de grandeur dans les spectres des quasars "radio-faibles".

Une autre caractéristique des spectres des NAGs est la présence de fortes raies d'émission de largeurs équivalentes importantes (correspondant à des vitesses de quelques milliers de kilomètres par seconde), en contraste avec les raies émises par les étoiles ou par les galaxies normales. Les raies communément observées dans toutes les galaxies actives sont entre autres la raie de Balmer, le doublet du CIV dans l'UV à $\lambda 1549$ ou la raie interdite de l'[OIII] en optique à $\lambda 5007$. La raie du Fer K α dans les X à 6,4 keV est également observée très fréquemment. Les observations ont mis en évidence que les raies interdites ont toujours un profil étroit

(c'est-à-dire un élargissement correspondant à des vitesses de l'ordre de quelques centaines de km.s^{-1}). Il est également à noter que les objets ayant des raies étroites mais dépourvus de raies larges ont généralement une faible luminosité X, mais une luminosité importante en IR-intermédiaire. C'est une des particularités à la base du *schéma unifié* des NAGs (cf. Sect. 1.3).

Les NAGs se discernent une nouvelle fois des galaxies normales par leur variabilité. La plupart des NAGs présentent en effet une variabilité d'une amplitude de l'ordre de 10% en optique, et jusqu'à 50% en X, sur une échelle de temps de quelques années. Autre caractéristique, 0,5 à 2% (voire 10% pour une minorité d'objet) du rayonnement des NAGs est polarisé linéairement. Enfin le dernier point concerne leur émission radio : les premiers objets trouvés et très étudiés étaient ceux possédant deux lobes radio radialement opposés de part et d'autre de la galaxie hôte. Les images de ces lobes radios sont particulièrement spectaculaires (pour exemple, Cygnus A ou M 87). Toutefois, la luminosité radio ne dépasse guère 1% de la luminosité bolométrique du NAG (Krolik 1999).

Il est une figure, ou tout du moins un article auquel on ne peut pas ne pas se référer lorsqu'on évoque les NAGs, c'est celui d'Urry et Padovani (1995). On peut également citer la revue de Risaliti et Elvis (2004). Toutefois, pour les parties qui suivent sur la taxinomie et le schéma unifié des NAGs, mes principales sources bibliographiques ont été Robson (1996), Krolik (1999), et Peterson (1997).

1.2 La taxinomie des NAGs

Les deux sous-classes de NAGs les plus peuplées sont les Seyfert et les quasars. La différence majeure entre ces deux catégories d'objets se trouve dans l'énergie totale émise par la source centrale dans le domaine visible. Dans le cas des Seyfert, celle-ci est comparable à celle émise par toutes les étoiles d'une galaxie, comprise typiquement entre $10^{11} L_{\odot}$ et $5.10^{12} L_{\odot}$. Du côté des quasars, la luminosité est encore plus importante et peut atteindre $10^{13} L_{\odot}$ (Robson 1996). Ces dernières sources étant extrêmement lointaines, la galaxie hôte n'est généralement pas résolue et la source apparaît quasi-ponctuelle, d'où l'appellation "quasars" dérivée de l'acronyme QSRS pour "quasi-stellar radio sources". Regardons maintenant en détail les principales propriétés des différents type de galaxies actives, en commençant par les galaxies de Seyfert et les quasars, puis poursuivons par les autres sous-classes moins peuplées.

• Les galaxies de Seyfert

La classification des noyaux de Seyfert en deux sous catégories principales date de 1974. Elle résulte de la distinction entre les noyaux qui émettent des raies permises et interdites de mêmes largeurs équivalentes, et ceux pour lesquels ce n'est pas le cas. Les noyaux sont de type Seyfert 2 dans le premier cas, et Seyfert 1 dans le second cas.

Dans le cas des Seyfert 2, toutes les largeurs de raies étant typiquement $\lesssim 1000 \text{ km.s}^{-1}$, elles proviennent à priori de la même région d'émission que l'on appellera "la région des raies étroites" (ou NLR pour *Narrow Line Region*).

En ce qui concerne les noyaux de type Seyfert 1, on observe aussi bien des raies larges que des raies étroites. Les raies larges correspondent à des vitesses de dispersion du gaz de quelques milliers de kilomètres par seconde. Cette zone d'émission est ainsi appelée la "région des raies larges" (ou BLR pour *Broad Line Region*).

On distingue ensuite des catégories intermédiaires de noyaux de type Seyfert tels que : – les 1.5 pour lesquelles les raies d'émission de l'hydrogène ont deux composantes ; – les 1.8 qui elles ont une raie $H\alpha$ large et facilement identifiable, et parallèlement une raie d' $H\beta$ large mais très faible ; – et les 1.9, dont l'élargissement de la raie $H\beta$ n'est plus visible et ces noyaux s'apparentent aux types 2.

Les noyaux de Seyfert se trouvent généralement au cœur d’une galaxie spirale barrée. Seuls 10% des Seyfert 1 se trouvent dans des galaxies elliptiques. On observe également une corrélation entre l’activité des noyaux de Seyfert et la magnitude absolue de leur galaxie hôte. Lorsque la luminosité totale diminue, les largeurs de raies diminuent elles aussi.

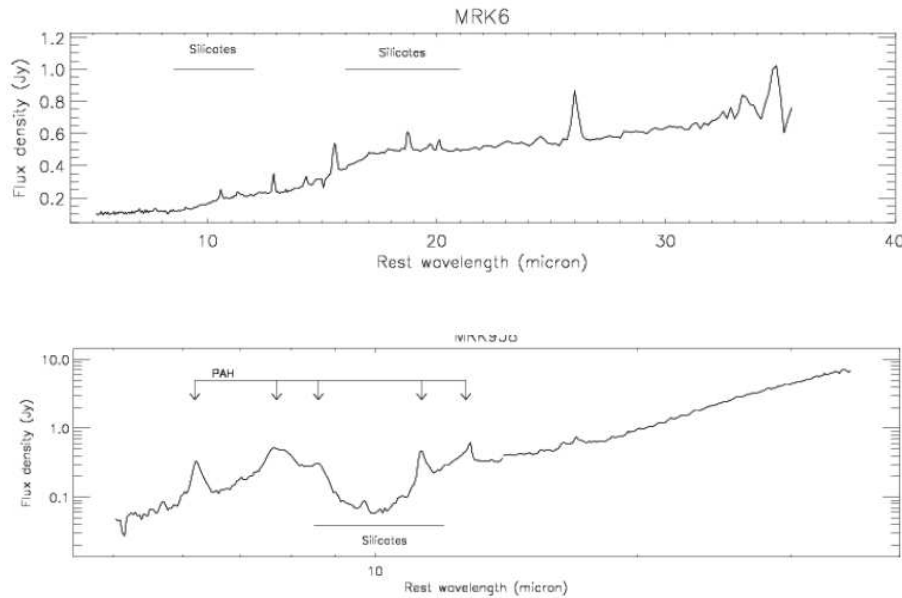


FIG. 1.2 – Spectres typique d’un NAG de types Seyfert 1 (Mrk 6, **en haut**) et Seyfert 2 (Mrk 938, **en bas**) en IR intermédiaire. Ce qui différencie essentiellement l’allure des deux spectres est le fait que la bande des silicates est vue en émission dans le cas de Mrk 6, et en absorption dans le cas de Mrk 938. On voit également dans ce dernier les raies d’émission associées aux PAH (Polycyclique Aromatique Hydrocarbure).

• Les quasars

La découverte de cette classe particulière est due à la forte émissivité radio de certains quasars. Les objets repérés grâce aux relevés radio ne constituent en fait que 10% des quasars, la plupart étant des émetteurs radio faibles. Les quasars ne représentent qu’une très petite fraction de la population totale des NAGs. Ce qui lie les quasars forts et faibles émetteurs radio (dénommés “radio-forts” et “radio-faibles” par la suite), est l’émission de raies optiques très larges (allant jusqu’à $10\,000\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$). Ces spectres de raies d’émission ressemblent ainsi à ceux de certains Seyfert 1 très lumineux. Afin de différencier les quasars des Seyfert 1, la convention adoptée repose sur la luminosité des objets en optique : si la magnitude absolue en bande V est < -23 , alors la galaxie sera classée dans la catégorie des quasars, sinon dans celle des Seyfert 1. Il peut toutefois y avoir des exceptions à cette règle suivant le *redshift* du quasar.

Le spectre des quasars est caractérisé par un excès d’émission dans l’UV appelé “*the big blue bump*”, dû au rayonnement du disque d’accrétion qui spirale autour du trou noir supermassif central et dont la température peut atteindre $30\,000\text{K}$. On observe également un excès dans le domaine des X pour certains quasars. De l’optique à l’infrarouge (IR), le continu est *non-thermique* et peut être décrit par une loi de puissance abrupte, c’est-à-dire du type $S_\nu \propto \nu^{-\alpha}$ avec α élevé. Dans le cas des émetteurs radio faibles,

comme dans le cas des Seyfert, l'émission pique autour de $100 \mu\text{m}$. Pour les émetteurs radio forts, dans cette région le spectre est dominé par l'émission radio.

Il est également à noter que 10% des quasars émetteurs radio faibles constituent ce que l'on appelle les *BAL* (de la dénomination anglaise "*Broad Absorption Line*"). Comme leur nom l'indique, on observe dans le spectre de ces objets des raies d'absorption dont la largeur est comprise entre $0,01$ et $0,1c$ (c étant la célérité de la lumière).

On distingue également les "*Optically Violently Variable*" quasars (OVV), qui se discernent des quasars radio-forts par leur extrême variabilité en radio et en optique, ainsi que par un continuum fortement polarisé. Les OVV ont également de particulier qu'ils furent les premiers objets dans lesquels un mouvement superluminique (soit plusieurs fois la vitesse de la lumière) de leurs jets radio a été observé sur des échelles du parsec. Cela fut rapidement interprété comme du "*beaming*" relativiste¹.

- **Les BL Lac**

Comme les OVV, les BL Lacertae (*BL Lac*) possèdent un puissant jet radio relativiste, à l'origine de leur spectre synchrotron fort et plat aux longueurs d'onde radio. Ces objets sont eux aussi sujets à de très fortes variabilités dont la durée typique est de l'ordre du jour, voire de l'heure². La distinction majeure entre cette classe et celle des quasars se trouve dans l'absence de fortes raies d'émission ou d'absorption dans leur spectre optique, et dans leur plus grande proximité (mais qui n'est peut être que la conséquence d'un effet de sélection puisque les BL Lac sont moins lumineuses que les quasars). Les BL Lac ne représentent en proportion qu'une minorité des NAGs, et parmi celles-ci, certaines ont la particularité d'avoir leur luminosité piquant dans le domaine des X alors que leur émission radio est très faible.

À l'origine, la création du terme "*blazars*", né de la contraction de BL Lac avec quasars, visait à regrouper ces deux types dans une seule et même classe. Comme nous venons de le voir, les quasars et les BL Lac ont certaines propriétés différant totalement, il serait donc hasardeux de leur donner la même dénomination globale. Aujourd'hui, l'appellation "*blazars*" est communément associée à des objets ayant une émission magnifiée par un jet relativiste se propageant le long d'une direction proche de la ligne de visée. L'émission synchrotron radio du jet domine alors jusqu'à l'IR.

- **Les galaxies de Fanaroff-Riley**

Les FR (pour *Fanaroff-Riley*) ont la particularité étonnante de posséder deux lobes radios s'étendant sur des dizaines de kiloparsecs et de manière symétrique par rapport au centre de la galaxie hôte. Tandis que les lobes des FRI sont reliés au cœur de la galaxie par des jets bipolaires continus et épais, les extrémités des lobes des FRII sont très brillants et en contraste, les jets n'apparaissent souvent que d'un côté, avec une émission faible et distribuée de manière discrète. Ainsi, ce qui différencie particulièrement ces deux classes de radio-galaxies est leur régime radio, la transition apparaissant à $L_{\text{radio}} \sim 10^{25} \text{ W.Hz}^{-1}$ (les FRI ayant le plus faible régime).

Les NAGs radio-forts sont préférentiellement abrités par les galaxies les plus vieilles et les plus massives, c'est-à-dire les elliptiques géantes. Malgré leur contenu central fortement

¹Le "*beaming*" relativiste se produit plus particulièrement lorsque l'orientation du jet est proche de la ligne de visée. Dans le référentiel propre de la Terre, le jet semble approcher à une vitesse très proche de celle de la lumière, et sa luminosité paraît amplifiée des centaines, voire des milliers de fois par rapport à leur luminosité intrinsèque. Dans le cas du contre-jet qui se propage dans la direction opposée de l'observateur, sa luminosité paraît au contraire plus faible que sa luminosité intrinsèque.

²C'est d'ailleurs cette propriété qui est à l'origine de leur nom puisque le premier NAG observé de ce type fut d'abord classifié comme une étoile variable de notre Galaxie et nommé "BL Lacertae".

TAB. 1.1 – Tableau de classification des différentes propriétés des NAG (d’après Krolik 1999).

Type	Ponctuel	Large bande	Raies larges	Raies fines	Radio	Variable	Polarisé
Quasars radio-forts	Oui	Oui	Oui	Oui	Oui	Certaines	Certaines
Quasars radio-faibles	Oui	Oui	Oui	Oui	Faible	Faible	Faible
Radio-galaxies à raies larges	Oui	Oui	Oui	Oui	Oui	Faible	Faible
Radio-galaxies à raies étroites	Non	Non	Non	Oui	Oui	Non	Non
Quasars OVV	Oui	Oui	Oui	Oui	Oui	Oui	Oui
BL Lac	Oui	Oui	Non	Non	Oui	Oui	Oui
Seyfert 1	Oui	Oui	Oui	Oui	Faible	Certaines	Faible
Seyfert 2	Non	Oui	Non	Oui	Faible	Non	Certaines
LINERS	Non	Non	Non	Oui	Non	Non	Non

ionisant, ces galaxies ont un faible contenu en gaz. Ainsi, plus la masse de la radio-galaxie est élevée et plus la luminosité des raies d’émission est faible.

On peut également signaler que les NAGs radio-forts sont distribués dans la partie haute de la relation entre la masse du trou noir et du bulbe des galaxies (Håring et Rix 2004, cf. Fig. 1.12 à la Sect. 1.5.2).

- **Les LINERS**

Les LINERS (de l’acronyme anglais “*Low ionization nuclear emission line region galaxies*”) sont une catégorie de galaxies actives pour lesquelles les raies nucléaires sont plus faibles et fines que celles observées dans le noyau des Seyfert. Ces raies ressemblent à celles émises par les nuages d’hydrogène ionisé entourant les régions de formation stellaire. La question est donc de savoir si l’émission de ces raies est liée à la présence d’un noyau actif ou non. Si tel était le cas, ces objets pourraient constituer la transition entre les galaxies actives de type Seyfert et les galaxies normales dépourvues de noyau actif. Que ce soit en ce qui concerne les LINERS ou les Seyfert (NAGs que nous appellerons aussi “optiques” d’après les propriétés de leur raies d’émission) – et contrairement aux radio-galaxies – ils sont préférentiellement situés au cœur de galaxies spirales.

1.3 Le schéma unifié des NAGs

L’événement qui constitua le chaînon directeur du modèle unifié des NAGs, établissant le lien entre toutes ces catégories d’objets fut l’observation indirecte du fait que certains noyaux de Seyfert 2 possèdent eux aussi une BLR. Cela fut mis en évidence par des observations de NGC 1068 en spectro-polarimétrie par Antonucci et Miller (1985, nous y reviendrons au Chap. 2 lors de l’exposé des caractéristiques de cette source). L’hypothèse intuitive selon laquelle les différentes sous-classes de noyaux de Seyfert ne correspondraient en réalité qu’à

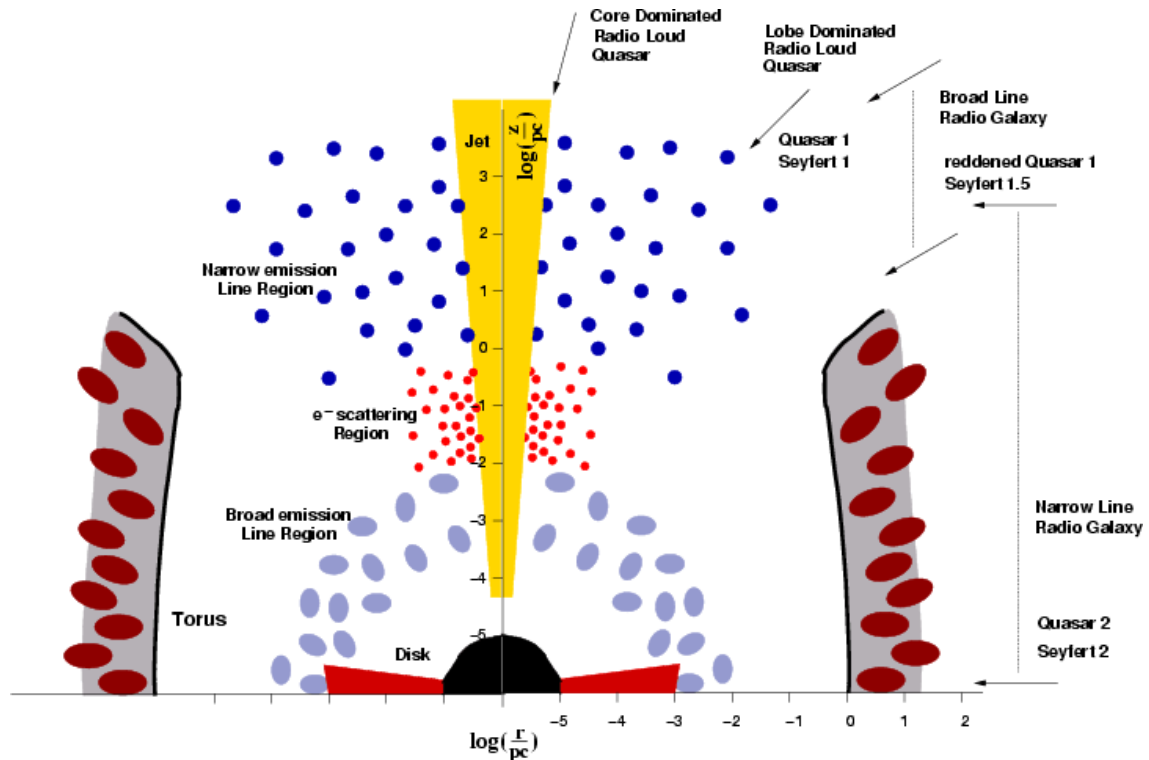


FIG. 1.3 – Schéma unifié des noyaux actifs de galaxies et leur classification suivant leur orientation par rapport à la ligne de visée (indiquée par les flèches, d'après Zier et Biermann 2002).

un seul et même type d'objet émergea alors naturellement. L'explication la plus simple et donc la plus probable reposait sur la présence d'un disque épais – voire un tore – de poussière situé suffisamment près de l'engin central pour cacher la BLR et non la NLR suivant l'orientation du noyau le long de la ligne de visée. Une illustration de la morphologie typique des NAGs et l'implication pour le schéma unifié est présenté à la Fig. 1.3.

1.3.1 L'engin central

Nous venons de voir que les NAGs sont les objets les plus lumineux de l'Univers. Quelle est donc la source susceptible de produire une telle énergie ? Il semble, sans nul doute possible, que le moteur de cette fabuleuse énergie soit le *trou noir supermassif* qui habite le cœur des NAGs. Supermassif est le terme qui convient car leur masse typique est comprise entre 10^6 et $10^{10} M_{\odot}$. Le rayonnement très énergétique n'est autre que la conséquence de la chute de la matière dans l'ancre de la bête. Mais que se passe-t-il vraiment autour du trou noir (TN) ? Le champ gravitationnel est tel que les nuages de gaz sont attirés dans le parsec interne de l'engin central. Les particules ne tombent pas directement dans le TN mais orbitent autour. Par conservation du moment angulaire, la matière se dispose sous forme d'un disque, que l'on appelle le *disque d'accrétion*. Ce disque étant au premier ordre en rotation képlérienne, le gaz situé dans la partie la plus interne spirale plus vite que le gaz situé dans les parties plus externes. La viscosité et la rotation différentielle au sein du disque d'accrétion provoquent des effets de friction entre les différentes orbites, donc un chauffage important. Dans la limite où l'on considère que l'énergie cinétique gagnée par une particule atteignant sa dernière orbite stable – du fait de sa chute gravitationnelle – est transformée en énergie thermique, la température

de cette dernière atteint au moins 10^5K . Ainsi, le rayonnement du disque d'accrétion peut expliquer les observations du continu UV et X provenant de l'engin central, en d'autres termes le fameux "*big blue bump*" (Laor *et al.* 1990).

Cette dernière orbite stable se trouve à $3 r_s$ dans le cas d'un TN non-rotatif, et à $1,5 r_s$ pour un TN en rotation, où r_s est le rayon de Schwarzschild. Ce rayon est également appelé *l'horizon des événements*, c'est-à-dire le rayon à partir duquel il faudrait au photon une vitesse supérieure à celle de la lumière pour pouvoir s'échapper. Ainsi donc, $r_s = 2GM_\bullet/c^2$, où G est la constante gravitationnelle et M_\bullet la masse du trou noir. Le disque d'accrétion s'étendrait typiquement de $5-10 r_s$ (c'est-à-dire 10^{-6} pc au minimum) jusqu'à 10^{-2} pc au maximum.

Dans cette configuration, la quantité importante pour la production d'énergie est *l'efficacité de conversion* (Q) entre l'énergie cinétique gagnée par la matière lors de l'accrétion et l'énergie transmise aux photons émis. Le taux d'accrétion en dépend de la manière suivante : $\dot{m}_{\text{acc}} = L_{\text{NAG}}/Qc^2$. Le réservoir du disque est constitué du gaz, de la poussière et des étoiles du milieu environnant.

1.3.2 Les structures radio

Les émissions radio observées au cœur des NAGs et à grande distance du noyau ont une même origine : le rayonnement synchrotron des électrons accélérés à des vitesses relativistes par le champ magnétique du NAG transporté *via* les jets bipolaires.

Les jets sont des structures très impressionnantes et intéressantes à étudier du fait de leur haut degré de collimation qu'ils peuvent garder sur des distances atteignant plusieurs centaines de kiloparsecs. De plus, les observations interférométriques en radio avec le VLBA (*Very Long Base Array*) et le VLBI (*Very Long Baseline Interferometer*) montrent que la structure du jet est continue sur ces échelles. Ceci impose que le noyau, où ils prennent naissance, soit stable sur des échelles de temps de quelques millions d'années. Il est courant que les jets se terminent par d'imposants lobes radios (voir par exemple ceux de la galaxie M87). Scheuer (1974) et parallèlement Blandford et Rees (1974) furent les premiers à expliquer la présence de ces lobes. En effet, les jets produits au cœur de la galaxie active (typiquement dans le 0,01pc central) transporteraient l'énergie du noyau sur de très longues distances. Ainsi lorsque les jets rencontreraient la matière du milieu intergalactique, un front de choc se créerait. La dissipation d'énergie et la rétro-propagation de la matière résultante seraient à l'origine de la morphologie en cocon des lobes radio (voir la Fig. 11.3 pour illustration, Wilson et Ulvestad 1987). La question de la formation des jets est toujours matière à débats. Toutefois, il semblerait que le jet soit formé dans le voisinage immédiat de l'horizon du TN central et du disque d'accrétion, où le gradient de pression est tel que la matière est contrainte à être éjectée le long de l'axe perpendiculaire au disque. Les forces électromagnétiques jouent aussi probablement un rôle important pour la formation des jets. La collimation du jet serait renforcée par un *pincement* de la part du champ magnétique. Elle serait également due à la vitesse de propagation du jet. Tant que celle-ci demeure supersonique, l'énergie n'a pas tendance à se dissiper sous forme de chaleur, le jet s'évase peu et n'entraîne pas le gaz ambiant dans sa course. Ainsi les deux paramètres clé dominant la structure des jets et des lobes semblent d'une part être le caractère supersonique du jet, et d'autre part le rapport entre la densité du plasma constituant le jet et celle du gaz du milieu environnant dans lequel il se propage.

Très souvent, les observations ne montrent qu'un seul jet se propageant d'un côté de la galaxie et non de l'autre. Il est très peu probable que cela soit dû à une asymétrie de l'émission ou de la matière qui bloquerait la propagation dans une des deux directions. Il paraît aujourd'hui bien établi que cette asymétrie dans les observations est en fait la conséquence du *beaming* relativiste. Le contre-jet, se propageant dans la direction opposée, est en conséquence (quasi-)invisible. Ceci est un fait important pour l'unification des NAGs.

Les jets sont également susceptibles de produire de l'émission X et γ . Cela se produit lorsque les photons très énergétiques émis par l'engin central, ou rediffusés des jets eux-mêmes, rencontrent un électron relativiste du jet. Des photons X ou γ sont alors émis par un processus de *synchrotron-self-Compton*.

1.3.3 La région des raies larges (BLR)

On distingue deux régions émissives de raies : la région des raies larges (BLR) et la région des raies étroites (NLR). L'élargissement des raies de la BLR est dû au gaz en mouvement dans un écoulement s'éloignant de l'engin central à des vitesses typiques de $5\,000\text{ km.s}^{-1}$, pouvant dans certains cas atteindre les $15\,000\text{ km.s}^{-1}$. Les raies larges les plus importantes du visible sont la raie Lyman α de l'hydrogène, la raie permise du carbone ionisé trois fois CIV, la raie semi-interdite du carbone ionisé deux fois CIII] et la raie interdite de l'oxygène ionisé deux fois [OIII]. Leur émission dans cette région serait due à la photoionisation de nuages de gaz par le rayonnement UV/X très intense émis par le disque d'accrétion. La BLR étant située entre $0,1\text{ pc}$ et $\sim 1\text{ pc}$ du TN supermassif central, sa température est de l'ordre de 10^4 K . Les températures de sublimation des grains de poussière données précédemment sont bien en deçà de cette valeur, il est donc peu probable que la poussière puisse survivre dans l'environnement que constitue la BLR et l'on peut présumer qu'elle est essentiellement composée de gaz. La valeur moyenne de la densité du gaz est de l'ordre de 10^{10} cm^{-3} , il est toutefois à noter qu'elle varie certainement de manière radiale par rapport à la distance au cœur. La masse totale de gaz ionisé est comprise entre 1 et 10^4 M_\odot suivant la luminosité de l'engin central. Une partie du rayonnement central s'échappe et n'est pas interceptée par la matière de la BLR. Ainsi, la distribution de cette masse n'est sans doute pas isotrope, ni homogène, et il est très probable au contraire qu'elle soit en fait répartie sous forme de petits nuages dont le facteur de couverture³ varie entre 10% (pour les NAGs les plus faibles) et 20% (pour les quasars et les Seyfert 1 dont la luminosité est la plus élevée).

1.3.4 La région des raies étroites (NLR)

On distingue la NLR de la BLR par l'émission de raies plus étroites correspondant à quelques centaines de km.s^{-1} . Elle s'étend typiquement entre $\sim 10\text{ pc}$ et 100 pc de l'engin central, ainsi dans le cas des galaxies actives proches, cette région est bien résolue spatialement. Du fait de sa plus grande taille, la densité du gaz de la NLR varie davantage que dans la BLR, entre 10^4 et 10^6 cm^{-3} typiquement, et peut atteindre 10^7 cm^{-3} par endroit (d'après l'observation des raies de [SII], [OIII], etc...) pour une masse de gaz ionisé de l'ordre de 10^9 M_\odot . Une telle variation en densité du gaz montre que, de la même manière que la BLR, la matière dans cette région est distribuée sous forme de nuages, voire même de filaments (nous le verrons dans le cas particulier de NGC 1068 à la Sect. 2.3). Parmi les raies de la NLR les plus importantes, on peut citer le doublet [OIII] à $\lambda 4959$ et $\lambda 5007\text{ \AA}$.

Au-delà de cette région, on observe encore du gaz excité s'étendant sur quelques kiloparsecs du noyau. Ce gaz apparaît toutefois distinct du gaz de la NLR de par ses propriétés et on désigne cette région comme la région des raies étroites étendue (ENLR pour Extended Narrow Line Region). Il s'agirait en effet de gaz appartenant au plan de la galaxie hôte mais illuminé et photoionisé par le rayonnement de l'engin central, suivant son orientation par rapport au noyau. L'émission de la ENLR est donc très anisotrope.

³Le facteur de couverture est défini comme la fraction de la surface d'une sphère, autour de la source continue, couverte par des nuages absorbants

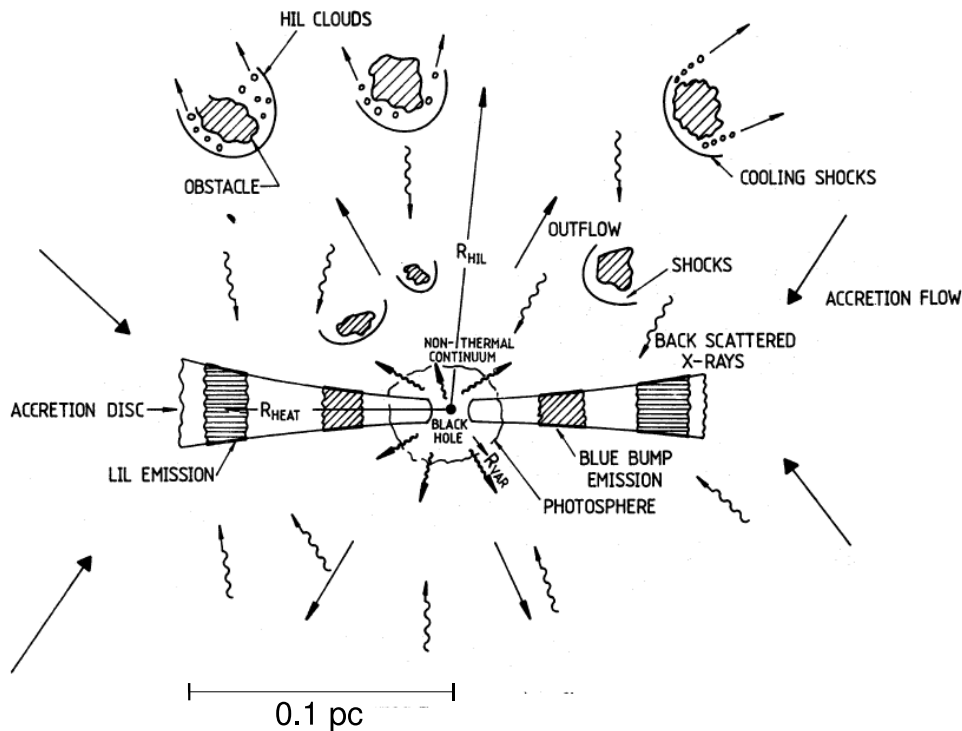


FIG. 1.4 – Illustration de ce qui est susceptible de se passer au cœur de la BLR (Collin-Souffrin *et al.* 1988). Sur cette figure on peut distinguer deux zones d’ionisation différente : la LIL pour “Low ionization lines” et la HIL pour “High ionization line”. Les raies de la LIL sont généralement observées au repos tandis que celles de la HIL sont systématiquement décalées vers le bleu. Ainsi, la première prendrait origine dans le disque d’accrétion, à des distances de 10^{-3} à 10^{-2} pc du trou noir, tandis que la seconde pourrait être associée à un écoulement de gaz, fortement ionisé par le rayonnement de l’engin central.

1.3.5 La poussière au cœur des NAGs

Cette thèse est tout particulièrement dédiée à l’étude de la poussière dans l’environnement de l’engin central. La poussière peut survivre dès lors que la température de l’environnement est inférieure à une valeur typique de 2 000K (c’est-à-dire la température de sublimation des grains), correspondant à une émission à $\lambda > 1.5 \mu\text{m}$ d’après la loi de Wien. Les structures telles que le tore de poussière, la BLR ou la NLR sont en partie constituées de poussière (et de gaz) et émettent ainsi en IR thermique. D’après leurs signatures spectrales, on peut déduire des informations telles que la densité, l’opacité ou la température de la structure. Toutefois, il est au préalable nécessaire de comprendre la physique des grains. En effet, lorsque les grains de poussière – d’une taille typique de $0,1 \mu\text{m}$ – sont atteints par le rayonnement provenant de l’engin central, ils peuvent soit diffuser soit absorber une partie de ce rayonnement. Dans le premier cas, il en résulte un changement de direction de propagation de l’onde électromagnétique. Dans le second cas, une partie du rayonnement est perdue sous forme de chauffage du grain absorbant. Les grains ré-émettent donc sous forme thermique. Si le grain est de taille a , sa section efficace ne sera pas tout à fait πa^2 mais $Q \times \pi a^2$ où Q représente l’efficacité optique et prend en compte les efficacités d’absorption et de diffusion. Du point de vue de l’observateur, il n’est pas possible de distinguer entre ces deux effets puisque c’est leur combinaison qui provoque l’atténuation du rayonnement le long de la ligne de visée.

La poussière galactique est principalement constituée de grains de graphites et de silicates.

Il est donc légitime de penser qu'il en est de même dans le cœur des autres galaxies, actives ou non. D'après Barvainis (1987), la variation de la température d'un grain suivant la distance à la source centrale de rayonnement est donnée par la relation suivante :

$$T_{\text{grain}} = 1650 \left(\frac{L_{\text{uv},46}}{r_{\text{pc}}^2} \right)^{1/5,6} e^{-\tau_{\text{uv}}/5.6} \text{ K} \quad (1.1)$$

où $L_{\text{uv},46}$ est la luminosité UV exprimée en unités de $10^{46} \text{ erg.s}^{-1}$, τ_{uv} est la profondeur optique de la poussière dans le continu UV, et r_{pc} la distance à l'engin central en parsec. Ainsi, suivant la température de sublimation d'une espèce de grains, c'est-à-dire la température au-dessous de laquelle les grains ne sont plus détruits par évaporation, on en déduit le rayon de sublimation correspondant :

$$r_{\text{sub}} = 1,3 L_{\text{uv},46}^{0.5} T_{1500}^{-2,8} \text{ pc} \quad (1.2)$$

T_{1500} étant la température de sublimation de l'espèce de grains considérée en unité de 1 500 K. Dans le cas des graphites, elle est comprise entre 1500 K et 1900 K, tandis que dans le cas des silicates (amorphes ou cristallins) elle est plus faible et comprise entre 1000 K et 1500 K. L'émission des graphites pique donc à des longueurs d'onde plus courtes que les silicates, autour de $2 \mu\text{m}$ et $10 \mu\text{m}$ respectivement.

Le tore de poussière

Le tore de poussière est la composante clef du modèle unifié des NAGs "radio-faibles". D'après le rapport entre le nombre de Seyfert 1 et de Seyfert 2, Schmitt *et al.* (2001) ont établi que le rapport entre la hauteur et le rayon du tore devait être de l'ordre de 1. Il est toutefois à noter que le nombre de Seyfert 2 diminue avec la luminosité, ainsi, ce rapport est susceptible de varier en conséquence.

Il y a de nombreuses investigations théoriques à propos du tore. Les premiers calculs numériques de transfert de rayonnement dans une structure de poussière à géométrie toroïdale datent du début des années 90 (Krolik et Begelman 1988, Pier et Krolik 1992; 1993, Granato et Danese 1994, Efstathiou *et al.* 1995). Bien que ces auteurs concluent que le tore est plus probablement constitué d'un grand nombre de petits nuages individuellement optiquement épais, des problèmes essentiellement numériques les ont tout de même contraint à considérer une distribution homogène de poussière, plus facile à traiter. Ce n'est que récemment que les modèles de tore à distribution inhomogène ont commencé à émerger. Les premiers modèles théoriques de Pier et Krolik (1992) convergèrent vers un rayon de la structure de l'ordre de 5 à 10 pc. L'année suivante ces mêmes auteurs conclurent sur le fait que cette structure compacte pourrait être imbriquée dans une plus grande et plus diffuse de rayon $R \sim 30\text{-}100 \text{ pc}$.

Leur première estimation de 1992 était toutefois du bon ordre de grandeur puisque les récentes observations de plusieurs NAGs proches ont mis en évidence des rayons de 2 à 3 pc dans le noyau de NGC 1068 (Jaffe *et al.* 2004, Poncelet *et al.* 2006; 2007), $R \sim 1\text{-}2 \text{ pc}$ pour Circinus (Prieto *et al.* 2004, Packham *et al.* 2005), $R \lesssim 0,05 \text{ pc}$ en interférométrie à $2,2 \mu\text{m}$ (mais cela concerne plus certainement une émission provenant de la BLR) et $R < 17 \text{ pc}$ à 10 et $18 \mu\text{m}$ pour NGC 4151 (Swain *et al.* 2003, Radomski *et al.* 2003, respectivement), et $R \sim 5 \text{ pc}$ dans le cas de NGC 1097 (Prieto *et al.* 2005).

Les aspects dynamiques ont eux été plus particulièrement investis par Krolik et Begelman (1988) et Beckert et Duschl (2004). Plus récemment, Schartmann *et al.* (2005) ont décrit le transfert radiatif tridimensionnel à travers un tore de poussière à l'équilibre hydrostatique,

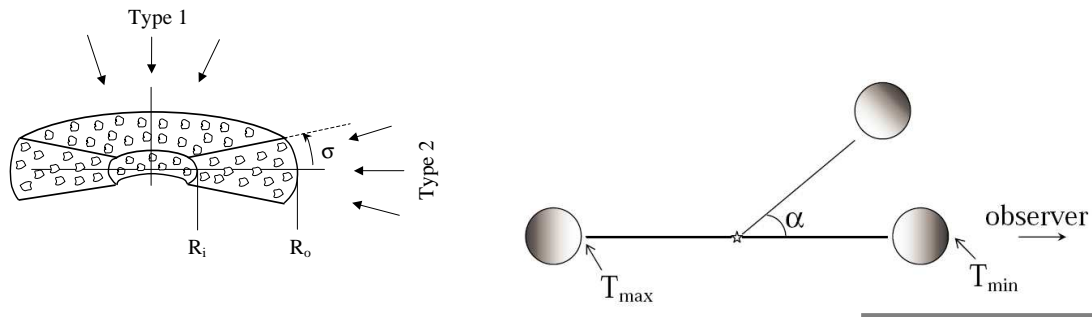


FIG. 1.5 – Illustration du modèle de tore de poussière grumeleux. *A gauche* : cas d’une distribution uniforme et nette des nuages de poussières constituant le tore. La différenciation entre les orientations des objets de type 1 et de type 2 est précisée sur la figure (tirée de Nenkova *et al.* 2002). *La figure de droite* : illustre la différence de température de surface des nuages individuels suivant leur position par rapport à l’engin central, c’est à dire en fonction du rayonnement qu’ils reçoivent. L’émission des nuages est donc anisotrope et permet d’expliquer une chute rapide de la température à des distances relativement courte par rapport à l’engin central.

grâce auquel ils réussirent à reproduire le spectre de plusieurs Seyfert 2, de l’UV à l’IR lointain (notamment ceux de Circinus et NGC 1068). Toutefois, comme dans le cas de la modélisation de Pier et Krolik (1992) par exemple, un problème demeure : l’opacité associée à la bande des silicates à $9,7 \mu\text{m}$ prédite par le modèle est trop grande par rapport à celle généralement observée dans les noyaux de type 2. Comme nous allons le voir tout de suite, ce problème peut toutefois être résolu grâce à une distribution inhomogène de la poussière.

Il faut également citer les modèles de Zier et Biermann (2002) suivant lesquels le tore de poussière pourrait être constitué d’un vent stellaire, ou tout simplement le modèle empirique d’Elvis (2000) invoquant des nuages de gaz et de poussière s’écoulant radialement dans un vent radiatif (cf. Sect 1.4). Mais attardons-nous un peu sur les modèles de tore inhomogène, qui comme nous le verrons, sont les premiers à pouvoir reproduire tout le spectre en énergie de certains NAGs proches, tel que NGC 1068.

• Les modèles de tores inhomogènes

Nenkova *et al.* (2002) proposent un formalisme simple permettant de prendre en compte la nature inhomogène – ou grumeleuse – de la poussière dans le tore. Pour cela, ils considèrent une distribution de nuages ayant tous même taille et même profondeur optique, distribués dans une structure à géométrie toroïdale (cf. Fig. 1.5). La différence fondamentale avec une distribution homogène est que dans le cas de petits nuages de poussière, le rayonnement peut se propager librement entre les différentes régions du milieu. Grâce à un traitement itératif et en utilisant le code DUSTY de Ivezić *et al.* (1999, voir la Sect. 5.1.1), ils ont obtenu une solution exacte du problème de transfert radiatif à l’intérieur de la couche nuageuse (en considérant absorption, diffusion et émission par les nuages en fonction de leur distance et de leur angle de position par rapport à l’engin central).

Comme le montre l’illustration à gauche de la Fig. 1.5, la face des nuages directement illuminée par le rayonnement de l’engin central est beaucoup plus chaude que la face opposée. Dans cette configuration, il y a donc des nuages qui reçoivent directement le rayonnement de l’engin central, tandis que d’autres ne reçoivent que le rayonnement diffusé par les premiers.

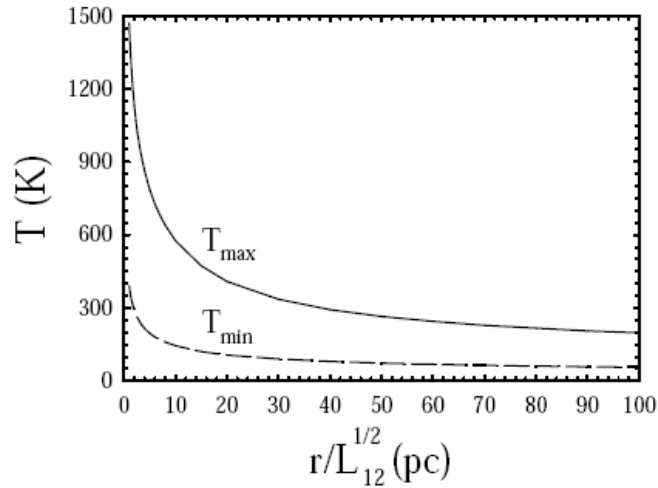


FIG. 1.6 – Profils des températures aux surfaces avant (T_{\max}) et arrière (T_{\min}) d'un nuage optiquement épais en fonction de la distance à l'engin central, où $L_{12} = L/10^{12}L_{\odot}$ est la luminosité du NAGs (tiré de Elitzur 2006).

L'émission des nuages est donc extrêmement anisotrope. De cette manière, des températures de poussière différentes peuvent co-exister à la même distance de l'engin central et une température de poussière identique à différentes distances du noyau. La température côté "froid" (c'est-à-dire de la face non illuminée) d'un nuage près du cœur peut en effet correspondre à la température de la face avant d'un nuage situé plus loin. Par exemple, lorsque la face illuminée d'un nuage a une température de 900 K, la température est $\lesssim 300$ K sur la face opposée. Ainsi, malgré les dimensions *a priori* compactes du tore de poussière, sa température peut chuter très rapidement comme le montrent à la Fig. 1.6 les profils en température en fonction de la distance à l'engin central résultant du modèle. Ils sont donnés par les relations suivantes :

$$\begin{aligned} T_{\max} &\simeq 1500 \times (0,9 \text{ pc}/r)^{0,39} \text{ K si } r \leq 8 \text{ pc} \\ &\simeq 640 \times (8 \text{ pc}/r)^{0,45} \text{ K si } r > 8 \text{ pc} \\ T_{\min} &\simeq 400 \times (0,9 \text{ pc}/r)^{0,42} \text{ K} \end{aligned}$$

T_{\max} dénotant la température de la face illuminée d'un nuage, et T_{\min} celle de l'autre face. La valeur de 1500 K utilisée dans la première équation correspond à la température de sublimation des graphites. On le voit, la température chute sur des échelles de distance très courtes et reste ensuite quasi-constante sur l'échelle de la centaine de parsecs. Nous réaborderons cette conséquence importante dans la suite, lors de la discussion des résultats obtenus par l'interférométrie IR sur NGC 1068 (voir la Sect. 5.3).

Le flux IR mesuré dépend de l'ensemble de l'émission de la couche nuageuse, donc il dépend du nombre moyen de nuages le long de la ligne de visée. Comparativement, le rayonnement X n'étant émis que par une très petite surface, il dépend directement du nombre exact de nuages se trouvant sur le chemin le séparant de l'observateur. Risaliti *et al.* (2002) ont montré que les variations de la densité de colonne de la matière entourant l'engin central observée sur une échelle de temps de quelques années sont indépendantes du flux mesuré en X. Cela signifie que c'est effectivement la quantité de matière le long de la ligne de visée qui varie, conformément aux prédictions du modèle de tore inhomogène.

En ce qui concerne l'opacité associée aux silicates à $9,7 \mu\text{m}$, étant donné que celle d'un nuage individuel n'est pas extrêmement grande, celle de l'ensemble des nuages ne le sera pas

non plus, en bon accord avec les observations. Ce modèle permet également de reproduire les profils en émission des NAGs de type 1, conformément à certaines observations de quasars lumineux de type 1 (voir notamment Hao *et al.* 2005, Siebenmorgen *et al.* 2005).

1.4 Le modèle grand unifié

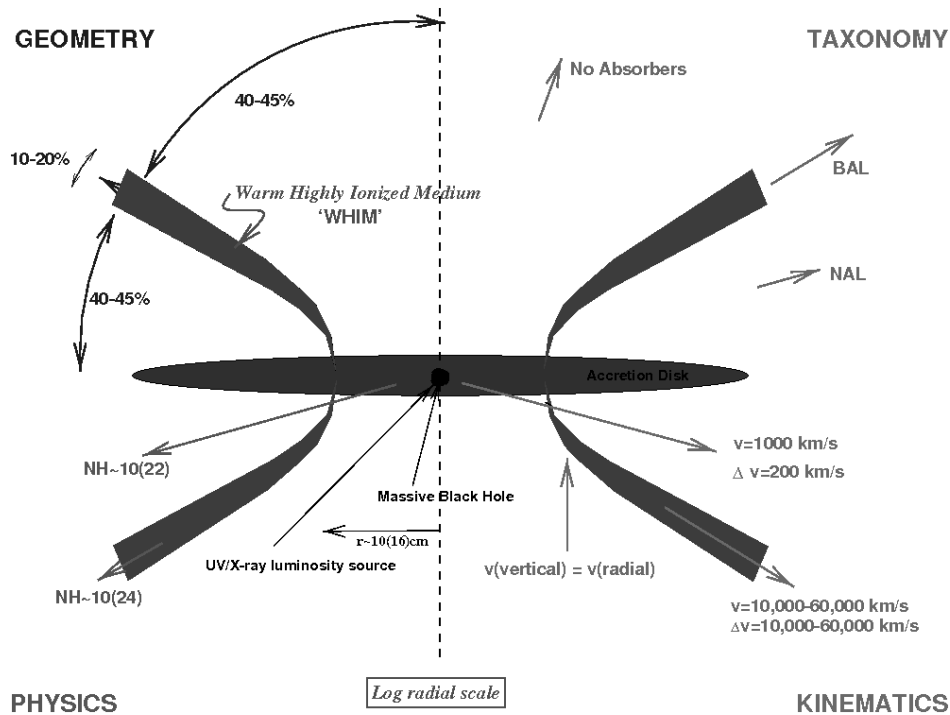


FIG. 1.7 – Illustration du vent proposé par Elvis (2000), comme alternative au schéma unifié des NAGs. Dans le sens des aiguilles d’une montre en débutant en haut à gauche), les quatre cadrans illustrent : la géométrie, avec les angles d’ouverture requis pour la structure ; l’apparence spectroscopique en fonction de l’inclinaison du noyau par rapport à l’observateur ; les vitesses le long de différentes lignes de visée ; quelques rayons et densité typique (valeurs se reportant à la Seyfert 1 NGC 5548).

Au schéma unifié des NAGs, il y a une alternative simple et élégante proposée par Elitzur et Shlosman (2006). Qualifié de *modèle grand unifié* par ses auteurs, il repose sur l’idée que les composantes telles que le tore obscurcissant, les émissions et absorptions de la BLR, la NLR et l’ENLR, ne feraient en réalité partie que d’une seule et même structure : un *vent*, ou *écoulement*, constitué de nuages de gaz et de poussière optiquement épais. Les premiers à l’avoir proposé de manière phénoménologique furent Emmering *et al.* (1992), suivis par Elvis (2000), lequel trouva il y a peu des preuves de mouvements potentiellement provoqués par la présence de nuages dans un vent au sein du noyau de certains NAGs (Elvis 2004). La structure de vent proposée par ce dernier est illustrée aux Fig. 1.7 et 1.8. D’après Shlosman *et al.* (1990), le disque d’accrétion de l’engin central serait alimenté par de la matière grumeleuse et froide provenant de la galaxie hôte. Le vent prendrait ensuite origine dans une zone d’instabilité de la pression radiative au sein du disque d’accrétion (Nicastro 2000). La BLR correspondrait aux nuages à la base du vent, comme l’illustre la Fig. 1.4 tirée du Robson (1996). Selon eux, le rayon auquel cette instabilité apparaît serait dépendant du taux d’accrétion du gaz dans le trou noir central et cela permettrait d’expliquer la grande variété de vitesses observées

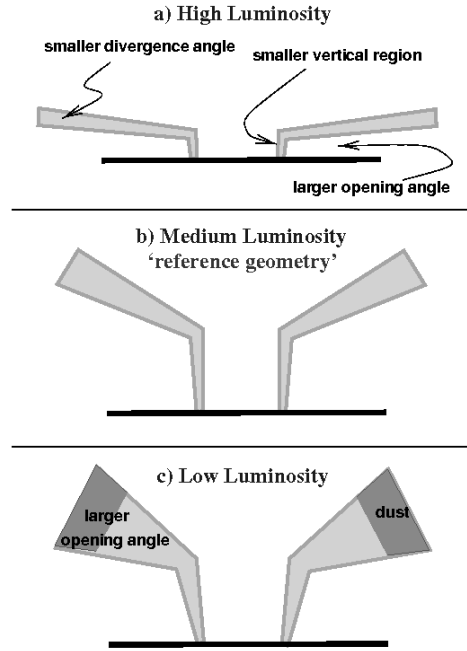


FIG. 1.8 – Plusieurs morphologies de vent influant sur la luminosité du noyau résultante, d’après Elvis (2000). Dans le cas a), pour rendre compte d’une importante luminosité, il faut que le vent soit peu épais et particulièrement évasé, contrairement au cas c) où le vent est épais, d’un angle d’ouverture plus grand, et partiellement composé de poussière. Le cas b) représente le cas intermédiaire.

dans la BLR. Le vent s’élèverait du disque et accélérerait – du fait des forces centrifuges et de la pression de radiation – sous forme d’un cône (ou d’une sorte d’entonnoir compte tenu de son évasement). Ce milieu chaud ($\sim 10^6$ K), de forte ionisation, où la densité est élevée ($n_e \sim 10^9 \text{ cm}^{-3}$) est appelé le *warm highly ionized medium* (WHIM) par Elvis (2000). Le WHIM aurait une profondeur optique de diffusion des électrons suffisante pour expliquer les observations du rayonnement fortement polarisé observé au cœur des Seyfert 2. Puisque la région des raies larges en absorption (BAL) n’est observée que dans 10 à 20% des NAGs radio-faibles, il faut que l’angle solide associé à l’épaisseur du vent couvre une fraction équivalente de l’espace autour du rayonnement central. L’angle de divergence du vent est ainsi compris entre 6° et 12° . La NAL (région des raies étroites en absorption) et la BAL seraient en fait deux vues différentes sur l’écoulement, comme le montre la Fig. 1.7 où la BAL correspond à une vue le long du vent, et la NAL à une vue inclinée sur le vent. Cela permet en outre de rendre compte de la luminosité plus ou moins importante des noyaux de type 2. Lorsque l’objet est incliné de telle manière que l’observateur voit le vent du dessus, il n’y a plus d’obscurcissement du rayonnement central et les raies de la BLR et de la NLR sont directement visibles en émission, conformément aux observations de noyaux de type 1. Ce scénario est également intéressant car il permet de comprendre les observations de types intermédiaires, comme le montre notamment la Fig. 1.8.

Dans le contexte de ce WHIM, le tore de poussière est bien moins indispensable que dans le schéma unifié. C’est plus particulièrement sur cet aspect que se sont penchés Elitzur et Shlosman (2006). Selon eux, *“le tore ne serait rien d’autre qu’une région du vent qui fournit l’obscurcissement toroïdale requise, c’est-à-dire la région à l’intérieur de laquelle les nuages sont*

poussiéreux et optiquement épais.” La nature grumeleuse et poussiéreuse de la matière sur les quelques parsecs centraux du vent fournirait une explication simple à l’obscurcissement du rayonnement du coeur des NAGs de type 2.

Ce scénario a récemment été renforcé par les observations de petites sources (*spots*) masers H₂O dans les noyaux de certaines Seyfert 2 telles que NGC 3079 ou Circinus (Kondratko *et al.* 2005, Greenhill *et al.* 2003). Il y a d’étonnant qu’en plus de leur distribution le long d’un disque de taille $\lesssim 1,5$ pc, quelques *spots* sont également détectées à de hautes latitudes par rapport à l’engin central. Compte-tenu des conditions requises pour la production du pompage maser, ces observations indiquent d’une part qu’il doit y avoir d’autres *spots* cachés et disséminés dans le vent ; d’autre part, que la densité de colonne globale du vent doit être au moins de $\sim 10^{23}$ cm⁻², donc $>10^{21}$ cm⁻² pour chaque nuage individuel.

Un autre argument fort repose sur les variations de l’obscurcissement en X observées dans plusieurs objets par Risaliti *et al.* (2002; 2005). Vues les échelles de temps des variations, il est vraisemblable qu’elles seraient dues à des nuages obscurcissants situés dans le vent à des distances comparables à celle de la BLR. Ces nuages seraient ainsi responsables des émissions des raies larges observées à faible latitude, et des absorptions chaudes à plus hautes latitudes (rendant ainsi compte de ce que l’on appelle le *warm absorber* en X).

Toujours d’après Elitzur et Shlosman (2006), le taux d’écoulement de la masse dans le vent constitutif du tore est donné par :

$$\dot{M}_{w,cl} \propto L_{45}^{1/2} T_{1500}^{-2,6} N_{H,23}^{tot} v_6 M_{\odot} \text{ an}^{-1}$$

où L_{45} est la luminosité bolométrique du NAG en unité de 10^{45} erg.s⁻¹ ; T_{1500} est la température de sublimation normalisée à 1500 K ; $N_{H,23}$ est la densité de colonne de tous les nuages le long du plan équatorial, en unité de 10^{23} cm⁻² ; v_6 (en km.s⁻¹) est la vitesse au rayon interne de l’écoulement (c’est-à-dire au rayon de sublimation de la poussière constitutive de l’écoulement).

Au sein du tore, la masse accrétée vers l’engin central est elle aussi reliée à la luminosité bolométrique par : $\dot{M}_{acc} \propto L_{45}/Q M_{\odot} \text{ an}^{-1}$, où Q est l’efficacité d’accrétion au rayon du tore.

Ainsi $\dot{M}_{w,cl}/\dot{M}_{acc} \propto L_{45}^{-1/2}$, et lorsque la luminosité de l’engin central diminue, le rapport entre les taux d’écoulement et d’accrétion augmente. Une des prédictions du modèle de vent qui en découle est que le tore cesse d’exister dès lors que la luminosité bolométrique est trop faible ($L \lesssim 10^{42}$ erg.s⁻¹) car alors on arrive au point critique où \dot{M}_{acc} ne peut plus soutenir $\dot{M}_{w,cl}$. Cette prédiction a été confirmée par les observations de nombreuses FRI de faible luminosité puisque dans 85% d’entre-elles, le coeur n’est pas obscurci par un tore (Chiaberge *et al.* 1999, d’autres indices et la discussion complète sont donnés dans Elitzur et Shlosman 2006).

1.5 L'implication des NAGs dans la formation des galaxies

Dernier sujet abordé dans ce chapitre consacré au NAG, mais non des moindres : celui de l'implication de ces objets dans la formation et l'évolution des galaxies.

Je vais en discuter dans le contexte du modèle cosmologique Lambda Cold Dark Matter (Λ CDM). Dans cette théorie, l'Univers grandit de manière hiérarchique, à travers les instabilités gravitationnelles dans un espace en expansion : les halos de matière noire s'effondrent et fusionnent ensemble afin de former des structures plus massives. La matière baryonique qui représente une plus petite fraction de la densité de masse, glisse au creux des puits de potentiel gravitationnel de matière sombre. Par interactions collisionnelles, le gaz chauffe en tombant, puis se refroidit par des processus *free-free*, ou rayonnement de freinage. Les premières étoiles se forment alors. Dans ce cadre et d'après les récents résultats apportés par le Sloan Digital Sky Survey (SDSS), il semble que les galaxies elliptiques, massives, de populations stellaires vieilles et généralement observées au cœur des amas de galaxies, se sont formées dans un mode de refroidissement rapide du gaz du halo. Lorsque la masse du halo est plus faible comparativement à la masse de gaz chaud de l'amas, alors l'accrétion est quasi-statique et la structure formée est un disque, donnant naissance à des galaxies de type spiral. La transition entre ces deux régimes se situerait à une masse de halo de 2 à $3 \cdot 10^{11} M_{\odot}$ (Croton *et al.* 2006).

Trois choses remarquables semblent indiquer que la formation et l'évolution des galaxies est liée de très près à l'activité des NAGs : la première, c'est que le nombre de NAGs hautement lumineux pique à $z = 2-3$ dans l'espace des *redshift*, c'est-à-dire à l'époque où le taux de formation stellaire était le plus important (Kauffmann *et al.* 2003) ; la seconde est la détection d'un trou noir massif au cœur de toutes (ou presque) les galaxies proches ; la dernière repose sur la corrélation entre la masse du trou noir massif central et la masse du bulbe (voir la Fig. 1.12, Häring et Rix 2004).

La Fig. 1.9 tirée de Croton *et al.* (2006) expose la fonction de luminosité des galaxies dans deux bandes de l'optique et de l'IR proche en fonction de la masse du trou noir. Elle montre qu'il y a un fort écart (près de deux magnitudes) entre les observations (*points bleus*) et la théorie se basant sur le modèle hiérarchique Λ CDM (*traits pleins*). Le modèle prédit qu'il devrait y avoir extrêmement plus de galaxies de forte luminosité (c'est-à-dire de grandes masses ou elliptiques), ainsi qu'un plus grand nombre de galaxies de faible luminosité (de petites masses ou spirales). Cela signifie qu'un, ou plusieurs éléments ont stoppé la poursuite du refroidissement et de l'effondrement du gaz du milieu inter-galactique (MIG), et ainsi empêché la poursuite de la croissance des galaxies. Quelles sources de chauffage sont susceptibles d'avoir un tel impact ? Ce peut être la formation stellaire et les explosions de supernovæ, comme ce peut être les NAGs, injectant de l'énergie dans le MIG par l'intermédiaire de leur champ de rayonnement central ou de leurs jets prééminants (voir la revue de Begelman 2004).

Il est à noter que ces phénomènes, sans doute majeurs dans la co-évolution des galaxies avec leur trou noir central, constituent une direction de recherche prometteuse qui commence tout juste à être explorée. Pour ce qui est de l'implication des radio-galaxies dans la formation des galaxies, on peut citer l'article de revue de Best (2007), et dans ce qui suit je m'appuierai principalement sur les descriptions proposées par Best et al. (2005) et Croton et al. (2006). Concernant la discussion suivante sur le rôle particulier que jouent les Seyferts, elle portera essentiellement sur des éléments tirés des travaux de Storchi-Bergmann et al. (2001), De Lucia et al. (2004) et Davies et al. (2006).

1.5.1 La rétroaction des radio-galaxies

L'idée que ce seraient les jets, qui en injectant de l'énergie dans le MIG, chaufferaient le gaz et stopperaient son effondrement, a émergé lorsque des bulles de gaz chaudes ont été

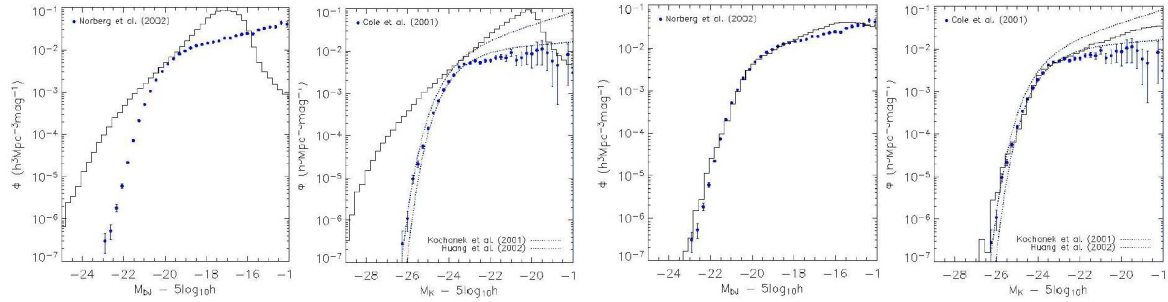


FIG. 1.9 – Fonction de luminosité des galaxies en bande K et b_j tirée de Croton *et al.* (2006). Les points bleus sont les points d’observations, la courbe noire est la fonction théorique. **A gauche** : les modèles ne considèrent pas la rétro-action par les NAGs et les supernovæ. **A droite** : les modèles tiennent compte de la rétroaction et le réchauffage du gaz intergalactique par les radio-galaxies pour les galaxies de grandes masses (fortes luminosité), et par le rayonnement de l’engin central et surtout les supernovæ pour les galaxies de plus faibles masses (plus faibles luminosités). Ces derniers modèles reproduisent bien mieux les données dans les deux bandes de couleur.

découvertes autour des structures radio dans l’amas de Persée (Fabian *et al.* 2003). Des bulles “fossiles” y sont également présentes, signatures de l’activité radio passée et preuve que de l’énergie a été injectée dans le MIG par leur intermédiaire (cf. la Fig. 1.10). Est-ce toutefois un comportement anecdotique ?

D’après les études statistiques effectuées à partir des relevés du SDSS, il apparaît que l’activité radio d’un NAG est couplée de très près à la densité de l’environnement de la galaxie hôte puisque l’on constate que les galaxies situées dans un amas ont préférentiellement une forte activité radio (à partir d’un échantillon d’environ 2200 NAGs “radio-forts”, Best *et al.* 2005). Le comportement observé dans l’amas de Persée n’est donc pas singulier et semble commun aux autres amas de galaxies.

L’analyse des données du SDSS semble par ailleurs établir que le trou noir au cœur des NAGs “radio-faibles” et des NAGs “radio-forts” n’ont pas le même régime en masse (Best *et al.* 2005). Les dépendances entre la fraction de galaxies classifiées NAGs “radio-forts” et la masse du trou noir (M_\bullet), et la masse stellaire (M_\star), sont les suivantes : $f_{\text{radio}} \propto M_\bullet^{1.6}$ et $f_{\text{radio}} \propto M_\star^{2.5}$. Parallèlement, à partir d’un petit calcul simple du taux de refroidissement du gaz du milieu inter-galactique (MIG) d’après sa luminosité X et de sa température, il apparaît que : $\dot{M}_{\text{cool}} \propto M_\bullet^{1.5}$. Cette dépendance est très similaire à celle de f_{radio} avec M_\bullet .

Pour expliquer ces corrélations, Best *et al.* (2005) et Croton *et al.* (2006) proposent un schéma élégant invoquant un phénomène de rétroaction entre les jets radio, issus de la forte activité de l’engin central, et le réchauffement du MIG intra-amas. L’activité des NAGs “radio-forts” – se traduisant par des jets et lobes radios proéminents – pourraient être la conséquence de l’accrétion rapide du gaz sur le trou noir central. En ré-éjectant une énergie cinétique importante dans le MIG, les jets contribueraient au réchauffement du milieu ambiant et empêcheraient la poursuite de l’effondrement du gaz, et donc son accrétion sur le trou noir central, ainsi que la formation stellaire. En conséquence, la formation et l’éjection des jets stopperaient. Le gaz du MIG intra-amas pourrait de nouveau se refroidir en entamant une nouvelle phase de contraction. Un équilibre s’instaurerait ainsi entre l’activité du NAG et le chauffage du MIG, à la manière d’un thermostat, régulant ainsi le taux de formation stellaire et donc la croissance de la galaxie.

Finalement, il est à noter que les simulations prenant en compte ce processus de rétroaction radio permettent non seulement de rendre compte de la fonction de luminosité (cf. la Fig. 1.9),

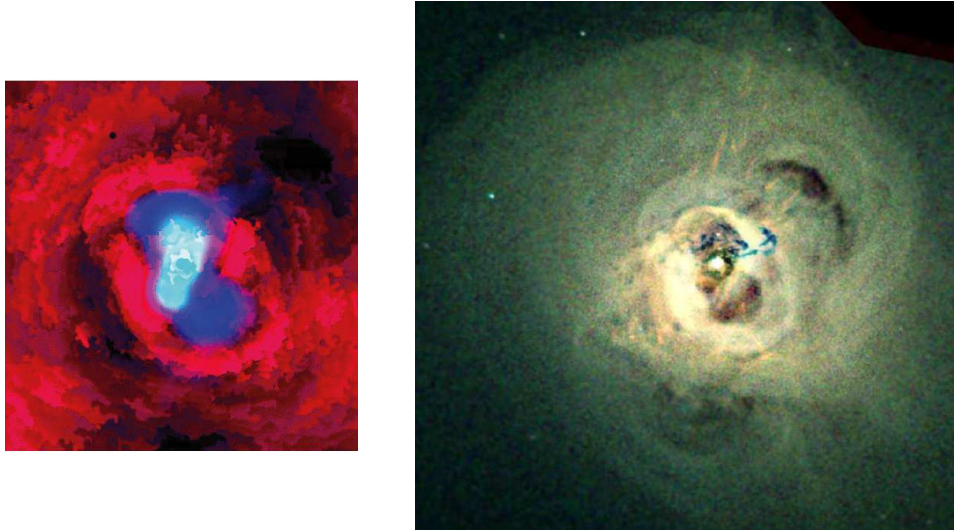


FIG. 1.10 – **A gauche** : carte de l'activité radio à 1,4 GHz de l'amas de Persée présentant deux bulles immédiatement au nord et au sud du noyau (*en bleu*), superposée à la carte des niveaux de pression du gaz (*en rouge*, Fabian *et al.* 2006). **A droite** : amas de Persée cartographié en rayons X avec Chandra. On distingue très nettement sur la carte en X deux bulles “fantôme” au nord-ouest (en haut à droite) et au sud, traces présumées des activités passées du NAG. Le gaz, entourant les bulles fantômes ainsi que les bulles radio actuelles, semble plus chaud. Lorsqu'on s'approche du cœur, et de part et d'autre de la propagation des structures radio, le gaz se refroidit du fait de sa contraction.

mais aussi de l'âge moyen des populations stellaires des galaxies elliptiques massives de l'ordre de 12 milliards d'années (contre les 8 milliards d'années prédits lorsque les phénomènes de retroaction ne sont pas considérés).

1.5.2 Quid des Seyfert ?

Il reste à résoudre le problème de l'allure de la fonction de luminosité du côté des petites masses. Ce régime concerne essentiellement des galaxies de morphologies à disque, de masse stellaire $< 2-3 \cdot 10^{10} M_{\odot}$ (c'est-à-dire des masses de halo $\lesssim 3 \cdot 10^{10} M_{\odot}$, Shankar *et al.* 2006). Croton *et al.* (2006) l'interprète de la façon suivante : de la même manière que les NAGs “radio-forts” ont un impact sur la formation et l'évolution des galaxies elliptiques, les NAGs “radio-faibles” en auraient également un par l'intermédiaire d'un cycle de rétroaction, à plus petite échelle dans les galaxies moins massives, engendré par la formation stellaire et les explosions de supernovæ. Ces aspects ont également été particulièrement étudiés par De Lucia *et al.* (2004). Selon eux, des étoiles commenceraient à se former lors de la contraction quasi-statique du gaz primordial, et les plus massives accompliraient rapidement leur évolution et atteindraient la fin de leur vie pour finalement exploser en supernovæ. Lors de leurs explosions, du gaz, des métaux, et de l'énergie seraient injectés dans le milieu environnant, réchauffant ainsi le gaz froid du disque et peut-être même celui du MIG. Dès lors la formation stellaire s'arrête, et lorsque le halo de matière noire grossit, le gaz peut être recapturé et réamorcer une phase de contraction. Une illustration de ce cycle, tirée de De Lucia *et al.* (2004) est proposée à la Fig. 1.11.

La possibilité qu'il y ait un lien entre l'activité du NAG et la formation stellaire dans les quelques parsecs centraux de la galaxie hôte a fait l'objet de l'étude de Davies *et al.* (2006) menée sur le noyau de type Seyfert 1 NGC 3227. Selon eux, le cœur du NAG a été sujet à un

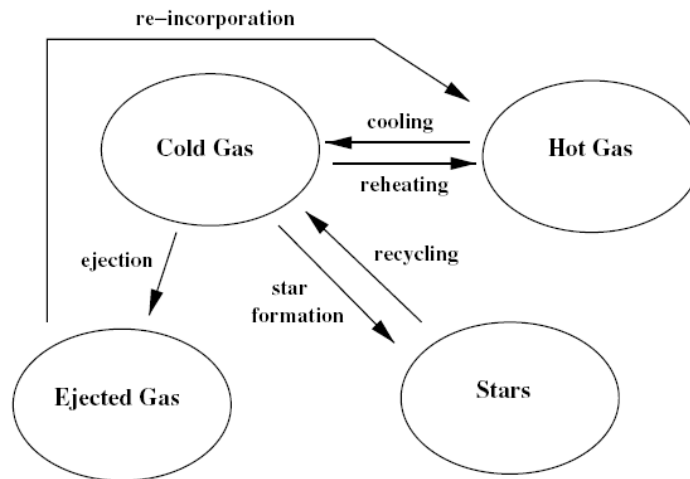


FIG. 1.11 – Schéma illustrant la rétro-action de l’énergie et de la matière entre le NAG et le milieu intergalactique (d’après De Lucia *et al.* 2004). Dans les NAGs “radio-forts”, les jets radio injectent de l’énergie et réchauffent le milieu intergalactique, empêchant périodiquement la contraction et l’accrétion du gaz au cœur de la galaxie hôte. La formation stellaire prendrait également part au cycle et serait un acteur important de la rétro-action dans le régime des galaxies de petites masses (voir Sect. 1.5.1 et 1.5.2).

épisode de formation stellaire il y a quelques 40 millions d’années. Cet épisode aurait été court mais très intense puisque le taux de formation stellaire était alors de $3 M_{\odot}$ par an, tandis qu’il n’est plus que de $0,05 M_{\odot}$ par an actuellement. Davies *et al.* (2006) ont tâché de répondre à deux questions : comment a pu se produire cette activité de formation stellaire sachant que l’environnement du noyau actif y est très peu propice car extrêmement turbulent et chaud ? Et pourquoi la formation stellaire s’est-elle arrêtée alors que l’environnement demeure riche en gaz ?

Ils proposent un scénario un peu similaire à celui de De Lucia *et al.* (2004) ou Croton *et al.* (2006), invoquant la formation stellaire, mais où le NAG est un des acteurs majeurs puisqu’un cycle s’instaurerait entre son activité et la formation stellaire. En se contractant vers le cœur de la galaxie, le gaz se refroidit et la formation stellaire peut s’amorcer. Lorsque la pression de radiation des premières jeunes étoiles formées est suffisamment importante, elle chauffe le gaz environnant et par turbulence, la structure composée du gaz et des jeunes étoiles se dilate⁴. La formation stellaire s’arrête, tandis que le gaz chaud continue son chemin vers l’antre du trou noir central. Parallèlement, une partie de ce gaz – du fait de la pression radiative du disque d’accrétion – est poussée loin de l’engin central à quelques centaines de parsecs et vient lui aussi ré-enrichir le milieu interstellaire. Il subit de nouveau une phase de contraction vers le cœur de la galaxie et tout en se refroidissant, il donne de nouveau lieu à de la formation stellaire. Le cycle, impliquant la formation stellaire près de l’engin central, et dans un anneau circumnucléaire plus lointain, est amorcé. Lors de la formation stellaire centrale, l’accrétion est moins importante. Dès lors que la formation stellaire cesse, les explosions de supernovæ ré-enrichissent le milieu ambiant et l’accrétion peut reprendre. De la même manière que pour les radio-galaxies, les jets sont également un élément chauffant le milieu interstellaire. Toutefois, dans le cas des Seyfert ou des LINERS, ils ne se propagent généralement que sur des distances relativement courtes de l’ordre du kiloparsec et de façon très collimatée. D’après Davies *et al.*

⁴N.B. : Selon Davies *et al.* (2006), c’est d’ailleurs cette dernière structure qui constituerait le *tore obscurcissant*.

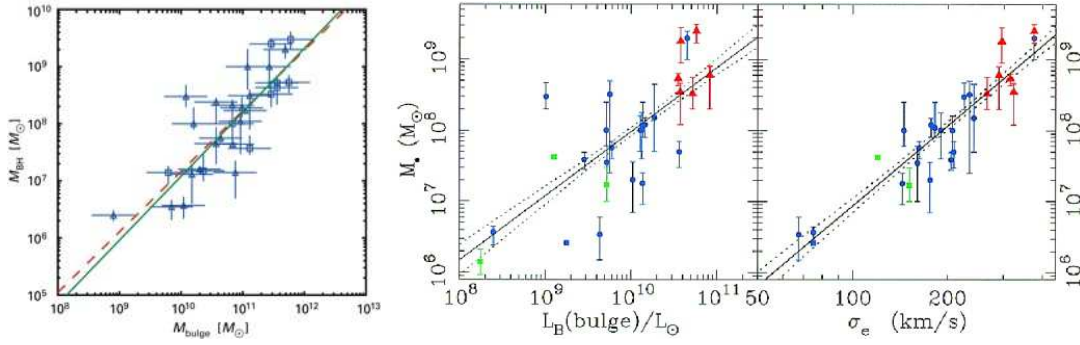


FIG. 1.12 – Cette figure, tirée de Häring et Rix (2004) montre la frappante corrélation entre la masse du trou noir central d’une galaxie, la masse du bulbe (**à gauche**), la luminosité du bulbe (**au centre**) et la vitesse de dispersion des étoiles du bulbe (**à droite**).

(2006), le cycle de chauffage et de refroidissement du gaz circumnucléaire aurait lieu sur des échelles de temps de 100 millions d’années typiquement, et c’est cela qui permet d’expliquer la discontinuité de l’activité de l’engin central.

NGC 3227 n’est toutefois pas un cas isolé puisque de la formation stellaire est également observée dans les quelques centaines de parsecs centraux de plusieurs autres NAGs de type Seyfert 1 et dans un grand nombre de Seyfert 2 (Storchi-Bergmann *et al.* 2001, d’après les observations de 35 Seyferts ; voir également le cas de NGC 1068 à la Sect. 2.5). Storchi-Bergmann *et al.* (2001) constatent d’ailleurs que les galaxies de type précoce hébergeant un noyau de type Seyfert ont plus de formation stellaire récente que celles qui n’en ont pas. Pour ce qui est des types tardifs, la fraction de galaxies ayant préférentiellement des populations stellaires vieilles est la même que la galaxie soit active ou non. Cela soutient le fait qu’il y a un lien entre la formation stellaire et l’activité du noyau. Ce n’est toutefois pas étonnant compte tenu de la remarquable corrélation entre la masse de la concentration d’étoiles (en d’autres termes le bulbe) et la masse du trou noir central d’une galaxie, mise en évidence de manière précise pour les galaxies locales par Häring et Rix (2004). Cette relation, présentée à la Fig. 1.12, est la suivante :

$$M_{\bullet} = 0,0014 M_{\text{bulbe}} (M_{\text{bulbe}}/5.10^{10} M_{\odot})^{0,12}$$

De l’étude de Storchi-Bergmann *et al.* (2001), il ressort également que l’activité du noyau et de formation stellaire seraient amplifiées par la coalescence de galaxies. Ils l’expliquent de la manière suivante : les interactions entre les galaxies provoquent la fusion de leur trou noir. Le gaz froid des deux disques tombe vers l’engin central par une sorte de canal, sous forme de spirales circumnucléaires, et provoque d’une part l’activité du NAG par l’intermédiaire de l’accrétion, et relance la formation stellaire d’autre part. Le sursaut de formation stellaire diminue à mesure que le gaz s’épuise et est réchauffé par la pression radiative du NAG et des jeunes étoiles formées, et potentiellement par l’énergie injectée par les jets radio à petites échelles. Les étoiles vieillissent. D’après les simulations numériques de coalescences de galaxies, la formation stellaire démarrerait 500 à 800 millions d’années après le début des interactions entre les galaxies (Storchi-Bergmann *et al.* 2001).

En ce qui concerne les LINERS, Hunt et Malkan (1999) ont montré que l’activité du noyau augmente lorsque l’activité de formation stellaire diminue. Un cycle similaire à celui des Seyfert s’opérerait donc, mais pour des régimes de luminosité plus faibles. Ainsi, le cycle

de rétroaction opérant dans les NAGs “radio-faibles” est comparable à celui engendré par les imposants jets radio des NAGs “radio-forts”, à une moindre échelle toutefois puisqu’il ne s’agit pas dans ce cas du chauffage du MIG mais du milieu interstellaire. L’équilibre s’instaurant entre l’accrétion dans l’engin central et la formation stellaire aurait donc une forte incidence sur la croissance du bulbe de la galaxie.

CHAPITRE 2

Le cas de NGC 1068

Sommaire

2.1	Les propriétés de l'engin central aux hautes énergies	30
2.2	Les structures radio	30
2.3	Les émissions UV et optiques du noyau	32
2.4	L'infrarouge thermique, la signature de la poussière	33
2.5	L'émission millimétrique des <i>starbursts</i>	36

Le but de ce chapitre de présentation de NGC 1068 est d'exposer les différentes caractéristiques observationnelles associées au noyau actif, puisque nous aurons besoin de nous y référer lors de l'analyse de nos résultats en IR intermédiaire. Commençons cette revue par les très hautes fréquences, correspondant à des processus en lien avec l'engin central. Nous terminerons par le domaine opposé du spectre, généralement associé à des régions plus éloignées du noyau.

Du fait de sa proximité (14 Mpc, $z=0,003786$, $1''=72\text{pc}$, Paturel *et al.* 2002) et de sa brillance, NGC 1068 est le NAG le plus étudié (près de 2500 publications à son actif)! Alors que le disque de la galaxie hôte (de taille $\sim 30 \text{ kpc} \times 25 \text{ kpc}$) est incliné à 32° par rapport au plan du ciel le long de la ligne de visée (Ulvestad et Wilson 1989), l'inclinaison du noyau actif est quelque peu différente, quasiment perpendiculaire au plan du ciel (nous y reviendrons amplement par la suite), et est classifié de type Seyfert 2 car les raies larges sont absentes de son spectre optique. Cependant, lorsque Antonucci et Miller (1985) l'observèrent en lumière polarisée, ils découvrirent de fortes raies larges en émission dans le spectre polarisé, et un continu non stellaire, ressemblant tout à fait à ceux généralement observés dans les noyaux de type Seyfert 1. Ainsi, le scénario qu'Antonucci et Miller (1985) proposèrent pour interpréter la différence entre les spectres du flux total et du flux polarisé est le suivant : NGC 1068 abriterait un noyau de type Seyfert 1 en son cœur, ce dernier subirait un obscurcissement de la part d'un disque de poussière optiquement épais (le fameux *tore de poussière*). Une petite fraction de la lumière du cœur serait diffusé et reflété le long de la ligne de visée par les électrons libres de la NLR. C'est ainsi grâce aux observations de NGC 1068 que la première pierre du *schéma unifié des NAGs*.

2.1 Les propriétés de l’engin central aux hautes énergies

Le cœur de NGC 1068 est toutefois “*Compton thick*” (c’est-à-dire épais au sens de l’effet Compton), du fait de l’orientation de son noyau par rapport à la ligne de visée, avec une densité de colonne $N_H > 10^{25} \text{ cm}^{-2}$ (d’après l’absorption du rayonnement X, Matt *et al.* 2004). Cette position du tore de poussière le long de la ligne de visée empêche une mesure directe de la luminosité bolométrique du cœur. Des estimations indirectes sont déduites de la part réfléchie du rayonnement de l’engin central sur les nuages environnants. D’après Pier *et al.* (1994), cette part réfléchie f_{ref} est comprise entre 0,1 et 1,5 %. La luminosité bolométrique de l’engin central (L_{bol}) serait ainsi comprise entre $2,4 \cdot 10^{44} \text{ erg.s}^{-1}$ et $3,6 \cdot 10^{45} \text{ erg.s}^{-1}$. La luminosité X est de l’ordre de $10^{44} \text{ erg.s}^{-1}$ et la luminosité en IR-intermédiaire (correspondant à une ouverture de $0,1''$) est d’environ $3 \times 10^{44} \text{ erg.s}^{-1}$. Cette dernière valeur doit donc être prise comme une limite inférieure de L_{bol} . La limite supérieure est elle apportée par la luminosité d’Eddington : $L_{\text{Edd}} \sim 10^{45} \text{ erg.s}^{-1}$ (Frank *et al.* 2002).

La masse du trou noir central supermassif peut être estimée grâce aux observations radio des masers H_2O , modélisées par un disque d’accrétion auto-gravitant en rotation non-keplérienne autour de l’engin central (Lodato et Bertin 2003). Le disque entourerait une masse totale de $\sim 1,5 \cdot 10^7 M_{\odot}$ dont quelques $8 \cdot 10^6 M_{\odot}$ seraient attribuées au trou noir central (le reste de la masse étant associé au disque lui-même). D’après cette étude, L_{bol} est également estimée à environ $0,77 L_{\text{Edd}}$, c’est-à-dire $\sim 8 \cdot 10^{45} \text{ erg.s}^{-1}$. Nous allons revenir sur les émissions masers à la Sect. 2.2.

Puisque le noyau est *Compton thick*, il n’est pas possible d’observer de manière directe le continu X émis par le disque d’accrétion. Toutefois, il est réfléchi ou diffusé le long de la ligne de visée par des électrons arrachés soit à de la matière neutre, ou presque neutre et froide, soit à du gaz chaud hautement ionisé, se trouvant dans l’environnement du disque d’accrétion. Les raies d’émissions correspondent à de la fluorescence dans le premier cas, et à des recombinaisons ou à des cascades radiatives dans le second cas. Du côté de la spectro-imagerie dans le domaine des X-durs (0,8–7 keV avec *Chandra*) de NGC 1068, l’observation de raies de fluorescence, telles que la raie étroite du Fer $K\alpha$ par exemple, semble indiquer que le continu est en partie réfléchi par de la matière “tiède” pouvant s’apparenter au tore de poussière (Ogle *et al.* 2003).

Young *et al.* (2001) ont eux étudié la morphologie du noyau de NGC 1068 en X, également avec *Chandra*. Ils observent que la région la plus brillante est effectivement centrée sur le cœur, et s’étend sur un rayon d’environ $\sim 1,5''$ autour et plus particulièrement vers le nord est. De plus faibles émissions continuent jusqu’à $6''$ dans cette même direction, à un angle de position de 35° à 40° . Ils ont également détecté une émission ponctuelle à $3''$ au nord est du noyau. L’émission X correspond parfaitement aux émissions optiques de la raie de l’[OIII]. Elle est donc attribuée à la matière de la NLR photoionisée par le continu X (nous y reviendrons à la Sect. 2.3). En ce qui concerne l’émission plus étendue à $6''$, elle serait préférentiellement associée à la compression du gaz interstellaire engendrée par une collision avec le lobe radio à cet endroit.

2.2 Les structures radio

Le noyau de NGC 1068 est l’origine de jets radio se propageant sur des échelles d’un kiloparsec environ, de part et d’autre de l’engin central, et formant des lobes radios en raison de leur collision avec le milieu interstellaire (Wilson et Ulvestad 1987). Cette émission radio est bien plus importante dans la partie NE du noyau, indiquant que le jet doit être incliné du côté de l’observateur au nord. Le contre-jet, situé dans la partie sud-ouest du noyau, semble au contraire s’éloigner de nous. La Fig. 2.1 (à gauche) est une carte du continu à

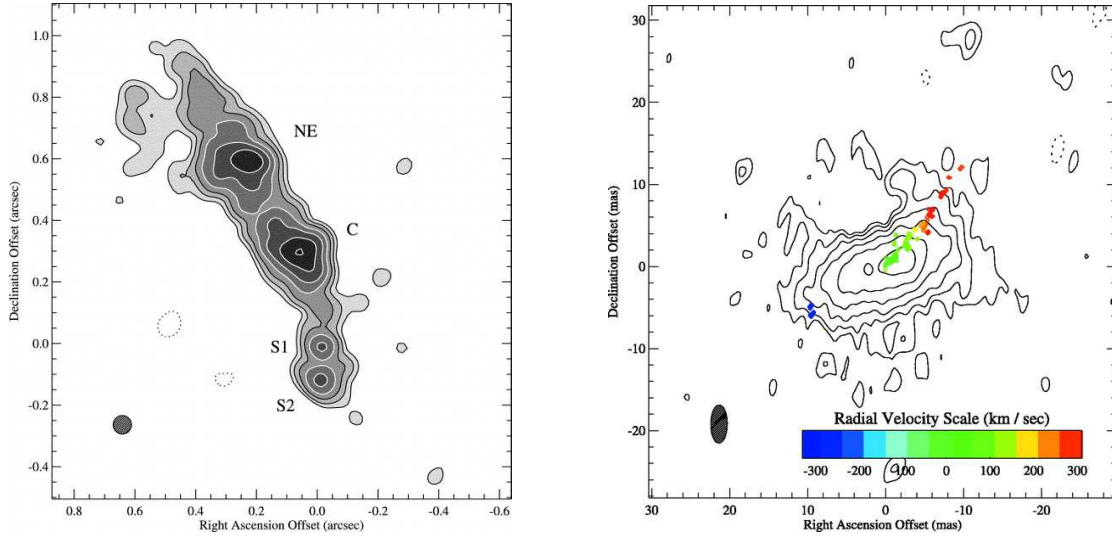


FIG. 2.1 – Structures radio dans le noyau de NGC 1068 (d’après Gallimore *et al.* 2004). **A gauche** : Carte MERLIN à 5 GHz. La localisation des différentes sources radio au cœur de NGC 1068 est reportée sur cette figure, à noter que la source S1 correspond à l’emplacement de l’engin central. **A droite** : contours radio à 5 GHz de la source S1 (d’après les observations VLBA) ; l’échelle de couleur correspond aux champs de vitesse des *spots* masers H₂O (par rapport à la vitesse propre de la galaxie hôte de 1150 km.s⁻¹).

5 GHz obtenue avec MERLIN dans la seconde d’angle centrale du noyau (~ 72 pc). Elle trace l’émission continue synchrotron associée au jet (Muxlow *et al.* 1996). La base du jet se propage à PA $\sim 0^\circ$ par rapport à la direction NE jusqu’à ~ 300 mas (~ 24 pc) du noyau, puis se courbe à PA $\sim 30^\circ$. Toutefois, quatre sources ponctuelles y sont particulièrement distinctes. La première, référencée S1, est par sa localisation directement associée à l’engin central. Les deux suivantes, situées au NE (notées C et NE), correspondent à la propagation NE du jet. Tandis que la dernière (S2) correspond à la propagation du contre-jet. En ce qui concerne S1, elle est résolue à 5 et 8,4 GHz avec le VLBA, mais elle n’est pas détectée à 1,4 GHz (Gallimore *et al.* 2004), ce qui met en évidence une émission thermique *bremstrahlung*, ou *rayonnement de freinage*. Ayant une taille de l’ordre de 0,4 pc, elle serait ainsi associée à un vent de plasma chauffé par le rayonnement de l’engin central à des températures de l’ordre de 10^4 à 10^5 K, émergeant de la partie interne du disque maser H₂O.

L’emplacement de la composante C correspond à la courbure du jet et à une émission maser H₂O à plus grande distance du cœur (0,6"). Cette émission radio ponctuelle résulte donc de la collision entre le jet et un nuage de gaz moléculaire de la NLR. En ce qui concerne les deux autres sources ponctuelles (S2 et NE), l’interprétation est moins directe. Toutefois, elles pourraient elles aussi être la conséquence d’un choc entre le jet et le milieu ambiant.

Plus près du noyau, on observe une émission radio d’une autre nature à 22 GHz. Il s’agit là de l’émission des masers H₂O, observés avec le VLBA. Ceux-ci sont distribués sous forme de petits *spots*, disposés sur un disque orienté à -40° par rapport l’axe nord-sud dans le plan du ciel. Ce disque s’étend sur des distances de 0,65 pc (rayon interne) à 1,1 pc (rayon externe) par rapport à l’engin central (Greenhill *et al.* 1996, Greenhill et Gwinn 1997). D’après Elitzur (1992, chap. 10) et Kartje *et al.* (1999), cette disposition n’est pas anodine et serait intimement liée à celle du tore de poussière dont le bord interne constituerait une région propice au pompage maser des molécules d’eau (conditions de densité $n_{\text{H}_2} \sim 10^8$ - 10^{10} cm⁻³ et de température ~ 400 K).

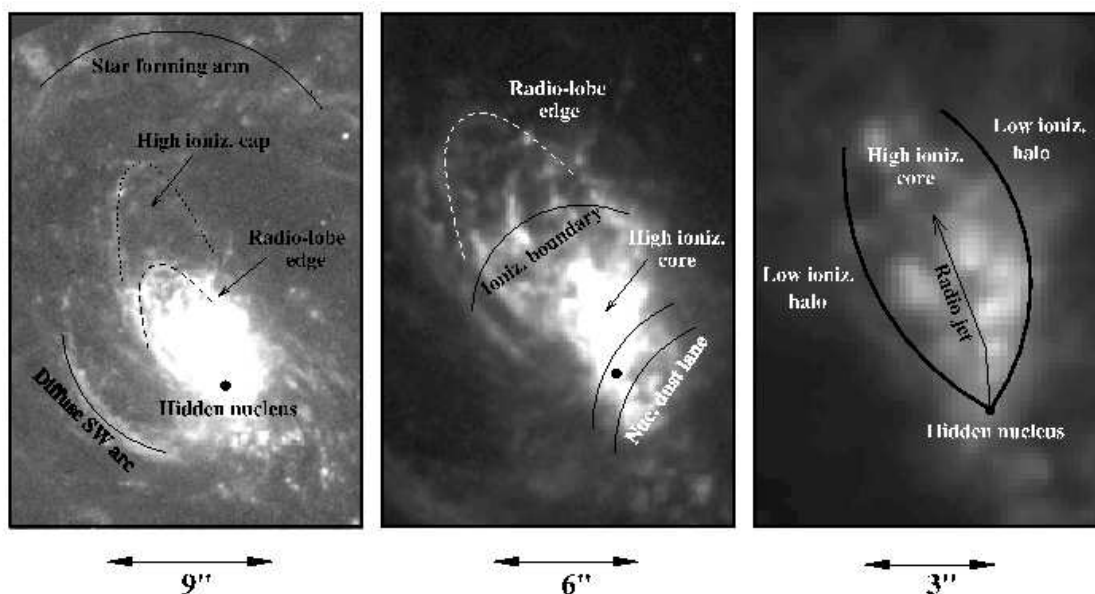


FIG. 2.2 – Différentes composantes de la NLR de NGC 1068 superposées aux images HST $H\alpha + [NII]$ (extraites de Capetti *et al.* 1997).

2.3 Les émissions UV et optiques du noyau

Le cône d'ionisation

Les images HST (*Hubble Space Telescope*) en optique cartographiant le noyau de NGC 1068 sont très impressionnantes car elles soulignent le détail des structures de la NLR. Les images obtenues dans les filtres $H\alpha + [NII]$ tirées de Capetti *et al.* (1997) sont présentées à la Fig. 2.2. Elles se superposent très bien aux cartes $[OIII]$ de Macchetto *et al.* (1994). On discerne sur ces images qui correspondent à trois échelles différentes de la NLR, deux régions d'émission intense. La première est composée d'un réseau de filaments distribués autour du jet-radio dans les $6''$ internes. La seconde est associée à un cocon situé à $\sim 7''$ qui marque très certainement la transition entre la morphologie en jet et en lobe de l'émission radio. A cet endroit, la matière est très fortement ionisée, du fait de l'interaction entre le jet et le milieu interstellaire. On voit ainsi le changement de morphologie de la NLR à ces échelles. Il est remarquable que la région concentrée autour du jet soit très fortement ionisée par rapport au reste de la matière de la NLR. Capetti *et al.* (1997) ont donc interprété cela comme un lien direct entre la géométrie du cône d'ionisation et la propagation du jet.

La spectroscopie optique (d'après l'étude des raies de $[OIII]$ et $H\beta$ avec le HST, Cecil *et al.* 2002) et UV (d'après l'étude des raies de CIV , $CIII]$ et HII avec le HST, Groves *et al.* 2004a) révèle la géométrie du cône d'ionisation et la nature de l'ionisation du gaz. Elles sont parfaitement cohérentes dans les deux gammes de longueur d'onde et mettent en évidence des vitesses d'écoulement de gaz au sein de la NLR atteignant près de 2000 km.s^{-1} . Je ne rentrerai pas ici dans les détails de ces observations et des processus d'accélération du gaz car nous aurons le loisir d'en reparler en détails dans la Partie IV de cette thèse.

En ce qui concerne la région des raies coronales

Les raies coronales correspondent à des transitions interdites de hauts degrés d'ionisation de certaines espèces atomiques. Elles peuvent être produites soit par un continu UV extrême, soit par un plasma chaud ionisé de manière collisionnelle, ou éventuellement par ces deux

processus simultanément. D'après leurs largeurs équivalentes, il est probable que ces raies prennent origine dans une région située entre la BLR et la NLR.

Concernant NGC 1068, cette région a été observée en proche-IR grâce à NACO du VLT (*Very Large Telescope* au sommet du mont Paranal au Chili; Prieto *et al.* 2005) et en optique avec le spectro-imageur EMMI (*ESO Multi-Mode Instrument*) installé au NTT (*New Technology Telescope*). D'après les observations NACO, la raie du [SiVII] à $2,48 \mu\text{m}$ est divisée en trois nodules brillants à ~ 7 pc de l'engin central. Un d'entre eux (situé au nord) est corrélé à l'émission [OIII], contrairement aux deux autres (situés au SE et au SO). En ce qui concerne les observations EMMI, l'émission de la raie de [FeVII] à $\lambda 6087$ met en évidence des décalages vers le rouge correspondant à des vitesses évoluant de $\sim 500 \text{ km.s}^{-1}$ à $\sim 600 \text{ km.s}^{-1}$ entre le noyau et 180 pc au nord; les décalages vers le bleu correspondent eux à des vitesses de -200 km.s^{-1} à -800 km.s^{-1} entre ces mêmes échelles de distance. Du côté sud du noyau, les raies faiblissent plus rapidement mais les vitesses atteignent 300 km.s^{-1} et -1600 km.s^{-1} pour les composantes décalées vers le rouge et le bleu respectivement. Ces observations sont tout à fait compatibles avec les émissions de la raie d'[OIII]. Il est donc vraisemblable que la région des raies coronales ne soit rien d'autre que le bord interne du cône d'ionisation, là où le gaz voit le rayonnement du cœur de manière plus intense.

2.4 L'infrarouge thermique, la signature de la poussière

Le noyau en IR proche

Bien que la galaxie NGC 1068 soit un phare en IR, il fallut attendre des techniques telles que l'optique-adaptative (OA) ou l'interférométrie à plusieurs grands télescopes optiques – avec les Keck au Mauna Kea à Hawaii ou deux des UT (*Unit Telescope*) du VLT – pour atteindre une sensibilité et une résolution suffisantes afin de sonder la poussière en son cœur. Ces techniques ont permis de mettre en évidence une structure particulièrement complexe que je vais brièvement détailler ici. Elle sera plus amplement discutée par la suite.

Les premières données proche-IR, ayant une résolution < 100 mas, ont été obtenues en interférométrie et imagerie *speckle* (Wittkowski *et al.* 1998, Weinberger *et al.* 1999). Quelques années plus tard, les données obtenues en bande *K* avec l'interféromètre test VINCI du VLT, couplées aux mesures *speckle* du télescope russe de 6 m du SAO (*Special Astrophysical Observatory*), ont permis de mettre en évidence deux composantes de tailles < 5 mas et ~ 40 mas s'apparentant au tore de poussière (Wittkowski *et al.* 2004, Weigelt *et al.* 2004).

Du côté de l'imagerie directe en IR-proche, un bond en résolution a été obtenu grâce à l'OA. Il faut citer les travaux de Rouan *et al.* (1998), Marco et Alloin (2000), Gratadour *et al.* (2003), Rouan *et al.* (2004), Gratadour *et al.* (2005) ou encore ceux de Gratadour *et al.* (2006), dont les images en bande *K_s*, *L'* et *M'* ont été obtenues avec NAOS-CONICA installé au foyer d'un des UT du VLT. Le résultat de la déconvolution y met en évidence l'élongation des structures dans la direction à 16° par rapport à l'axe NS (cf. Fig. 2.3 où l'image déconvoluée en bande *K_s* est superposée aux observations à d'autres longueurs d'onde). Cette structure, appelée la *langue* de par sa morphologie particulière, s'étend sur $1,6''$ NS, pour une largeur de $0,7''$ EO environ, et s'incurve de $\sim 0^\circ$ à $\sim 31^\circ$ par rapport à la direction NE. Le cœur proche-IR est lui partiellement résolu avant déconvolution, mais cette technique permet de mieux contraindre sa taille, de 30 mas ($2,1 \text{ pc}$) \times $< 15 \text{ mas}$ ($1,2 \text{ pc}$) en bande *K_s*, et $< 50 \text{ mas}$ ($3,5 \text{ pc}$) en bandes *L'* et *M'*. Comme le montre la Fig. 2.3, le cœur est lié au nœud IR-Cn à 16° au NO. La structure IR-Cs, située à $0,2''$ SE, est alignée avec les deux précédentes et se prolonge plus au sud en une petite langue notée IR-6 par Gratadour *et al.* (2006). Du côté nord du noyau, l'évolution est quelque peu spectaculaire puisque la déconvolution semble souligner une série de nœuds régulièrement espacés évoquant une onde. Ces nœuds sont référencés IR-1 à IR-4

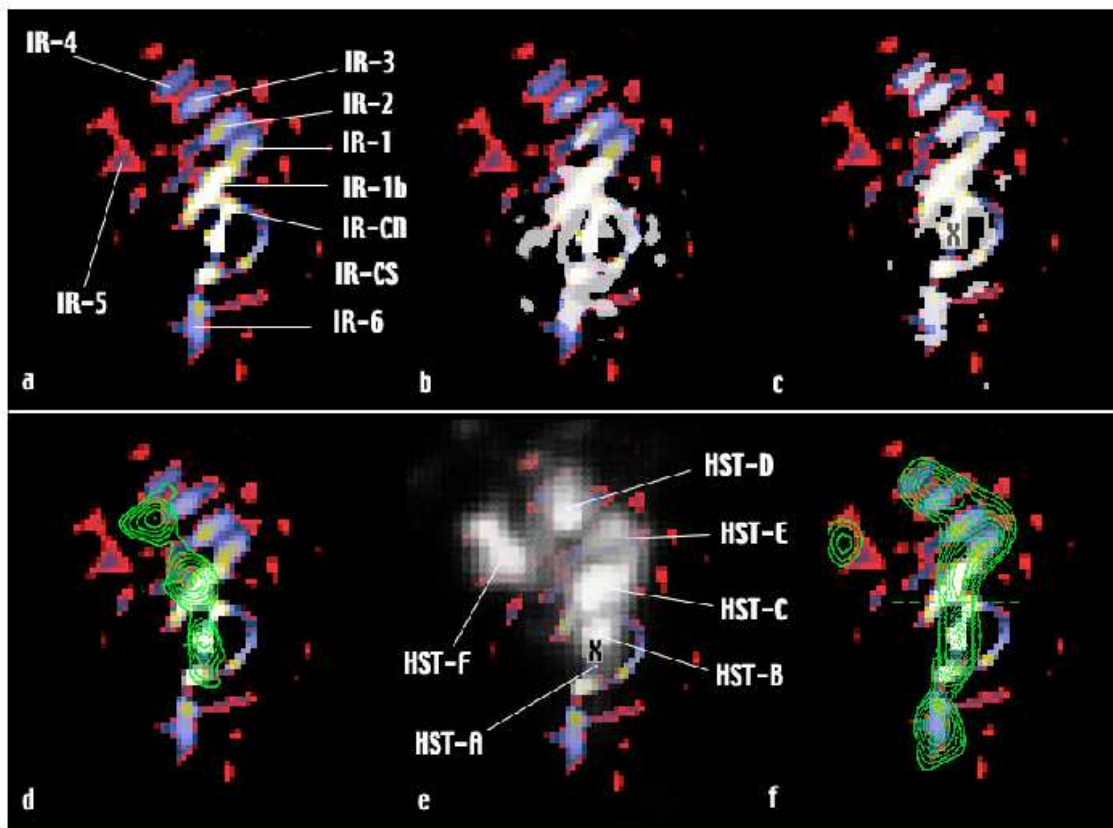


FIG. 2.3 – Images NACO déconvoluées du cœur de NGC 1068. Le nord est en haut et l’est à gauche. La structure s’étend sur une longueur totale de $\sim 1,6''$ dans la direction NS et sur une largeur de $\sim 0,7''$ dans la EW. Cette figure tirée de Gratadour *et al.* (2006) est très intéressante car on y voit la superposition des différentes émissions dans le noyau : **a)** Différentes structures identifiées sur l’image en bande M' déconvoluée. Sur les figures suivantes, l’image de fond est celle de la figure **a)**. **b)** *En blanc* : image déconvoluée en bande Ks . **c)** *En blanc* : image déconvoluée en bande L' . **d)** *En vert* : contour radio de Gallimore *et al.* (2001). **e)** Observations du continu [OIII] du HST, d’après Capetti *et al.* (1997). **f)** Contour d’images déconvoluées à $12,7 \mu\text{m}$ de Bock *et al.* (2000).

à la Fig. 2.3. Comme nous l’avons déjà évoqué précédemment, il est très probable que la courbure du jet radio à $\sim 0,3''$ du cœur soit due à l’entrée en collision avec le nuage noté HST-C en optique (Capetti *et al.* 1997), et IR-1b en IR proche (Gratadour *et al.* 2006). Ainsi, cette disposition particulière des nœuds proche IR juste au-dessus de cette région pourrait être la signature de la propagation de l’onde de choc dans le milieu ambiant puisque le jet se propage à des vitesses supersoniques à ces distances du cœur. On peut également noter la présence d’une autre structure en forme de *pince de crabe* (IR-5) à $0,7''$ NE, suivant une orientation à 47° .

La spectroscopie en IR proche a quant à elle été plus particulièrement étudiée par Oliva *et al.* (2001), qui ont proposé un outil basé sur les propriétés d’émission du [FeVII] afin de mieux comprendre le rôle de l’excitation du gaz par des chocs. Galliano et Alloin (2002) ont eux tracé l’évolution des raies d’émission $\text{Br}\gamma$ et H_2 dans le noyau.

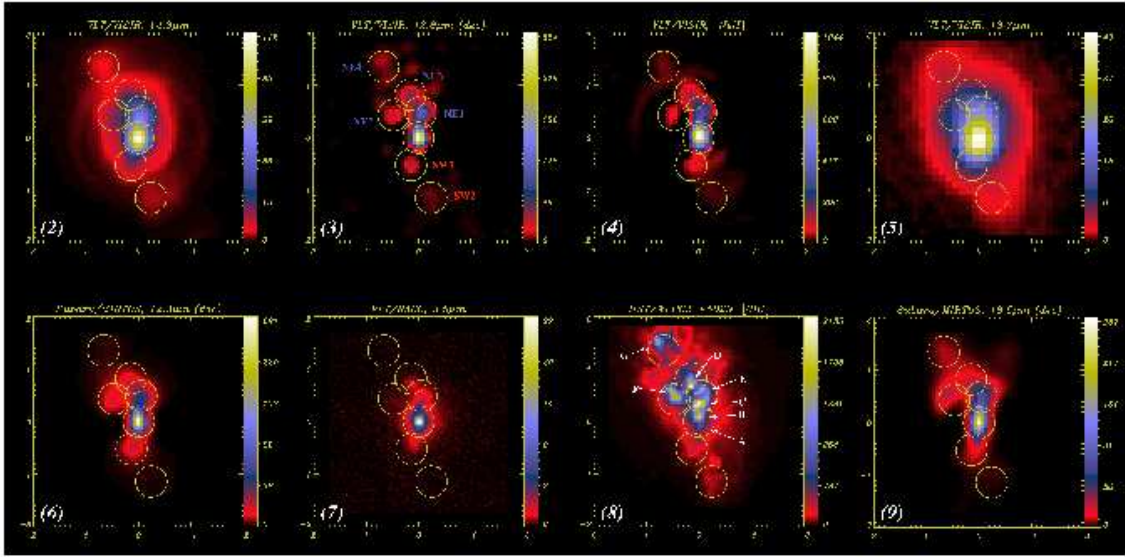


FIG. 2.4 – Images déconvoluées en IR intermédiaire de NGC 1068. (2) Images non déconvoluée à $12.8 \mu\text{m}$ obtenue avec VISIR. (3) Même image, déconvoluée. (4) Même image déconvoluée, mais après soustraction du continu. (5) Image non déconvoluée obtenue à $18.7 \mu\text{m}$ avec VISIR. (6) Image déconvoluée à partir d’observations Subaru/MIRTOS à $12.3 \mu\text{m}$ (Tomono *et al.* 2001). (7) Image NACO à $3.5 \mu\text{m}$ de Rouan *et al.* (2004). (8) Image [OIII] 5007 du HST et dénomination des nuages (Evans *et al.* 1991). (9) Image déconvoluée à partir d’observations Subaru/MIRTOS à $18.5 \mu\text{m}$ (Tomono *et al.* 2001).

Le noyau en IR intermédiaire

Dans l’IR intermédiaire, les premières images avec une résolution de 100 mas ont été obtenues au Keck par Bock *et al.* (2000). De la même manière que dans les images proche-IR, elles font apparaître la *langue* étendue dans la direction NS. La déconvolution effectuée sur des images VISIR (*VLT Imager and Spectrometer for the InfraRed*) du VLT à $12,8 \mu\text{m}$ apporte de nouvelles informations sur cette structure (Galliano *et al.* 2005). Ainsi, il apparaît en IR intermédiaire que cette *langue* est également découpée en une série de nœuds, ou de nuages, non résolus dont la limite supérieure établie pour leur taille est $\sim 0,27''$. La taille du cœur est quant à elle inférieure à $0,29'' \times 0,19''$. Ces images sont présentées à la Fig. 2.4. Compte tenu du travail que j’ai effectué sur les images VISIR, j’y reviendrai plus amplement à la Partie III de cette thèse.

Le noyau de NGC 1068 fut résolu pour la première en IR intermédiaire grâce à l’interférométrie avec MIDI (*Mid-Infrared Interferometer*) du VLT. La première analyse de ces données, faite par Jaffe *et al.* (2004), a montré que la source est compacte, bien inférieure à la limite de diffraction d’un UT, puisque le disque le plus étendu a une taille inférieure à 50 mas, pour une température inférieure à 800 K. Je reviendrai et discuterai également ces résultats de manière plus détaillée dans la partie suivante, dans le contexte de l’analyse que j’ai moi-même effectuée sur ces données.

Finalement, en ce qui concerne la spectroscopie en IR intermédiaire, on peut citer les études effectuées à partir d’observations avec le télescope spatial ISO (*Infrared Space Observatory*) de Lutz *et al.* (1997; 2000, avec l’instrument LWS-*Long Wavelength Spectrometer*) ou Le Floc’h *et al.* (2001, avec ISOCAM en spectro-imagerie). Le champ de vue ($14'' \times 20''$) et la résolution ($\sim 5''$) sont très étendus et il fallut attendre des instruments au sol tels que Michelle sur Gemini nord (Mason *et al.* 2006), LWS sur Keck-I (Rhee et Larkin 2006) ou

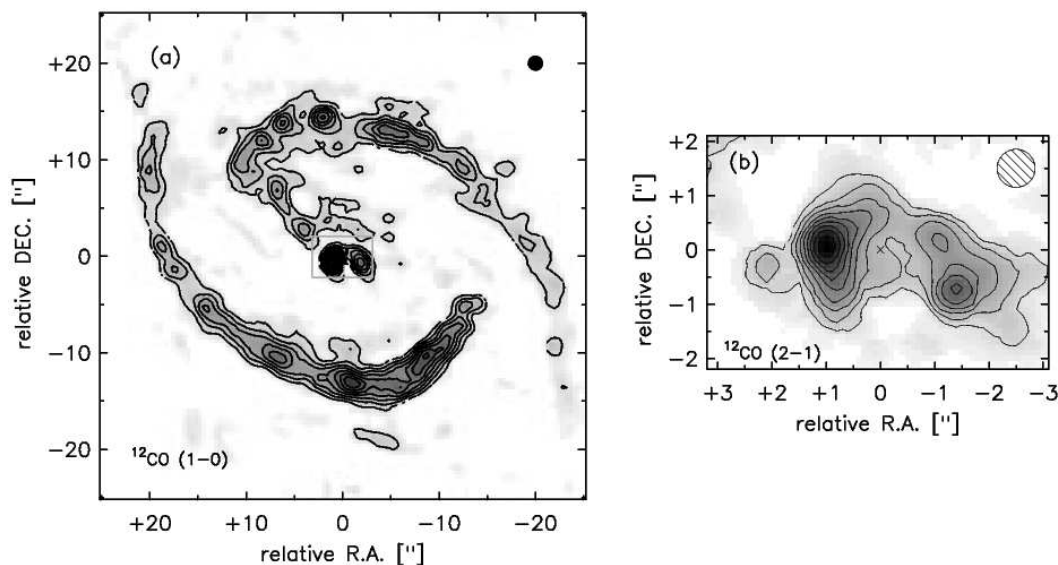


FIG. 2.5 – Cartographie en $^{12}\text{CO}(1-0)$ des bras spiraux circumnucléaires (à gauche) et en $^{12}\text{CO}(2-1)$ du centre de NGC 1068, abritant des sursauts de formation stellaire (à droite ; d’après Schinnerer *et al.* 2000).

VISIR au VLT (cf. la Partie IV de cette thèse), pour sonder le cœur de NGC 1068 en très haute résolution spatiale et spectrale. Alors, que les spectres ISO du noyau de NGC 1068 présentent une raie associée aux PAH (Polycyclique Aromatique Hydrocarbone), Mason *et al.* (2006) n’en trouvent aucune trace dans les quelques secondes d’angle centrales. Ces émissions de PAH vues par ISO seraient en fait liées à des activités de flambée stellaire à de plus larges distances du cœur (cf. la Sect. 2.5). Mason *et al.* (2006) détectent en outre le motif d’absorption des silicates à $9,7\ \mu\text{m}$ et tracent son évolution le long de la NLR. Ils détectent par ailleurs de fortes raies d’émissions telles que celle de l’[ArIII]+[MgVII], du [SIV] et du [NeII]. Nous reparlerons de l’émission de ces raies à la Partie IV de cette thèse consacrée à la spectroscopie en IR intermédiaire du noyau de NGC 1068 avec VISIR.

Packham *et al.* (2007) ont quant à eux effectué de l’imagerie en polarimétrie à $10\ \mu\text{m}$ avec l’instrument Michelle du télescope Gemini Nord. Dans le noyau de NGC 1068, ils décèlent trois zones principales de fortes polarisation : la première, $\leq 22\ \text{pc}$ est associée aux grains de silicates constituant le tore de poussière ; la seconde s’étend à l’est et à l’ouest du cœur et est sans doute liée à de la poussière tombant de manière latérale vers l’engin central et s’accrétant sur le tore ; la dernière, essentiellement au nord du noyau, est associée à la poussière distribuée dans la NLR. D’après des données spectro-polarimétriques, Mason *et al.* (2007) ont par ailleurs montré le manque de polarisation dans le noyau à $3,4\ \mu\text{m}$, qu’ils lient à une nature désordonnée des grains de graphites, qui seraient dissociés des silicates.

2.5 L’émission millimétrique des *starbursts*

La formation stellaire est toujours active dans les régions circumnucléaires de NGC 1068 puisqu’elle est le siège de flambée stellaire dans un anneau d’environ $30''$ de diamètre ($\sim 2,5\ \text{kpc}$), délimitant une barre transversale de $2,3\ \text{kpc}$ comme le montre la Fig. 2.5 (à gauche) qui est la cartographie de l’émission CO(1-0) autour du noyau (Schinnerer *et al.* 2000). De fortes abondances en SiO et HCO ont également été détectées dans l’anneau, soutenant l’hypothèse d’un épisode récent de formation stellaire dans cette région (d’après les observations avec le radiotélescope 30m de l’IRAM par Usero *et al.* 2004). Ainsi il semble que 40% de la population

stellaire y ait un âge inférieur à 10 millions d'années, montrant que de la formation stellaire a eu lieu récemment et sur des échelles de l'ordre du million d'années (Davies *et al.* 1998).

Il y a également une forte émission de CO, résolue sous la forme de deux nodules principaux (un à 1'' vers l'est et l'autre à 1,5'' vers l'ouest) dans les 200 pc internes du noyau (voir la Fig. 2.5 à droite, tirée de Usero *et al.* 2004). L'émission à l'est est décalée vers le bleu et celle à l'ouest vers le rouge, en accord avec la rotation du disque maser à plus petite échelle (voir la Sect. 2.2). La vitesse maximale de ce disque moléculaire est comprise entre 150 et 180 km.s⁻¹. Il y a toutefois une différenciation chimique entre le nodule est et ouest (les abondances en SiO, HCO⁺ et HOC⁺ étant plus importantes à l'ouest qu'à l'est), comme il semble que la température à l'ouest soit plus élevée qu'à l'est.

Tacconi *et al.* (1994) y ont également observé un étonnant rapport HCN/CO, le plus élevé jamais observé au cœur d'une galaxie, tandis que le rapport HCO⁺/HOC⁺ est au contraire le plus faible jamais observé (Usero *et al.* 2004). Toutefois, il n'y a pas d'indices de formation stellaire récente dans ce disque circumnucléaire interne. D'après Marco et Brooks (2003), les starbursts ne contribuent qu'à $\lesssim 1\%$ de la luminosité IR du cœur. La population stellaire circumnucléaire est concentrée dans les 50 pc centraux, et leur âge serait plus avancé que dans l'anneau ($>5.10^8$ ans, Thatte *et al.* 1997). Les fortes abondances moléculaires observées dans le cœur ne seraient donc pas liées à des processus stellaires, mais à la domination du rayonnement X de l'engin central dans cette région (Tacconi *et al.* 1994). De même, les rayons X pourraient chauffer les grains de poussière tels que les silicates, provoquer leur évaporation et accroître la chimie de la silice en phase gazeuse. En résulterait la forte abondance des molécules de SiO observée dans le disque circumnucléaire. Les différences d'abondance et de température entre les nodules à l'est et à l'ouest pourraient donc résulter d'une différence d'illumination de ces deux régions par l'engin central, du fait de l'orientation du tore de poussière.

Seconde partie

II. Le tore de poussière

Les données interférométriques

Sommaire

3.1 Principe général de l'interférométrie	42
3.2 Les observations en infrarouge intermédiaire	42
3.3 L'interféromètre MIDI	45
3.3.1 Fonctionnement de l'instrument	45
3.3.2 Signaux interférométriques	45
3.3.3 Données photométriques	46
3.3.4 Mesure du contraste des franges	47
3.3.5 Estimation de la visibilité	48
3.4 Les observations de NGC 1068 obtenues en 2003	48
3.4.1 Etalonnage des visibilités	49
3.4.2 Etalonnage de la distribution spectrale d'énergie	50

Précédemment, la section consacrée aux émissions IR de NGC 1068 nous a montré que l'utilisation de techniques aussi pointues que la déconvolution combinée aux observations en optique adaptative avec des télescopes de 8 m de diamètre, ne permettent toujours pas de résoudre le cœur des noyaux actifs en IR intermédiaire. Afin d'y remédier, il est donc nécessaire de procéder à des observations interférométriques. Le principe est de coupler la lumière collectée simultanément par plusieurs télescopes et de mesurer la cohérence spatiale de l'onde incidente émise par la source.

MIDI, l'interféromètre en IR intermédiaire du VLT, est de ce fait l'instrument idéal pour l'observation à très haute résolution angulaire de l'émission thermique provenant de sources extragalactiques telles que les NAGs. MIDI a ainsi permis une grande avancée dans la connaissance de ces objets, notamment grâce aux observations de NGC 1068.

Ce chapitre – préliminaire à l'analyse des données MIDI obtenues sur cette dernière source – débute par une petite introduction aux principes de l'interférométrie astronomique. Les difficultés rencontrées lors des observations en IR intermédiaire sont ensuite exposées. Elles sont non seulement valables dans le cas d'observations interférométriques, mais également pour des observations avec une seule pupille (ce qui est notamment le cas des observations présentées en Parties III et IV de cette thèse). Ces éléments permettent ainsi de mieux comprendre les caractéristiques de MIDI, son principe de fonctionnement, ainsi que la procédure d'étalonnage des données. Toute l'analyse scientifique qui suit en dépend, il est donc nécessaire de procéder à cette dernière étape de manière très rigoureuse afin d'éliminer tout biais observationnel potentiel.

3.1 Principe général de l'interférométrie

Le principe de base de l'interférométrie est l'observation simultanée d'une source astrophysique par deux télescopes séparés d'une distance B , appelée *la base* de l'interféromètre. A la longueur d'onde λ , la résolution atteinte est alors λ/B , d'où le grand intérêt de l'utilisation de cette technique. Les observations interférométriques reposent entièrement sur le théorème de Zernike-Van Cittert établissant le lien entre la cohérence spatiale de l'onde lumineuse provenant de la source observée (ou encore appelée *visibilité*, notée V) et la distribution d'intensité $I(\alpha, \delta)$ de celle-ci. Ainsi :

$$V(u, v) = TF(I(\alpha, \delta)) = \frac{\iint I(\alpha, \delta) e^{-2i\pi(u\alpha + v\delta)} d\alpha d\delta}{\iint I(\alpha, \delta) d\alpha d\delta} \quad (3.1)$$

(u, v) représente le plan des fréquences spatiales, les conjuguées des coordonnées angulaires du plan du ciel (α, δ) . Ainsi, il est en théorie possible de cartographier la distribution d'intensité de la source grâce à une couverture suffisante du plan (u, v) . La rotation de la terre elle-même contribue à la couverture en azimut d'une base donnée, c'est ce que l'on appelle l'effet de *super synthèse*. En pratique, la phase de la visibilité – nécessaire pour reconstruire proprement une image de la source – n'est accessible qu'à partir de l'observation simultanée avec trois télescopes ou plus (par la méthode dite de *clôture de phase*) ou en observant de manière simultanée la source astrophysique et une source ponctuelle située à une très faible distance angulaire de la première (c'est la méthode dite de *référence de phase*). Les données que je vais présenter par la suite ont elles été obtenues avec deux télescopes et sans référence de phase, donc seul le module de la visibilité complexe est mesuré et la distribution d'intensité de la source peut être déduite de la comparaison à des modèles géométriques. Par la suite, le terme *visibilité* ne se référera qu'au module de la visibilité complexe.

Le modèle le plus simple, généralement utilisé par les interférométristes pour mesurer la taille caractéristique de la source, est le disque uniforme à géométrie circulaire dont la visibilité est simplement donnée par $V(u, v) = J_1(\pi \varnothing_0 f) / (\pi \varnothing_0 f)$, où J_1 est la fonction de Bessel à l'ordre 1, \varnothing_0 le diamètre de la source et f la fréquence spatiale.

Lorsque l'on considère un modèle multi composantes, la fonction de visibilité finale n'est autre que la somme des visibilités associées à chacune des composantes, pondérées par la contribution (F_j) de chacune d'elles à la brillance totale de la source :

$$V(u, v) = \frac{\sum_{j=1\dots n} F_j V(u, v) e^{2i\pi(u\alpha_j + v\delta_j)}}{\sum_{j=1\dots n} F_j} \quad (3.2)$$

Grâce à l'application de tels modèles, les hautes fréquences spatiales, correspondant aux plus petits détails de la source, peuvent être extrapolées à partir des courtes fréquences spatiales. Cette technique, dite de *super-resolution*, permet ainsi de déduire des tailles de sources plus petites que la limite théorique de l'instrument.

3.2 Les observations en infrarouge intermédiaire

Les observations en IR intermédiaire (8 à 25 μm) sont particulièrement difficiles du fait de l'absorption atmosphérique. Entre 5 et 7 microns typiquement, aucune observation n'est possible à cause de la large bande d'absorption de l'eau contenue dans l'atmosphère. Entre 14 et 17 microns, c'est le dioxyde de carbone atmosphérique qui les empêche. Il ne reste guère que deux fenêtres d'observations possibles : la bande N entre 7,5 et 14 μm et la bande Q

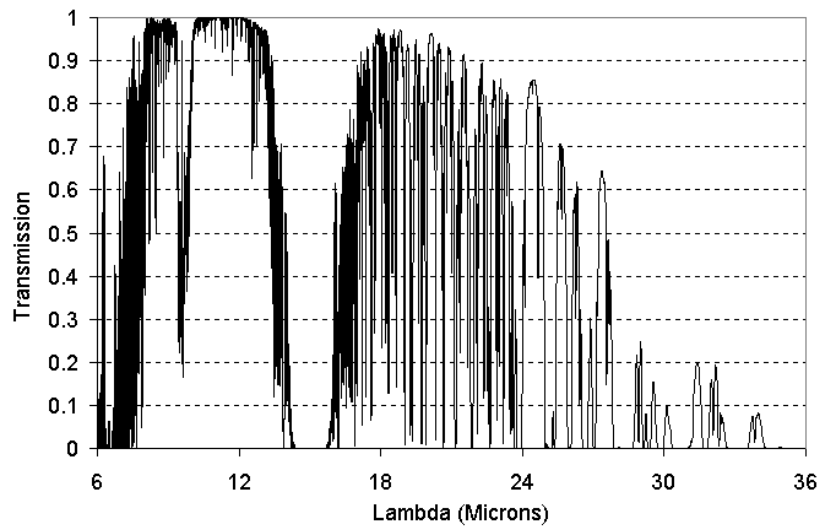


FIG. 3.1 – Spectre de transmission atmosphérique en IR intermédiaire (bande N : 7,5-14 μm et bande Q : 17-25 μm).

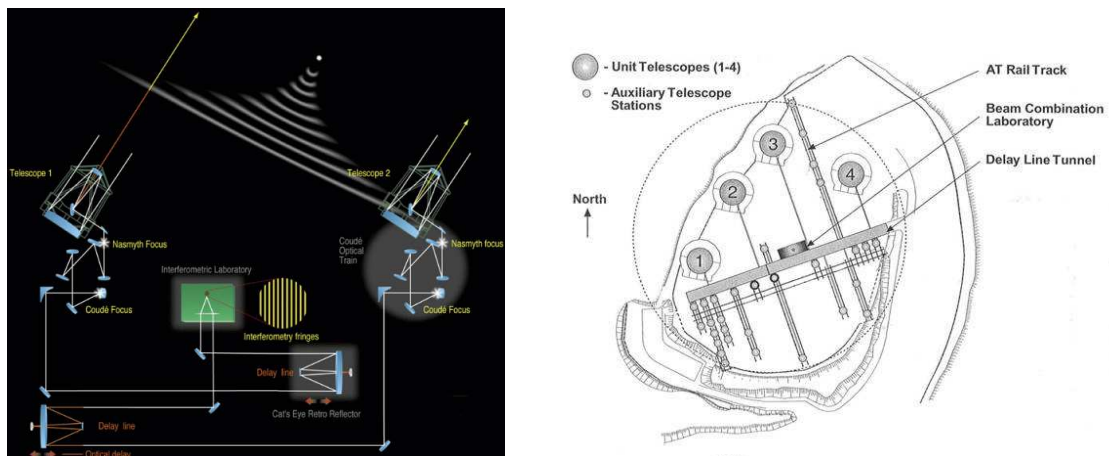


FIG. 3.2 – **A gauche** : schéma de principe de l'interférométrie à deux télescopes. **A droite** : Configuration des télescopes unitaire (UT) et auxiliaires (AT) du VLT (*Very Large Telescope*) au sommet du Mont Paranal. Ce schéma illustre les différentes configurations des lignes de bases avec lesquelles les données interférométriques peuvent être acquises. ©ESO

entre 17 et 25 μm . Les spectres obtenus dans ces deux bandes sont également très affectés par des raies d'absorptions plus étroites correspondant à ces dernières espèces, ainsi qu'à une plus large à 9,6 μm associée à l'ozone. Le spectre d'absorption de l'atmosphère en bandes N et Q est donné à la Fig. 3.1. La transmission dépend donc essentiellement du taux de vapeur d'eau atmosphérique et de l'épaisseur de la couche d'atmosphère traversée¹. Afin de corriger ces structures on a recouru à l'observation d'une étoile de référence. Les variations aussi bien temporelles que spatiales de la turbulence atmosphérique rendent tout de même l'étalonnage des données délicat.

Une autre difficulté des observations en IR thermique est due à la température de l'atmosphère (de l'ordre de 250 K) et celles des télescopes et des structures du VLTI (> 270 K). On comprend aisément, étant donnée la longueur d'onde d'observation, que l'émission du fond domine fréquemment l'émission propre de la source d'intérêt astrophysique. Les observations de l'étoile de référence permettent en principe de s'affranchir de toutes les sources d'émission de fond. Une technique utilisée pour cela est celle dite du *chopping*. Elle consiste à effectuer une mesure différentielle continue des contributions du ciel et de la source grâce à l'oscillation très rapide du miroir secondaire (le *tip/tilt*) qui pointe alternativement vers l'un et l'autre. Les deux acquisitions sont ensuite soustraites de manière à ne plus conserver que le signal propre à la source. Quant aux instruments et aux détecteurs, ils sont eux refroidis pour éliminer une source de fond additionnelle.

La turbulence atmosphérique, très rapide, constitue elle aussi une des principales limitations à la qualité des observations. Une estimation de la taille des cellules de la turbulence est donnée par le paramètre de Fried r_0 . Ainsi, toute observation effectuée avec une pupille de diamètre $D > r_0$ est sensible à la turbulence et cette dernière limite cruellement la résolution spatiale des données acquises, provoquant notamment l'apparition de tavelures de taille r_0 . Dans le cas contraire où $D < r_0$, c'est alors la limite de diffraction de la pupille qui détermine la résolution à λ/D , où λ est la longueur d'onde d'observation. Puisque $r_0 \propto \lambda^{6/5}$ (Lumley et Panofsky 1964), les observations effectuées en IR intermédiaire sont donc moins sensibles aux effets de la turbulence atmosphérique (dans le visible, r_0 n'est guère plus grand que 10 cm tandis qu'il est de l'ordre de 5 m à 10 μm pour un *seeing* médian de 0,8'' à Paranal).

Dans le cas particulier des données interférométriques, les effets de la turbulence n'étant pas exactement les mêmes au niveau de chacun des télescopes (*piston différentiel*), les faisceaux qui en proviennent sont déphasés d'une valeur aléatoire et la figure de franges est en conséquence translatée. Le fait de moyennner sur chaque paire de points des pupilles ayant la même séparation dégrade également les mesures de la visibilité, du fait une nouvelle fois des variations spatiales et temporelles de la turbulence.

Des solutions sont donc mises en pratique afin de minimiser (avec des techniques *actives*) ou d'étalonner (avec des techniques *passives*) la perte de cohérence spatiale des faisceaux. En ce qui concerne les techniques actives on peut citer :

- l'utilisation des systèmes d'optique adaptative, corrigeant les perturbations dues à la turbulence en temps réel par une boucle d'asservissement ;
- l'utilisation de suiveurs de franges, l'analogie de l'optique adaptative pour les observations interférométriques.

Les techniques passives consistent elles à par exemple :

- *geler* la turbulence en observant avec des temps de pose plus courts que le temps de cohérence des fronts d'onde turbulents (en d'autres termes, le temps sur lequel l'atmosphère peut être considérée comme stable). Ce dernier est de l'ordre de 100 millisecondes (ms) à 10 μm ;

¹L'estimateur en est l'*airmass* variant comme $1/\cos(z)$, où z est l'angle zénithal.

- utiliser des fibres monomodes filtrant le front d'onde et ne transmettant que la partie cohérente. Les variations atmosphériques sont converties en variations photométriques ;
- effectuer une mesure simultanée de la visibilité à deux longueurs d'onde différentes, puisque le déphasage engendré par le piston atmosphérique est en première approximation achromatique.

3.3 L'interféromètre MIDI

3.3.1 Fonctionnement de l'instrument

MIDI² (*Mid-Infrared Interferometer*) est un instrument de première génération du VLTI (*Very Large Telescope Interferometer*) de l'Observatoire Européen Austral (ESO) installé au sommet du Cerro Paranal au Chili. C'est un instrument de recombinaison en bande N (8 à 13 μm) des faisceaux provenant de deux télescopes unité (UT) de 8,2 m de diamètre. Il a été réalisé par un consortium européen dont l'observatoire de Paris fait partie. MIDI a obtenu ses premières franges en décembre 2002 et est ouvert à la communauté depuis septembre 2003. La résolution atteint 10 millisecondes d'angle (mas) avec la plus longue ligne de base (~ 130 m entre UT₁-UT₄). Sa sensibilité est de 1 Jy (magnitude ~ 4 en bande N) avec les UT et 50 Jy (magnitude -0,25 en bande N) avec les ATs (*Télescopes Auxiliaires* de 1,8 m de diamètre aujourd'hui tous installés à Paranal). C'est une première pour l'IR intermédiaire. La configuration des télescopes aux VLT est donnée à droite de la Fig. 3.2.

MIDI est composé d'une partie refroidie à 40 K (le *cryostat*) dans le but de minimiser les émissions thermiques propres à l'instrument (cette partie est représentée par le grand carré à droite sur la Fig. 3.3). L'interféromètre est dit *coaxial*, les franges d'interférence étant détectées dans le plan image. Pour assurer cela, les faisceaux sont afocaux à l'entrée du cryostat. Avant d'atteindre le recombinateur, chaque faisceau est individuellement scindé en deux par une séparatrice : 30% est réfléchi et envoyé vers les sorties photométriques, tandis que les 70% restants sont transmis vers le recombinateur de faisceau, au cœur du cryostat. Là, les faisceaux sont combinés à la surface d'une séparatrice 50%-50%, et envoyés vers deux voies interférométriques. Les interférogrammes sont en opposition de phase, permettant de soustraire le niveau du fond instrumental aux paquets de franges. Avant d'atteindre le détecteur, les faisceaux combinés, et ceux des voies photométriques, passent à travers une fente de largeur $2\lambda/D \sim 0,6''$ et de $2''$ de long, seul filtrage spatial utilisé à l'heure des premières données MIDI obtenues sur le noyau de NGC 1068. Il est également possible de disperser les faisceaux en disposant un prisme (de pouvoir de résolution $R = \lambda/\Delta\lambda = 30$) ou un *grism* ($R = 230$). Ceci permet une mesure différentielle de la visibilité sur plusieurs canaux spectraux simultanément.

Les données MIDI obtenues sur le cœur de NGC 1068 ont été réduites avec le logiciel DRS-MIDI³ développé pour MIDI au LESIA. La méthode, que je vais maintenant m'attacher à présenter dans les grandes lignes, a été développée pour VINCI (recombinateur test en bande K du VLTI) et a montré sa fiabilité sur des données FLUOR (précurseur de VINCI monté sur l'interféromètre d'IOTA en Arizona, Coudé Du Foresto *et al.* 1998, Perrin *et al.* 1998).

3.3.2 Signaux interférométriques

Les signaux enregistrés sur les deux voies photométriques proviennent de la recombinaison des faisceaux. L'intensité résultante peut être notée :

²Pour plus de détails, le lecteur peut consulter le manuel de l'utilisateur de MIDI disponible via le site web de l'ESO : www.eso.org/instruments/midi/, ainsi que Leinert *et al.* (2003)

³Ce logiciel est disponible via le site internet du JMMC (*Centre Jean-Marie Mariotti*) <http://mariotti.ujf-grenoble.fr/>

Principle of MIDI - the MID-infrared Interferometer for the VLTI

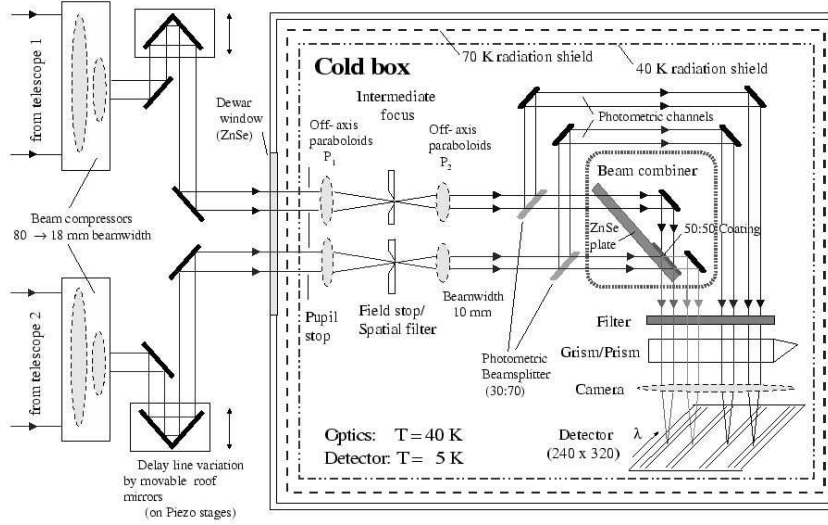


FIG. 3.3 – Schéma des optiques constituant MIDI et des son principe de fonctionnement (d’après le manuel de l’utilisateur de MIDI).

$$I_{12} = \langle \|E(P_1, t) + E^*(P_2, t + \tau)\|^2 \rangle \quad (3.3)$$

où $E(P_1, t)$ et $E(P_2, t + \tau)$ dénotent les champs électriques complexes aux positions P_1 et P_2 des deux télescopes, t le moment de l’observation et τ le décalage temporel entre les faisceaux, contrôlé artificiellement par l’instrument. Cela correspond à une modulation des signaux photométriques de la forme :

$$I_{12} = phot_1 + phot_2 \pm 2 \sqrt{phot_1 phot_2} V FT \cos(2\pi x/\lambda + \phi) \quad (3.4)$$

où $phot_1$ et $phot_2$ sont les densités de flux collectées par chacun des télescope, x la différence de marche optique (OPD pour *Optical Path Difference*), λ la longueur d’onde d’observation, et ϕ le déphasage entre les faisceaux des deux bras (regroupant les termes de phase instrumentale, atmosphérique et propres à la source). Le terme sinusoïdal représente la modulation du signal due aux faisceaux interférants (le signe “ \pm ” illustre le fait que les franges sont en opposition de phase entre les deux sorties). La perte de cohérence du paquet de frange est prise en compte par l’intermédiaire de $V \times FT$ ou V est la visibilité et FT la *fonction de transfert instrumentale* (cf. Parag. 3.3.5). Ce produit est encore appelé *facteur de cohérence*, noté $|\mu|$ tel que $\mu = |\mu|e^{-i\phi}$.

3.3.3 Données photométriques

Compte tenu de la dégradation des signaux par la turbulence atmosphérique, l’idéal est d’enregistrer de manière simultanée les données photométriques (qui servent d’estimateurs aux effets de la turbulence) et des données interférométriques, s’il y a filtrage spatial. C’est là tout l’intérêt des sorties photométriques. Néanmoins, ces dernières n’étaient pas opérationnelles lors des premières observations avec l’instrument et la photométrie a été estimée de manière différée par le biais du *chopping*. La photométrie provenant de l’UT₁ par exemple est donnée par :

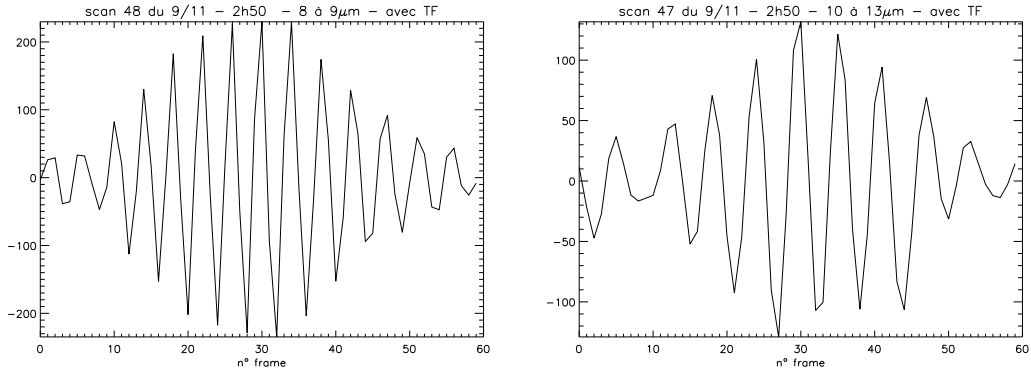


FIG. 3.4 – Deux exemples de paquets de franges obtenus par MIDI sur NGC 1068 la nuit du 9 novembre 2003. Ils résultent de la sommation des paquets dans la direction spectrale entre 8 et 9 μm (à gauche) et entre 10 et 13 μm (à droite). Le nombre de trames en abscisses est associé au balayage de la différence de marche optique.

$$phot_1(\lambda, y) = source_1(\lambda, y) - ciel_1(\lambda, y) \quad (3.5)$$

où λ et y représentent respectivement la direction de la dispersion spectrale et la direction spatiale du détecteur. Il est en de même pour le second télescope utilisé. La photométrie sert en outre à déterminer la position de la source sur le détecteur et à définir la zone d'intégration des franges, c'est-à-dire le *masque*. Le masque n'est pas appliqué durant l'acquisition des données mais lors de la réduction des données. L'option généralement retenue est "*masque fixe*" pour laquelle la largeur du masque est prédéfinie et vaut typiquement deux fois le diamètre de la tache d'Airy ($\sim 0,6''$). La mesure finale de la photométrie est obtenue par :

$$phot(\lambda, y) = \sqrt{phot_1(\lambda, y) \times phot_2(\lambda, y)} \quad (3.6)$$

3.3.4 Mesure du contraste des franges

La mesure de la cohérence spatiale des faisceaux provenant de chacun des UT considérés est obtenue en modulant de manière artificielle l'OPD entre les faisceaux. Pour cela, deux miroirs montés sur des piezo-électriques forment deux petites lignes à retard, disposées juste avant l'entrée du cryostat. L'OPD doit varier rapidement (moins de 100 ms compte tenu du temps de cohérence de la turbulence) sur une longueur au moins égale à la longueur d'onde (jusqu'à 140 μm dans le mode dispersé). Ainsi, ce que l'on obtient sur le détecteur, c'est l'image des franges d'interférence dispersées.

Les *paquets de franges*, ou *interférogrammes*, sont ainsi obtenus pour chaque canal spectral (voir des exemples d'interférogrammes sommés spectralement à la Fig. 3.4). La mesure qui nous intéresse particulièrement ici pour remonter à l'estimation de la visibilité est le contraste des franges, en d'autres termes l'amplitude normalisée de leur modulation. Celle-ci est obtenue à partir d'une méthode classique, dite *méthode de Fourier*, utilisée pour les précurseur du VLTI (Coudé Du Foresto *et al.* 1997). Elle consiste à effectuer une transformée de Fourier de l'interférogramme. Un pic large dans le spectre de puissance apparaît à la fréquence de la modulation des franges (le *pic frange*). Le carré du contraste des franges (μ^2) est alors égal à l'aire du pic frange normalisé par le carré de la photométrie :

$$\mu^2 = \frac{\int(\text{pic fringe}) df}{\text{phot}^2} \quad (3.7)$$

où f représente la fréquence dans le plan de Fourier. Cette méthode présente d'une part l'avantage que la mesure résultante est quasiment indépendante du piston atmosphérique (à condition bien sûr que le paquet de franges translaté reste entièrement dans l'intervalle sondé par l'OPD). D'autre part, l'utilisation de la quantité μ^2 – et non μ – permet de s'affranchir aisément du bruit de photon résiduel (Shao *et al.* 1988, tout l'intérêt sera illustré à la Partie III).

3.3.5 Estimation de la visibilité

Lors des premières observations avec MIDI, les systèmes d'optique adaptative MACAO n'étaient pas installés sur tous les UT du VLT. Les faisceaux ont donc subi une dégradation du fait de la turbulence et le contraste des franges μ mesuré par MIDI n'est pas strictement égal à la *visibilité*. Afin de l'estimer, on mesure la perte de cohérence spatiale, ou *fonction de transfert instrumental*, par l'intermédiaire de l'observation d'une étoile étalon. Ces observations entourent celles de la source astrophysique d'intérêt (ici NGC 1068), afin de prendre au maximum en compte les variations atmosphériques. La fonction de transfert est calculée à partir du contraste de franges mesuré sur l'étoile étalon (μ_\star), et de l'estimation de sa visibilité théorique (V_\star). Cette dernière est égale à 1 si l'étoile est irrésolue par l'instrument, sinon elle est déduite de la mesure de son diamètre apparent. La mesure de la perte de cohérence sert ensuite à corriger la perte de contraste des franges de NGC 1068, comme suit :

$$FT = \frac{\mu_\star}{V_\star} \quad \text{puis} \quad V_{\text{NGC1068}} = \frac{\mu_{\text{NGC1068}}}{FT} \quad (3.8)$$

où FT désigne la fonction de transfert instrumentale ; V_{NGC1068} et μ_{NGC1068} se réfèrent respectivement au module de la visibilité étalonnée de NGC 1068 et au contraste des franges mesuré avec MIDI sur NGC 1068.

3.4 Les observations de NGC 1068 obtenues en 2003

Les données interférométriques du cœur de NGC 1068 obtenues avec MIDI sur lesquelles j'ai travaillé en stage de DEA et au début de ma thèse ont été acquises les nuits du 15 et 16 juin et 9 et 10 novembre 2003 dans le cadre du "*Science Demonstration Time*" (SDT) de l'instrument. Elles ont été acquises avec le PRISM de MIDI et avec une fréquence de *chopping* de 2 Hz. Lorsque les observations sont affectées par les effets de la turbulence atmosphérique, comme c'est *a priori* le cas des données MIDI, il y a plusieurs manières d'essayer de s'en affranchir *a posteriori* : soit essayer de modéliser ces effets puis appliquer la correction appropriée aux données ; soit considérer l'intégralité des données et prendre en compte leur dispersion dans les barres d'erreur que l'on y attache ; soit ne conserver pour l'étude que les données semblant stables, donc de bonne qualité. La première solution est généralement très coûteuse, pour un maigre résultat, et la seconde masque le biais provoqué par les variations de conditions atmosphériques dans la largeur importante des barres d'erreur. La démarche que nous avons choisie de suivre est donc la dernière, consistant à effectuer une sélection rigoureuse des données.

Le détail de la procédure de réduction des données relatives à ces nuits d'observations peut également être trouvé dans mon stage de DEA (voir l'Annexe A).

3.4.1 Etalonnage des visibilitées

La première chose à faire avant de procéder à l'estimation de la visibilité, c'est de rejeter des données de mauvaise qualité afin de limiter au maximum les biais dans les mesures. En particulier, la fonction de transfert étant une mesure de la sensibilité des fronts d'onde à la turbulence, des variations importantes de celle-ci sur la bande N traduiront de mauvaises conditions atmosphériques. Si tel est le cas, les données doivent être rejetées.

Dans le cas des observations de NGC 1068, deux étoiles furent initialement choisies comme étalons : HD 10380 (ou ν Psc ; pour les deux nuits de juin et celle du 9 novembre) et τ_4 Eri (pour la seule nuit du 10 novembre). Nous n'avons pas conservé les observations de cette seconde étoile pour notre étude car les variations de sa fonction de transfert étaient très surprenantes le long de la bande N : croissance très abrupte de $8 \mu\text{m}$ à $11 \mu\text{m}$ où elle atteint la saturation (cf. la Fig. 12 de l'annexe A). Cela met clairement en évidence la mauvaise qualité des observations relatives à la nuit du 10 novembre. Perrin *et al.* (2007) en sont arrivés à la même conclusion puisqu'ils ont eux aussi choisi de rejeter les données de cette nuit-là pour leur étude de l'étoile Bételgeuse.

L'unique étoile étalon utilisée pour l'étalonnage des visibilitées de NGC 1068 fut donc HD 10380, une étoile de type K3IIIb de taille angulaire $2,99 \pm 0,15$ mas (Perrin *et al.* 1998).

En ce qui concerne les données du 15 juin, elles n'ont pas non plus été retenues puisque l'analyse des photométries de la nuit suggère qu'il y a eu un problème de *tip/tilt* lors des observations (cf. la thèse de J. Woillez, 2003).

Les données des 16 juin et 9 novembre 2003 sont quant à elles de bien meilleure qualité. Toutefois, une sélection a de nouveau été effectuée sur les mesures de contrastes de franges de NGC 1068 et de HD 10380 à partir de leur statistique, supposée gaussienne sous des conditions atmosphériques variant raisonnablement. Les fonctions de transfert déduites des observations de HD 10380 ont également fait l'objet d'une sélection (cf. les Fig. 13 et 15 de l'annexe A et les tables 1 et 2 de Poncelet *et al.* (2006) pour le détail des données utilisées pour la présente étude). Finalement, les données conservées correspondent à une longueur moyenne de $78,7$ m pour la base UT₁-UT₃ et à un azimut compris entre 0° et 3° en ce qui concerne la nuit du 16 juin ; et à des longueurs et azimuts ayant varié de 39 à 45 m et de $35,2^\circ$ à $45,9^\circ$ respectivement pour la base UT₂-UT₃ lors de la nuit du 9 novembre. Les mesures de visibilité obtenues après étalonnage ont été regroupées par bases projetées. Les valeurs résultantes correspondent à une moyenne pondérée et les barres d'erreur associées sont déduites de la dispersion des points (elles ne dépassent pas 3% dans le cas de NGC 1068).

Les courbes de visibilité en fonction de la longueur d'onde, ainsi obtenues après étalonnage des données, sont présentées à la Fig. 3.5. On peut émettre deux remarques importantes à la vue de ces courbes :

- tout d'abord, les estimations de la visibilité sont bien inférieures à 1, montrant que la source au cœur de NGC 1068 émettant en IR intermédiaire est effectivement bien résolue par MIDI ;
- la dépendance spectrale de la visibilité est importante. C'est un élément dont il faudra absolument tenir compte lors de la modélisation des données. Il est en outre possible que la bande d'absorption de l'ozone autour de $9,5 \mu\text{m}$ soit en partie responsable du creux de la visibilité à cet endroit. Néanmoins, cet effet a normalement été corrigé lors de la procédure d'étalonnage de la visibilité et nous verrons que ce creux est plus probablement relatif aux propriétés de la structure observée dans le noyau de NGC 1068 ;
- La couverture du plan (u, v) correspondant à ces premières observations de NGC 1068 est très faible. Il est donc à présager que le nombre de modèles susceptibles de reproduire ces courbes de visibilité est grand.

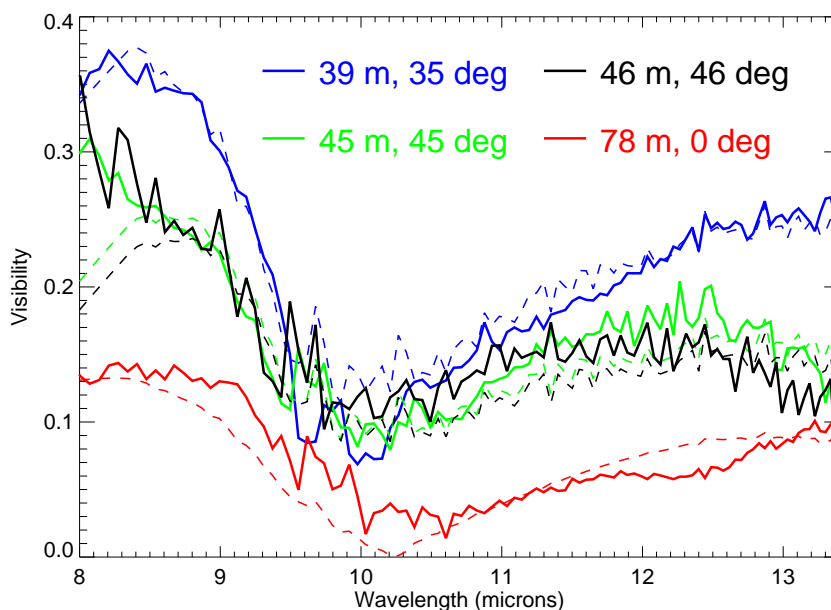


FIG. 3.5 – Visibilités MIDI mesurées pour les quatre longueurs de base projetées en fonction de la longueur d’onde. Les courbes en trait plein correspondent aux mesures et les courbes en tirets aux ajustements du modèle de transfert radiatif entre deux composantes à symétrie sphérique appliqué aux données (cf. Sect 4.2.2).

3.4.2 Etalonnage de la distribution spectrale d’énergie

Nous le verrons par la suite, les mesures photométriques de MIDI sont des données très importantes, notamment pour contraindre la température de la structure observée.

Les mesures de la densité spectrale d’énergie (DSE) du cœur de NGC 1068 sont obtenues grâce aux séquences de *chopping* de l’étoile de référence et de la source. Il n’existe pas de spectre observé de l’étoile de référence HD 10380 pour l’étalonnage en flux. Ainsi, nous avons utilisé d’une part le spectre d’Arcturus (étoile de même type spectral; spectre fourni par T. Verhoelst) observé avec ISO, et d’autre part le spectre synthétique du catalogue de Cohen *et al.* (1999). Les deux sont en bon accord à 7% près. Ainsi nous avons considéré leur moyenne pour la DSE théorique de HD 10380 et leur écart pour la barre d’erreur qui y est associée.

Pour HD 10380 et NGC 1068, il y a quatre mesures de la photométrie associées aux séries de *chopping* effectuées par chacun des deux UT utilisés et aux nuits du 16 juin et 9 novembre 2003. Pour l’étalonnage de la DSE, nous avons considéré la moyenne des ces quatre mesures pour les deux sources. La barre d’erreur qui y est associée tient compte de leur dispersion. La DSE de NGC 1068 ainsi estimée et les barres d’erreur qui y sont associées sont présentées à la Fig. 3.7.

La Fig. 3.6 montre la forte dépendance des mesures de la photométrie de l’étoile étalon et de NGC 1068 avec la longueur d’onde. Si l’on compare ces profils avec celui de la transmission atmosphérique de la bande N présenté en Fig. 3.1, on comprend aisément l’origine de leurs variations. Les zones où l’absorption atmosphérique est particulièrement importante – c’est-à-dire les régions où les valeurs de la photométrie sont plus petites que la moitié de la valeur maximale – ont été grisées. C’est notamment le cas autour de la large bande d’absorption de l’ozone à 9,5 μm .

Nous avons validé notre procédure d’étalonnage de la DSE grâce à l’étoile Bételgeuse

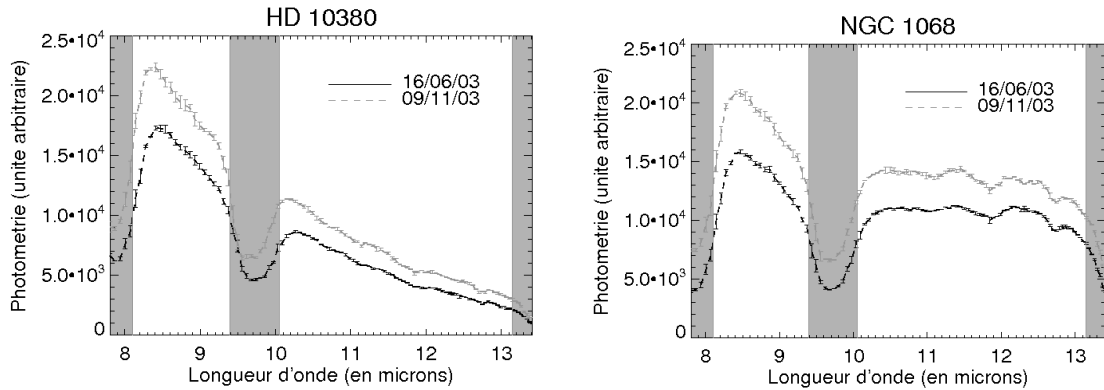


FIG. 3.6 – Photométrie de HD 10380 et NGC 1068 obtenues à partir des moyennes des mesures du 16 juin et 9 novembre 2003 retenues lors de l'étalonnage. Les bandes grisées correspondent à une zone de forte absorption atmosphérique. Elles sont également reportées sur la courbe de la densité spectral d'énergie (DSE) à la Fig. 3.7.

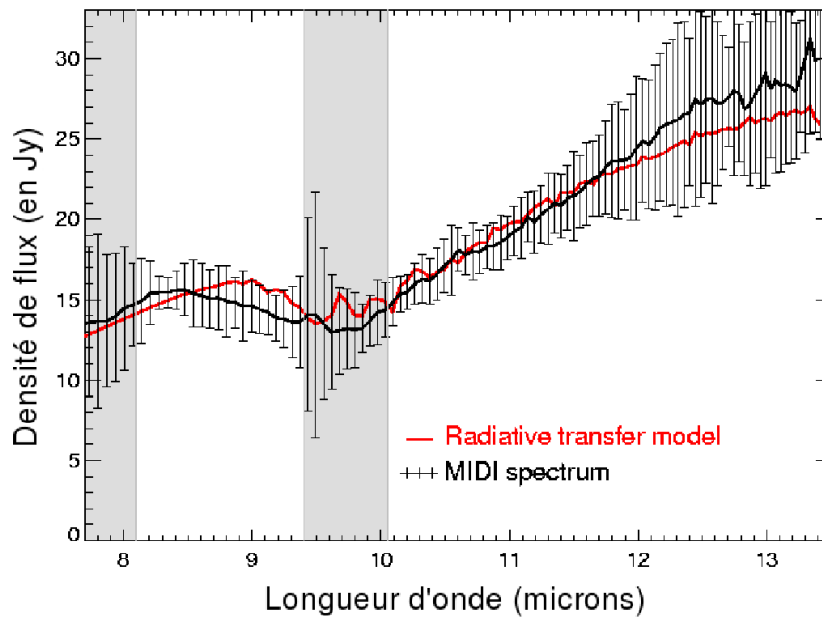


FIG. 3.7 – DSE de NGC 1068 : *en noir* ce sont les mesures étalonnées à partir de la photométrie acquise avec MIDI, les barres d'erreur associées sont représentées par les barres verticales ; la *courbe en rouge* correspond à la DSE modélisée avec le modèle de transfert radiatif entre deux composantes à symétrie sphérique appliqué aux visibilités MIDI (voir le chapitre suivant sur la modélisation des données). Les *régions grisées* correspondent aux intervalles de longueur d'onde où la transmission atmosphérique est très faible. Ces zones ont été déterminées à partir des profils de la photométrie de la Fig. 3.6).

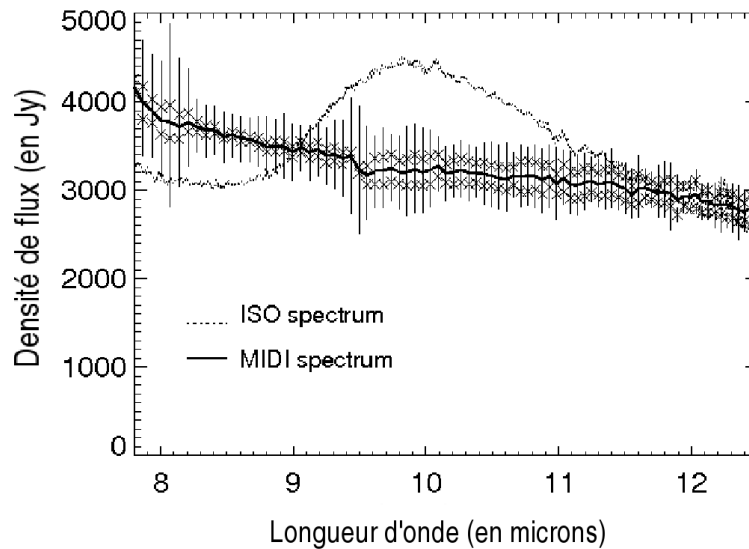


FIG. 3.8 – Comparaison entre les DSE de Bételgeuse obtenues à partir des données MIDI (*en trait plein noir épais*, plus la barre d'erreur associée) et des données ISO/SWS (*en pointillés gris*). Le niveau équivalent des densités de flux MIDI et ISO attestent de la validité de notre procédure d'étalonnage de la DSE. La “bosse” observée dans le spectre ISO/SWS résulterait d'un excès d'émission à $9,7 \mu\text{m}$ par une couche d'olivine, située à une distance $>0,5''$ de Bételgeuse (Sloan *et al.* 1993, elle est donc vue par ISO mais non par MIDI dont le champ de vue est plus petit).

(particulièrement étudiée en IR du fait de la présence d'une enveloppe poussiéreuse autour de celle-ci) et à la comparaison du spectre obtenu à partir des données MIDI avec celui de l'instrument SWS (*Short Wavelength Spectrometer*) à bord du satellite ISO (*Infrared Space Observatory*; d'après Verhoelst *et al.* 2006). Ce qui importe dans cette comparaison n'est pas l'allure de la DSE mais le niveau moyen en densité de flux qui est tout à fait compatible entre les deux instruments. D'après Verhoelst *et al.* (2006), la “bosse” observée dans le spectre ISO/SWS serait un excès d'émission à $9,7 \mu\text{m}$ par une couche constituée en partie d'olivine, située à une distance supérieure à $0,5''$ de l'étoile (Sloan *et al.* 1993). Ainsi la contribution de la couche domine particulièrement le spectre ISO mais non celui de MIDI dont l'ouverture est plus petite (typiquement $0,6'' \times 0,6''$). En dehors de cette bande, les deux spectres ne diffèrent pas de plus de 16%, c'est pourquoi nous pouvons avoir confiance dans notre procédure d'étalonnage de la DSE appliquée à NGC 1068.

Modélisation du Tore de Poussière

Sommaire

4.1 Premiers modèles	54
4.2 Les processus de transfert radiatif	54
4.2.1 Le transfert radiatif en quelques mots	54
4.2.2 Le modèle de couche appliqué aux données	57
4.3 Ajustement des données	59
4.4 Comparaison à l'étude de Jaffe <i>et al.</i> (2004)	64
4.4.1 Comparaison des logiciels de réduction de données	64
4.4.2 Comparaison des modèles	66
4.4.3 Conclusion à cette étude comparative	67

Si l'on en croit le schéma unifié standard des NAGs, l'émission IR provenant des quelques parsecs centraux correspond à de l'émission thermique des poussières chauffées par le rayonnement de l'engin central. Dans ce cadre, afin d'expliquer les caractéristiques spectrales distinctes entre les noyaux de types 1 et 2, il apparaît nécessaire que la structure de poussière soit toroïdale.

La résolution de l'interféromètre MIDI est théoriquement suffisante pour observer ce "tore" dans les NAGs les plus proches et les plus brillants. Ce chapitre est consacré à l'étude des données MIDI obtenues sur l'un d'entre eux : NGC 1068. Afin de déduire les propriétés de la structure émissive en IR intermédiaire située en son cœur, nous avons appliqué des modèles – simples compte tenu de la faible couverture du plan des fréquences spatiales – aux mesures de la visibilité et de la DSE de NGC 1068 (obtenus à partir de la procédure d'étalonnage exposées précédemment). Ce chapitre montre le cheminement suivi durant la modélisation : partant de la description par un simple disque uniforme, jusqu'à la considération du transfert de rayonnement à travers une couche. Cette démarche par étape est requise afin de tirer un maximum d'informations des données, tout en injectant le moins de contraintes possibles dans les modèles.

La première étude des données MIDI de 2003 a été présentée par Jaffe *et al.* (2004). Ici, c'est une analyse nouvelle que nous proposons, amenant à une description finale de la source quelque peu différente de celle apportée par Jaffe *et al.* (2004) et elle a fait l'objet d'une publication (Poncelet *et al.* 2006, mise en Annexe B). Ainsi, la dernière section de ce chapitre est consacrée à la comparaison du traitement et de la modélisation des données MIDI indépendamment appliqués par Jaffe *et al.* (2004) et nous-mêmes. Cela permet alors de comprendre l'origine des différences entre les deux descriptions finales de la source.

4.1 Premiers modèles

Nous avons suivi le premier réflexe de l'interférométriste stellaire qui est d'appliquer un modèle de disque uniforme aux données afin de mesurer la taille caractéristique de la source observée. Nous avons pris en compte la dépendance spectrale de la visibilité en appliquant ce modèle à chaque canal de longueur d'onde. Le seul paramètre libre du modèle est donc la taille de la composante, dépendante de la longueur d'onde. Etant donné que les lignes de base de 39 m et 45-46 m n'ont pas exactement la même orientation (écart de 10° en azimut), nous avons choisi de les ajuster indépendamment. En ce qui concerne la base de 78 m, elle correspond à une fréquence spatiale élevée et il est fort probable que le point de visibilité soit situé dans le second lobe de la fonction du disque uniforme. Si tel est le cas, la taille est peu contrainte. Nous n'avons donc pas tenté de l'ajuster.

La Fig. 4.1 illustre les résultats obtenus à partir de ce modèle simple et montre combien les tailles apparentes sont effectivement dépendantes de la longueur d'onde. Il semble qu'il y ait deux régimes ayant une évolution corrélée : une taille croissant rapidement entre $8 \mu\text{m}$ (~ 30 mas) et $9,5\text{-}9,7 \mu\text{m}$ (45-55 mas) typiquement, puis un plateau autour de 50 mas jusqu'à $13 \mu\text{m}$. L'écart entre les tailles suivant les deux bases ne dépasse pas 7 mas. Les deux bases considérées ayant un écart en azimut de 10° , il se peut que ce petit écart de taille illustre une asymétrie de la source. Afin de le vérifier, nous avons alors tenté de reproduire les données avec un modèle de disque elliptique comportant cette fois-ci 3 paramètres libres : les deux demi-grand et demi-petit axes de l'ellipse, et son orientation dans le plan du ciel. Cette fois-ci, nous avons tenté d'ajuster tous les points de visibilité (y compris ceux de la base à 78 m) simultanément. Cet essai n'a pas été concluant puisque les paramètres, et tout particulièrement l'orientation, étaient dégénérés. Il semble donc que ces données n'apportent pas d'informations relatives à l'asymétrie de la source d'émission en IR intermédiaire au cœur de NGC 1068. Pour cette raison, nous n'avons plus considéré que la symétrie sphérique dans la suite de la modélisation. La Fig. 4.1 incite par ailleurs à prendre en compte deux composantes dans la modélisation, que nous avons représentées par l'intermédiaire de deux disques uniformes imbriqués l'un dans l'autre. Il y a trois paramètres libres associés à ce modèle : la taille de chacun des disques et le rapport de flux entre les deux, tous dépendants de la longueur d'onde. Les hautes fréquences, c'est-à-dire les points à la base de 78 m, ont été prises en compte. Quelques exemples d'ajustements par ce modèle sont présentés à la Fig. 4.2. L'évolution spectrale de la taille de chacun des disques est présentée à la Fig. 4.3. La composante étendue suit d'abord une évolution lente, à la manière de la composante interne, jusqu'à $11 \mu\text{m}$ où sa taille est de l'ordre de 60 mas. Elle croît ensuite très rapidement jusqu'à se stabiliser autour de 170 mas. L'évolution de la composante compacte semble linéaire sur toute la bande N et sa taille est de l'ordre de 40 mas. En ce qui concerne le rapport de flux à la Fig. 4.3, son profil est également particulier puisqu'il semble piquer autour de $\sim 10 \mu\text{m}$. Ces paramètres optimaux ont été obtenus par la minimisation d'un χ^2 et les barres d'erreur qui y sont associées sont déduites d'une variation de 1 sur ce critère.

L'évolution des tailles avec la longueur d'onde n'est pas quelque chose d'étonnant puisqu'à $8 \mu\text{m}$ nous voyons une source plus chaude, donc plus près de l'engin central, qu'à $13 \mu\text{m}$. Ces résultats nous ont ainsi, petit à petit, conduits à considérer une description plus adaptée de ces composantes imbriquées en prenant en compte le transfert radiatif entre les deux.

4.2 Les processus de transfert radiatif

4.2.1 Le transfert radiatif en quelques mots

Pour rendre compte des données interférométriques grâce à un modèle de transfert de rayonnement à travers une couche, nous avons considéré une description simple où l'engin

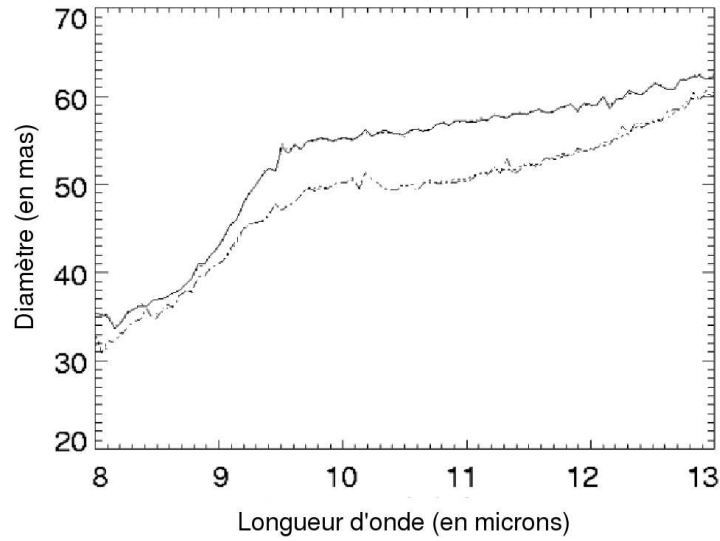


FIG. 4.1 – Evolution des tailles apparentes déduites du modèle de disque uniforme appliqué à deux des bases projetées (la courbe du dessus correspond à la base de 39 m et celle du bas aux bases de 45-46 m).

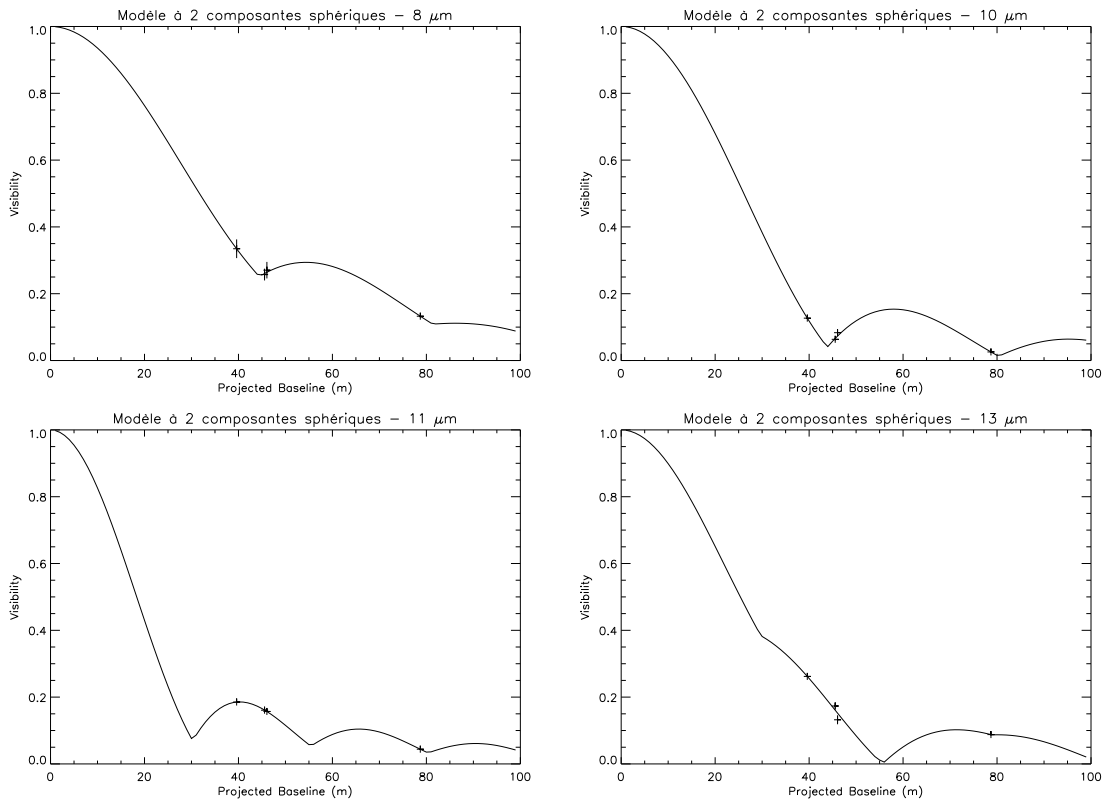


FIG. 4.2 – Ajustements des points de visibilité en fonction de la base projetée grâce au modèle à deux disques uniformes imbriqués (dans l'ordre : 8 μm , 10 μm , 11 μm et 13 μm).

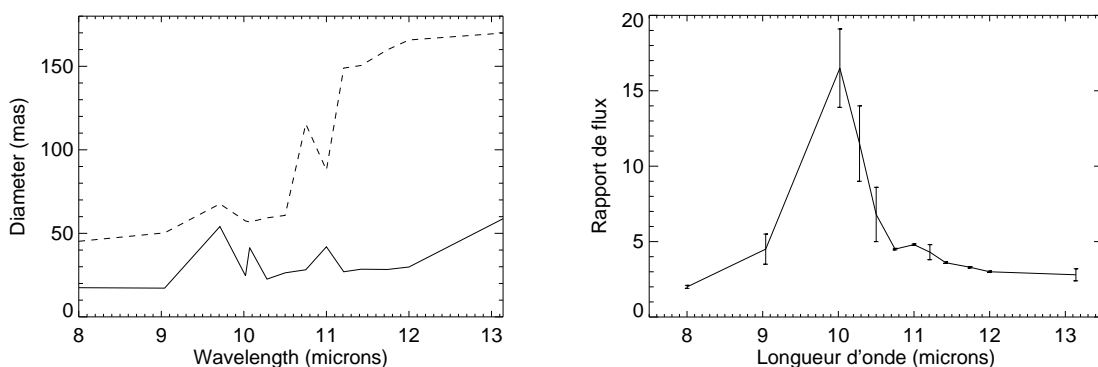


FIG. 4.3 – **A gauche** : Evolution des tailles apparentes du disque interne (*courbe en trait plein*) et du disque étendu (*en tirets*) d'après le modèle à deux disques uniformes imbriqués. **A droite** : évolution du rapport de flux entre les deux composantes (flux de la composante compacte sur flux de la composante étendue) avec la longueur d'onde. L'émission de la composante compacte domine celle de la composante étendue sur toute la bande. Malgré les barres d'erreurs importantes, le rapport de flux pique de manière significative autour de $10 \mu\text{m}$.

central rayonne comme un corps noir de température T , dont l'intensité émise par unité de longueur d'onde est donnée par la loi de Planck :

$$B_{\lambda}(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5(e^{h\nu/kT} - 1)} \quad (4.1)$$

en $\text{W. m}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$, où h est la constante de Planck, c la vitesse de la lumière et k la constante de Boltzmann. C'est une description évidemment simplifiée pour plusieurs raisons puisqu'en réalité : (1) le rayonnement qui atteint la couche n'est pas strictement isotrope puisqu'émis par le disque d'accrétion ; (2) le disque d'accrétion a un rayonnement multi-couleur et ne correspond pas à une unique température donnée. Dans la suite et pour simplifier la modélisation, nous considérerons un rayonnement thermique moyenné et la température résultante correspondra à celle du bord interne de la couche.

Considérant le modèle unifié des NAGs, l'émission IR intermédiaire observée au cœur de NGC 1068 avec MIDI est *a priori* due à de la poussière chauffée par le rayonnement de l'engin central. Dans ce cadre, le tore de poussière est décrit comme une couche dans laquelle pénètrent les photons énergétiques émis par l'engin central. Ils entrent alors en interaction (par des processus d'absorption ou de diffusion) avec les atomes ou ions du milieu ambiant. De proche en proche, ces interactions contribuent au transport radiatif, telle que l'illustre la Fig. 4.4.

Dans un premier temps, la description la plus simple consiste à prendre en compte un milieu homogène, c'est-à-dire de densité uniforme. Ainsi pour une couche plan-parallèle, l'intensité initiale $I(0)$ entrant dans la couche sera atténuée par un facteur $e^{-\tau}$ et l'on mesurera de la Terre une intensité émergente $I(x) = I(0) \times e^{-\tau}$, où x est l'épaisseur de la couche considérée et τ la profondeur optique, définissant la transparence du milieu. En effet, si $\tau \ll 1$ alors la couche est considérée comme *optiquement mince* ou quasi-transparente. En première approximation, on peut dans ce cas-là résumer le phénomène de transport à une faible absorption du rayonnement par les atomes ou molécules du milieu, et négliger leur chauffage et la réémission du rayonnement par ceux-ci. Au contraire, lorsque $\tau \gg 1$, le milieu est dit *optiquement épais*, donc opaque au rayonnement. Il est par ailleurs à préciser que la pro-

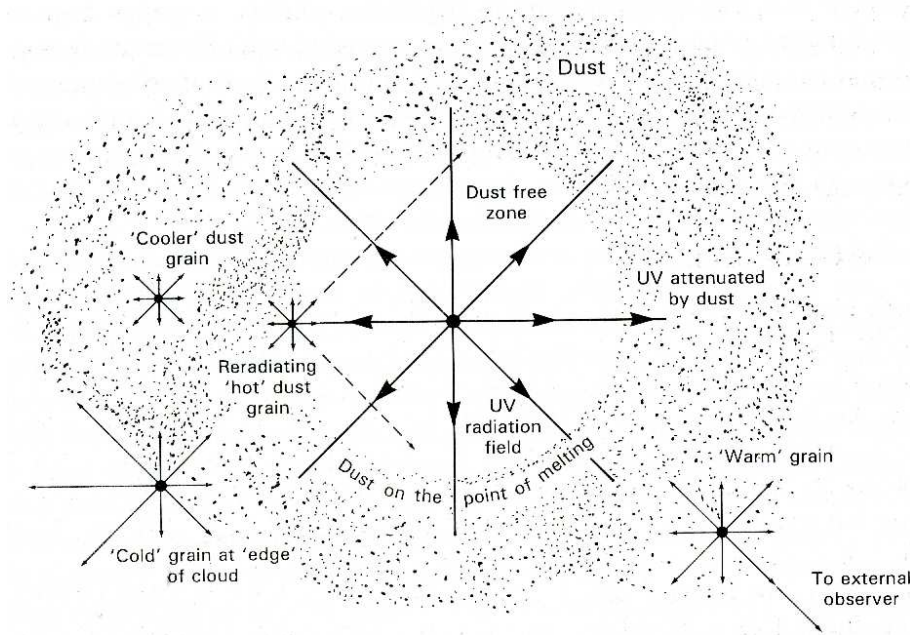


FIG. 4.4 – Schéma illustrant les différents processus contribuant au transfert de rayonnement (absorption, diffusion et réémission) des grains de poussière entourant une source de rayonnement UV isotrope (d'après Robson 1996).

fondeur optique est très dépendante de la longueur d'onde, puisque dépendante des espèces constituant la couche.

4.2.2 Le modèle de couche appliqué aux données

Ici, nous avons considéré que la couche de poussière absorbait et réémettait le rayonnement incident provenant de l'engin central. Vu le peu de données interférométriques disponibles à l'heure de cette étude, nous avons cherché à limiter le nombre de paramètres libres de manière à s'affranchir de possibles dégénérescences. Compte tenu des résultats de la Sect. 4.1 qui ont montré le manque de sensibilité des données à une quelconque asymétrie de la source, nous sommes limités à une géométrie très simple de la couche. Nous l'avons donc considérée comme une coquille à symétrie sphérique (nous discuterons de cette approximation à la Sect. 5.1).

Toutjours dans le soucis de simplifier l'approche, nous avons donc utilisé un modèle de couche géométriquement fine. L'intérêt particulier de l'utilisation de ce modèle est que dans le cas d'une couche fine, les équations de transfert s'écrivent de manière analytique (cf. Eq. 4.2). Dans le cas d'une couche épaisse, il est nécessaire de décrire celle-ci par une série de coquilles (couche en pelure d'oignons) ayant chacune une température et une profondeur optique propre, ou considérer un profil en température et en densité à l'intérieur. Mais du fait du manque de données interférométriques, ce calcul détaillé n'est pas possible car il impose la prise en compte d'un trop grand nombre de paramètres libres et le calcul numérique associé à un modèle de couche fine présente l'avantage d'être extrêmement moins coûteux. Dans notre cas, il est en fait plus probable que la structure au cœur de NGC 1068 soit géométriquement épaisse. Toutefois, ce n'est pas problématique car Perrin *et al.* (2004) ont montré qu'il n'y avait pas de différence majeure entre l'allure des courbes de visibilités déduites d'un modèle de couche fine, ou d'un modèle de couche épaisse, et que les paramètres obtenus par les deux approches sont tout à fait compatibles (étude effectuée à partir de données interférométriques de l'étoile *R Leo* ; voir Mennesson *et al.* 2002, pour le modèle de couche épaisse). L'utilisation

du modèle de couche n'est en outre pas gênant puisque la géométrie que nous considérons pour la structure résolue avec MIDI est extrêmement simplifiée, et l'intérêt principal de notre approche est de déduire les grandeurs caractéristiques propres à cette structure.

Le calcul de transfert radiatif ne prend pas en compte la diffusion par les atomes ou molécules de la couche (de moindre importance en IR thermique) et se limite à l'absorption et à la réémission du rayonnement prises en compte par l'intermédiaire de la profondeur optique. Le modèle analytique correspondant fut d'abord proposé par Scholz (2001) pour l'étude d'atmosphères stellaires. Il a été appliqué avec succès afin de reproduire des observations interférométriques dans le proche-IR d'étoiles de type Mira ou de géantes rouges (voir Perrin *et al.* 2004).

1. Les équations de transfert

Les paramètres requis par cette description, aux nombres de cinq, sont les suivants :

- \mathcal{O}_{in} , la taille du corps noir interne ;
- \mathcal{O}_{ext} , la taille de la couche étendue ;
- T_{in} , la température du corps noir interne, interprétée comme la température au niveau du bord interne de la couche ;
- T_{couche} , la température globale de la couche, c'est-à-dire la température entre \mathcal{O}_{in} et \mathcal{O}_{ext} (N.B. : les températures sont plus particulièrement sensibles à la DSE de NGC 1068 mesurée avec MIDI) ;
- τ_{λ} , la profondeur optique, seul paramètre dépendant de la longueur d'onde et permettant de reproduire de manière fine l'évolution spectrale de la visibilité et de la DSE.

Ainsi, les équations de transfert s'écrivent :

$$I_{\lambda}(\theta) = B_{\lambda}(T_{\text{in}}) e^{-\tau_{\lambda}/\cos\theta} + B_{\lambda}(T_{\text{couche}}) [1 - e^{-\tau_{\lambda}/\cos\theta}] \quad (4.2)$$

lorsque $\mathcal{O}_{\text{in}} \geq \mathcal{O}_{\text{ext}} \sin\theta$ (où θ est l'angle entre la ligne de visée et le rayon vecteur des deux sphères), puisque dans ce cas là on observe les contributions de la source centrale et de la couche ; dans le cas contraire, on ne voit que le rayonnement émergent d'une épaisseur importante de la couche, donc :

$$I(\lambda, \theta) = B(\lambda, T_{\text{couche}}) [1 - e^{-2\tau(\lambda)/\cos\theta}] \quad (4.3)$$

Ces équations décrivent la distribution d'intensité de la source. Ainsi, pour obtenir la fonction de visibilité correspondante à ajuster aux données, il est nécessaire d'appliquer une transformée de Fourier aux équations. Comme ces équations tiennent compte de la symétrie sphérique de la source, la transformée commode à utiliser est la *transformée de Hankel*. La visibilité modélisée dépendra donc des cinq paramètres libres précédemment cités et sera notée : $V_M(\mathcal{O}_{\text{in}}, \mathcal{O}_{\text{ext}}, T_{\text{in}}, T_{\text{couche}}, \tau_{\lambda}; S)$. $S = B/\lambda$ marque la dépendance de la fonction de visibilité avec la base projetée B considérée, en d'autres termes la dépendance avec l'échelle spatiale et l'angle sous lequel est observée la source.

2. Les critères statistiques du modèle

Les deux quantités à ajuster de manière simultanée avec ce modèle étant la visibilité et la DSE, il faut établir un critère de minimalisation pour chacune. Ceux-ci doivent reposer sur les points de mesures estimés à partir des observations MIDI, ainsi que le nombre de degrés de liberté du modèle. Le nombre total de visibilités de bonne qualité conservées

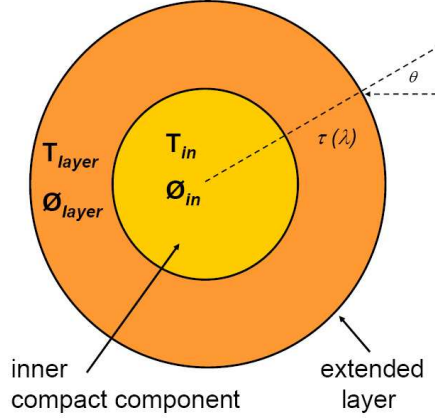


FIG. 4.5 – Schéma illustrant le modèle de transfert radiatif à travers une couche épaisse, utilisé pour reproduire les données interférométriques du cœur de NGC 1068.

pour l'étude correspondent à 4 longueurs différentes de la base de l'interféromètre et au $N_\lambda=109$ canaux spectraux du mode PRISM de MIDI, c'est à dire : $4 \times N_\lambda$ mesures. Le nombre de paramètres libres est quant à lui de $4 + N_\lambda$ (puisque 4 des paramètres sont des paramètres globaux ne dépendant pas de la longueur d'onde (\emptyset et T), et un en est dépendant ($\tau(\lambda)$). Le critère que nous avons donc considéré est le χ^2 ¹. Il est exprimé de la manière suivante pour la visibilité (χ_{Vis}^2) et la DSE (χ_{Spec}^2) respectivement :

$$\chi_{\text{Vis,red}}^2 = \frac{1}{4 \times N_\lambda - (4 + N_\lambda)} \sum_{i=1}^{N_\lambda} \left[\frac{V_i^2 - V_M^2(\emptyset_{\text{in}}, \emptyset_{\text{ext}}, T_{\text{in}}, T_{\text{couche}}, \tau_{\lambda_i}; S_i)}{\sigma_i} \right]^2$$

où l'indice i dénote le canal spectral, et V_i la mesure de la visibilité correspondante et σ_i est la barre d'erreur associée à cette mesure.

$$\chi_{\text{Spec}}^2 = \sum_{i=1}^{N_\lambda} \left[\frac{\text{DSE}_{\text{obs}}(i) - \text{DSE}_{\text{mod}}(i)}{\sigma_{\text{DSE}}(i)} \right]^2$$

où comme leur dénomination l'indique, $\text{DSE}_{\text{obs}}(i)$, $\text{DSE}_{\text{mod}}(i)$ $\sigma_{\text{DSE}}(i)$ sont respectivement la DSE mesurée, de la DSE modélisée et la barre d'erreur associée à la DSE mesurée en fonction du canal spectral considéré.

4.3 Ajustement des données

Lors de l'application de ce modèle aux données, il s'est avéré qu'il y avait beaucoup de minima locaux du χ_{Vis}^2 dans l'hyperespace des paramètres. Nous avons donc effectué la recherche des paramètres optimaux par étapes, en considérant dans un premier temps la profondeur optique comme un paramètre global, c'est-à-dire non dépendant de la longueur d'onde. La première étape fut d'explorer une grille dans l'espace à deux dimensions défini

¹Nous avons considéré le χ^2 réduit dans le cas de la visibilité et le χ^2 non-réduit dans le cas de la DSE car le nombre de degré de liberté est insuffisant associé à ce second critère est insuffisant. Ceci ne pose toutefois pas problème car le minimisation de χ_{SED}^2 sert à lever la dégénérescence sur les températures obtenues par la minimisation de $\chi_{\text{Vis,red}}^2$ (cf. Sect. 4.3).

par les diamètres de la couche ($\mathcal{O}_{\text{in}}; \mathcal{O}_{\text{ext}}$). Pour chaque point de grille, la minimisation a été effectuée sur les températures et la profondeur optique globale. Les diamètres optimaux – c'est-à-dire correspondant au point de l'espace ($\mathcal{O}_{\text{in}}; \mathcal{O}_{\text{ext}}$) où le χ_{Vis}^2 est minimal – servent alors de valeurs initiales lors de la seconde étape consistant cette fois-ci à parcourir l'espace des températures ($T_{\text{in}}; T_{\text{couche}}$). Les diamètres et températures sont alors fixés à leurs valeurs optimales et l'ajustement fin de la visibilité et de la DSE est effectué par une minimalisation du χ_{Vis}^2 sur le dernier paramètre (la profondeur optique) en fonction de la longueur d'onde.

Lors de l'application de cette méthode itérative, il est apparu que les tailles de la couche étaient particulièrement bien contraintes par la visibilité, alors que nous nous sommes heurtés à une sévère dégénérescence des températures à la seconde étape. Cela s'explique simplement par le fait que la mesure de la visibilité n'est pas sensible à un flux absolu, mais au contraire, au flux relatif entre les deux composantes considérées. C'est ici que nous avons procédé à la minimisation parallèle du χ_{Spec}^2 basé sur la DSE grâce à laquelle nous avons levé la dégénérescence en température².

Afin d'estimer l'intervalle de confiance associé aux paramètres, comme il n'est pas possible – du fait du calcul numérique très coûteux – de regarder directement une variation de 1 par rapport à la valeur minimale du χ_{Vis}^2 dans l'hyperm-espace des paramètres (à 5 dimensions), nous avons procédé par étapes en considérant chaque couple de paramètres séparément. En ce qui concerne les tailles, nous avons examiné une variation de 1 sur le $\chi_{\text{Vis}}^2(\text{min})$, tout en gardant les températures et profondeur optique fixées à leurs valeurs optimales. En ce qui concerne les températures, nous avons procédé exactement de la même manière non seulement avec le χ_{Vis}^2 , mais également avec le χ_{Spec}^2 . L'intersection des intervalles apportés par chacun des critères constitue la barre d'erreur associée à T_{in} et T_{couche} . Toutefois, les barres d'erreur ainsi obtenues sont relativement petites, donc très certainement sous-estimées compte tenu des valeurs assez élevées des valeurs minimales des $\chi_{\text{Vis,red}}^2$ et χ_{SED}^2 : 33,9 et 16,4 respectivement. Ces valeurs s'expliquent d'une part par la simplicité relative du modèle appliqué, et d'autre part par certains écarts du modèle aux données (voir notamment l'ajustement de $8\mu\text{m}$ à $8,5\text{-}8,8\mu\text{m}$ des bases de 45 et 46 m à la Fig. 3.5).

Les paramètres optimaux et les barres d'erreur associées ainsi obtenus sont les suivants :

$$\mathcal{O}_{\text{in}} = 35,3 \pm 3,7 \text{ mas} \quad (2,54 \pm 0,27 \text{ pc})$$

$$\mathcal{O}_{\text{ext}} = 83,1 \pm 6,1 \text{ mas} \quad (5,98 \pm 0,44 \text{ pc})$$

$$T_{\text{in}} = 361 \pm 12 \text{ K}$$

$$T_{\text{couche}} = 226 \pm 8 \text{ K}$$

Quant à la profondeur optique, son évolution spectrale est présentée à la Fig. 4.6 (traits pleins noirs). Sa variation est très abrupte entre $8\mu\text{m}$ et $10\mu\text{m}$ où elle passe d'une valeur $<0,1$ à >1 . Elle diminue ensuite doucement jusqu'à une valeur de 0,7 à $13\mu\text{m}$. Nous aborderons de manière détaillée le profil de la profondeur optique au paragraphe 5.1. Il est toutefois à noter que cette dernière est déduite de l'ajustement fin des mesures de la visibilité, elle est donc dépendante du modèle considéré.

Les ajustements de la visibilité et de la DSE sont présentés aux Fig. 3.5 et 3.7 respectivement. Malgré le petit écart autour de $8\mu\text{m}$ dont nous venons de parler, les ajustements du modèle à la visibilité et à la DSE sur le reste la bande N sont très bons et reproduisent effectivement leurs variations spectrales respectives. Il est à noter que les visibilités modélisées

²Il est à préciser que les minimisations des critères associés à la visibilité et à la DSE peuvent être effectuées indépendamment dès lors que les paramètres optimaux obtenus avec l'un servent à la minimisation de l'autre.

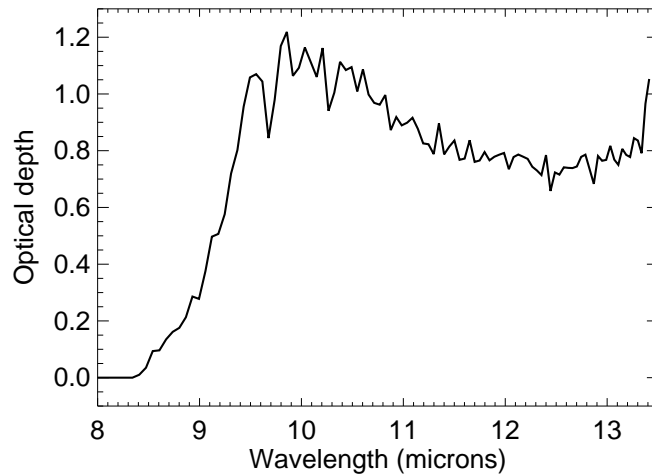


FIG. 4.6 – Profil spectral de la profondeur optique déduite de l’ajustement des données MIDI par le modèle de transfert radiatif à travers une couche. Deux aspects sont assez remarquables : la croissance abrupte entre $8,5 \mu\text{m}$ et $9,5 \mu\text{m}$ et la bosse significative autour de $10 \mu\text{m}$. Nous discuterons plus en détails l’implication de cette évolution dans la composition chimique de la couche, à la Sect. 5.1.

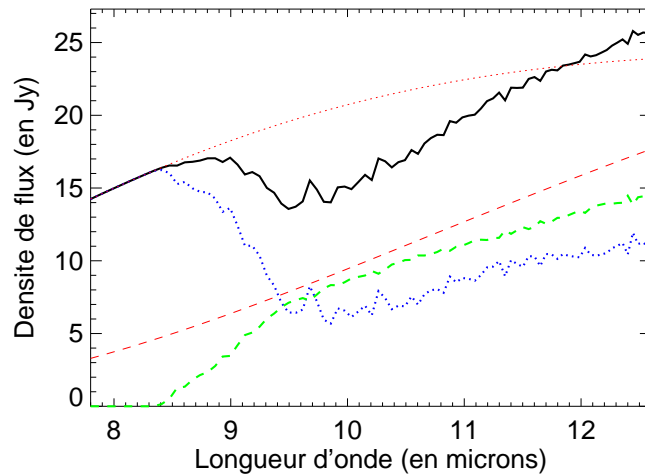


FIG. 4.7 – Contributions de chaque composante sphérique du modèle de transfert radiatif à la densité spectrale d’énergie. *Courbes rouges en pointillés fins* : densité de flux émise par le corps noir interne. *Courbe bleue en pointillés épais* : flux émis par le corps noir interne et absorbé par la couche. *Courbe rouge en tirets fins* : densité de flux émise par la couche sans considérer son auto absorption à travers la couche. *Courbe verte en tirets épais* : densité de flux émise par la couche et auto absorbée à l’intérieur.

présentent le même type de fluctuations spectrales que les mesures. Cela provient de l’ajustement fin par la profondeur optique à chaque canal spectral, qui prend donc en compte ces fluctuations. Elles sont ainsi visibles dans le profil résultant de ce paramètre (cf. Fig. 4.6).

Des coupes de la fonction de visibilité déduite du modèle en fonction de la longueur de base projetée sont présentées à la Fig. 4.8. Cette figure en montre l’évolution avec la longueur

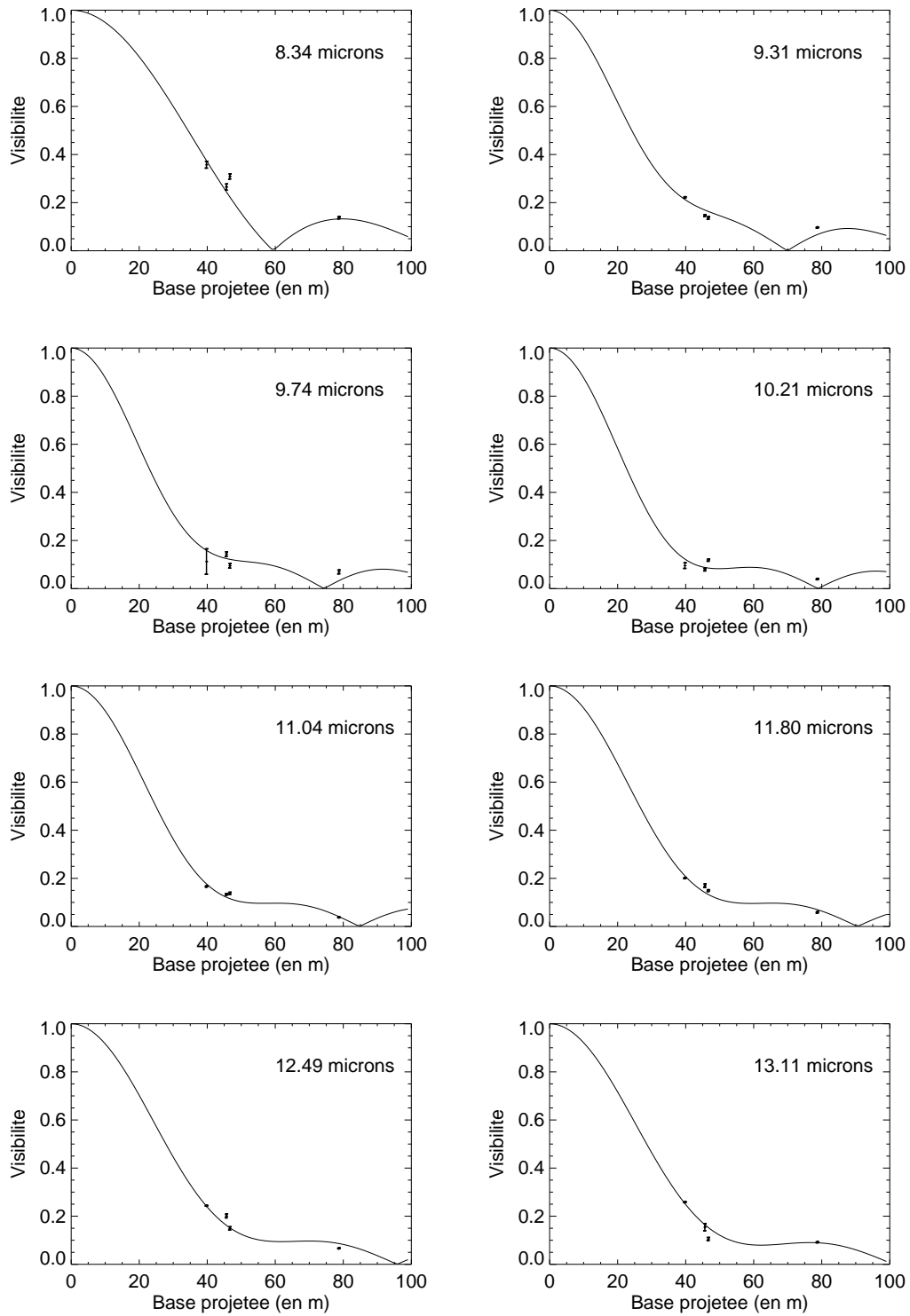


FIG. 4.8 – Ajustement des points de visibilités obtenus sur le cœur de NGC 1068 avec MIDI par le modèle de transfert radiatif à travers une couche (cf. Sect. 4.2.2), en fonction de la base projetée. Ces figures illustrent en outre le manque de points de visibilités à très courtes fréquences spatiales, pourtant très contraignants pour la modélisation.

d'onde. Il est remarquable qu'autour de $8 \mu\text{m}$, la pente de la visibilité est plus douce que sur le reste de la bande N. Ceci met donc en évidence la forte influence de la composante centrale plus chaude. L'influence grandissante de la couche étendue plus froide est illustrée dès $9 \mu\text{m}$ par la pente plus élevée du premier lobe de la visibilité et son aplatissement à hautes fréquences spatiales. Cet effet est d'autant plus visible à la Fig. 4.7, présentant les contributions relatives à la DSE du corps noir central et du corps gris (la couche). On y voit que la première est effectivement la seule à y contribuer jusqu'à $\sim 8,5 \mu\text{m}$, tandis que le flux de la seconde commence à dominer à partir de $9,4 \mu\text{m}$.

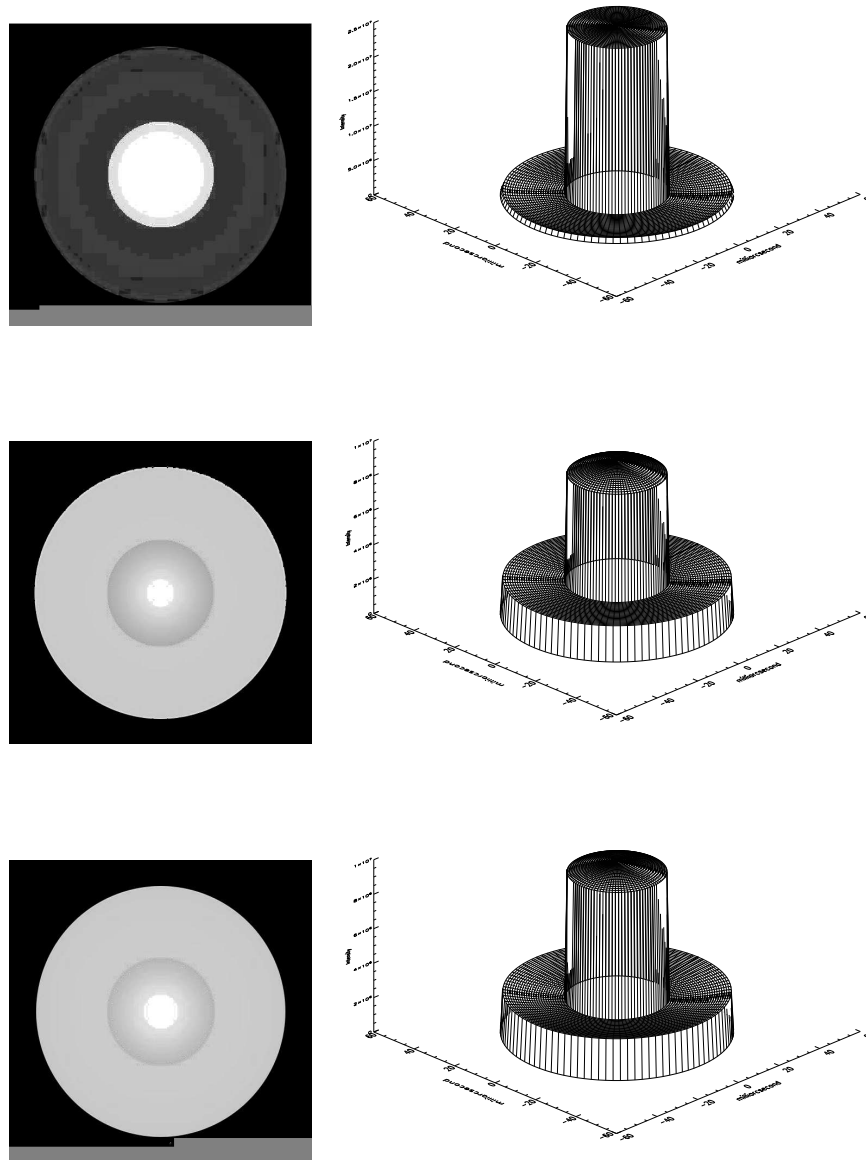


FIG. 4.9 – Cartes de brillance à 8 , 10 et $12 \mu\text{m}$, déduites du modèle de transfert radiatif appliqué aux données MIDI de NGC 1068. *A gauche* : intensité relative des deux composantes sphériques, vues de face telles que nous l'observerions. *A droite* : représentation en 3D de l'intensité en fonction des coordonnées spatiales du plan du ciel (les abscisses et ordonnées sont les échelles spatiales en mas, et la cote est l'intensité en unité arbitraire).

4.4 Comparaison à l'étude de Jaffe *et al.* (2004)

Avant de passer à une discussion plus détaillée des résultats que nous avons déduits du modèle de transfert radiatif, il me semble important de dire quelques mots sur ceux précédemment obtenus par Jaffe *et al.* (2004) et comment ils se comparent aux nôtres. Jaffe *et al.* (2004) sont en effet parvenus à ajuster les données avec un modèle constitué de deux disques gaussiens elliptiques dont l'orientation est fixée *a priori* d'après celle du jet radio, et ils supposent une composition *a priori* de silicates. Les tailles auxquelles ils aboutissent sont $\sim 10 \text{ mas} \times 12 \text{ mas}$ pour le disque interne chaud ($T > 800 \text{ K}$) et $\sim 30 \text{ mas} \times 49 \text{ mas}$ pour le disque externe tiède ($T \sim 350 \text{ K}$). Il y a une différence de près d'un facteur 2 entre les tailles de ces composantes et celles relatives à notre couche. La température interne que nous déduisons est par ailleurs bien plus faible que celle de leur composante chaude.

La compréhension des écarts entre les résultats des deux études a notamment constitué l'objet d'une visite de deux mois au Sterrewacht de Leiden au début de ma thèse. Durant cette période, j'ai été amenée à comparer la validité des logiciels de réduction de données utilisés à Meudon et Leiden. Cela m'a ainsi permis de comprendre certaines différences dans le traitement des données effectué par chacune des équipes. Le choix du modèle pour décrire le cœur IR en intermédiaire de NGC 1068 est également un élément important contribuant aux écarts dans les résultats.

4.4.1 Comparaison des logiciels de réduction de données

Estimation de la visibilité

Le logiciel EWS (pour *Expert Work-Station*³) a été développé par W. Jaffe à Leiden. L'estimation des visibilités repose sur une méthode d'*intégration cohérente* des franges d'interférence. Pour cela les interférogrammes sont recentrés les uns par rapport aux autres (en les corrélant avec un *paquet de franges prototype*), puis co-additionnés. La méthode est donc différente de celle employée pour DRS-MIDI, le logiciel développé à Meudon (voir la Sect. 3.3.4). Mis à part que la méthode d'intégration cohérente permet de mieux s'affranchir des variations résiduelles du bruit dans les données, l'estimation des visibilités par les deux méthodes est tout à fait équivalente. Lors de mon séjour à Leiden, j'ai pu tester la validité de la réduction par les deux logiciels. Lorsque les mesures de la photométrie utilisées sont les mêmes, les mesures de la visibilité obtenues par chacun des logiciels sont compatibles à plus de 90%. Cela rejette la possibilité que les écarts de résultats entre l'analyse de Jaffe *et al.* (2004) et les nôtres proviennent d'une erreur intrinsèque au calcul de la visibilité par l'un des deux logiciels.

Les raisons sont autres et relèvent en fait d'un choix différent des mesures photométriques à utiliser. Dans le cas de EWS, l'utilisateur choisit la "meilleure" estimation de la photométrie parmi toutes les observations d'une nuit, c'est-à-dire celle dont la densité de flux relative est la plus élevée (ou la moyenne des plus élevées). En d'autres termes, cette mesure est la moins altérée par la variation des conditions atmosphériques ou par les défauts de pointage. Dans le cas de DRS-MIDI, le choix est quelque peu différent puisqu'il n'est pas basé sur les mesures les plus élevées de la photométrie d'une nuit mais celles acquises avant et après les observations de la source astrophysique. La photométrie alors utilisée est l'interpolation de ces mesures à l'heure d'observation de la source. Cette seconde manière de sélectionner les photométries permet ainsi de prendre en compte les variations des conditions atmosphériques qui ont effectivement affecté les données acquises sur la source astrophysique. Il en est de même en ce qui concerne les erreurs de positionnement de la source sur le détecteur lors du *chopping* qui sont en moyenne les mêmes pour l'objet astrophysique et pour l'étoile étalon.

³La documentation sur l'utilisation de EWS est accessible sur internet via l'adresse <http://www.strw.leidenuniv.nl/~koehler/MIA+EWS-Manual/intro.html>

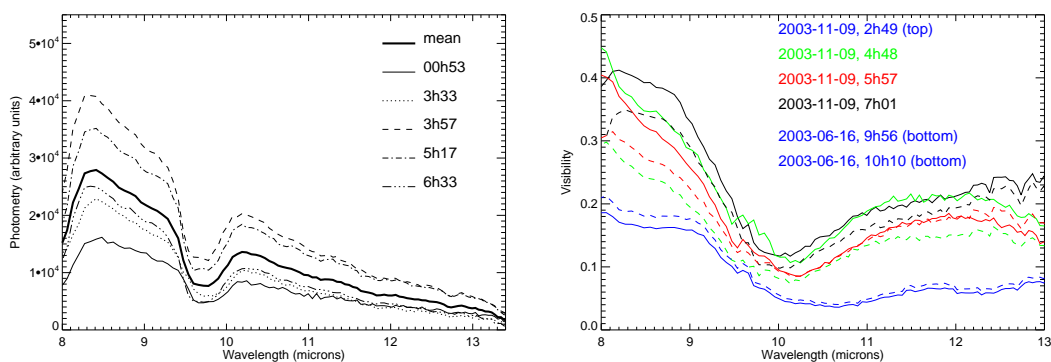


FIG. 4.10 – **A gauche** : Illustration des variations importantes des mesures de la photométrie de l'étoile étalon HD 10380 acquises au long de la nuit du 9 novembre 2003. **A droite** : Estimations de la visibilité à partir de l'utilisation de différentes photométries de la nuit du 9 novembre 2003. Les courbes en *trait plein* ont été obtenues à partir de l'interpolation des mesures de la photométrie entourant les acquisitions des franges sur NGC 1068, tandis que celles en *tirets* proviennent de l'utilisation des photométries les plus élevées de la nuit.

La Fig. 4.10 montre d'une part les énormes variations que subissent les mesures de la photométrie au cours d'une nuit, et d'autre part quantifie l'écart entre les visibilités estimées à partir des mesures les plus élevées de la photométrie (cas de EWS, courbes en tirets) et l'interpolation des photométries entourant l'acquisition des franges de NGC 1068 (cas de DRS-MIDI, courbes en traits pleins). Cet écart varie typiquement de 10% à 40% suivant la base considérée, la première méthode entraînant une sous-estimation importante de la visibilité.

Remarque : Pour leur étude, Jaffe *et al.* (2004) ne se sont pas basés sur les mesures de la visibilité mais sur celles du flux corrélé, qui elles ne dépendent pas de l'estimation de la photométrie. Le flux corrélé est en effet défini comme le produit de la visibilité et de la DSE de la source, donc les termes dépendant de la photométrie se compensent. Néanmoins, l'application des modèles au seul flux corrélé entraîne un couplage des paramètres géométriques avec les paramètres physiques comme la température (la visibilité étant sensible aux premiers et la DSE aux seconds). Toutefois, Jaffe *et al.* (2004) ont tout de même dû se baser sur les mesures de la DSE, entièrement déduites des mesures photométriques, pour contraindre les paramètres.

La différence relative aux choix des photométries ne constitue pourtant pas la cause principale de l'écart de près d'un facteur 2 entre les tailles déduites par Jaffe *et al.* (2006) et nous. En effet, une sous-estimation de la visibilité provoque au contraire une surestimation de la taille des structures observées. Cet effet ne joue pas dans le bon sens et l'écart relève essentiellement de deux autres différences majeures dans le traitement : la première relative à l'étalonnage de la DSE et la seconde aux modèles appliqués aux données.

Estimation de la DSE

L'utilisation du *masque d'intégration* (appliqué lors de la réduction des données et non pendant leur acquisition) n'est effectivement pas la même entre les deux études. Du fait de la diffraction, les mesures photométriques sont étalées spatialement sur le détecteur et le *masque* définit la zone d'intégration spatiale de manière à obtenir une mesure de la photométrie intégrée dispersée spectralement (cf. Fig. 3.6 et 4.10 à gauche). Cela permet de s'affranchir

(outre l'utilisation du *chopping*) d'une fraction résiduelle du fond apparaissant sur les bords du détecteur, là où le flux de la source devient négligeable. Les largeurs du masque utilisées pour l'étude de Jaffe *et al.* (2004) et la nôtre sont les mêmes. Toutefois, considérant les possibles erreurs de pointage (du fait de l'oscillation rapide du miroir secondaire lors du *chopping*) sur l'étoile étalon (considérée comme une source ponctuelle), Jaffe *et al.* (2004) n'ont pas appliqué le masque à la photométrie de HD 10380. Ils l'ont toutefois appliqué à la photométrie de NGC 1068, considérant que c'est une source étendue. Dans notre cas, nous avons estimé qu'il était nécessaire d'appliquer le masque à chacune des sources afin que la fraction de fond résiduel soit soustraite de la même manière sur NGC 1068 et HD 10380. Lors de grandes variations de la photométrie, il n'est en outre pas possible de distinguer les défauts de pointage du télescope sur la source des effets de la turbulence atmosphérique.

Ainsi, les mesures photométriques intégrées de l'étoile étalon diffèrent de l'ordre d'un facteur 2 lorsque l'on applique le masque ou non. L'estimation de la DSE est pourtant déduite de ces mesures. Ainsi, la surestimation de la photométrie de HD 10380 par Jaffe *et al.* (2004) produit une sous-estimation de leur mesure de la DSE qui en découle : alors que leur densité de flux varie typiquement de 10 à 15 Jy sur la bande N, celle que nous avons estimée s'échelonne entre 14 Jy et 30 Jy sur cette bande spectrale (voir la Fig. 3.7). Il est important de rappeler ici qu'afin de vérifier la validité de notre méthode d'étalonnage de la DSE, nous l'avons appliquée de manière concluante aux observations MIDI de Bételgeuse (voir la Sect. 3.4.2).

Les mesures sont par ailleurs tout à fait compatibles avec l'analyse des nouvelles données MIDI acquises durant plusieurs séries d'observations en 2005 et 2006 (Raban *et al.* 2007, en préparation). Les mesures de la DSE qu'ils présentent varient typiquement de $12 \pm 1,8$ Jy à $8 \mu\text{m}$ à $22,5 \pm 2,9$ Jy à $13 \mu\text{m}$. Elles sont donc plus proches de nos mesures que celles de Jaffe *et al.* (2004).

De même, la DSE que nous mesurons est le double de celle déduite de la spectroscopie avec Michelle de Gemini Nord (pour un champ de $(0,4'')^2$, Mason *et al.* 2006). Cela s'explique simplement par le fait que la surface collectrice de MIDI correspond à $(0,6'')^2$, c'est-à-dire deux fois le champ individuel d'un des quadrants considéré en spectroscopie $\sim (0,4'')^2$.

La différence sur la mesure de la DSE entre Jaffe *et al.* (2004) et nous s'est en partie répercutée sur l'estimation des températures des composantes. Nous allons maintenant voir que les différences entre les modèles ont également un fort impact sur les écarts entre les paramètres.

4.4.2 Comparaison des modèles

Dans le modèle de transfert radiatif que nous avons appliqué afin de reproduire les données, nous avons choisi la symétrie sphérique. Cela revient à considérer que les bords de la couche sont bien nets. Dans le cas de la géométrie choisie par Jaffe *et al.* (2004), la démarcation est plus douce du fait de l'utilisation de disques gaussiens.

Le flux collecté par l'interféromètre étant directement relié à la surface émettrice de la source, il apparaît qu'un facteur 2 sur la taille de cette dernière entraîne un facteur 0,45 sur la valeur de sa température. Mais alors pourquoi le choix de la géométrie provoque-t-elle une telle différence sur les tailles obtenues avec chacun des modèles ? Cela provient en fait du profil de la fonction de visibilité associé à chacune des géométries. Pour des tailles comparables, la pente de la visibilité à faible fréquence spatiale associée aux disques gaussiens est plus raide que celle associée à des disques sphériques. En outre, la pente de la visibilité s'adoucit lorsque la taille de la source diminue. L'utilisation de disques gaussiens mène donc à des tailles plus petites qu'avec l'autre modèle. Ceci illustre d'autant mieux la dégénérescence des modèles

capables de reproduire les mesures de visibilité. A l'époque de cette étude, il n'était alors pas possible de discriminer entre les deux représentations de la source.

Enfin, contrairement à Jaffe *et al.* (2004), nous ne considérons pas l'absorption dans la composante interne que nous considérons comme un corps noir pur. La profondeur optique associée aux silicates dans la composante interne chaude de Jaffe *et al.* (2004) est de l'ordre de 2,1. Cela signifie que le rayonnement du cœur, avant d'atteindre la seconde composante, est absorbé par un milieu optiquement épais. Dans ce cadre-là, la température attribuée à la composante centrale peut effectivement être élevée puisqu'elle chutera rapidement avant d'atteindre la seconde composante. La température qu'ils déduisent pour cette dernière est effectivement tout à fait compatible avec celle que nous estimons pour la couche.

4.4.3 Conclusion à cette étude comparative

Cette étude comparative illustre une nouvelle fois la nécessité d'être très consciencieux dans le choix des données à utiliser. Elle rappelle également combien les premières observations MIDI étaient peu contraignantes dans le choix de la géométrie à considérer pour la source. Il est donc nécessaire de considérer quelques approximations afin de pouvoir s'en sortir et extraire le maximum d'informations des données. Mais cela ne signifie pas pour autant en injecter *a priori* dans le modèle, comme l'ont fait Jaffe *et al.* (2004) en contraignant l'axe du tore par rapport à celui du jet et sa composition chimique. Je pense que ceci constitue la différence fondamentale entre l'approche de Jaffe *et al.* (2004) et la démarche par étape que nous avons suivie. Du côté de la composition chimique de la couche, nous la déduisons *a posteriori* du profil de la profondeur optique en fonction de la longueur d'onde, résultat de l'application du modèle de transfert radiatif aux données (cf. Sect. 5.1).

En ce qui concerne la question de l'alignement de l'axe du tore avec celui du jet (c'est-à-dire suivant la direction NS), elle n'est pas confirmée par l'analyse des nouvelles observations MIDI de NGC 1068 par Raban *et al.* (2007, en préparation ; correspondant à des longueurs de base couvertes entre 33 m et 130 m et des azimuts variants essentiellement de 8° à -80° de v vers u). Ils mettent en effet en évidence une structure de poussière chaude interne de $\sim 19 \text{ mas} \times 6 \text{ mas}$ dont l'axe est orienté à $\text{PA} = 42^\circ$, entouré d'une composante légèrement plus étendue de $42 \text{ mas} \times 55 \text{ mas}$ dont l'axe est orienté à $\text{PA} = 90^\circ$. L'hypothèse considérée par Jaffe *et al.* (2004) pour leur analyse n'était donc pas valide et ceci montre qu'il fût sage dans notre analyse, alors que les premières données MIDI de NGC 1068 ne semblaient pas contraindre d'orientation particulière, de considérer la symétrie sphérique (nous discutons dans la Sect. 5.1 – dédiée à l'étude de la profondeur optique – la validité des résultats issus de cette approximation). Finalement, en ce qui concerne la composition chimique, contrairement à Jaffe *et al.* (2004) qui l'imposent, nous la déduisons de l'ajustement des données par le modèle de transfert radiatif, comme nous allons le voir tout de suite.

Discussions sur la physique du tore

Sommaire

5.1	Quelle composition pour la poussière ?	70
5.1.1	Présentation du code DUSTY	70
5.1.2	Ajustement de la profondeur optique avec DUSTY	71
5.2	Description spatiale de la source	73
5.3	Des températures trop froides ?	75
5.4	Conclusion sur l'étude des données MIDI	78

L'originalité de notre étude repose en partie sur l'obtention du profil de la profondeur optique de la couche en fonction de la longueur sur toute la bande N (voir la Fig. 4.6). La pente raide de $8,5 \mu\text{m}$ à $9,5 \mu\text{m}$ et la bosse qu'il présente autour de $10 \mu\text{m}$ sont assez remarquables. A la vue de la Fig. 4.7, on peut se rendre compte que cette bosse correspond à un creux dans la densité de flux de la composante étendue. Ainsi, elle est vraisemblablement liée à un motif d'absorption et on peut se demander si elle n'est pas la signature d'un élément entrant dans sa composition. Les *silicates astronomiques* (SiO_4) semblent être de bons candidats pour cela puisque leur motif d'absorption se situe à $9,7 \mu\text{m}$ et est la plus importante de l'IR dans le milieu interstellaire (MIS). Elle correspond à un mode d'étirement des liaisons Si-O dans la structure tétraédrique du SiO_4 ¹.

Afin de vérifier la présence des silicates dans la composition de la couche, nous avons tenté d'ajuster le profil de la profondeur optique avec différentes compositions simples de poussière et différentes tailles de grains, grâce à l'utilisation du code DUSTY. Cette étude constitue le premier point de ce chapitre, suivent les discussions relatives à la description géométrique et aux températures conférées à la structure observée au coeur de NGC 1068 avec MIDI et déduites du modèle de transfert de rayonnement.

¹ *Remarque* : lorsque le SiO_4 est chargé négativement, il peut s'associer aux ions Mg^{2+} ou Fe^{2+} . Dans le cas de l'association avec les ions magnésium, on peut distinguer deux compositions différentes : l'olivine (Mg_2SiO_4) ou le pyroxène (MgSiO_3).

5.1 Quelle composition pour la poussière ?

5.1.1 Présentation du code DUSTY

Le code DUSTY² a été développé par Ivezić *et al.* (1999) dans le but de résoudre le problème de transfert de rayonnement observé après la traversée d'un environnement constitué de poussières, comme c'est le cas dans nombre de sources astrophysiques telles que les noyaux actifs de galaxies ou les étoiles évoluées, etc. Ce code, en considérant l'absorption, la diffusion et la ré-émission par les poussières, procure une solution exacte des équations de transfert. Deux géométries peuvent être considérées : plane ou sphérique. L'utilisateur doit spécifier les propriétés de la source observée, telles que la DSE du rayonnement considéré avant traversée de la couche, la composition, le profil de densité, la température (sur la face exposée) de la poussière constituant la couche. Le code calcule ensuite le profil en température et le transfert de rayonnement à l'intérieur de la couche. L'utilisateur peut également modifier la grille de longueur d'onde par défaut dans DUSTY et l'ajuster à son besoin. Plusieurs quantités peuvent être produites en sortie, comme par exemple la profondeur optique, ce qui nous intéresse plus particulièrement ici. Regardons plus en détails les éléments pris en compte par DUSTY :

- **Le rayonnement central**

La DSE du rayonnement central peut être spécifiée analytiquement soit grâce à une loi de corps noir (il peut combiner jusqu'à 10 corps noirs, à partir du moment où on précise la température de chacun), soit par une loi de puissance brisée. Dans le cas sphérique, c'est-à-dire le cas qui nous intéresse plus particulièrement, le rayonnement est considéré comme émis d'un point source au centre de la distribution en densité. Pour les autres expressions analytiques de la DSE capables d'être prises en compte par DUSTY, je renvoie le lecteur au manuel¹.

- **La composition chimique**

Les propriétés de la poussière sont décrites par les sections efficaces d'absorption et de diffusion dépendant de la composition chimique et de la taille des grains de poussière. DUSTY prend en compte les six espèces de poussière les plus communes du MIS : les silicates dits "astronomiques" et les graphites de Draine et Lee (1984, on se réfèrera à eux par "Sil-DL" et "Grf-DL" par la suite) ; des silicates "tièdes" pauvres en oxygène et des "froids" riches en oxygène – représentatifs des silicates circumnucléaires et interstellaires – d'Ossenkopf *et al.* (1992, "Sil-Ow" et "Sil-Oc") ; des carbures de silicium (SiC) d'après Pegourie (1988, "SiC-Pg") ; et des carbones amorphes de Hanner (1988, "amC"). En entrée, il est nécessaire de spécifier l'abondance relative entre toutes ces espèces dans la composition de la couche. D'autres espèces peuvent également être prises en compte par le modèle à condition que l'utilisateur fournisse dans un fichier les propriétés optiques associées.

- **La distribution des grains**

DUSTY prend en compte deux fonctions de distribution de la taille des grains. La distribution MRN (d'après Mathis *et al.* 1977), est établie de la manière suivante :

$$n(a) \propto a^{-q} \quad \text{pour} \quad a_{\min} < a < a_{\max} \quad (5.1)$$

où les valeurs standard attribuées à l'indice de la distribution, et aux tailles de grain maximales et minimales sont $q = 3,5$, $a_{\min} = 0,005 \mu\text{m}$ et $a_{\max} = 0,25 \mu\text{m}$, respectivement.

²La source du code et le manuel de l'utilisateur sont disponibles à l'adresse web : <http://www.pa.uky.edu/~moshe/dusty/>

Toutefois, ces paramètres peuvent être modifiés lors de la modélisation. De même, une unique taille de grain peut être également considérée en donnant une valeur identique à a_{\min} et a_{\max} .

- **La température au bord interne de la coquille**

La température T_1 (en K) au bord interne de la coquille est également un paramètre à spécifier en entrée. Elle détermine les flux en entrée de la couche sphérique, et donc ceux en sortie. Bien que les différents types de grains aient des températures différentes à une même distance de la source centrale, DUSTY considère leur moyenne.

- **Le profil de densité**

DUSTY donne la possibilité d'utiliser trois formes de distributions en densité : la première est définie pour une série de coquilles, disposées en pelure d'oignon, le profil en densité de chacune étant décrit par une loi de puissance ; la seconde correspond au profil analytique d'un vent conduit par la pression de radiation ; la dernière peut directement être fournie par l'utilisateur.

5.1.2 Ajustement de la profondeur optique avec DUSTY

Puisqu'il considère la symétrie sphérique, l'utilisation du code DUSTY est tout à fait adaptée à notre cas. Imanishi et Ueno (2000) l'ont notamment utilisé pour modéliser l'absorption à $9,7 \mu\text{m}$ du noyau de Cygnus A.

Pour cette raison, nous aurions très bien pu utiliser le code DUSTY dès le départ afin de modéliser de manière complète le transfert de rayonnement dans le cas d'une couche géométriquement et optiquement épaisse, et reproduire avec les visibilitées et la DSE mesurées. Toutefois, cette façon de procéder aurait augmenté le nombre de paramètres libres et compte tenu du peu de données disponibles à l'heure de cette première étude, nous avons fait le choix de nous limiter à un modèle très simple et de ne pas injecter de composition de poussière dans notre modèle *a priori*, mais de la déduire *a posteriori*.

Il faut alors préciser que la profondeur optique que nous estimons par notre approche simple est particulièrement dépendante du modèle que nous avons considéré. Dans notre cas, il est très peu probable que la couche observée (que nous présageons être associée au tore obscurcissant) soit effectivement à symétrie sphérique. Toutefois, compte tenu des indices sur l'orientation du tore, il est vraisemblable que nous l'observons par la tranche. Son épaisseur le long de la ligne de visée est donc équivalente que l'on considère une symétrie sphérique ou toroïdale, n'affectant pas la mesure de la profondeur optique.

Rappels préliminaires

Avant de débiter, rappelons que les poussières dans les régions circumnucléaires des NAGs ont *a priori* des propriétés différentes de celles constituant le MIS (Maiolino *et al.* 2001b;a). Ceci semble en effet confirmé par le rapport entre les profondeurs optiques à $3,4 \mu\text{m}$ et $9,7 \mu\text{m}$ $\tau_{3,4}/\tau_{9,7}=0,11$ dans le noyau de NGC 1068 (Dartois *et al.* 2004) alors qu'il devrait être plus faible, de l'ordre de 0,06-0,07, si l'on considérait la poussière du MIS galactique diffus autour du soleil, ou dans la direction du centre galactique (calcul effectué à partir des mesures des rapports $A_V/\tau_{9,7}$ et $A_V/\tau_{3,4}$ de Roche et Aitken 1984; 1985, Pendleton *et al.* 1994, où A_V est l'absorption dans le visible). La différence d'extinction entre celles du MIS galactique et celle des NAGs pourrait résulter de l'important gradient en température au sein de la poussière du coeur des NAGs (Imanishi 2000).

Maiolino *et al.* (2001b;a) affirment en outre que les grains de silicates doivent être plus gros que $3 \mu\text{m}$ de façon à expliquer l'absence de la bande d'absorption qui leur est associée

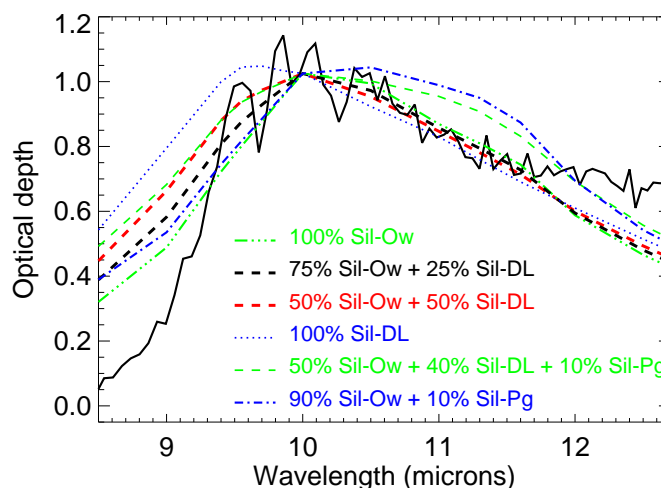


FIG. 5.1 – Profil de la profondeur optique en fonction de la longueur d’onde, déduite du modèle de transfert radiatif appliqué aux données MIDI (*courbe noire en traits pleins*). Sont superposés les ajustements générés par le code DUSTY pour différentes compositions de poussière : les Sil-Ow se rapportant aux silicates chauds riches en oxygène de Ossenkopf *et al.* (1992), les Sil-DL aux silicates de Draine et Lee (1984) et SiC-Pg à la carbure de silicium de Pegourie (1988).

dans les spectres ISO de plusieurs Seyfert 2. Des preuves de l’aplatissement de la profondeur optique avec la croissance des grains sont également présentées par Bouwman *et al.* (2001) et Kemper *et al.* (2004). Ainsi, considérant ces éléments, nous avons tenté d’ajuster le profil de la profondeur optique, déduis du modèle de transfert radiatif, avec plusieurs compositions simples de poussière et différentes tailles de grains.

La composition de la poussière

Lors des premiers essais, nous avons remarqué qu’une composition de Sil-Ow ou de Sil-Oc produit exactement le même profil de longueur d’onde. De plus, comme les bandes d’émission ou d’absorption des espèces carbonées (dont les graphites) se situent autour de $4 \mu\text{m}$, elles n’ont pas d’effet sur la profondeur optique sur la bande N. Pour cette raison, nous n’avons plus considéré que des espèces de Sil-Ow, Sil-DL et SiC-Pg par la suite.

La Fig. 5.1 illustre les essais effectués avec différentes compositions et tailles de grains. Le Sil-DL produit un bon ajustement de la profondeur optique après $10 \mu\text{m}$ alors que la bosse autour de $10 \mu\text{m}$ des silicates est globalement décalée vers les courtes longueurs d’onde (voir la courbe en *pointillés* à la Fig 5.1). Au contraire, l’ajout de SiC-Pg provoque le décalage et l’étalement de la bosse après $10,5 \mu\text{m}$. Il apparaît que c’est une composition de Sil-Ow seul, ou mélangé à un peu de Sil-DL qui rend le mieux compte du profil.

La taille des grains

Ainsi, pour l’étude de la taille des grains, nous avons considéré deux compositions particulières : $50\% \text{ Sil-DL} + 50\% \text{ Sil-Ow}$ et $100\% \text{ Sil-Ow}$. Nous avons débuté avec une distribution de taille de grains unique. Conformément aux conclusions de Kemper *et al.* (2004), c’est-à-dire que la bande d’absorption des silicates est décalée vers les grandes longueurs d’onde lorsque la taille du grain augmente, ici nous constatons une même évolution et les meilleurs ajustements

correspondent à une taille de grain de 1 micron. Toutefois, la distribution de grain de Mathis *et al.* (1977) reproduit bien mieux le profil de la profondeur optique et les ajustements de la Fig. 5.2 ont été obtenus avec cette distribution. La taille de grains indiquée sur la figure correspond à la taille maximale dans la distribution MNR. Les meilleurs ajustements sont donnés par des grains relativement petits, de taille typique comprise entre 2 et 3 microns.

Alors que la bande d'absorption autour de $10 \mu\text{m}$ est bien reproduite et que l'ajustement est de bonne qualité jusqu'à $\sim 11,8 \mu\text{m}$, il est en revanche mauvais aux extrémités de la bande N ($\lambda < 9,3 \mu\text{m}$ et $\lambda > 11,8 \mu\text{m}$). Le profil de la profondeur optique déduit des données MIDI est en outre plus asymétrique que ceux générés par DUSTY. Il y a plusieurs raisons possibles à ces écarts : la première relève de la simplicité du modèle que nous avons appliqué aux données MIDI, alors que la profondeur optique est particulièrement dépendante du modèle. Ainsi les différences entre la géométrie réelle de la source et de ses propriétés physiques avec le modèle provoquera naturellement des incertitudes sur l'estimation de la profondeur optique. La seconde raison, c'est que notre modèle de transfert radiatif, contrairement au traitement complet de DUSTY, ne tient pas compte de la diffusion par les grains.

En outre, du côté des grandes longueurs d'onde, l'étroitesse des profils générés par DUSTY pourrait mettre en évidence que notre modèle surestime l'émission des silicates dans la couche. En effet, suivant Kemper *et al.* (2004), le profil de la profondeur optique devient plus étroit quand l'émission des silicates augmente. Du côté des petites longueurs d'onde, la comparaison de notre profil avec celui que ces derniers obtiennent à partir d'observation ISO du centre galactique est assez surprenante puisque la pente est du même ordre entre $8,5$ et $9,5 \mu\text{m}$ (voir la Fig. 5.2). Les deux profils s'écartent ensuite.

Les PAH n'ont pas été pris en compte ici. Toutefois, il est peu probable qu'ils aient un quelconque effet puisqu'il n'y en a pas de trace dans le cœur de NGC 1068 (Sturm *et al.* 2000, Marco et Brooks 2003, Usero *et al.* 2004). Une autre molécule susceptible de jouer un rôle est la molécule d'eau dont les raies rotationnelles pures contribuent à l'opacité sur la bande N. Elles pourraient peut-être expliquer l'aile prononcée à l'extrémité haute de la bande N puisqu'il est possible que ces molécules survivent dans l'environnement tiède, pas trop exposé au rayonnement de l'engin central que constitue le tore de poussière. Toutefois, il ne faut pas pousser l'interprétation trop loin et la conclusion importante que nous pouvons tirer de cette étude de la profondeur optique est que la couche que nous observons au cœur de NGC 1068 avec MIDI est effectivement composée de poussière, essentiellement des silicates amorphes (Draine et Lee 1984) et d'une petite fraction de silicates "galactiques" (Ossenkopf *et al.* 1992). Les grains sont petits, leur taille s'échelonnant entre $0,05$ à 3 microns. Il est donc vraisemblable que la structure que nous résolvons avec MIDI est bien le tore de poussière de NGC 1068.

5.2 Description spatiale de la source

Nous avons comparé les tailles de la couche, déduites du modèle de transfert radiatif, aux résultats de précédentes études. Il est ainsi frappant que la plus grande des structures observées en bande K de l'IR-proche est située juste à l'intérieur de la couche que nous observons avec MIDI. En effet, d'après une étude interférométrique de bi-spectres *speckle* en bande K , Weigelt *et al.* (2004) ont mis en évidence une structure de taille $39 \text{ mas} \times 18 \text{ mas}$ ($2,8 \text{ pc} \times 1,3 \text{ pc}$) orientée à $\text{PA} \sim -16^\circ$. Ceci est confirmé par la déconvolution d'images NACO, puisque Gratadour *et al.* (2006) semblent résoudre le noyau et en estiment la taille à $30 \text{ mas} \times (< 15 \text{ mas}) = 2,2 \text{ pc} \times (< 1,1 \text{ pc})$ suivant les directions NS et EW en bande K_s , et $< 50 \text{ mas}$ ($3,6 \text{ pc}$) en bandes L' et M' de l'IR-proche.

Comme l'indiquent Rouan *et al.* (2004) et Gratadour *et al.* (2005), cette structure plus chaude située à l'intérieur de la couche de silicates, pourrait être constituée de grains de

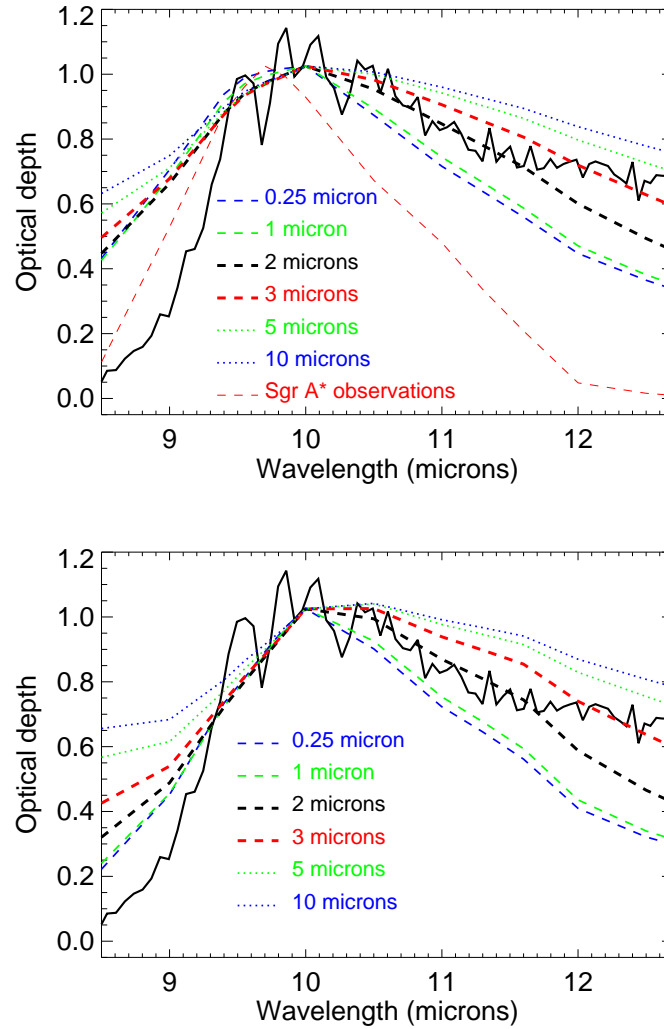


FIG. 5.2 – Ajustements de la profondeur optique générés par DUSTY pour différentes tailles maximales de grains pour la distribution MNR (Mathis *et al.* 1977), et pour les deux compositions chimiques retenues d’après les ajustements de la Fig. 5.1. *En haut* : 50% des silicates d’Ossenkopf *et al.* (1992) et 50% des silicates de Draine et Lee (1984). On voit également la superposition du profil des silicates intrinsèque à la région de Sgr A* (Kemper *et al.* 2004); *en bas* : 100% de silicates d’Ossenkopf *et al.* (1992).

graphite, capables de survivre à des distances de l'ordre de $\sim 0,16$ pc (2,2 mas dans le cas de NGC 1068) de l'engin central (contre $\sim 0,3$ pc (4,2 mas) pour les silicates ; cf. l'expression du rayon de sublimation rappelée à l'équation 1.2, le calcul ayant été effectué à partir de la valeur moyenne $\sim 3.4 \times 10^{44}$ erg.s $^{-1}$ de la luminosité bolométrique du noyau). De larges incertitudes sont associées à ces valeurs dues à celles de la luminosité bolométrique (cf. Sect. 2.1). Une telle composition semble justement révélée par des observations en spectropolarimétrie à $3,4 \mu\text{m}$ avec l'UKIRT (*United Kingdom InfraRed Telescope*) au Mauna Kea (Mason *et al.* 2007).

La comparaison de la disposition de la couche avec celle des masers H₂O est importante puisque d'après Maloney (2002), le tore de poussière requiert les conditions optimales pour produire la transition rotationnelle à 22 GHz des masers H₂O. Kartje *et al.* (1999) vont un peu plus loin en affirmant que leur emplacement indique celui du bord interne du tore. Au coeur du noyau de NGC 1068, les masers H₂O sont disposés suivant un disque orienté à PA = 40°, à des rayons compris entre 0,65 pc (9,0 mas) et 1,1 pc (15,3 mas, Greenhill *et al.* 1996, Greenhill et Gwinn 1997, voir la Fig. 2.1 de la Sect. 2.2). Il est ainsi frappant que l'émission des masers soit confinée à une région comprise entre le rayon de sublimation des silicates et le bord interne de la couche de poussière. En outre, cet emplacement correspond exactement à celui de la structure observée en bande K, de taille $\sim 1,2$ pc (16,7 mas) à 2,1 pc (29,2 mas, Weigelt *et al.* 2004, Gratadour *et al.* 2006).

Les différentes composantes observées au coeur de NGC 1068 semble ainsi bien agencées et il est probable que la distribution de la poussière soit structurée en plusieurs couches autour de l'engin central. La première, s'étendant typiquement de 0,6 pc (8,3 mas) à 1 pc (13,9 mas), serait constituée de graphites et constituerait l'environnement favorable à la survie et à l'émission des masers H₂O. La seconde, que nous résolvons avec MIDI, serait elle composée de grains de silicates et s'étendrait au-delà de la couche de graphite, typiquement de 1,2 pc (16,7 mas) à 6 pc (29,2 mas) du coeur. La disposition des différents éléments les uns par rapport aux autres décrite ici est illustrée à la Fig. 5.3 (tirée de Poncelet *et al.* 2006).

5.3 Des températures trop froides ?

La température de la couche déduite de la modélisation des données MIDI semblent particulièrement faible compte tenu des rayon et température de sublimation conférés aux silicates. Dans le cas de NGC 1068, cette espèce de grains est en effet capable de survivre au-delà d'une distance de ~ 10 mas (0,7 pc) du noyau, où la température est de l'ordre de 1500 K. La température maximale de la couche composée de silicates, déduite du modèle de transfert radiatif, est ici de l'ordre de 350 K. Pourquoi alors n'est-elle pas plus chaude ?

- Tout d'abord, suivons l'approche de Krolik (1999) qui, à partir d'un petit calcul simple et considérant que l'émission thermique au coeur des NAGs provient de corps noirs sphériques, déduit la taille angulaire de chacune de ces sources en fonction de la température :

$$\theta = 87 \left(\frac{F_{\text{obs}}}{10^{-11} \text{ erg. cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}} \right)^{1/2} \left(\frac{T_{\text{eff}}}{10^3 \text{ K}} \right)^{-2} \mu\text{as.}$$

Si l'on effectue ce calcul pour deux corps noirs de tailles 35 mas et 83 mas, dont la DSE vaut ~ 17 Jy à $8 \mu\text{m}$ et ~ 30 Jy à $13 \mu\text{m}$ (suivant les résultats de l'analyse MIDI sur NGC 1068), alors la température obtenue pour chacun de ces corps noirs est de l'ordre de 260 K et 160 K respectivement. Cette approche simple amène à des températures du même ordre que celles de notre étude. Ce premier point montre que la température tombe tout de même rapidement dans les quelques parsecs centraux des NAGs.

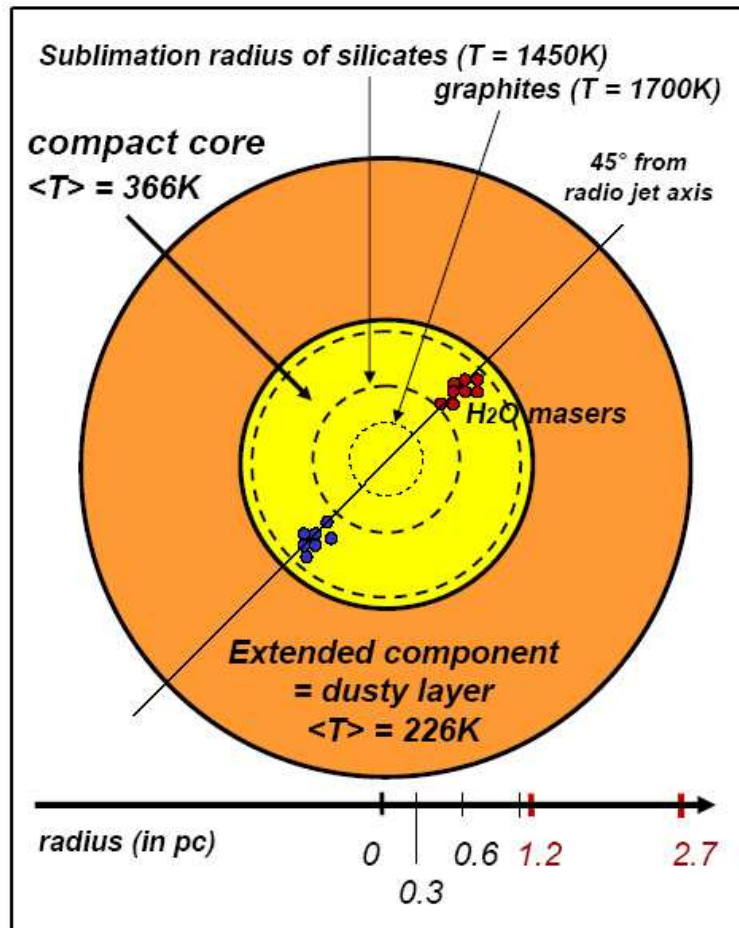


FIG. 5.3 – Schéma récapitulatif de la disposition des différentes composantes dans le coeur de NGC 1068. On y voit la couche de silicates déduite de la présente analyse des données MIDI ; la couche située juste à l’intérieur, potentiellement composée de graphites déduite des observations de Weigelt *et al.* (2004) et Gratadour *et al.* (2006) et constituant un environnement favorable à l’émission des masers H₂O observées par Greenhill *et al.* (1996) et Greenhill et Gwinn (1997) ; les rayons de sublimations sont également représentés.

- Compte tenu de la description de la poussière du noyau proposée précédemment, il est possible qu'une couche de graphite située directement à l'intérieur de la couche de silicates agisse comme un bouclier face au rayonnement intense de l'engin central. La température proche IR du coeur de NGC 1068 estimée par Gratadour *et al.* (2003) est d'environ de 950 K. La couche de silicates plus externe ne verrait pas le rayonnement de manière directe, mais simplement le rayonnement diffusé et réémis par la couche de graphite chaude.

Néanmoins, le transfert de rayonnement à travers une couche de poussière homogène est efficace et le gradient en température n'y est pas si important. Il semble que la seule explication possible soit une distribution de la poussière fortement inhomogène, où la poussière est concentrée sous forme de grumeaux ou de petits nuages. C'est ce que proposent les modèles de Nenkova *et al.* (2002) que nous avons présentés au chapitre introductif à la Sect. 1.3.5. La température que nous déduisons de l'analyse des données MIDI n'est ainsi pas trop froide, mais au contraire renforce le paradigme d'une distribution inhomogène de la poussière autour de l'engin central.

- De la DSE mesurée en bande N sur les $(0,4'')$ ² centrés sur le noyau d'après de la spectroscopie avec l'instrument Michelle de Gemini North, Mason *et al.* (2006) déduisent une température de couleur de 330 K pour la source émettrice, qu'ils associent au tore de poussière. Ils ont de plus tenté d'ajuster la DSE par l'intermédiaire d'un modèle de tore grumeleux de Nenkova *et al.* (2002). Le modèle reproduisant le mieux la DSE requiert environ 8 nuages disposés le long de la ligne de visée et que 90% des nuages de poussières soient compris dans un rayon de 3 pc autour de l'engin central. Cette dernière valeur est en parfait accord avec la taille de la couche de silicates mise en évidence avec MIDI.
- Une température comprise entre 300 K et 350 K est également estimée pour la poussière au coeur du noyau de Circinus (autre Seyfert 2 proche), à de mêmes échelles spatiales que le tore de poussière de NGC 1068 (Tristram *et al.* 2007). Cette température est également interprétée par l'intermédiaire d'un modèle de tore inhomogène.
- Dans le cadre de cette discussion, une chose très intéressante est à noter : une température similaire semble avoir été détectée dans le coeur de certaines radiogalaxies lumineuses de l'échantillon 3CR (Rocca-Volmerange et Remazeilles 2005). L'ajustement du spectre IR semble en effet mettre en évidence deux émissions de type corps noir à $8,5 \pm 1,25 \mu\text{m}$ et $72 \mu\text{m}$, correspondant à des températures respectives de $340 \text{ K} \pm 50 \text{ K}$ et $40 \text{ K} \pm 16 \text{ K}$. Il est ainsi fort possible que la première température signe la présence de poussière chaude, peut-être des silicates compte tenu de la longueur d'onde d'émission, distribuée de manière inhomogène autour de l'engin central de ces radiogalaxies.

5.4 Conclusion sur l'étude des données MIDI

Nous avons procédé à une seconde analyse des données MIDI acquises en 2003, totalement indépendante de la première présentée par Jaffe *et al.* (2004). Le profil des courbes de visibilité sur la bande N montre que la structure observée par MIDI est résolue. Afin de décrire cette source, notre démarche a consisté à considérer le moins d'*a priori* possibles. Nous avons ainsi pu observer qu'il ne semblait pas y avoir d'informations significatives relatives à l'orientation de la source dans le plan du ciel et nous nous sommes donc limités en première approximation à la symétrie sphérique (sans toutefois prétendre que la structure observée est sphérique). L'originalité de la présente analyse repose sur le fait que nous déduisons, sans aucune hypothèse sur la composition de la structure *a priori*, le profil spectral de la profondeur optique. Nous mettons de cette manière en évidence que la structure responsable de l'obscurcissement du coeur de NGC 1068 est en partie composée de silicates amorphes. Cela nous confirme donc les soupçons que nous avons, à savoir que la source que nous observons avec MIDI n'est autre que le tore de poussière de NGC 1068.

De la présente analyse, nous avons pu donner une représentation schématique de la distribution de la poussière dans le coeur de NGC 1068 : elle semble structurée en couche, la première étant en majorité composée de grains de graphites capables de résister à un champ de rayonnement plus intense que les silicates, qui sont quant à eux situés typiquement entre 1,2 pc et 2,7 pc de l'engin central. Cette seconde couche est relativement froide, sa température étant de l'ordre de 300 K. Toutefois, cela souligne sa structure inhomogène car des modèles de tores grumeleux sont requis pour en rendre compte (Mason *et al.* 2006). Les masers H₂O semblent trouver tout naturellement leur place dans le tore de poussière.

L'étude souligne en outre le cruel manque des données à courtes fréquences spatiales, bien que contraignantes, afin de lever la dégénérescence sur la morphologie du tore de poussière (puisque les données de 2003 peuvent être reproduites soit par un modèle à composantes gaussienne, soit par un modèle considérant une symétrie sphérique). Le plan (u, v) est aujourd'hui bien mieux couvert qu'en 2003 sur NGC 1068, il faudra toutefois attendre les premières observations de MIDI avec les télescopes auxiliaires (AT) pour palier le manque entre 16 m et 30 m. En ce qui concerne les très courtes bases (de 0 à 8 m), il n'est pas besoin d'attendre jusque là, et elles sont d'ores et déjà couvertes par l'intermédiaire de l'imagerie mono-pupille, comme l'expose la Partie III suivante.

Troisième partie

III. Du tore à la région des raies étroites

L'interférométrie des tavelures appliquée aux images VISIR

Sommaire

6.1	L'instrument VISIR	82
6.1.1	Fonctionnement général	82
6.1.2	Les observations avec le mode <i>BURST</i> de VISIR	82
6.2	Principe de l'interférométrie des tavelures	83
6.3	Extraction des visibilités basses fréquences spatiales sur NGC 1068 . .	85

Bien que peu nombreuses et d'une couverture spatiale limitée, les premières données obtenues par MIDI en 2003 nous ont déjà apporté des renseignements précieux sur les propriétés du tore de poussière. Les points de visibilité à très courtes fréquences spatiales manquent toutefois cruellement afin de lever l'ambiguïté sur la description du tore. Lorsque des observations seront effectuées avec MIDI et les télescopes auxiliaires (ATs), des bases aussi courtes que 16 m seront accessibles. En attendant, la plus courte longueur de base projetée que l'on puisse atteindre avec les télescopes unités (UTs de *Unit Telescope*) du VLT est d'environ 30 m. C'est ce qui motive la présente étude reposant sur l'idée simple suivante : une image prise avec un télescope de 8 m de diamètre (tel qu'un des UTs) contient toute l'information fréquentielle entre 0 et 8 m. Partant de ce principe, la transformée de Fourier d'une telle image fournit les mesures de visibilité correspondant à des bases de 0 à 8 m, ce qui permet de pallier en partie au manque d'information à très courtes fréquences spatiales. Le but de l'étude présentée dans cette partie III est donc dans un premier temps de mettre en évidence des structures de taille inférieure à la limite de diffraction d'un UT et de comparer les mesures de visibilités à faibles fréquences spatiales aux données hautes fréquences obtenues avec MIDI en 2003. Ces aspects seront plus particulièrement abordés aux Chap. 7 et 8 suivants.

Le présent chapitre est destiné à rappeler les principes de l'interférométrie des tavelures et à présenter le traitement que nous avons appliqué à des images acquises avec VISIR (*VLT Imager and Spectrometer in the InfraRed*) en mode "*BURST*", en collaboration avec C. Doucet et P.O. Lagage du CEA (Saclay). L'analyse qui en découle a donné lieu à une publication présentée en Annexe C (Poncelet *et al.* 2007).

6.1 L'instrument VISIR

6.1.1 Fonctionnement général

VISIR¹ (*VLT Imager and Spectrometer in the InfraRed*) a été construit par le Service d'Astrophysique du CEA à Saclay et le NFRA/ASTRON (*Netherlands Foundation for Research in Astronomy*). Il fonctionne dans les deux fenêtres atmosphériques de l'IR intermédiaire, c'est-à-dire la bande N et la bande Q. Pour les aspects relatifs aux conditions d'observations dans ces gammes de longueurs d'ondes, je renvoie le lecteur à la Sect. 3.2 de la Partie II. VISIR propose deux tailles de pixel : 0,075'' ou 0,127'' (correspondant à un échantillonnage à la fréquence de Shannon $\lambda/2D$ à 10 μm). Une image est composée de 256 \times 256 pixels. VISIR dispose d'un grand nombre de filtres permettant de cartographier les émissions d'espèces moléculaires telles que les silicates (SiO), les carbures de silice (SiC), les PAH ou des espèces atomiques en phase gazeuse telles que l'argon (Ar), le néon (Ne) ou le soufre (S). Il dispose de deux détecteurs : un relatif à la partie imageur de VISIR et l'autre à la partie spectrographe. Ils sont refroidis à 6 K et leur efficacité quantique est supérieure à 50%, atteignant jusqu'à 65% à 12 μm . La soustraction du niveau de fond se fait par l'intermédiaire du *chopping* (la fréquence généralement utilisée est 0,25 Hz). En plus du *chopping*, la technique dite de *nodding*, ou "balancement de faisceaux", est utilisée afin de s'affranchir totalement des émissions de fond résiduelles. Cette technique consiste à décaler le télescope de 4 manières différentes (en repointant à chaque fois la source à l'aide du miroir secondaire), afin d'avoir 4 images de la source sur le détecteur². Des acquisitions de champ plat (*flat-field*) sont enregistrées à chaque observation, toutefois étant donné l'uniformité du détecteur il ne paraît pas nécessaire de considérer ces corrections. Le temps d'intégration d'une pose est de quelques millisecondes en imagerie en bande large. Les détecteurs présentent des défauts de lecture (effets de mémoire) lorsque des sources très brillantes sont observées : des bandes horizontales périodiques (des *stripes*) apparaissent. Il est nécessaire de les corriger lors de la réduction des données. Une image est enregistrée par cycle de *chopping* (elle correspond à la pose sur la source moins la pose sur le ciel ; cf. Eq. 3.3.3).

6.1.2 Les observations avec le mode *BURST* de VISIR

L'intérêt du mode

Lorsque les conditions atmosphériques sont très bonnes (c'est-à-dire un *seeing* $\leq 0,5''$ dans le visible), la résolution des images en IR intermédiaire obtenues avec un télescope de 8 m atteint la limite de diffraction. Toutefois le *seeing* médian mesuré à Paranal est de l'ordre de 0,8'' et les images sont en fait limitées par la turbulence. C'est de cette constatation qu'est né le mode *BURST* de VISIR (ou mode *rafale* ou encore mode *quasi-speckle*), permettant d'acquérir un très grand nombre d'images ayant chacune un temps de pose de 16 ms. Le temps de cohérence de l'atmosphère étant d'environ 300 ms à 10 μm à Paranal, cela permet de figer la turbulence atmosphérique. C'est ce qui constitue l'un des intérêts principaux de l'utilisation de ce mode puisqu'ainsi les informations basses fréquences spatiales sont conservées jusqu'à la fréquence de coupure du télescope. Pour l'étude que nous allons mener sur les images, acquérir un très grand nombre de poses individuelles présente également l'avantage de pouvoir associer une statistique aux mesures que nous en déduisons. Cela n'est pas possible avec le mode

¹Pour les détails technique du fonctionnement de VISIR, le lecteur peut consulter le manuel de l'utilisateur de VISIR disponible via le site web de l'ESO : www.eso.org/instruments/visir/doc/

²*Remarque* : Afin d'effectuer plus aisément la soustraction du fond, deux des quatre positions sur le détecteur correspondent à deux fois le flux de la source, tandis que les deux autres positions correspondent à une fois le flux de la source.

standard d'acquisition d'images de VISIR. C'est un élément très important incitant donc à l'utilisation du mode *BURST* dans le cadre de notre analyse interférométrique des images.

Les observations de NGC 1068

NGC 1068 a été observée avec le mode *BURST* de VISIR pendant la nuit du 25 janvier 2005 avec le filtre *NeII* à $12,8 \mu\text{m}$ ($\Delta\lambda = 0,21$). Le temps de pose total fut de 208 ms pour des poses individuelles de 16 ms. Les conditions de *seeing* étaient bonnes et l'*air mass* (c'est-à-dire le paramètre indiquant l'épaisseur d'atmosphère traversée) moyen était de 1,20 pour la durée des observations. L'étoile étalon utilisée est HD 11353, de type spectral K₀III.

1000 images ont ainsi été enregistrées pour une position du *nodding*, avec une fréquence de *chopping* de 0,25 Hz dans la direction nord/sud. La direction du *nodding* est perpendiculaire à celle du *chopping* avec une amplitude de $8''$. Après une réduction classique des données, un cube de 500 images – les 500 autres images correspondent au ciel du fait du *chopping* – est obtenu. Ces images sont constituées de quatre faisceaux correspondant aux quatre positions de *nodding*.

L'effet "*tip-tilt*" de la turbulence provoque l'instabilité des faisceaux sur le détecteur. Pour chacune des images du cube, il est donc nécessaire d'extraire, de recalcr et de sommer chaque source des quatre positions de *nodding*. Le nombre résultant d'images est 13000 pour NGC 1068 et 2200 pour l'étoile de référence. Pour un meilleur signal sur bruit, ces images élémentaires ont été sommées par groupe de 5 lorsque la bonne corrélation entre celles-ci le permettait. Ce sont ces groupes que nous prenons comme cartes instantanées de la distribution d'intensité.

Le niveau de fond dans les images a été soustrait par l'intermédiaire d'un ajustement des flux sur le bord des images hors du flux de la source, par un plan dans le cas de NGC 1068 et par un paraboloïde dans le cas de HD 11353.

Un exemple de pose individuelle et la somme de toutes les poses, pour l'étoile étalon et NGC 1068, sont respectivement présentées aux Fig. 6.1 et Fig. 6.2.

6.2 Principe de l'interférométrie des tavelures

Afin d'atteindre la limite de diffraction des images, on peut recourir à l'interférométrie des tavelures (ou *speckle*), technique exposée pour la première fois par Labeyrie (1970). Le principe de base est assez simple puisqu'il repose essentiellement sur le fait qu'une image acquise avec une pupille de diamètre D contient toute l'information fréquentielle entre la fréquence spatiale nulle et D/λ (la fréquence de coupure du télescope) à condition que la phase atmosphérique soit gelée pendant la pose. Ainsi, d'après le théorème de Zernike-Van Cittert (cf. Eq. 3.1), les visibilitées sont obtenues par une "simple" transformée de Fourier des cartes d'intensité (c'est-à-dire les images) de la source.

Soit $O_\lambda(\alpha, \delta)$ la distribution d'intensité monochromatique de l'objet dans le plan du ciel (α, δ) . Ce que l'on enregistre à la sortie de la pupille n'est pas strictement $O_\lambda(\alpha, \delta)$ mais une distribution d'intensité que nous noterons $I_\lambda(\alpha, \delta)$, telle que :

$$I_\lambda(\alpha, \delta) = O_\lambda(\alpha, \delta) * T_\lambda(\alpha, \delta). \quad (6.1)$$

où $T_\lambda(\alpha, \delta)$ est la fonction de transfert optique, prenant en compte les réponses impulsionnelles de la pupille et de l'atmosphère. Elle est généralement estimée à partir de l'observation d'une étoile de référence. * se réfère à l'opération de convolution. Le module instantané de la visibilité en fonction des fréquences spatiales (u, v) est la transformée de Fourier de la distribution d'intensité de la source, soit :

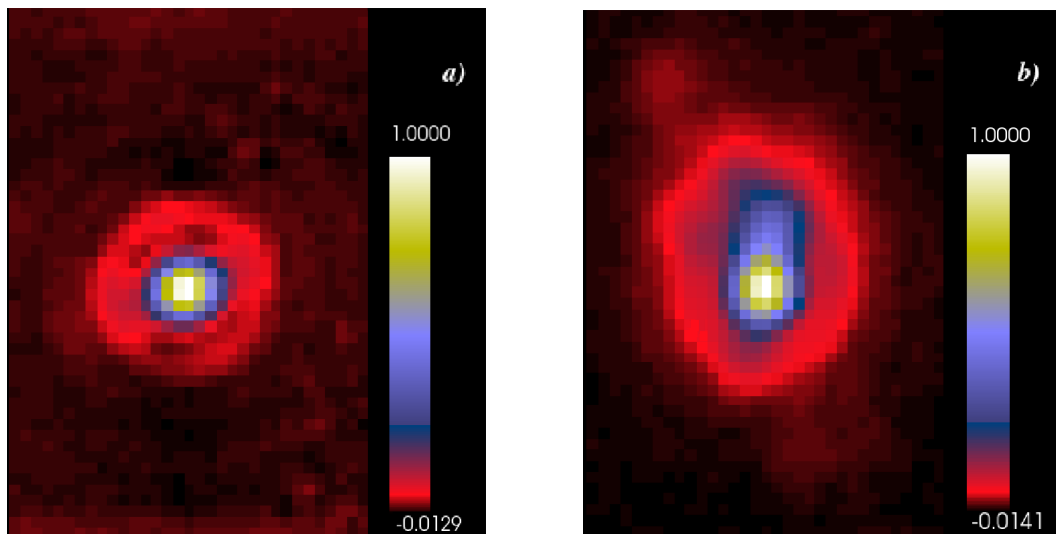


FIG. 6.1 – Images obtenues à $12,8 \mu\text{m}$ avec le mode *BURST* de VISIR (les images présentées ici sont normalisées pour comparaison). *a)* sommes des 2200 images individuelles acquises sur l'étoile de référence HD 11353. L'excellent rapport signal sur bruit est mis en évidence par l'anneau d'Airy (de taille $\sim 10,5$ pixels et centré sur le pixel de maximum d'intensité). *b)* Sommes de 13 000 expositions individuelles de NGC 1068. Les structures d'intérêt apparaissent clairement : l'élongation NS du noyau à partir du coeur non-résolu, ainsi que certains nœuds, notamment à grande distance du coeur au NE (le nord étant en haut et l'est à gauche). L'apparente élongation EW est très certainement due à l'anneau de diffraction de rayon ~ 393 mas.

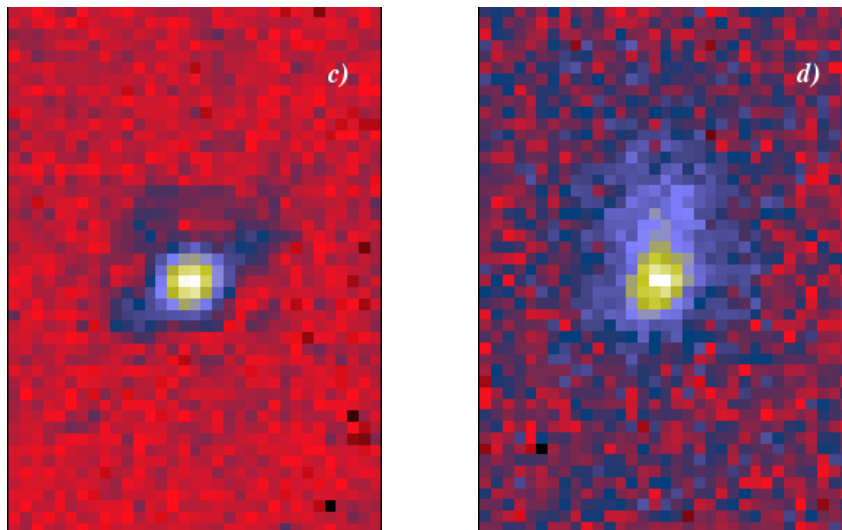


FIG. 6.2 – Images obtenues à $12,8 \mu\text{m}$ avec le mode *BURST* de VISIR. Les images présentées ici ont été normalisées afin de rendre la comparaison possible. *c)* Exemple de pose individuelle sur HD 11353 (temps de pose de 16 ms). L'anneau d'Airy commence à apparaître, attestant des excellentes conditions atmosphériques durant les observations. *d)* Pose individuelle de NGC 1068. L'élongation NS du noyau est déjà clairement visible.

$$V_{t,\lambda}(u, v) = \tilde{O}_\lambda(u, v) = \frac{\tilde{I}_{t,\lambda}(u, v)}{\tilde{T}_{t,\lambda}(u, v)}. \quad (6.2)$$

où $\tilde{}$ se réfère à l'opérateur transformée de Fourier. Avec le mode *BURST* de VISIR que nous avons utilisé ici, le temps de pose des images est très court, permettant de geler la turbulence atmosphérique. On peut alors considérer que ce que nous mesurons sont les distributions d'intensité instantanées $\tilde{I}_{t,\lambda}(u, v)$ normalisées (cf. la remarque en bas de page). Le module de la visibilité est ainsi extrait de la manière suivante :

$$|V_\lambda(u, v)|^2 = |\tilde{O}_\lambda(u, v)|^2 = \frac{\langle |\tilde{I}_{t,\lambda}(u, v)|^2 \rangle_t}{\langle |\tilde{T}_{t,\lambda}(u, v)|^2 \rangle_t}. \quad (6.3)$$

où $\langle \rangle_t$ représente la moyenne temporelle des poses.

6.3 Extraction des visibilitées basses fréquences spatiales sur NGC 1068

Le *seeing* était excellent et très stable pendant la durée des observations de NGC 1068 et la résolution des images atteint la limite de diffraction de l'UT (la qualité des images individuelles – sommes de 5 acquisitions – est notamment visible à la Fig. 6.2 où plusieurs anneaux d'Airy apparaissent clairement). La fonction de transfert monochromatique $\tilde{T}_\lambda(u, v)$ est donc bien estimée à partir des observations de l'étoile étalon (à ce propos, voir aussi la Sect. 3.4.1).

Afin d'extraire et d'étalonner les visibilitées, il est nécessaire de procéder par étape. Tout d'abord, on obtient les visibilitées propres à NGC 1068 et à l'étoile étalon en passant dans le plan de Fourier. La distribution statistique du module du spectre de puissance obtenu n'est pas gaussienne et est biaisée par le signal associé au bruit de photon résiduel, variant de pixel à pixel dans les images. Les estimations de la visibilité (non-étalonnées) de NGC 1068 et de l'étoile étalon étant obtenues d'après la moyenne des modules des spectres de puissance des images, il est nécessaire de débiaiser du bruit de photon. Pour s'en affranchir, on considère le module carré du spectre de puissance des images :

$$\langle |\tilde{I}(u, v)|^2 \rangle_t = \langle |V(u, v)|^2 \rangle_t + \langle |\tilde{B}(u, v)|^2 \rangle_t + 2 \operatorname{Re}\{ \langle VB \rangle_t \} \quad (6.4)$$

Or le dernier terme de la somme est nul puisqu'en moyenne, le bruit de photon (B) s'annule. Les modules de la visibilité de NGC 1068 et de l'étoile étalon, débiaisés du bruit s'écrivent donc simplement :

$$\begin{aligned} |V_\star(u, v)|^2 &= \langle |\tilde{I}_\star(u, v)|^2 \rangle_t - \langle |\tilde{B}_\star(u, v)|^2 \rangle_t \\ |V_{\text{NGC1068}}(u, v)|^2 &= \langle |\tilde{I}_{\text{NGC1068}}(u, v)|^2 \rangle_t - \langle |\tilde{B}_{\text{NGC1068}}(u, v)|^2 \rangle_t \end{aligned} \quad (6.5)$$

où $\tilde{I}_{\text{NGC1068}}$ et \tilde{I}_\star sont les transformées de Fourier de la distribution d'intensité – de NGC 1068 et de l'étoile étalon respectivement – enregistrées dans les images individuelles acquises avec le mode *BURST* de VISIR. $\tilde{B}_{\text{NGC1068}}$ et \tilde{B}_\star sont estimés par les transformées de Fourier du bruit de photon dans les images correspondantes.

Remarques :

- en pratique, puisque les *ciels* acquis lors du *chopping* ne sont pas conservés mais sous-traités directement aux acquisitions de source associées, les cartes de bruit de photons sont extraites de zones des images ne contenant pas d'intensité de la source ;
- Il est à préciser qu'il est nécessaire de normaliser les mesures de la visibilité par sa valeur à la fréquence spatiale nulle $V(0, 0)$. Toutefois, une façon équivalente de procéder revient à normaliser les poses individuelles (par l'intégration de la distribution d'intensité sur toute l'image) avant de passer dans le plan de Fourier.

La visibilité étalonée par la fonction de transfert (estimée par l'intermédiaire des observations de l'étoile de référence) est :

$$|V(u, v)|^2 = \frac{|V_{\text{NGC1068}}(u, v)|^2}{|V_{\star}(u, v)|^2} \quad (6.6)$$

Un avantage important de l'utilisation du mode *BURST* réside dans le grand nombre de poses individuelles qu'il permet d'acquérir. Cela permet d'établir une statistique sur les mesures des modules de la visibilité de NGC 1068 et HD 11353, donc d'y associer des barres d'erreur. Les histogrammes de $|V_{\text{NGC1068}}|^2$ et $|V_{\star}|^2$ sont gaussiens, les barres d'erreur associées sont donc calculées à partir de la dispersion des mesures et de la propagation des erreurs, tel que :

$$\sigma_{|V_{\text{NGC1068}}|^2} = \left(\frac{\sigma(|\tilde{I}_{\text{NGC1068}}|^2)^2}{N} + \frac{\sigma(|\tilde{B}_{\text{NGC1068}}|^2)^2}{N} \right)^{1/2} \quad (6.7)$$

$$\sigma_{|V_{\star}|^2} = \left(\frac{\sigma(|\tilde{I}_{\star}|^2)^2}{N'} + \frac{\sigma(|\tilde{B}_{\star}|^2)^2}{N'} \right)^{1/2} \quad (6.8)$$

où σ se réfère à l'écart-type des quantités entre parenthèses, N et N' aux nombres d'images acquises sur NGC 1068 et sur l'étoile étalon respectivement (c'est-à-dire 2700 et 450 puisque les 13000 et 2200 expositions élémentaires ont été additionnées par groupe de 5).

A partir de cela et afin d'affecter une barre d'erreur à la visibilité étalonée (établie à l'Eq. 6.6), nous avons procédé à un calcul de type Monte-Carlo. Il consiste à générer des nombres aléatoires de distribution gaussienne pour le numérateur et le dénominateur de l'équation 6.6, les écarts-type associés étant donnés par les équations 6.7 et 6.8. A chaque tirage aléatoire, la valeur du rapport des nombres générés pour $|V_{\text{NGC1068}}|^2$ et $|V_{\star}|^2$ est conservée. On obtient de cette manière la distribution statistique du rapport des variables. Son écart-type correspond à la barre d'erreur à 1σ sur $|V(u, v)|^2$. Les barres d'erreur associées aux visibilités ainsi obtenues varient typiquement de 1% à 10% en fonction des fréquences spatiales considérées.

Puisque la distribution d'intensité de la source est bi-dimensionnelle, la visibilité résultante l'est elle aussi. Sa distribution dans le plan (u, v) des fréquences spatiales est présentée à la Fig. 6.3. Elle est symétrique par rapport à la fréquence spatiale nulle puisque les distributions d'intensité de la source sont réelles.

Des coupes de la carte de visibilité (et les barres d'erreur associées) suivant différentes orientations de l'image par rapport à la fréquence spatiale nulle sont proposées aux Fig. 7.1 et 7.2. La convention des orientations dans le plan fréquentiel est la même que celle dans le plan du ciel, c'est-à-dire que les angles à 0° correspondent à l'axe NS et à 90° à l'axe EW. Les coupes de la visibilité sont tracées en fonction de la longueur de base en mètres. Les fréquences spatiales, initialement en radians^{-1} dans le plan de Fourier, ont simplement été converties en mètres par $f = B/\lambda$ (où f est la fréquence spatiale en rad^{-1} , B la "longueur de base" en m et λ la longueur d'onde d'observation en m). La taille d'un fréquel de la visibilité (en rad^{-1}) est au préalable déduite du fait que la plus petite échelle de résolution dans le plan de Fourier correspond à la taille maximale de l'image (et *vice-versa*).

Afin de pouvoir appliquer cette technique interférométrique des tavelures aux images VI-SIR acquises en mode BURST, j'ai développé des algorithmes de traitement en langage IDL.

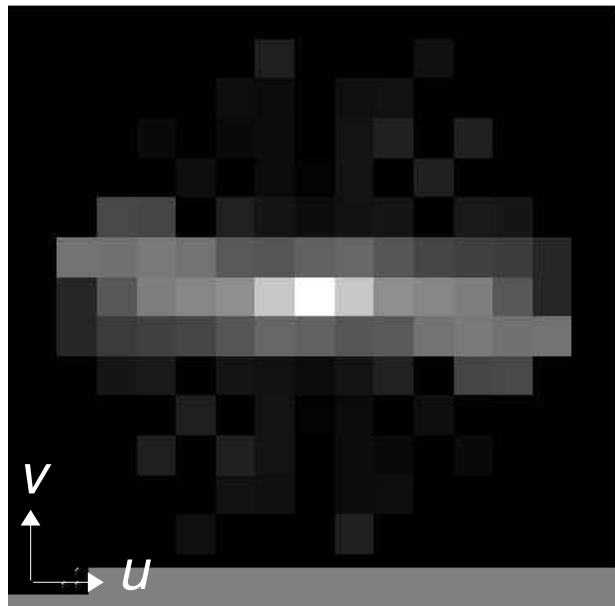


FIG. 6.3 – Carte de visibilités extraite des images VISIR acquises à $12,8 \mu\text{m}$ en mode *BURST*. Les conventions d'axes du plan (u, v) sont indiquées sur la figure. On remarque que la visibilité est particulièrement allongée horizontalement, de manière pratiquement parallèle à l'axe u . Etant donné que la visibilité est la transformée de Fourier de l'intensité de la source, on déduit directement de la présente allure de la visibilité que la source est allongée dans la direction NS dans le plan du ciel.

Une approche complémentaire à la déconvolution

Sommaire

7.1 Les modèles	90
7.1.1 Modélisation en fonction de l'azimut	90
7.1.2 Recherche d'un modèle global	91
7.1.3 Choix d'un modèle global	94
7.2 Description de la source	96
7.2.1 Le cœur MIR	97
7.2.2 La structure allongée dans la direction NS	97
7.2.3 Les structures plus étendues : rapport de flux entre les composantes	98
7.3 Emission de la NLR en bande N	99

Avant de démarrer l'analyse des visibilité obtenues à courtes fréquences spatiales, il convient de rappeler la démarche adoptée par les interférométristes lors de l'ajustement des données. Comme l'on ne connaît pas *a priori* la géométrie de la source, la méthode consiste tout d'abord à ajuster les mesures de visibilité avec un modèle très simple (par exemple un unique disque uniforme). On complique petit à petit le modèle en ajoutant des composantes, en regardant si l'ajustement s'en trouve amélioré ou non. La méthode est itérative et converge finalement vers le modèle reproduisant au mieux les données, tout en gardant un nombre de degrés de liberté suffisant. Ainsi, la première partie de cet exposé est consacrée à l'application de modèles simples, étape nécessaire afin de converger vers un modèle global reproduisant de manière satisfaisante les données. Celui que nous avons finalement adopté nous permet de descendre sous la limite de diffraction d'un UT et de poser des limites en tailles sur les structures du noyau en bande N, non-résolues en imagerie classique.

Ceci est possible grâce à la technique dite de *super résolution* qui est la suivante : à partir des basses fréquences spatiales mesurées, il est possible d'extrapoler aux hautes fréquences spatiales grâce au modèle de distribution spatiale d'intensité de la source ; les informations injectées *a priori* dans le modèle permettent de résoudre des structures plus petites que la limite de diffraction de l'instrument (ici égale à ~ 320 mas à $12,8 \mu\text{m}$ pour une pupille de 8,2 m de diamètre). Cette technique marche tant que le rapport signal sur bruit est assez bon pour que l'on détecte une chute de la visibilité par rapport à 1. C'est ce qui constitue l'un des intérêts majeurs de l'utilisation du mode *BURST* de VISIR. En imagerie classique, une

technique équivalente consiste à détecter la différence de largeur entre la fonction d'étalement d'une source ponctuelle et le pic d'intensité de la source astrophysique.

7.1 Les modèles

7.1.1 Modélisation en fonction de l'azimut

En jetant un œil à la carte 2D de la visibilité obtenue à partir des images VISIR et présentée à la Fig. 6.3, on note son élongation dans une direction quasiment horizontale. Puisque les fréquences spatiales sont les conjuguées des coordonnées spatiales dans le plan du ciel, cela signifie que la source doit être allongée dans la direction NS. C'est effectivement ce que l'on pouvait présager compte tenu de l'élongation NS du noyau de NGC 1068 observée dans l'image de la Fig. 6.1. Des coupes de cette carte, en fonction de l'azimut, sont présentées aux Fig. 7.1 et Fig. 7.2. La différence entre les directions proches de 0° (axe NS) et de 90° (axe EO) y est d'autant plus frappante.

Afin d'extraire les informations contenues dans cette carte de visibilité à très courtes fréquences spatiales, nous avons de nouveau procédé par étape à la manière de notre analyse des données MIDI. Pour déduire les tailles caractéristiques des structures dans le noyau de NGC 1068, nous avons d'abord effectué un ajustement des coupes de la visibilité, suivant chaque orientation individuellement, avec un modèle de simple disque uniforme. Néanmoins, compte tenu de la complexité de la source il s'est avéré qu'au moins deux composantes étaient requises afin d'obtenir un ajustement correct. Ainsi, nous avons considéré un modèle à deux disques uniformes à symétrie circulaire, dont les paramètres libres sont les tailles de chacun des disques uniformes ($\varnothing_1(\theta)$ et $\varnothing_2(\theta)$), et le rapport de flux entre les deux ($\eta(\theta)$), tous dépendants de l'azimut θ .

Les ajustements obtenus sont superposés aux coupes de la carte de visibilité aux Fig. 7.1 et 7.2. Les paramètres optimaux ont été estimés à partir d'une minimisation du χ^2 suivant chaque orientation. Les intervalles de confiance associés aux paramètres correspondent à une variation de 1 par rapport au χ_{\min}^2 . Les valeurs des paramètres optimaux sont données au tableau 7.1. La valeur globale du χ^2 – calculée à partir des χ^2 associés aux ajustements individuels suivant chaque orientation – est donnée par :

$$\chi_{\text{red}}^2 = \frac{1}{N - P_1} \sum_{i=1}^N \left[\frac{V_i^2 - V_{M_i}^2 (\varnothing_1(\theta), \varnothing_2(\theta), \eta(\theta))}{\sigma_i} \right]^2 \quad (7.1)$$

où $(N - P_1)$ est le nombre de degrés de liberté, N est le nombre de points de visibilité ($N = 91$); P_1 est le nombre de paramètres libres : il y a 3 paramètres par orientation et un total de 12 orientations donc $P_1 = 36$; V_i et σ_i sont respectivement les visibilités et les barres d'erreur mesurées à partir de l'analyse *speckle* (voir Sect. 6.3); V_{M_i} sont les visibilités déduites du modèle à deux disques uniformes circulaires avec la convention suivante : $V_M = (V(\varnothing_1) + \eta V(\varnothing_2))/(1 + \eta)$. La valeur minimale du χ_{red}^2 global est ici de 24,9. Cette valeur élevée du χ^2 global s'explique d'une part par le fait que les ajustements ne sont pas parfaits, bien que généralement bons, mais d'autre part par la complexité de la source.

Les tailles des deux composantes (et les barres d'erreurs associées) ainsi déduites en fonction de l'azimut ont été reportées sur l'image *BURST* sommée de la Fig. 7.3. Nous avons ensuite joint les points associés à la grande composante afin de faire ressortir l'allure typique de cette structure (voir les traits verts sur la figure, les points relatifs à la petite composante sont eux en rouge). *N.B.* : pour la superposition, le centre de symétrie considéré est le pixel de maximum de flux de l'image. Bien que l'allure de la composante interne soit quelque peu particulière, cela met en évidence que sa taille est typiquement < 300 mas (c'est-à-dire juste

TAB. 7.1 – Paramètres du modèle à deux composantes, et χ_{red}^2 associés, appliqués en fonction de l'azimut.

Azimut (°)	\varnothing_1 (mas)	\varnothing_2 (mas)	η	χ_{red}^2
0	697	1651	2,7	<0,1
14	<41	1591	4,8	23,3
26	261	1515	3,3	22,5
45	269	1329	2,3	1,1
63	154	1198	0,7	23,4
75	119	1539	0,4	1,3
90	223	1606	0,3	8,5
-14	<25	1601	4,2	49,2
-26	<19	1441	3,4	37,7
-45	<22	1123	2,9	47,2
-63	359	1198	0,6	24,7
-75	291	1300	0,3	33,1

en-dessous de la limite de diffraction de l'UT) et qu'elle est semble-t-il symétrique par rapport à un axe à PA $\sim 80^\circ$. La composante étendue, dont la taille atteint $1,6''$, semble elle plus ou moins circulaire. On se serait *a priori* attendu à observer une extension NS de la source compte tenu de la carte de visibilité. Il est en outre difficile de tirer des conclusions sur la vraie forme de la source avec ce modèle puisqu'il se peut qu'une partie de l'asymétrie soit en fait prise en compte *via* le rapport de flux entre les composantes. Ce dernier est effectivement fortement dépendant de l'azimut, variant de $\sim 0,29$ dans la direction EO à $\sim 4,76$ dans la direction à PA = 14° NE. Pour déduire une géométrie plus réaliste de la source, il est donc nécessaire d'effectuer un ajustement de tous les azimuts simultanément, c'est-à-dire un ajustement global de la carte de visibilité de la Fig. 6.3.

7.1.2 Recherche d'un modèle global

Suite aux précédents résultats et pour essayer de rendre compte de la carte de visibilité de manière globale (et notamment de son asymétrie), nous considérons maintenant des composantes allongées pour la modélisation (les paramètres sont ici indépendants de l'azimut). La première tentative d'ajustement consiste en un modèle à deux disques uniformes, dont l'un est à symétrie circulaire et l'autre à symétrie elliptique. Les paramètres libres sont la taille du premier disque \varnothing , le demi-petit axe a , le demi-grand axe b et l'orientation θ de l'ellipse dans le plan du ciel (la convention utilisée est la même que pour les images : les angles sont positifs du nord vers l'est), et le rapport de flux η entre les deux disques. La fonction de visibilité analytique associée à un disque elliptique orienté à θ est :

$$V(u, v) = 2 \left| \frac{J_1 \left(\pi \sqrt{a^2(u \cos \theta + v \sin \theta)^2 + b^2(-u \cos \theta + v \sin \theta)^2} \right)}{\pi \sqrt{a^2(u \cos \theta + v \sin \theta)^2 + b^2(-u \cos \theta + v \sin \theta)^2}} \right| \quad (7.2)$$

Le modèle ne converge pas vers une solution unique mais vers deux ensembles de paramètres ayant une valeur équivalente du χ_{red}^2 (min) ~ 27 . Ce sont les suivants (dans l'ordre des paramètres cités juste avant) : [$\varnothing=100$ mas ; $a=450$ mas ; $b=1650$ mas ; $\theta=-7^\circ$; $\eta=3,5$] et [$\varnothing=1567$ mas ; $a=100$ mas ; $b=939$ mas ; $\theta=-4^\circ$; $\eta=0,4$]. Cette valeur du χ_{red}^2 est équivalente

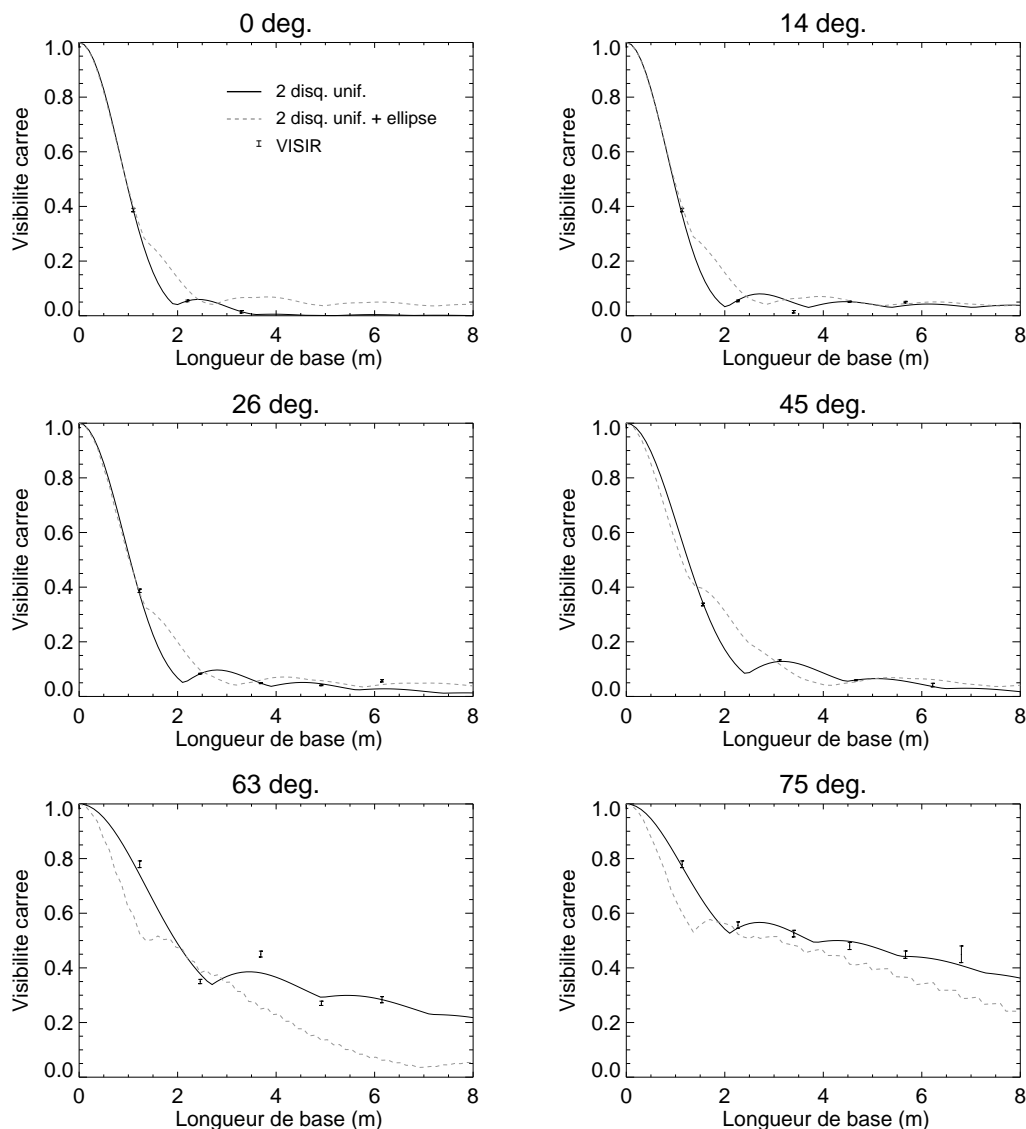


FIG. 7.1 – Visibilités carrées – en fonction de l’azimut (les angles sont positifs du nord vers l’est) – déduites de l’analyse interférométrique du noyau de NGC 1068 obtenues à $12,8 \mu\text{m}$ avec le mode *BURST* de VISIR. Les symboles représentent les barres d’erreur associées. Ces coupes illustrent la chute plus importante de la visibilité suivant l’axe NS (0°) comparé à la direction EO (90°). Cela met en évidence l’élongation NS de la source. *Les courbes noires en traits pleins* correspondent aux ajustements avec le modèle à disques uniformes en fonctions de l’azimut, pour lesquels le χ_{red}^2 global est $\sim 24,9$ (cf. Sect. 7.1.1). *Les courbes grises en tirets* sont associées au modèle à trois disques uniformes dont deux sont à symétrie circulaire et le troisième à symétrie elliptique, exposé à la Sect. 7.1.3. Ce modèle permet de rendre compte de manière globale de la dépendance azimutale de la visibilité. La valeur associée du χ_{red}^2 est de 8,7. Bien que les ajustements avec le premier modèle paraissent meilleurs à première vue, ce n’est en réalité pas le cas du fait du nombre de degré de liberté plus élevé associé au second modèle (84 contre 55). Ainsi, la valeur minimale du χ_{red}^2 associée au modèle global est plus faible que celle associée au premier modèle.

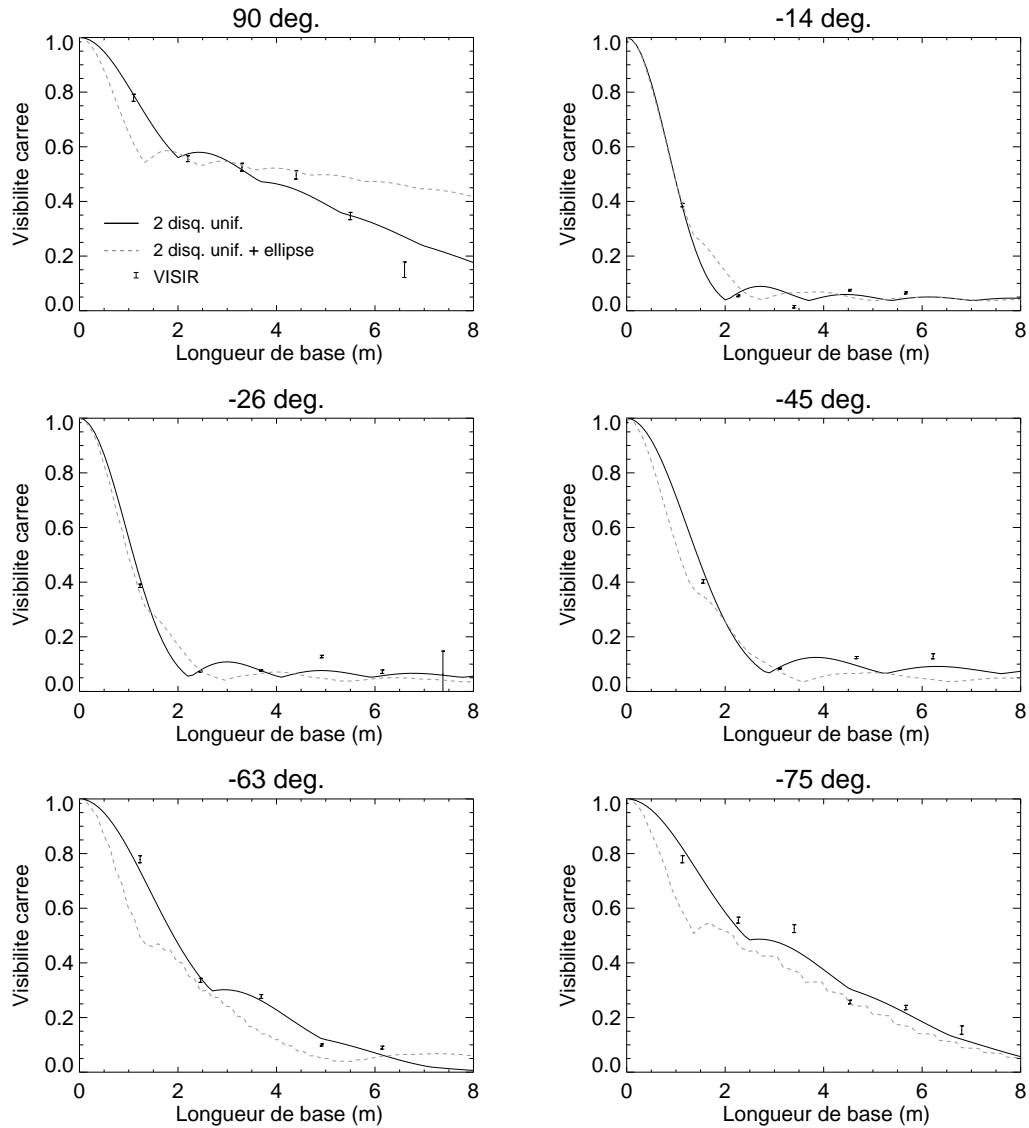


FIG. 7.2 – Suite de la Fig. 7.1.

à celle obtenue avec le modèle à deux composantes circulaires appliqué à chaque orientation individuellement. Ceci s'explique notamment par le fait qu'ici le modèle ne considère que 5 paramètres, contre 36 précédemment, donc le nombre de degrés de liberté est plus important. De plus, ces ensembles de paramètres correspondent approximativement à la même description de la source que celle donnée à la Sect. 7.1.1 puisqu'ils mettent en évidence la présence d'une petite composante dont la taille est de quelques centaines de mas – à la limite de diffraction –, et une composante étendue $\sim 1,5''$. Rappelons également que dans le modèle de la Sect. 7.1.1, l'allongement de la composante étendue était semble-t-il pris en compte par l'intermédiaire de la variation du rapport de flux en fonction de l'azimut.

Il est en outre intéressant de remarquer qu'en ce qui concerne le premier ensemble de paramètres, la composante centrale est non-résolue et entourée d'une structure allongée dans la direction NS qui est elle bien résolue. Pour le second ensemble la description est inversée, puisque c'est la composante centrale qui est allongée (sa largeur est plus petite que la limite de diffraction) et la composante étendue est elle circulaire. L'ajustement ne permet pas de

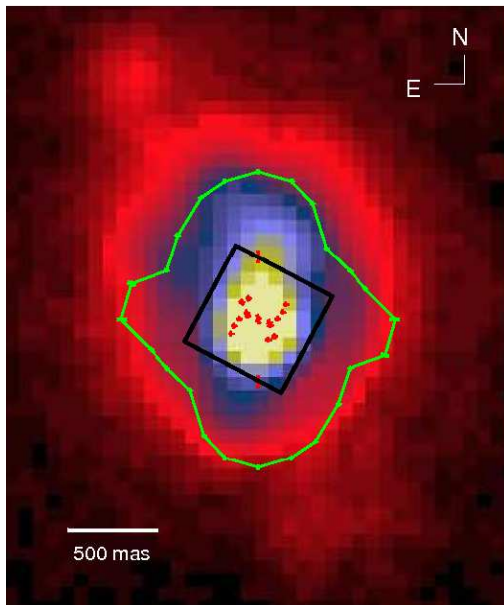


FIG. 7.3 – Comparaison des différentes sources de flux contribuant à l’émission en IR intermédiaire dans le noyau de NGC 1068. L’image de fond est celle obtenue après recentrage et sommation de toutes les poses individuelles acquises à $12,8 \mu\text{m}$ avec le mode *BURST* de VISIR. Y sont superposées les tailles déduites du modèle à deux disques uniformes appliqué aux coupes de la carte de visibilité suivant différents azimuts. Elles ont été reliées dans le cas de la composante étendue afin de mettre en évidence la forme typique de la structure (*en vert* sur la figure ; les points *en rouge* sont associés à la composante compacte). *Le carré noir* indique la position et la taille du masque utilisé lors de la réduction des données MIDI (voir la Sect. 8.1).

choisir entre l’une ou l’autre des descriptions. Des exemples d’ajustements de la visibilité suivant quelques azimuts obtenus avec ce modèle sont présentés à la Fig. 7.4.

Nous avons tenté de lever la dégénérescence en considérant un modèle à deux disques uniformes à géométrie elliptique (les paramètres étant le demi-petit et demi-grand axes de chacun des disques, leur orientation et le rapport de flux entre les deux). Les solutions obtenues avec ce modèle sont quelque peu dégénérées puisque plusieurs ensembles de paramètres mènent à une valeur équivalente du $\min(\chi_{\text{red}}^2)$ (~ 38). Des exemples d’ajustements avec ce modèle sont également présentés à la Fig. 7.4 pour comparaison. Ce modèle rend bien compte des données aux faibles azimuts, mais échoue complètement pour les directions proches de 90° .

7.1.3 Choix d’un modèle global

Ainsi, la source n’est pas bien décrite par un ensemble de disques allongés et nous avons vu que la description de la source est dégénérée lorsqu’on considère un modèle à un disque circulaire et à un disque allongé. Ces scénarios se sont avérés trop simples pour s’adapter aux données recueillies. Il paraît donc nécessaire d’ajouter une troisième composante afin d’améliorer les ajustements, et ainsi mieux contraindre la taille de la composante centrale, qui est *a priori* sous la limite de diffraction du télescope. Le modèle considéré en dernier lieu et finalement adopté prend ainsi en compte trois disques uniformes dont deux sont à symétrie circulaire (de tailles \varnothing_1 et \varnothing_2), tandis que le dernier est à géométrie elliptique (les paramètres

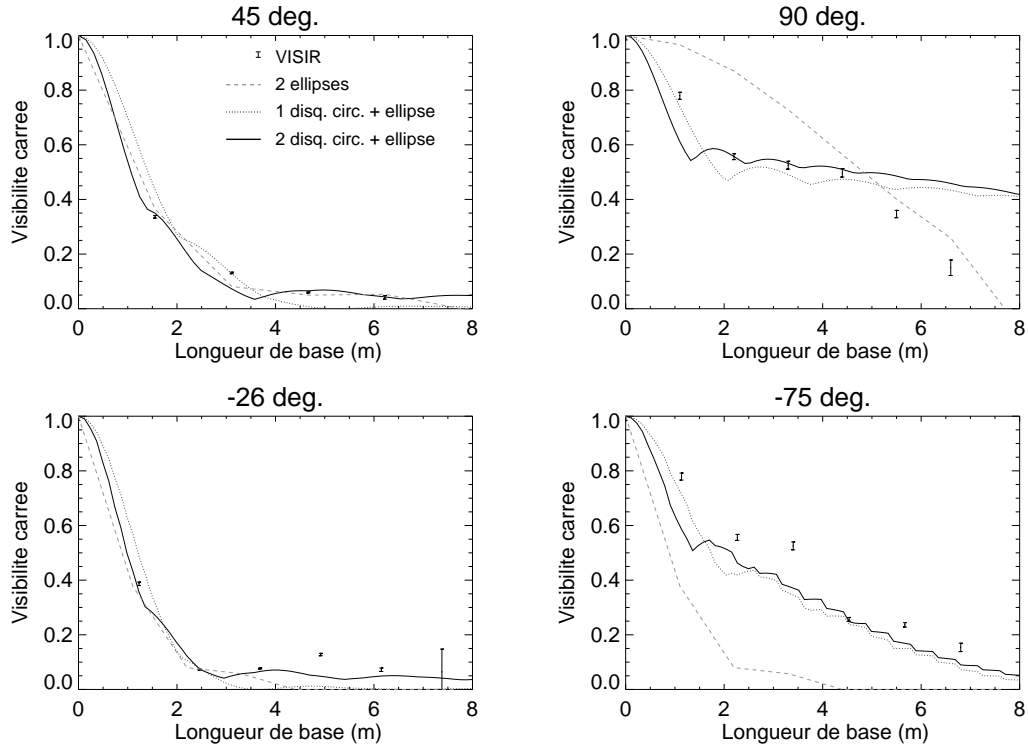


FIG. 7.4 – Exemple de régressions de la visibilité carrée obtenue avec les différents modèles exposés aux Sect. 7.1.2 et 7.1.3 : le modèle à un disque circulaire et un disque elliptique est tracé en *pointillés*, les ajustements sont généralement bons, toutefois ce modèle ne reproduit pas le niveau constant de la visibilité ($\sim 0,1$) entre 3 et 8 m ($\chi_{\text{red}}^2 \sim 27$) ; le modèle à deux disques elliptiques est tracé en *tirets gris*, il rend effectivement compte de la forte chute de visibilité dans les directions à 45° et -26° , mais échoue à reproduire le niveau élevé dans les directions proches de 90° ($\chi_{\text{red}}^2 \sim 38$) ; le dernier modèle, tracé en *trait plein*, est celui à trois composantes (deux circulaires et une elliptique) reproduisant le mieux l'évolution azimutal de la visibilité. L'ajustement n'est pas parfait mais satisfaisant avec un $\chi_{\text{red}}^2 \sim 9$.

qui y sont attachés sont a , b et θ , définis plus haut). L'expression du χ^2 réduit correspondante est la suivante :

$$\chi_{\text{red}}^2 = \frac{1}{N - P_2} \sum_{i=1}^N \left[\frac{V_i^2 - V_{M_i}^2(\mathcal{O}_1, \mathcal{O}_2, a, b, \theta, \eta_1, \eta_2)}{\sigma_i} \right]^2 \quad (7.3)$$

où η_1 et η_2 sont respectivement les rapports de flux entre la petite et moyenne composantes, et entre la moyenne et la grande, $N = 91$ est le nombre de points de visibilité de la carte et $P_2 = 7$ est le nombre de paramètres associés au modèle.

La minimisation du χ_{red}^2 converge vers les valeurs suivantes (les intervalles de confiance sont établis en examinant une variation de 1 par rapport au χ^2) :

- $\mathcal{O}_1 < 85$ mas ($< 6,1$ pc)
- $a < 140$ mas ($< 10,1$ pc)
- $b = 1187 \pm 22$ mas ($85,5 \pm 1,6$ pc)
- $\theta = -3,7 \pm 0,8^\circ$

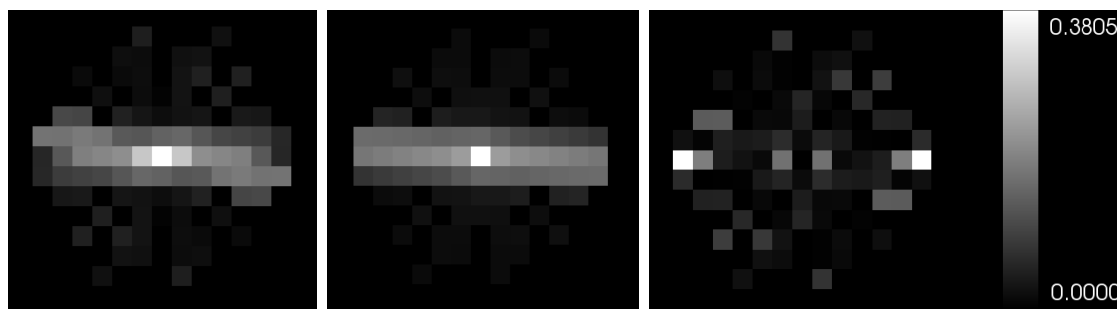


FIG. 7.5 – **Au milieu** : carte de visibilité déduite du modèle global à trois disques uniformes : deux à symétrie circulaire et un à symétrie elliptique. Elle est à comparer à la carte des visibilités mesurées présentée à la Fig. 6.3 (**à gauche** ; seuls les points de données ayant une valeur non-nulle ont été considérés pour l’ajustement). La valeur du χ^2 réduit associée est 8,7. Les valeurs s’échelonnent entre 0 et 1, la valeur de 1 (*en blanc*) correspondant à la fréquence spatiale nulle, ou centre de symétrie de la carte. **A droite** : carte de la valeur absolue des résidus, c’est-à-dire les écarts entre la carte de visibilité mesurée et l’ajustement. L’échelle de couleur associée est présentée à sa droite. Cette dernière carte atteste de la qualité de l’ajustement.

- $\mathcal{O}_2 = 2367 \pm 107$ mas ($170,4 \pm 7,7$ pc)
- $\eta_1 = 3,0 \pm 0,1$
- $\eta_2 = 1,4 \pm 0,1$

Les valeurs de θ_1 et a étant proches de 0, nous avons choisi de donner une limite supérieure associée à ces paramètres puisque la valeur 0 se trouve dans leur intervalle de confiance à 1σ . La carte de visibilité associée à ce modèle est présentée à la Fig. 7.5. La carte des résidus (c’est-à-dire des écarts entre les cartes mesurée et modélisée) est présentée à droite de cette même figure. Les ajustements en fonction de l’azimut sont quant à eux donnés à la Fig. 7.1 et Fig. 7.2. On y voit notamment la comparaison avec le modèle de la Sect. 7.1.1. A l’œil, l’ajustement semble en fait meilleur avec le premier modèle appliqué à chaque orientation indépendamment. Il n’en est rien puisque la valeur du χ^2 réduit associée au modèle global à trois composantes est bien meilleure (égale à 8,7). Ceci s’explique notamment par le nombre de degrés de liberté beaucoup plus grand (55 pour le premier contre 84 pour le second). La Fig. 7.4 propose la comparaison des ajustements obtenus avec les trois modèles considérés dans cette section suivant quelques azimuts. Elle montre que les ajustements avec un disque allongé + un ou deux disques circulaires ne sont pas si différents. Autour de 90° , les modèles sont quasiment équivalents. Ceci tient au fait que le niveau élevé de la visibilité suivant cette direction est essentiellement pris en compte par l’intermédiaire du disque elliptique, composante présente dans les deux modèles. Toutefois, le modèle à trois composantes reproduit mieux le niveau constant de la visibilité entre 3 et 8 m aux relativement faibles azimuts. C’est ce modèle que nous adoptons pour la suite de notre analyse.

7.2 Description de la source

Les paramètres géométriques contraints par ce dernier modèle sont superposés aux images et contours déconvolués de Galliano *et al.* (2005) et Bock *et al.* (2000) respectivement (à gauche et à droite de la Fig. 7.6). Cela permet ainsi de comparer les géométries des contributions principales au flux des structures contenues dans ces images.

7.2.1 Le cœur MIR

L'analyse interférométrique des images VISIR obtenues en mode *BURST* nous a permis d'établir une limite supérieure de ~ 85 mas ($\sim 6,1$ pc) pour la composante interne du noyau. D'une part, c'est un facteur 4 sous la limite de diffraction d'un UT (320 mas à $12,8 \mu\text{m}$) ; d'autre part, c'est bien plus petit que les limites supérieures en taille de 290 mas et 190 mas (20,9 pc et 13,7 pc suivant les axes NS et EW respectivement) établies sur le cœur par Galliano *et al.* (2005, d'après la déconvolution d'images VISIR acquises en mode standard à $12,8 \mu\text{m}$). Cela illustre la possibilité, grâce à la procédure interférométrique que nous avons appliquée aux images acquises en mode *BURST*, de pousser la résolution bien au-delà de la limite de diffraction du télescope.

Compte tenu de la limite supérieure estimée pour la taille de la petite structure, celle-ci est vraisemblablement associée au tore de poussière de NGC 1068. Ce dernier n'a pour l'heure été résolu que par l'intermédiaire de l'interférométrie avec MIDI (cf. la Partie II de cette thèse). La limite établie ici est en très bon accord avec la taille de la couche de poussière de 82 mas (6 pc) que nous déduisons de l'analyse des données MIDI (Poncelet *et al.* 2006). Cette limite est également compatible avec les tailles récemment mises en évidence par l'étude des nouvelles données MIDI obtenues sur NGC 1068 ($\sim 18 \text{ mas} \times 7 \text{ mas}$ ($\sim 1,4 \text{ pc} \times 0,5 \text{ pc}$) pour une composante chaude et $40 \text{ mas} \times 55 \text{ mas}$ ($3 \text{ pc} \times 4 \text{ pc}$) pour une composante tiède de température ~ 300 K, Raban *et al.* 2007). Les résultats déduits des deux approches indépendantes ne sont toutefois pas directement comparables ici puisque les champs de vue de VISIR et de MIDI ne sont pas les mêmes. Une comparaison rigoureuse des données acquises avec les deux instruments fera l'objet du chapitre suivant. Nous ne nous attarderons donc pas plus ici sur le cas de cette composante.

7.2.2 La structure allongée dans la direction NS

L'ellipse rend bien compte des nœuds NE1 et SW1 de l'image déconvoluée de Galliano *et al.* (2005, voir la partie gauche de la Fig. 7.6). Les nœuds ont une largeur à peu près égale à la limite de diffraction de l'UT, tandis que dans le cas de la présente étude – profitant de l'effet de la *super résolution* – l'épaisseur de l'ellipse en mesure à peu près la moitié. Il se peut donc que les nœuds soient en réalité plus fins et que les tailles mesurées par l'intermédiaire de la déconvolution de Galliano *et al.* (2005) soient des limites supérieures.

Dans notre cas, c'est un modèle d'ellipse continue et uniforme qui reproduit le mieux les données alors que c'est un ensemble de nuages dans l'image déconvoluée de Galliano *et al.* (2005). Notre ellipse doit donc être comprise comme un modèle lissant les structures plus fines de l'image. Il est en outre possible que la déconvolution ait suffisamment accentué les fluctuations de la distribution d'intensité des images de manière à produire des nœuds. Si l'on compare les résultats des deux approches avec les contours déconvolués de la Fig. 7.6 (en bas) que nous avons nous-même obtenus – par un algorithme standard de maximum de vraisemblance appliqué à des images VISIR acquises en mode standard à $12,8 \mu\text{m}$ (voir le détail des observations à la Sect. 7.3) –, il apparaît que les structures étendues peuvent effectivement être décrites par un ensemble de nœuds (NE2 à NE4 + SW2). En ce qui concerne l'élongation NS interne du noyau, elle semble effectivement plus fine que la limite de diffraction et les contours apparaissent allongés (la limite de diffraction est indiquée par l'échelle de l'image). Ceci est également soutenu par les contours déconvolués à $12,5 \mu\text{m}$ de Bock *et al.* (2000) auxquels l'ellipse se superpose très bien (voir la partie droite de la Fig. 7.6). Il semble ainsi que les descriptions apportées par la déconvolution d'images d'une part, et le traitement interférométrique d'autre part, soient complémentaires. D'un côté il semble que la déconvolution fasse mieux ressortir les zones d'émission particulières sans toutefois les résoudre, tandis que l'analyse interférométrique apporte de moindres détails mais pousse la résolution beaucoup

plus loin sur la zone centrale.

La structure allongée semble également corrélée aux nuages de gaz A et B cartographiés en [OIII] avec le HST Macchetto *et al.* (1994, à 0,1'' au nord et sud du cœur respectivement), et aux nœuds du continu (*a priori* thermique) en IR proche notés IR-Cn et IR-Cs dans les images NACO déconvoluées de Gratadour *et al.* (2006). La corrélation entre les observations semble indiquer qu'elle est composée de gaz et de poussière de la NLR, située dans ou sur les bords du cône d'ionisation. Il est en outre remarquable que cette composante soit orientée à -4° , c'est-à-dire qu'elle soit alignée avec la base du jet radio. La physique relative à cette composante et à la matière de la NLR sera plus particulièrement abordée au Chap. 11.

7.2.3 Les structures plus étendues : rapport de flux entre les composantes

La composante la plus étendue déduite de l'analyse interférométrique des images mode *BURST* a une taille de 2,4''. Sa largeur est représentée sur les images de la Fig. 7.6. La comparaison avec l'image déconvoluée de Galliano *et al.* (2005) montre que cette composante rend compte des contributions au flux situées à plus grande distance du cœur. Cela concerne plus particulièrement les nœuds NE2 à NE4 et SW2. La géométrie considérée dans notre modèle est évidemment trop simple, mais permet ainsi de prendre en compte l'environnement étendu de manière qualitative. Une description détaillée n'est de toutes façons pas l'objectif de la présente analyse. L'information importante à considérer pour son interprétation est apportée par les rapports entre le flux provenant de l'environnement étendu et le flux des structures plus internes. Pour cela, nous avons comparé les rapports de flux déduits du modèle global à trois composantes, à ceux déduits des précédentes observations acquises à cette même longueur d'onde. Pour mémoire, ils étaient de $3,0 \pm 0,1$ entre le cœur et l'ellipse, et de $1,4 \pm 0,1$ entre l'ellipse et la composante étendue (voir la Sect. 7.1.2).

Dans un premier temps, nous avons effectué la comparaison avec les observations de Bock *et al.* (2000), en associant la composante compacte de notre modèle à la source de flux qu'ils notent *b*. L'ellipse, elle, correspond aux sources de flux notées *a* et *c* de Bock *et al.* (2000, cf. Fig. 7.6 en haut à droite). D'après la densité de flux moyenne qu'ils mesurent pour ces composantes, nous déduisons : $F_{\text{cœur}}/F_{\text{ellipse}} = 2,92$. Ce rapport est en parfait accord avec le rapport de flux que nous déduisons.

De la même manière, nous avons vérifié la cohérence entre notre approche et la procédure de déconvolution appliquée par Galliano *et al.* (2005). Pour cela, nous avons associé notre composante compacte au cœur irrésolu de Galliano *et al.* (2005) et la composante allongée aux nuages SW1 + NE1. La composante étendue à 2,4'' est quant à elle associée aux nuages SW et NE restants de l'image de Galliano *et al.* (2005, NE2 + NE3 + NE4 + SW2). Se basant sur les densités de flux attribuées à chacun des nuages (indiquées au tableau 1 de leur papier), nous avons établi les rapports de flux suivants :

- $F_{\text{cœur}}/F_{\text{ellipse}} = 2,02$
- $F_{\text{ellipse}}/F_{\text{étendue}} = 1,72$

Etant données les incertitudes sur les mesures de la photométrie dans les images déconvoluées de Galliano *et al.* (2005) et la simplicité des structures décrites par notre modèle, ces rapports sont en bon accord avec ceux que nous déduisons (3,0 et 1,4 respectivement). L'écart entre les estimations est plus important en ce qui concerne le premier rapport de flux, c'est-à-dire celui relatif au cœur et à l'ellipse, dont la taille et la largeur EW respectivement sont irrésolus dans les images. L'écart s'explique donc en partie par le fait que les structures de Galliano *et al.* (2005) sont au contraire larges par rapport à la limite de diffraction du télescope. Il se peut que les deux estimations de flux apportées par la déconvolution s'en

trouvent quelque peu affectées. En ce qui concerne le rapport de flux mettant en jeu la structure étendue à $2,4''$, l'accord est meilleur. Cela illustre que la représentation simple sous forme de disque uniforme est tout de même une bonne prise en compte qualitative de la contribution de l'environnement étendu à la distribution d'intensité de l'image.

Nous concluons que notre modèle interférométrique simple a capté la majorité des informations relatives aux tailles et aux rapports d'intensité des structures dans le noyau de NGC 1068. Cette procédure va un pas plus loin par rapport à la déconvolution puisqu'elle apporte un degré de précision supplémentaire grâce à la *super-résolution*. La performance du traitement appliqué aux images *BURST* est particulièrement illustrée par le cœur et la structure allongée dans la direction NS.

7.3 Emission de la NLR en bande N

Regardons maintenant comment les structures mises en évidence précédemment se comparent aux émissions de la NLR sur le reste de la bande N. La comparaison est ici basée sur des images acquises avec le mode standard de VISIR, les nuits du 15 et 22 novembre 2005, dans plusieurs filtres étroits : *PAH1* ($8,59 \mu\text{m}$, $\Delta\lambda = 0,42 \mu\text{m}$), *ArIII* ($8,99 \mu\text{m}$, $\Delta\lambda = 0,14 \mu\text{m}$), *SIV2* ($10,77 \mu\text{m}$, $\Delta\lambda = 0,19 \mu\text{m}$), *PAH2* ($11,25 \mu\text{m}$, $\Delta\lambda = 0,59 \mu\text{m}$), *NeII* ($12,81 \mu\text{m}$, $\Delta\lambda = 0,21 \mu\text{m}$), *NeII2* ($13,04 \mu\text{m}$, $\Delta\lambda = 0,22 \mu\text{m}$). Ces données ont fait partie d'une demande conjointe à de la spectroscopie VISIR dont l'étude est présentée à la Partie IV, obtenues par une collaboration incluant notre équipe à Meudon et celles de Leiden et Heidelberg. Le temps de pose a varié de 16 ms à 625 ms suivant le filtre considéré. La taille d'un pixel est de 75 mas. Pour le détail des conditions d'observation et de réduction des données acquises en imagerie, je renvoie le lecteur à la Sect. 2.1 de l'article inséré en Annexe D.

Les images ne sont présentées ici que pour une comparaison qualitative de l'allure des structures et de leur évolution le long de la bande N. La photométrie n'a pas été étalonnée. Une procédure de déconvolution avec un algorithme standard de maximum de vraisemblance fourni par le logiciel IDL (d'après Varosi et Landsman 1993) a été appliquée. Les images présentées à la Fig. 7.7 correspondent à 100 itérations. Les fonctions d'étalement des étoiles de référence (observées environ une demi-heure avant NGC 1068 pour chacun des filtres) sont données en bas à gauche des images.

Les images déconvoluées montrent l'évolution de la distribution spatiale du continu de la NLR le long de la bande N. Les images prises dans les filtres *PAH1*, *SIV2*, *PAH2* et *NeII2* correspondent à l'émission du continu puisqu'il n'y a pas d'émission de PAH dans les $3''$ centrales (Siebenmorgen *et al.* 2004, Mason *et al.* 2006), et puisque les filtres *SIV2* et *NeII2* sont légèrement décalés en longueur d'onde par rapport aux émissions des raies de [SIV] et [NeII]. Ces images permettent ainsi de cartographier la distribution de la poussière dans le noyau. Les filtres *ArIII* et *NeII* contiennent non seulement l'émission du continu, mais également l'émission des raies d'[ArIII]+[MgVII] et de [NeII] (l'étude de l'émission des raies à travers la NLR fait notamment l'objet de l'étude de la Partie IV). Toutefois, compte-tenu du flux associé à ces raies, il est vraisemblable que la densité de flux du continu domine dans les images. Nous avons d'ailleurs tenté de dissocier l'émission du continu de celle de la raie de [NeII] grâce aux images acquises dans les filtres du *NeII* (contenant *continu+raie*) et du *NeII2* (contenant uniquement le *continu*), mais ceci ne s'est pas avéré concluant.

Dans le filtre de l'*ArIII*, le point source brillant au centre est associé au noyau irrésolu, c'est-à-dire à l'émission du tore de poussière. Les nœuds les plus brillants à $\sim 0,5''$ nord et sud semblent non-résolus dans les deux filtres du *NeII*. Sur toutes les images, nous reconnaissons les mêmes structures que celles présentes dans les images VISIR déconvoluées à $12,8 \mu\text{m}$ par Galliano *et al.* (2005), notamment les nuages NE1 à NE4 et SW1, SW2 (ils sont reportés

sur l'image obtenue à la même longueur d'onde à la Fig. 7.6), ainsi que les nuages et la structure en S mis en évidence dans les images déconvoluées en IR proche par Gratadour *et al.* (2006). Les bords du cône d'ionisation tels que déduits par Capetti *et al.* (1997) sont superposés aux images. L'ouverture et l'orientation semblent généralement en bon accord, et plus particulièrement en ce qui concerne les frontières à l'est. L'émission de la poussière s'étend de manière significative vers le sud-ouest du cœur et du nuage noté NE1. C'est plus particulièrement le cas en ce qui concerne les longueurs d'onde inférieures à $12 \mu\text{m}$. Ceci n'est pas pris en compte par la composante allongée que nous avons obtenue de l'analyse des images VISIR en mode *BURST* car d'une part, la géométrie que nous avons considérée est trop simple, et d'autre part, c'est justement dans le filtre *NeII* que l'émission est la moins étendue vers l'ouest. L'évolution cohérente de l'émission du continu IR le long de la bande N nous montre une nouvelle fois que la structure allongée mise en évidence par l'analyse speckle des images VISIR en mode *BURST* est bien corrélée à l'émission de la poussière dans le noyau.

Remarques :

- La NLR semble plus diffuse dans le filtre *PAH2*. Cette forme semble réelle puisque la *seeing* n'a pas varié entre les observations avec les filtres *SIV2* et *PAH2*. Vues les images de la Fig. 7.7, cela ne semble pas non plus provenir d'une différence majeure entre les fonctions d'étalement de l'étoile de référence observée dans chacun des deux filtres. Nous n'avons pour le moment pas d'explication à l'aspect particulier de NGC 1068 dans le filtre *PAH2*, puisqu'aucune trace de PAH n'a été détectée à ces échelles spatiales dans le noyau. Il serait donc intéressant d'effectuer des observations en spectroscopie sur la NLR de NGC 1068 dans ce filtre.
- Il aurait été intéressant de tenter d'appliquer le même traitement interférométrique à ces images, d'autant plus que certaines ont été acquises avec un temps de pose très court (16 ms ; la turbulence est donc gelée en ce qui les concerne), toutefois ayant été acquises dans le mode standard de VISIR et non dans le mode *BURST* (ou "rafale"), cela ne correspond qu'à très peu de poses individuelles. Il ne serait donc pas possible d'établir une statistique rigoureuse concernant les estimations de la visibilité qui en seraient déduites.
- Sur l'image déconvoluée à $12,8 \mu\text{m}$ présentée à la Fig. 7.6, nous avons également indiqué la disposition du masque utilisé lors de observations avec MIDI. Cet aspect sera développé au chapitre suivant. Il est d'ores et déjà à noter que non seulement la composante compacte ($< 85 \text{ mas}$) associée au tore de poussière entre dans le champ de vue de MIDI délimité par le masque, mais également une fraction non négligeable de la composante allongée (nous en verrons les conséquences par la suite).

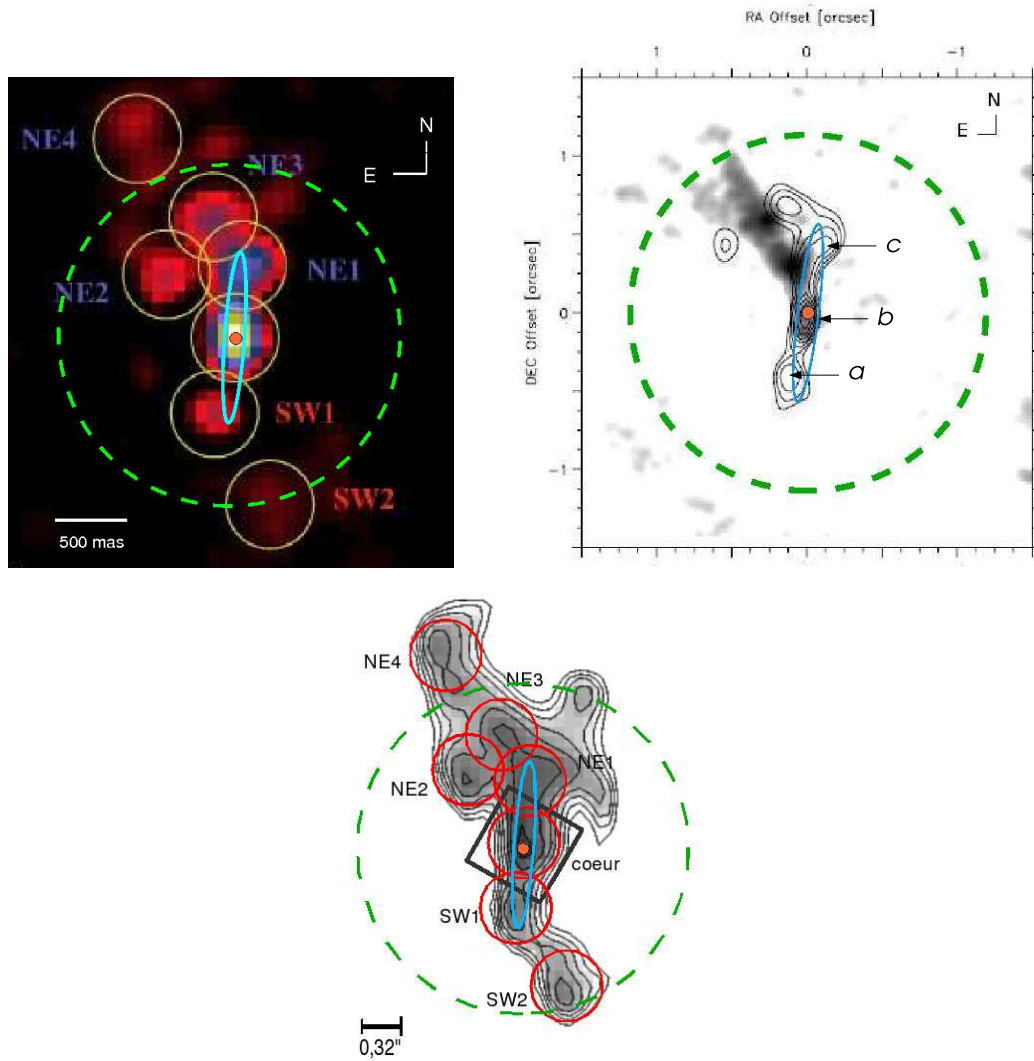


FIG. 7.6 – **En haut à gauche** : comparaison entre les structures déduites du modèle global à trois disques uniformes que nous avons adopté (cf. Sect. 7.1.3) et l'image VISIR obtenue en mode standard à $12,8 \mu\text{m}$ déconvoluée par Galliano *et al.* (2005). **En haut à droite** : la même comparaison est effectuée mais avec les contours de l'image déconvoluée à $12,5 \mu\text{m}$ de Bock *et al.* (2000, d'après des observations avec Keck 2), et avec la carte radio à 5 GHz de Gallimore *et al.* (1996, en échelle de gris sur la figure). La structure délimitée par les tirets verts correspond à la composante la plus étendue, l'ellipse bleue à la composante allongée et orientée à P.A. $\sim -4^\circ$ de taille $(< 140) \text{ mas} \times 1187 \text{ mas}$ du modèle global, et la composante orange centrale représente le disque uniforme interne dont la taille maximale est contrainte à 85 mas. Cette dernière composante est donc associée au *tore de poussière* résolu en interférométrie avec MIDI. **En bas** : même comparaison mais avec l'image acquise en mode standard avec VISIR à $12,8 \mu\text{m}$ ici déconvoluée avec un algorithme standard de maximum de vraisemblance (cf. Sect. 7.3). En plus des composantes du modèle global, y sont superposés les nœuds NE1 à NE4 et de SW1 à SW2 correspondant aux structures de l'image déconvoluée de Galliano *et al.* (2005). Le carré gris foncé de $0,6'' \times 0,6''$ et incliné à -30° correspond au champ de vue de l'instrument MIDI (considéré au Chap. 8). Cette comparaison illustre la cohérence des différentes procédures appliquées aux images obtenues en IR intermédiaire avec VISIR du VLT d'une part (en mode standard et en mode *BURST*), et avec le télescope Keck 2 du Mauna Kea d'autre part. Elle illustre en outre l'intérêt de l'analyse speckle appliquée aux images acquises en mode *BURST* puisqu'elle permet un énorme gain en résolution sur la zone centrale dominant le flux.

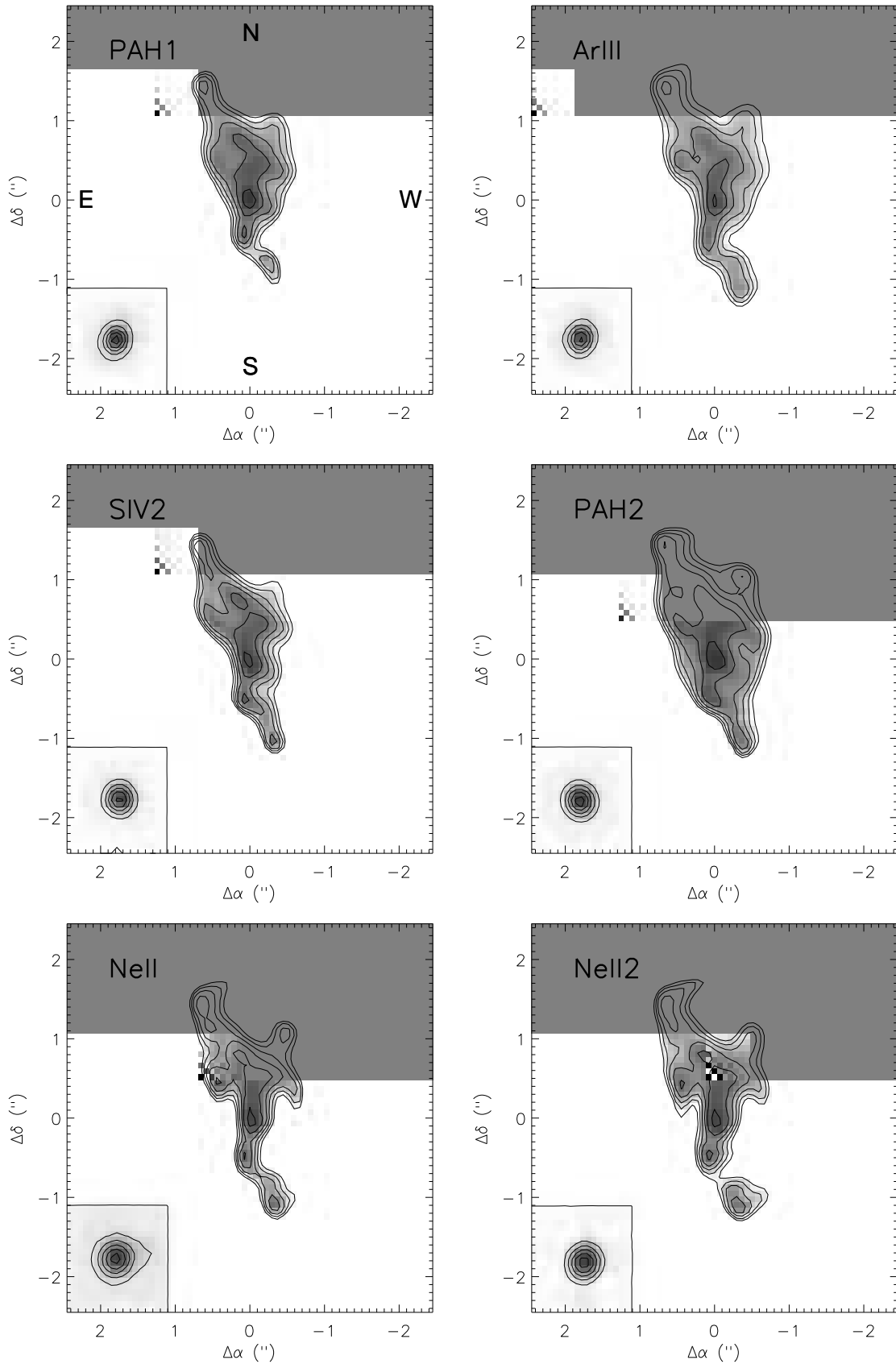


FIG. 7.7 – Images VISIR obtenues en mode standard dans 6 différents filtres étroits le long de la bande N : *PAH1* (8,59 μm), *ArIII* (8,99 μm), *SIV2* (10,77 μm), *PAH2* (11,25 μm), *NeII* (12,81 μm), *NeII2* (13,04 μm). Les contours de flux associés aux fonctions d'étalement des étoiles de référence dans chacun des filtres sont donnés dans les cadres en bas à gauche des images.

CHAPITRE 8

Comparaison aux données MIDI

Sommaire

8.1	Confrontation aux observations MIDI	104
8.1.1	Comment réussir à comparer les visibilités MIDI et VISIR?	104
8.1.2	Le liens entre les observations MIDI et VISIR	106
8.1.3	Discussion	107
8.2	Conclusion sur l'analyse interférométrique des images <i>BURST</i>	110

Les résultats obtenus précédemment ont non seulement permis de valider le traitement interférométrique appliqué aux images de NGC 1068 acquises avec le mode *BURST*, mais montrent également combien la procédure est puissante puisqu'elle permet de déduire des tailles inférieures à la limite de diffraction d'un UT du VLT. Ces conclusions sont importantes car elles prouvent que la comparaison entre les visibilités à très basses fréquences spatiales avec celles obtenues à plus hautes fréquences avec MIDI ne sera pas vaine, et au contraire, pourra apporter des contraintes additionnelles à la description du tore de poussière actuellement dégénérée (cf. la Partie II de cette thèse).

Le traitement que nous allons présenter ici s'appuie sur l'analyse faite au chapitre précédent mais n'est toutefois pas exactement le même. Il doit en effet être ajusté afin de prendre en compte le champ de vue de MIDI qui est en réalité restreint par rapport à celui de VISIR. Nous exposons donc dans un premier temps le traitement qu'il est nécessaire de suivre pour une comparaison rigoureuse des visibilités basses et hautes fréquences spatiales mesurées avec MIDI. Nous discutons ensuite les implications et les résultats apportés par ce second traitement.

Les conclusions relatives à l'étude complète des images acquises avec le mode *BURST* sont données à la fin du chapitre.

8.1 Confrontation aux observations MIDI

8.1.1 Comment réussir à comparer les visibilitées MIDI et VISIR ?

Afin de pouvoir associer de manière rigoureuse les visibilitées déduites des images VISIR aux données MIDI, il est nécessaire de traiter les images comme dans les conditions d'acquisition et de traitement des données interférométriques. Cela signifie qu'il est nécessaire de prendre certains facteurs en compte, tels que le champ de vue de MIDI, et de débiaiser de l'effet de pixelisation des images. Les visibilitées extraites précédemment à la Sect. 6.3 correspondent en effet au champ de vue de VISIR (c'est-à-dire plusieurs secondes d'angle). Le champ de MIDI est quant à lui plus petit et il est nécessaire de considérer cette différence dans le nouveau traitement des visibilitées aux basses fréquences spatiales. Le champ de MIDI est d'abord limité lors des observations par une fente se trouvant dans le plan image, de taille $0,6'' \times 2''$ et orientée à $PA = -30^\circ$, se trouvant. Ensuite, lors de la réduction des données (voir la Sect. 3.3.3), on applique le masque de largeur $0,6''$ ($\sim 2 \lambda/D$). Ce dernier est également appliqué dans le plan image. Ainsi, le champ de vue final associé aux données MIDI est équivalent à une fenêtre de $\sim 0,6'' \times 0,6''$, centrée sur le maximum de flux, et orientée à $PA = -30^\circ$. L'aire correspondante est représentée par le carré noir sur les images des Fig. 7.3 et 7.6.

Les spectres de puissance, obtenus après passage des images dans le plan de Fourier, sont dans un premier temps corrigés des effets de la pixelisation. Pour cela, on divise les modules des spectres de puissance par la fonction de transfert du pixel. Celle-ci est simplement obtenue en considérant le pixel comme un filtre spatial de largeur 75 mas (c'est-à-dire la taille d'un pixel) dans le plan image.

Ensuite, opération plus délicate, il est nécessaire de prendre en compte le masque utilisé dans le cas des données MIDI. Ici, nous conservons non seulement le module débiaisé de la visibilité, mais également la phase de la visibilité complexe, c'est-à-dire l'information relative à la disposition des structures dans l'image. Cela nous permet ainsi de positionner correctement le masque sur le maximum de flux des images. Les visibilitées complexes moyennées de NGC 1068 et de l'étoile étalon s'écrivent maintenant :

$$S_{\text{NGC1068}}(u, v) = |V_{\text{NGC1068}}(u, v)| \times e^{-i \Phi_{\text{NGC1068}}} \quad (8.1)$$

$$S_{\star}(u, v) = |V_{\star}(u, v)| \times e^{-i \Phi_{\star}} \quad (8.2)$$

où $|V_{\text{NGC1068}}(u, v)|$ et $|V_{\star}(u, v)|$ sont les modules des spectres de puissance des images de NGC 1068 et de HD 11353 respectivement, $|V_{\text{NGC1068}}(u, v)|^2$ et $|V_{\star}(u, v)|^2$ ayant été préalablement débiaisés du bruit de photon (comme à la Sect. 6.3). Φ_{NGC1068} et Φ_{\star} sont les phases des spectres de NGC 1068 et de l'étoile étalon respectivement.

Les spectres à deux dimensions ainsi obtenus sont mis à zéro après la fréquence de coupure du télescope (D/λ). Afin de sur-échantillonner, les cartes de visibilité 32×32 originales (nombre de pixels initialement conservés dans les images) sont agrandies à une taille de 256×256 en remplissant les espaces vides avec des zéros. Cela revient à une interpolation entre les pixels dans le plan image. La nouvelle taille angulaire d'un pixel est ainsi $75 \text{ mas}/8 = 9,4 \text{ mas}$. Le masque MIDI (rendant compte simultanément de la fente $2'' \times 0,6''$ orientée à -30° et du masque de largeur $0,6''$ utilisés pour les données MIDI, c'est-à-dire finalement de la fenêtre de $(0,6'')^2$ orienté à -30°) est directement codé en une image 256×256 . Son spectre s'écrit :

$$S_{\text{masque}}(u, v) = |V_{\text{masque}}(u, v)| \times e^{-i \Phi_{\text{masque}}} \quad (8.3)$$

Etant donné que le masque MIDI est appliqué dans le plan image et afin de le prendre en compte dans les images VISIR, il est nécessaire de multiplier l'image du masque aux images

de NGC 1068 et de l'étoile étalon. Nous avons ici procédé de manière équivalente en effectuant une concolution entre le spectre du masque et les spectres moyens de NGC 1068 et de l'étoile étalon. La carte de visibilité à très faibles fréquences spatiales directement comparable aux données MIDI est ainsi donnée par l'intermédiaire du rapport suivant :

$$|V(u, v)| = \frac{|S_{\text{NGC1068}}(u, v) * S_{\text{masque}}(u, v)|}{|S_{\star}(u, v) * S_{\text{masque}}(u, v)|} \quad (8.4)$$

où * se réfère à l'opérateur de convolution.

Cette carte correspond à une couverture complète du plan (u, v) de la fréquence spatiale nulle à la fréquence de coupure du télescope. Les observations MIDI de 2003 ne correspondent toutefois qu'à des orientations de 0° et très proches de -45° des bases de l'interféromètre. L'association des visibilités MIDI et VISIR n'est donc possible que suivant ces deux azimuts particuliers. Par conséquent, nous n'avons plus considéré que les coupes de la carte de la visibilité suivant ces deux orientations. Elles sont présentées à la Fig. 8.1.

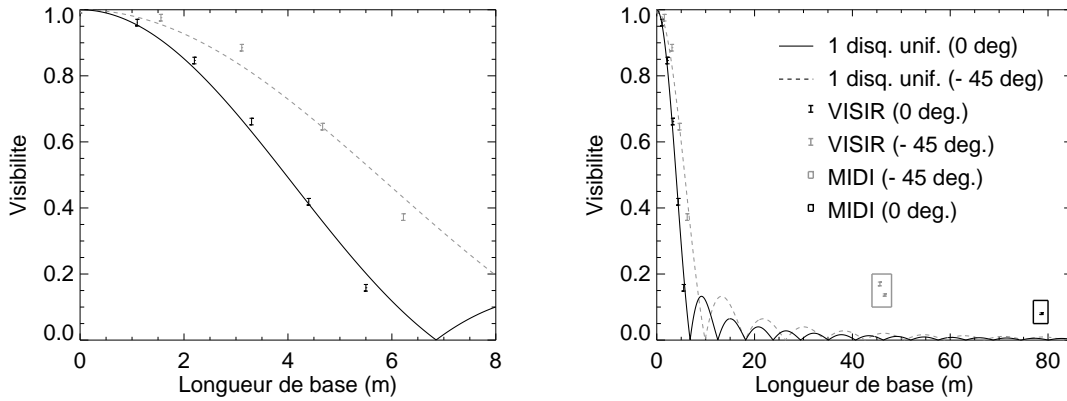


FIG. 8.1 – Mesures de la visibilité à basse fréquence spatiale obtenues à partir du traitement des images VISIR mode *BURST* prenant en compte le masque relatif aux données MIDI. Ici seules les coupes correspondant aux azimuts des bases des données MIDI de 2003 ont été représentées (c'est-à-dire 0° et proche de -45°). **A gauche** : ajustement par un modèle à un disque uniforme circulaire, de taille 470 mas et 230 mas suivant les directions à 0° (*en trait plein noir*) et -45° (*en tirets gris*) respectivement. L'ajustement à 0° , rendant très bien compte des mesures de visibilités, a été utilisé afin d'associer une barre d'erreur qualitative aux mesures ($\sim 0,026$). **A droite** : Comparaison avec les hautes fréquences spatiales acquises avec MIDI. Les points correspondant à un azimut de -45° et à une longueur de base de 45-46 m sont repérés par le *carré gris* ; et celui à 0° et 78 m est repéré par le *carré noir*.

Afin de calculer les barres d'erreur associées aux mesures de la visibilité, il est ici difficile d'appliquer le même traitement qu'à la Sect. 6.3. Malgré la très bonne qualité des poses individuelles avec le mode *BURST*, le rapport signal sur bruit est assez faible. Cela provoque un bruit important dans les phases des spectres de puissance des images individuelles. Il en résulte que le sur-échantillonnage des poses individuelles n'apporte pas toujours un résultat satisfaisant et il est dangereux d'en déduire une statistique. Nous avons donc estimé une barre d'erreur "qualitative" de la façon qui suit. Il apparaît que les coupes de la visibilité suivant les orientations à 0° et -45° ont l'allure typique de la fonction de visibilité associée à un disque uniforme (voir la Fig. 8.1). Nous avons procédé à des ajustements par ce modèle simple. Le modèle s'applique très bien aux données relatives à l'orientation à 0° . Pour obtenir une barre

d'erreur caractéristique, nous avons donc forcé le χ_{red}^2 de l'ajustement suivant cette direction à valoir 1. Cela revient à considérer que ce modèle est le bon et que les barres d'erreur à 1σ sont les écarts statistiques entre l'ajustement et les mesures de la visibilité. La valeur moyenne de la barre d'erreur ainsi obtenue vaut 0,026. Nous l'avons appliquée à toutes les mesures de la visibilité entre 0 et 8 m suivant les deux orientations (voir la Fig. 8.1). Cette valeur doit être considérée comme une estimation qualitative.

En conséquence, j'ai développé en IDL les algorithmes associés à ce traitement particulier des images VISIR mode BURST permettant de déduire les visibilités à très courtes fréquences spatiales directement comparables aux données MIDI.

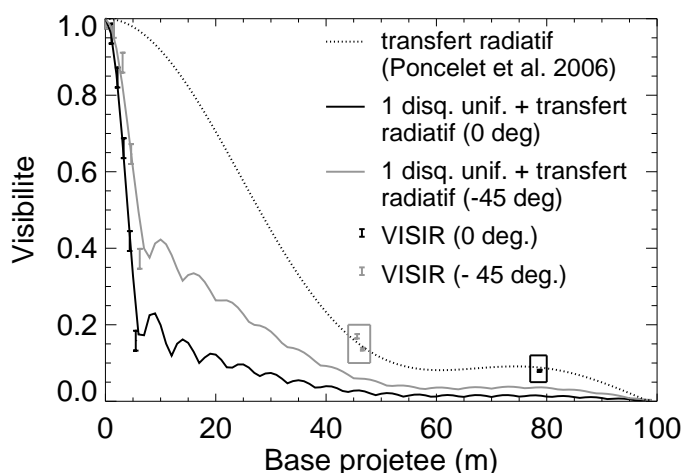


FIG. 8.2 – Comparaison entre les points de visibilité MIDI à $12,8 \mu\text{m}$ (ceux à 45 m sont repérés par le *carré gris* et celui à 78 m est repéré par le *carré noir*) et les visibilités à faibles fréquences spatiales déduites des images mode *BURST* de VISIR (points entre 0 et 8 m ; en considérant le masque de MIDI et en traitant les images comme dans les conditions d'acquisition des données MIDI). Le modèle à deux disques uniformes (*courbes noire et grise*) doit être comparé au modèle de transfert radiatif appliqué aux données MIDI (*courbe en pointillés* ; voir la Partie II de cette thèse). Pour tenter de rendre compte de la chute importante de la visibilité à faible fréquence spatiale, nous avons ajouté une composante étendue autour du tore de poussière. La figure montre qu'il n'est toutefois pas possible de reproduire ainsi simultanément les deux jeux de données. Un modèle plus complexe sera nécessaire pour y parvenir. Les tailles de la composante étendue sont ~ 600 mas et ~ 300 mas suivant les directions à $\text{PA} = 0^\circ$ et $\text{PA} = -45^\circ$ respectivement.

8.1.2 Le liens entre les observations MIDI et VISIR

La Fig. 8.1 nous montre la comparaison entre les visibilités à basses fréquences spatiales obtenues avec VISIR en incluant le masque de MIDI, et les hautes fréquences spatiales mesurées avec MIDI. Le modèle de transfert radiatif à travers la couche de poussière – exposé à la Sect. 5.2 de la Partie II – y est également superposé. La comparaison avec ce dernier illustre que la chute abrupte de la visibilité à très faibles fréquences spatiales était inattendue et souligne combien ces points sont importants pour la modélisation des données interférométriques longues bases.

D'une part les courbes de visibilités à courtes bases sont bien reproduites par un modèle de disque uniforme de taille ~ 470 mas et ~ 230 mas suivant les directions à $\text{PA} = 0^\circ$ et

-45° respectivement. D'autre part, les visibilités MIDI à hautes fréquences spatiales sont bien reproduites par le modèle de transfert radiatif à travers une couche de poussière s'étendant de 35 mas à 82 mas. En considérant ces deux éléments, nous avons tenté d'ajuster les deux jeux de données hautes et basses fréquences spatiales simultanément en conservant les paramètres optimaux associés au modèle de couche de poussière déduits à la Partie II, mais en ajoutant une composante (un disque uniforme) plus étendue autour. Les deux seuls paramètres libres sont ainsi la taille du disque étendu et le rapport entre le flux de la couche et le flux du disque. Les ajustements correspondants, présentés à la Fig. 8.2, ne décrivent que partiellement les visibilités : bien que ce modèle *ad hoc* reproduise effectivement la chute importante de la visibilité aux faibles longueurs de bases, il échoue à reproduire les données MIDI aux hautes fréquences spatiales (voir les points à 45 m et 78 m sur la figure). Il serait nécessaire de tenter un nouvel ajustement en considérant également les paramètres associés à la couche de poussière comme des paramètres libres. Cependant, ceci n'est pas possible dans le cadre de la présente étude car elle ne s'appuie que sur des images obtenues dans le filtre du *NeII* à 12,8 μm de VISIR d'une part, et seulement sur deux orientations de la base en ce qui concerne les données MIDI. Le nombre de points ne serait donc pas suffisant pour contraindre un si grand nombre de paramètres libres.

Ce que nous avons tout de même tenté, c'est d'ajuster de manière simultanée les deux jeux de données avec un modèle simple de deux disques uniformes, en ne considérant plus le modèle de transfert radiatif. Le but de cette manœuvre est de quantifier la fraction de flux propre au tore de poussière, par rapport à la fraction de flux étendu entrant tout de même dans le champ de vue de MIDI. Les paramètres libres sont la taille des disques et le rapport de flux entre eux. Le modèle a été appliqué à 0° et -45° indépendamment. Dans les deux cas, il semble que le disque interne soit irrésolu et l'on peut estimer une limite supérieure sur sa taille d'environ 21 mas d'après la barre d'erreur à 1σ associée à ce paramètre. La composante étendue a une taille de 479 ± 17 mas le long de la direction NS et $\sim 350 \pm 9$ mas suivant l'autre direction à -45°. Les rapports de flux entre les deux composantes sont 12 ± 5 et 6 ± 2 suivant les deux directions respectivement. Ces paramètres correspondent à une valeur minimale du χ_{red}^2 global de 3,42 (les ajustements sont présentés à la Fig. 8.3).

8.1.3 Discussion

L'étude simultanée des visibilités à hautes et basses fréquences spatiales à 12,8 μm montre qu'il y a deux structures principales apparaissant dans le champ de vue de MIDI. Une première, compacte, de taille $\lesssim 20$ mas ($\lesssim 1,5$ pc), est entourée par une seconde plus étendue et légèrement allongée de 480 mas (34,6 pc) à $\text{PA} = 0^\circ$ et 350 mas (25,2 pc) à $\text{PA} = -45^\circ$ (le rapport de taille est de $\sim 27\%$ entre les deux directions).

Compte tenu de sa taille, il apparaît que la composante compacte est directement associée au tore de poussière de NGC 1068 résolu avec MIDI. Cette composante apparaissait déjà dans le premier traitement des images *BURST*, par l'intermédiaire de la composante interne dont la limite supérieure en taille a été contrainte à 85 mas (6,1 pc ; voir la Sect. 7.1.2). Ici, sa taille est bien inférieure à celles déduites par le modèle de transfert radiatif appliqué aux données MIDI seules (35 mas et 82 mas, c'est-à-dire 2,5 pc et 6 pc ; cf. Partie II de cette thèse). Cela s'explique d'une part par le fait que le modèle considéré ici est bien plus simple que le modèle de transfert radiatif ; et d'autre part – et c'est ce qui constitue le résultat principal de cette étude – par l'environnement direct de la composante compacte, qui est pris en compte par l'intermédiaire du disque uniforme étendu dont la taille est $\gtrsim 350$ mas ($\gtrsim 25,2$ pc). Il entre donc dans le champ de vue de MIDI, lequel est limité à une fenêtre de $(0,6'')^2$. Si l'on se base sur le rapport de flux obtenu entre la composante compacte (c'est-à-dire le tore) et la composante étendue (c'est-à-dire son environnement), la première ne contribue qu'à $\lesssim 20\%$

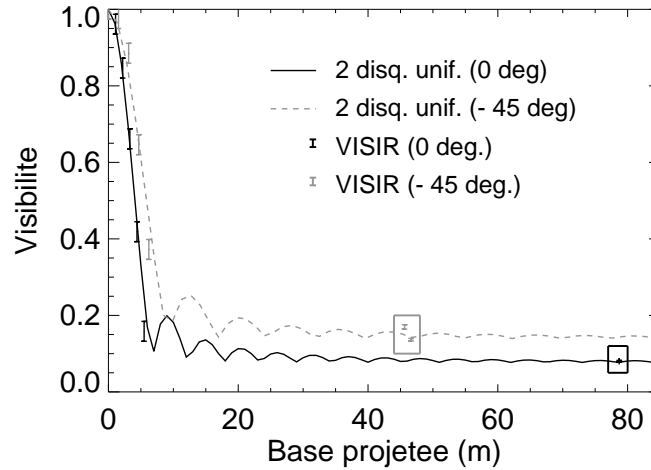


FIG. 8.3 – Comparaison entre les visibilités MIDI à $12,8 \mu\text{m}$ (ceux à 45 m sont repérés par le carré gris et celui à 78 m est repéré par le carré noir) et les points à basses fréquences spatiales déduits de l’analyse des images mode BURST de VISIR, incluant le masque MIDI (voir Sect. 8.1). La figure illustre le bon ajustement des deux jeux de données par un modèle simple à deux disques uniformes. Les courbes noire en trait plein et grise en tirets correspondent ainsi à un modèle à deux disques uniformes, appliqué suivant chacune des directions à 0° et -45° indépendamment, dont les paramètres optimaux associés sont : $\varnothing_1(0^\circ)$ et $\varnothing_1(-45^\circ) < 21 \text{ mas}$, $\varnothing_2(0^\circ) = 479 \pm 17 \text{ mas}$, $\varnothing_2(-45^\circ) = 350 \pm 9 \text{ mas}$, $\eta(0^\circ) = 12 \pm 5$ et $\eta(-45^\circ) = 6 \pm 2$.

du flux total entrant dans le champ de vue de MIDI. C’est ce qui cause particulièrement la chute abrupte de la visibilité à très courtes fréquences spatiales. La contribution étendue au flux ne peut donc pas être négligée lors de la modélisation des données MIDI seules !

L’analyse de nouvelles données MIDI – obtenues par une collaboration impliquant Leiden, Heidelberg et notre équipe de Meudon en 2005 et 2006 et qui correspondent à une couverture du plan (u, v) bien plus importante que celle des données de 2003 (longueurs de base couvertes entre 33 m et 130 m et azimuts variant essentiellement de 8° à -80° de v vers u) – indiquent une taille du tore interne de $\sim 19 \text{ mas} \times 6 \text{ mas}$ ($\sim 1,4 \text{ pc} \times 0,5 \text{ pc}$ Raban *et al.* 2007). Pour les grandes bases ($\gtrsim 80 \text{ m}$), seule cette composante est requise pour l’ajustement, tandis qu’aux bases plus courtes, une structure plus étendue apparaît, de taille $42 \text{ mas} \times 55 \text{ mas}$ ($3 \text{ pc} \times 4 \text{ pc}$) et dont l’influence est de plus en plus marquée à mesure que la base est courte. Ici, c’est également cet effet que nous mettons en évidence grâce à l’étude conduite avec VISIR. Aux très courtes longueurs de base, l’influence de l’environnement du tore est prédominante (83% de la densité de flux).

En IR proche, l’interférométrie des tavelures pose une contrainte sur la taille de la structure compacte de $18 \text{ mas} \times 39 \text{ mas}$ ($2,8 \text{ pc} \times 1,3 \text{ pc}$), orientée à PA $\sim 16^\circ$ (Weigelt *et al.* 2004). Quant à la déconvolution, appliquée à des images NACO, elle indique des tailles de 30 mas ($2,2 \text{ pc}$ suivant la direction NS) et $< 15 \text{ mas}$ ($< 1,1 \text{ pc}$ suivant la direction EO) en bande K, et $\sim 50 \text{ mas}$ ($\sim 3,6 \text{ pc}$) dans les bandes L et M. Compte tenu de ces résultats et ceux apportés par les nouvelles données MIDI, il semble que la structure compacte de taille $\lesssim 20 \text{ mas}$ ($\lesssim 1,4 \text{ pc}$) que nous mettons en évidence soit effectivement associée au tore de poussière. Cela montre d’une part les performances que permettent d’atteindre le mode BURST de VISIR et d’autre part la nécessité d’allier les données VISIR aux données MIDI, les deux ensembles étant riches en informations.

La composante compacte est directement interprétable. Mais qu'en est-il de la structure allongée contribuant à plus de 80% du flux vu par MIDI ? Elle a une taille de $479 \text{ mas} \pm 17 \text{ mas}$ ($34,5 \text{ pc} \pm 1,2 \text{ pc}$) dans la direction NS et $350 \pm 9 \text{ mas}$ ($25,2 \text{ pc} \pm ,5 \text{ pc}$) à $PA = -45^\circ$. A la manière de la composante allongée révélée par le traitement des images *BURST* en considérant le champ complet de l'image (voir la Sect. 7.1.2), elle paraît plus étendue dans la direction NS. Il semble donc que cet environnement direct du tore de poussière ne soit rien d'autre que la poussière située à la base du cône d'ionisation. Si l'on se réfère à la Fig. 7.6, on voit en effet qu'une fraction non négligeable de l'ellipse entre dans le champ de MIDI (délimité par la fenêtre noire). Outre l'imagerie, en spectroscopie l'évolution du profil d'absorption des silicates le long du cône d'ionisation montre que de la poussière est effectivement présente dans les $0,6''$ centrés sur le coeur de NGC 1068 (à l'intérieur du champ de vue de MIDI Mason *et al.* 2006, Rhee et Larkin 2006). Nous ré-aborderons de manière plus détaillée la physique de la matière constituant le cône au Chap. 11.

Nous montrons donc que la chute importante de la visibilité à courtes fréquences spatiales apporte une contrainte additionnelle sur les tailles et change quelque peu les résultats obtenus à partir des données MIDI seules. Mais qu'en est-il de la température de la couche ? Est-elle elle aussi affectée ? La réponse est oui, mais de manière moindre puisque comme nous l'avons vu à la Sect. 4.3 de la partie II, les températures sont déduites en partie de l'ajustement de la densité de flux, pas seulement des mesures de visibilité. Pour le quantifier, nous avons reproduit la densité de flux du coeur de NGC 1068 par un spectre de corps noir dont nous avons contraint la taille à 35 mas ($2,5 \text{ pc}$, la taille du corps noir interne dans le modèle de transfert radiatif). La température correspondante est de 333 K . Si l'on considère maintenant une taille de 21 mas ($1,4 \text{ pc}$, celle de la composante compacte ici), le température du corps noir est de 432 K . Il y a une différence d'environ 100 K , la température reste donc du même ordre de grandeur et les modèles de tore grumeleux sont toujours requis afin de l'expliquer.

8.2 Conclusion sur l'analyse interférométrique des images *BURST*

Nous avons effectué une analyse originale des images du noyau de NGC 1068 acquises à $12,8 \mu\text{m}$ avec le mode *BURST* de VISIR. Cette approche, basée sur le principe de l'interférométrie des tavelures, fut dans un premier temps appliquée au champ total des images. Cela nous a permis de distinguer les principales sources contribuant à la distribution d'intensité dans le noyau. Deux des contributions ont une taille inférieure à la limite de diffraction du télescope (~ 320 mas à $12,8 \mu\text{m}$). La première, $\lesssim 85$ mas ($\lesssim 6,1$ pc), est associée au tore de poussière de NGC 1068 résolu en interférométrie avec MIDI. La seconde structure est décrite par une composante allongée dans une direction proche de la direction NS (comme la base du jet radio), de tailles (<140) mas \times 1187 mas ($<10,1$ pc \times 85,5 pc). Elle rend compte de l'élongation NS du noyau observée dans les images déconvoluées en IR proche et IR intermédiaire. Une troisième composante plus grande rend compte des contributions plus étendues au flux dans les $\sim 2,5''$ centrales du noyau. Les rapports de flux entre les trois composantes sont tout à fait compatibles avec ceux déduits des mesures effectuées en imagerie directe. Tous ces éléments soulignent les performances du mode *BURST* de VISIR d'une part, et de l'analyse interférométrique que nous avons effectuée d'autre part. Alors que la technique de déconvolution d'images apportent plus de détails quant à la distribution spatiale des contributions principales au flux dans le noyau de NGC 1068, notre analyse permet une meilleure contrainte en taille des structures associées. Les deux approches paraissent donc complémentaires.

Le but initial de l'étude était d'obtenir les mesures de la visibilité de NGC 1068 à très faibles fréquences spatiales afin de compléter aux courtes lignes de base l'ensemble des données obtenues avec MIDI (puisque la plus courte longueur de base du VLTI est ~ 30 m avec les UTs). Le traitement a dû être légèrement adapté car le champ de VISIR est beaucoup plus grand que celui de MIDI (limité à une fenêtre de $0,6'' \times 0,6''$). Cette seconde partie de l'étude des images *BURST* a mis en évidence – par l'intermédiaire de la chute importante de la visibilité à faibles fréquences spatiales – la très forte contribution ($\gtrsim 80\%$) de l'environnement direct du tore de poussière au flux entrant dans le champ de vue de MIDI. Cela montre combien sont contraignantes les mesures de la visibilité aux courtes bases et la nécessité de les prendre en compte lors de la modélisation des mesures obtenues aux longues bases. Il se peut ainsi que la taille du cœur que nous déduisons du modèle de transfert radiatif, appliqué aux données MIDI entre 45 m et 78 m de base seules, ait été surestimée. C'est effectivement ce que semblent indiquer les tentatives d'ajustement des mesures à faibles et hautes fréquences spatiales simultanément, révélant une taille caractéristique de $\lesssim 20$ mas ($\lesssim 1,5$ pc). L'analyse des nouvelles données MIDI paraît confirmer ce résultat (Raban *et al.* 2007). La température de la poussière du tore n'est quant à elle que faiblement affectée.

Le traitement interférométrique et la déconvolution apportant des descriptions complémentaires de la source, il pourrait ainsi être intéressant de combiner les deux techniques et tenter d'appliquer le traitement présenté au Chap. 7 aux poses individuelles du mode *BURST* déconvoluées au préalable. Cela nécessiterait d'utiliser un algorithme de déconvolution *en aveugle*, tel que celui développé par E. Thiebaut et R. Foy à l'Université de Lyon 1.

Il serait également très utile de compléter cette étude en appliquant un tel traitement interférométrique de la sorte à des images acquises avec le mode *BURST* dans d'autres filtres de la bande N dont dispose VISIR. Cela permettrait ainsi d'effectuer une comparaison aux mesures MIDI sur différents canaux spectraux et ainsi de mieux décrire les contributions au flux dans le cœur de NGC 1068. Il sera en outre très intéressant de comparer les estimations de la visibilité obtenues ici à très faibles fréquences spatiales avec celles mesurées par MIDI avec les télescopes auxiliaires de 1,8 m. Cela permettra de couvrir des longueurs de base intermédiaires comprises entre 16 m et 30 m. L'amélioration progressive de la couverture du plan (u, v) fournira alors une description de plus en plus précise du cœur de NGC 1068.

Quatrième partie

IV. Le cône d'ionisation

Présentation des données spectroscopiques

Sommaire

9.1 Les données spectroscopiques	114
9.2 Traitement des données spectroscopiques	115

Nous nous sommes précédemment concentrés sur l'étude du tore de poussière de NGC 1068. Nous avons ensuite mis en évidence le lien entre les émissions du tore et celles de son environnement direct. De proche en proche nous nous éloignons du cœur pour nous intéresser plus particulièrement, dans le dernier volet de cette thèse, à l'environnement étendu du noyau de NGC 1068. Etendu donc ? Oui, car nous faisons un nouveau bond en échelle pour étendre l'étude à quelques secondes d'angle. La technique que nous avons utilisée ici est la spectroscopie longue fente.

Dans le contexte de la demande de temps à l'ESO associée aux données spectroscopiques présentées ici, deux positions de fente furent choisies suivant l'emplacement des structures observées en imagerie avec VISIR. La première position utilisée était horizontale ($PA = 90^\circ$) et centrée sur le maximum de flux du noyau. L'intérêt était que le tore de poussière soit le principal contributeur à l'émission le long de cette direction. Pour la seconde position de fente, une orientation à $PA = -15^\circ$ fut choisie de manière à mieux comprendre la nature des nœuds NE1 et SW1 des images déconvoluées de Galliano *et al.* (2005), qui correspondent également à la structure allongée mise en évidence par l'analyse interférométrique des données VISIR acquises en mode *BURST*. Conformément aux raies détectées en bande N par ISO (avec un pouvoir de résolution $R \sim 2000$) sur le noyau de NGC 1068, les observations se limitent aux filtres de l'*ArIII*, du *SIV* et du *NeII*. Il n'y a pas eu de nouvelles tentatives de détection des raies de PAH, absentes des spectres ISO.

Le présent chapitre expose d'abord brièvement la méthode de réduction des données spectroscopiques, puis le traitement que nous avons appliqué afin de déduire les paramètres physiques d'intérêt associés aux raies d'émission détectées dans les trois filtres énumérés précédemment.

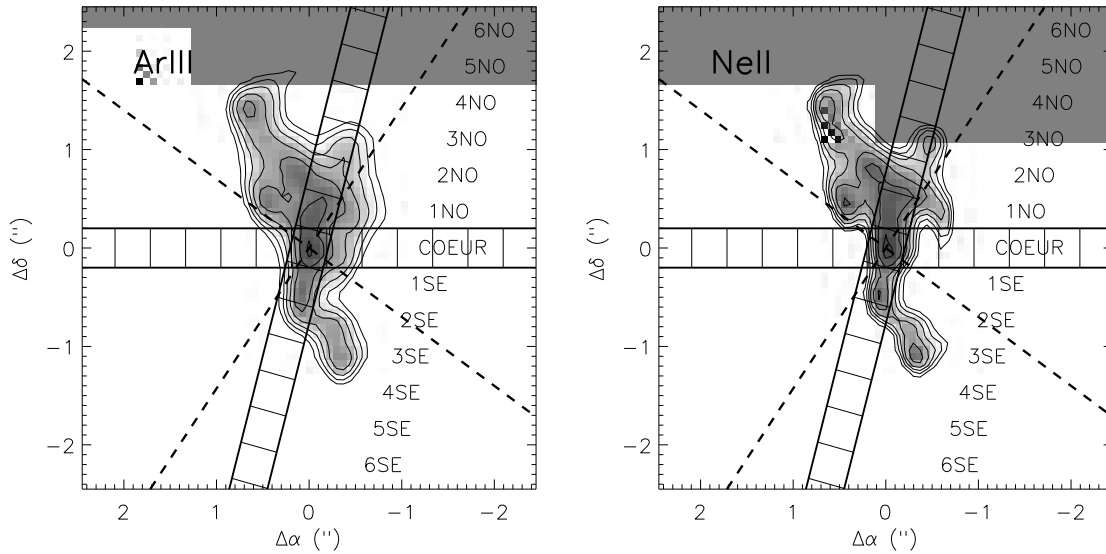


FIG. 9.1 – Images VISIR acquises dans deux des filtres étroits correspondant à ceux utilisés pour la spectroscopie : $Ar III$ ($8,99 \mu m$), $Ne II$ ($12,81 \mu m$). Le nord est en haut et l’est à gauche. Les fentes à $PA = 90^\circ$ et -15° , ainsi que le découpage par pas de $0,381''$ utilisés afin d’extraire les spectres le long des deux fentes, sont représentés sur l’image. Les quadrants 6 NO à 6 SE de la fente à -15° y sont notés. Les deux lignes en pointillés représentent les bords du cône d’ionisation (cf. Sect. 10.3.1). Le point d’intersection entre les deux lignes correspond à la position de l’engin central.

9.1 Les données spectroscopiques

Les données spectroscopiques de NGC 1068 sur lesquelles se base la présente étude ont été obtenues avec VISIR la nuit du 16 décembre 2005. Elles faisaient partie d’une demande en temps ouvert conjointe à des données MIDI, sur lesquelles l’équipe de Leiden a travaillé.

Les présentes données spectroscopiques ont été obtenues avec le pouvoir spectral intermédiaire $R \sim 3000$ dans trois filtres étroits de la bande N : $Ar III$ $8,99 \mu m$ ($\Delta\lambda=0,188 \mu m$), SIV $10,51 \mu m$ ($\Delta\lambda=0,21 \mu m$) et $Ne II$ $12,81 \mu m$ ($\Delta\lambda=0,21 \mu m$), pour deux orientations de la longue fente ($2' \times 0,4''$) : $PA = -15^\circ$ et $PA = 90^\circ$. Les positions de fente et les champs considérés pour l’extraction des spectres sont indiqués sur la Fig. 9.1. Pour l’étalonnage en flux, une étoile étalon (HD 11353 de type spectral K₀III) a été observée dans les trois filtres et suivant chaque position de fente après les observations de NGC 1068. Le temps de pose des spectres individuels est de 625 ms. Le champ de vue spatial d’un pixel est de $0,127''$.

L’*airmass* moyen était de $\sim 1,15$ durant les observations. Les conditions atmosphériques étaient très bonnes au début des observations avec un *seeing* d’environ $0,5''$, puis elles se sont dégradées, le *seeing* atteignant $1,9''$ à la fin. Les observations avec la fente à 90° ont été acquises en dernier et elles ont plus sévèrement souffert de ces variations. La fréquence et le saut de *chopping* étaient respectivement de $0,1$ Hz et de $6''$ pour l’étoile étalon, et de $0,1$ Hz et $8''$ pour NGC 1068 (le long de chacune des positions de fente). La direction de *nodding* était parallèle, avec un *offset* égal au saut du *chopping*. Les images ont été co-additionnées en temps réel pour ne sauvegarder que le couple d’images du *chopping*. Dans les données brutes il y a deux positions de *nodding* sur le détecteur et du fait de la correction, trois spectres sont présents dans les données réduites : un positif égal à deux fois le flux de la source et deux négatifs de part et d’autre, comme le montre la Fig. 9.3.

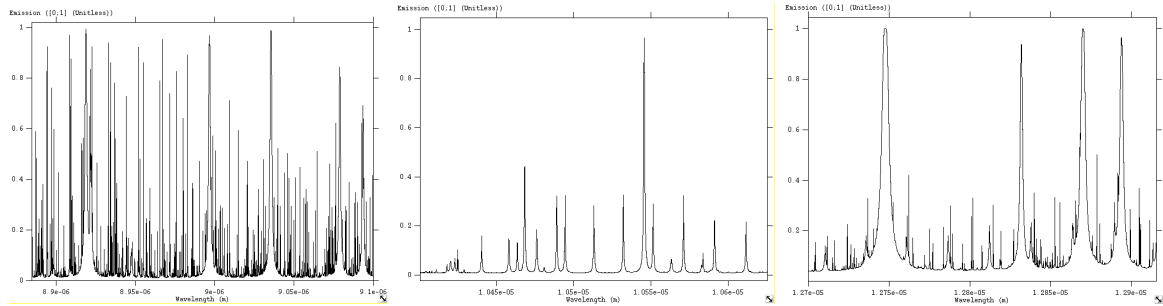


FIG. 9.2 – Spectres de l'émission atmosphérique dans les filtres étroits de l'*ArIII* ($8,99\mu\text{m}$), du *SiV* ($10,51\mu\text{m}$) et du *NeII* ($12,81\mu\text{m}$). On distingue très nettement les raies du ciel, particulièrement intenses dans les filtres de l'*ArIII* et du *NeII*, et nombreuses dans le filtre du *SiV*.

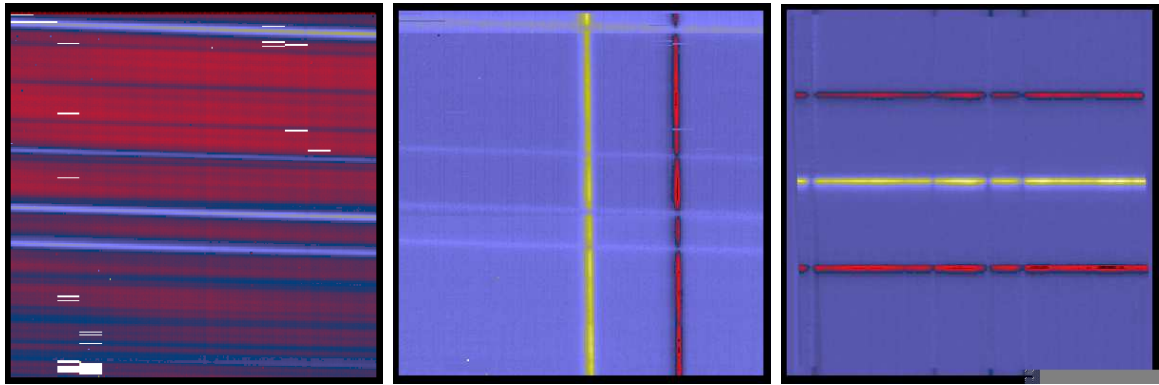


FIG. 9.3 – Spectres à deux dimensions acquis avec VISIR dans le filtre du *NeII* à $12,81\mu\text{m}$. **A gauche et au milieu** : exemple d'acquisition d'une paire du *chopping*. Dans ces deux spectres, la verticale est la direction de la dispersion spectrale et l'horizontale est la direction spatiale. Le spectre acquis sur le ciel seul se trouve à gauche, il met en évidence les défauts du détecteur (en blanc), ainsi que la distorsion spectrale, plus particulièrement visible par l'intermédiaire de l'émission des quatre raies du ciel intenses (horizontalement ; on retrouve effectivement celles tracées à droite de la Fig. 9.2). On distingue également les *stripes* dans la direction verticale dus à des défauts de lecture du détecteur. Le spectre du milieu a été acquis sur NGC 1068. Les mêmes défauts y sont visibles. Il y a deux spectres sur le détecteur du fait du *nodding* : l'un est positif (celui en niveaux de *jaunes*) et l'autre est négatif (celui en niveaux de *rouges*). **A droite** : spectre corrigé du fond, des *stripes* et de la distorsion spectrale. Il a été redressé de manière à ce que la direction horizontale corresponde à celle de la dispersion spectrale et que la verticale corresponde à la direction spatiale. Il y a trois spectres de *nodding* après réduction : le *jaune* et les deux *rouges* correspondent respectivement à $2\times$ et $-1\times$ le flux de la source. On distingue très nettement les résidus de raies de ciel présents le long de la direction spatiale. Ils ont été corrigés en moyennant de part et d'autre du spectre de la source, puis soustraction.

9.2 Traitement des données spectroscopiques

Les données ont été réduites de manière standard grâce au logiciel développé par Eric Pantin du CEA (Pantin 2007, en préparation). Les paires de *chopping* ont été soustraites de

manière à corriger au maximum du fond. Les spectres bidimensionnels résultants sont alors corrigés des *stripes* apparaissant durant l'acquisition des images, et de la distorsion spectrale avec une fonction linéaire¹. Ils sont recalés et additionnés, puis étalonnés en longueur d'onde grâce à l'ajustement des raies du ciel (raies d'absorption telluriques, présentées à la Fig. 9.2). Les raies telluriques sont partiellement corrigées après étalonnage avec l'étoile étalon, mais il reste des résidus comme l'illustre le spectre de la partie droite à la Fig 9.3. Ces résidus sont estimés dans les régions des spectres ne contenant pas le flux de la source et sont ensuite soustraits du spectre de la source. Les spectres ont été étalonnés en flux grâce au spectre composite de HD 11353 (d'après Cohen *et al.* 1999).

Conformément à la limite de diffraction des télescopes de 8,2 m de diamètre du VLT à travers la bande N (0,226", 0,264" et 0,322" dans les filtres *ArIII*, *SIV* et *NeII* respectivement), les spectres ont été extraits spatialement en sections de 3 pixels (c'est-à-dire 0,381"). Le champ de vue résultant d'un "quadrant" est 0,4" × 0,381" pour les spectres individuels. Nous avons considéré que les 3 pixels de densité de flux maximum correspondent à la position de l'engin central (on se référera à ce champ par *cœur* dans la suite ; sa position est indiquée sur les images déconvoluées de la Fig. 9.1).

Les barres d'erreur associées aux spectres individuels ont été calculées à partir de la somme de trois termes y contribuant : (1) la dispersion des fluctuations du fond, (2) le bruit de photon (les deux étant estimés sur les spectres non-étalonnés de NGC 1068 et de l'étoile étalon), et (3) la barre d'erreur du spectre composite de HD 11353 d'après Cohen *et al.* (1999). Les spectres et les barres d'erreur correspondant aux trois filtres et aux deux positions de fentes sont présentés aux Fig. 9.5 à 9.10, où ils sont tracés en fonction de la longueur d'onde au repos (le *redshift* de NGC 1068 étant $z = 0,003786$; Paturel *et al.* 2002).

Même avec un pouvoir de résolution $R \sim 3000$, la raie de l'[ArIII] est mélangée à celle du [MgVII], positionnée à $\pm 0,004 \mu\text{m}$ de la première (Hayward *et al.* 1996). Ceci est confirmé d'une part par les spectres du noyau de NGC 1068 obtenus avec ISO/SWS ($R \sim 2000$) pour lesquels les deux raies ne sont pas non plus séparées, d'autre part par la détection de la raie de [MgVII] à 5,5 μm (Lutz *et al.* 2000), montrant que cette espèce est bien présente à l'état huit fois ionisé dans le noyau. De plus, si on considère la métallicité à l'intérieur du noyau (proche de la métallicité solaire), l'abondance du magnésium est équivalente à celle du soufre et du néon, et un ordre de grandeur plus élevé que celle de l'argon (Groves *et al.* 2004c). Il se peut donc que l'émission mesurée dans le filtre de l'*ArIII* soit dominée par celle de la raie de [MgVII]. Nous avons vraisemblablement à faire à un mélange, et pour expliciter ceci, dans toutes la suite nous noterons la raie d'émission détectée dans le filtre de l'*ArIII* : [ArIII]+[MgVII].

Afin d'estimer les paramètres des raies, et donc de contraindre une partie de la physique associée au gaz émettant ces raies, nous avons effectué un ajustement des spectres individuels (correspondant à un champ de vue de 0,4" × 0,381"). Dans un premier temps, nous avons ajusté la densité spectrale du continu par une fonction linéaire. Cela s'avère suffisant compte tenu de l'étroitesse des filtres utilisés pour la spectroscopie. Le niveau du continu ainsi obtenu est ensuite soustrait du spectre. Il ne reste alors plus que la densité de flux propre à la raie d'émission. Cette dernière est alors ajustée par un profil de raie gaussien. Lorsque la raie est plusieurs fois piquée dans le spectre (généralement 2 fois, sauf dans le champ 3 NO où elle paraît l'être 3 fois), un profil gaussien est considéré pour chaque pic. L'ajustement est effectué à l'aide d'un χ^2 calculé individuellement pour chacun des spectres, et les barres d'erreur associées aux paramètres des raies sont déduites d'une variation de 1 sur le χ^2_{min} . Le flux des raies est ensuite estimé par intégration du profil des raies dans la direction spectrale. Les barres d'erreur sur les flux sont déduites des barres d'erreur sur les paramètres de la raie.

¹voir le manuel de VISIR disponible via le site web de l'ESO : www.eso.org/instruments/visir/doc/

A la Sect. 11.2.2, nous avons utilisé les rapports d'intensité des raies pour contraindre la physique du gaz de la NLR. Afin de les estimer, nous avons procédé à un calcul de type Monte-Carlo. Pour cela, les flux des raies sont considérés comme des variables aléatoires de distribution gaussienne, de moyenne statistique égale à la valeur mesurée et d'écart type égal à la barre d'erreur associée à la mesure. Le Monte-Carlo consiste d'abord à générer des flux aléatoires pour deux des raies. Ceci est répété quelques centaines de fois. Le rapport des moyennes des nombres générés correspond à une estimation du rapport de raie. Cette opération est de nouveau répétée quelques centaines de fois. La moyenne des moyennes constitue le rapport de raie finalement estimé et la dispersion des moyennes constitue la barre d'erreur associée au rapport. Les mesures des rapports de raies sont plus particulièrement discutées à la Sect. 11.2.2.

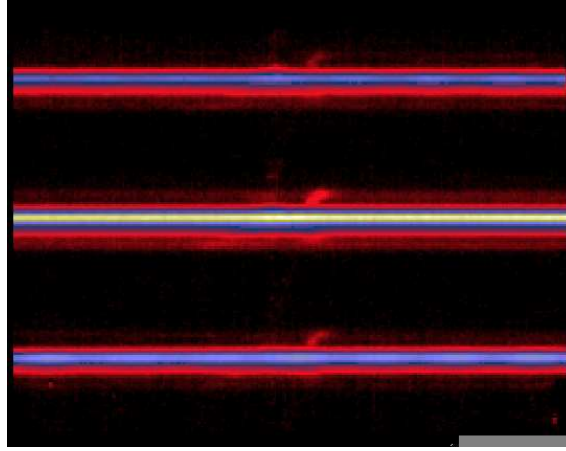


FIG. 9.4 – Spectre bidimensionnel réduit acquis dans le filtre du *SIV* suivant la position de fente à $PA = -15^\circ$. Il est intéressant de le montrer car c'est le spectre qui bénéficie du meilleur rapport signal sur bruit, et l'on y voit très clairement une "virgule", signe d'une émission étendue de la raie de *[SIV]* dont le décalage spectral augmente avec la distance au cœur de NGC 1068 (le sud-est est en haut et le nord-ouest en bas ; la direction de la dispersion spectrale est horizontale). La virgule n'est pas un artefact car on la retrouve dans les trois positions de *nodding* (les spectres sont ici tracés en valeur absolue, ils sont donc tous positifs sur la figure).

Légende commune des Fig. 9.5 à 9.10 : Spectres acquis dans le filtre de l'*ArIII* $8,99 \mu\text{m}$, du *SIV* $10,51 \mu\text{m}$ et du *NeII* $12,81 \mu\text{m}$. Ils sont extraits par pas de $0,381''$ dans la direction des fentes positionnées à $PA = 90^\circ$ et $PA = -15^\circ$. Les spectres réduits et les barres d'erreur associées sont tracées en *gris*. Les ajustements du continu (par un polynôme de degré 1) et des raies (par un profil gaussien) sont tracés en *noir*. Les lignes verticales en *gris foncé* et *gris clair* indiquent respectivement la position de la raie d'intérêt au repos, et les positions des raies du ciel (qui ont été préalablement corrigées).

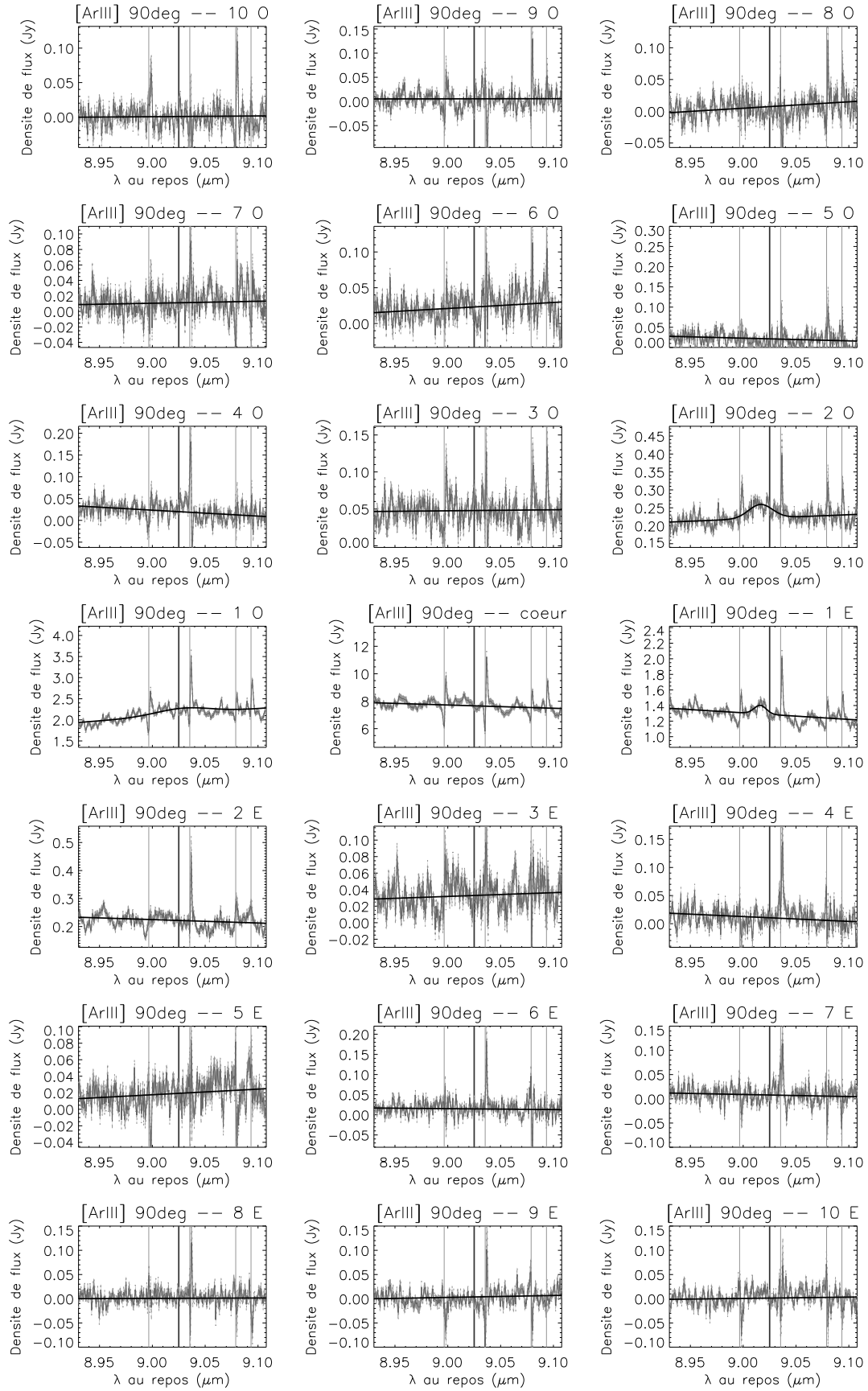
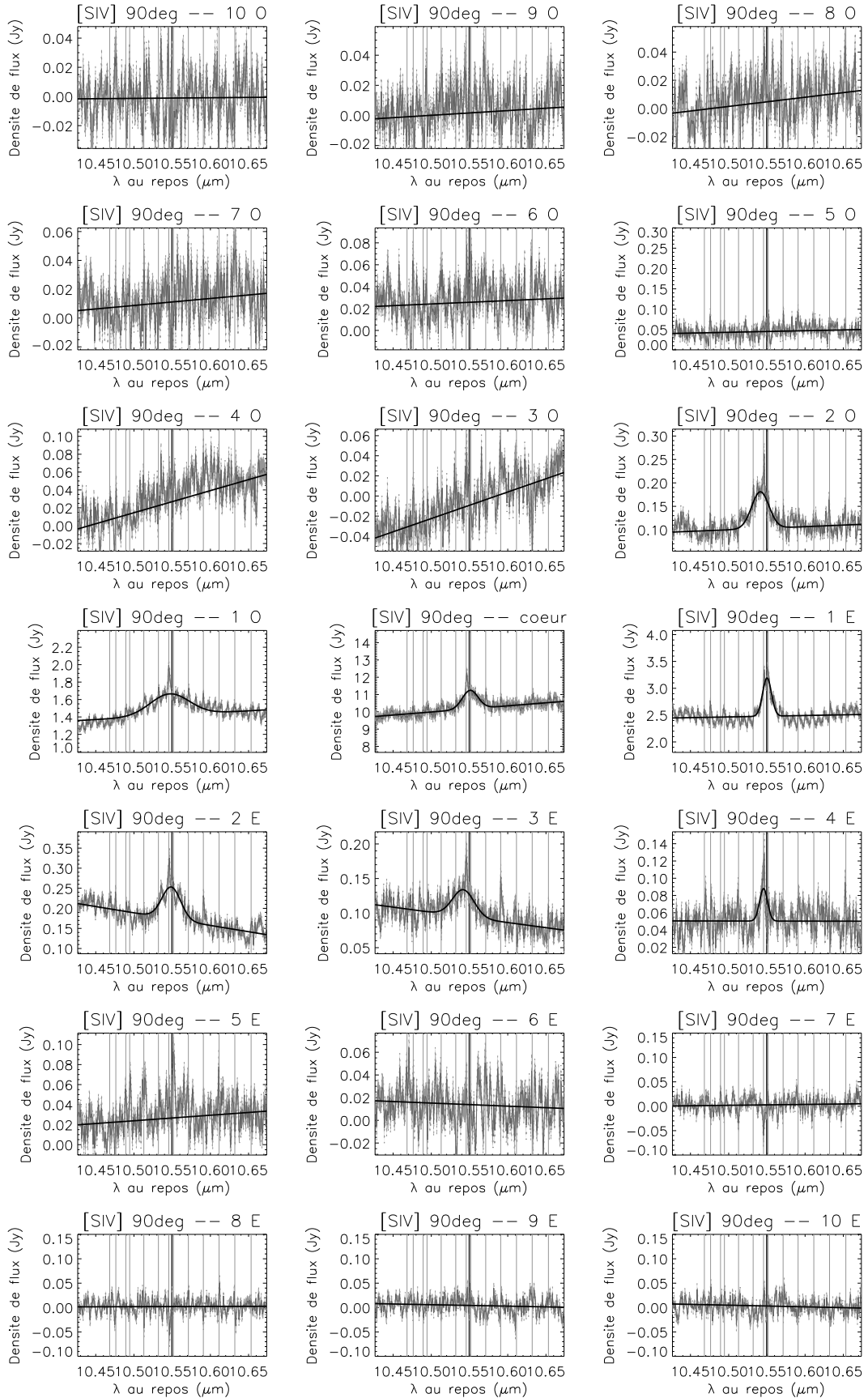


FIG. 9.5 – Spectres extraits le long de la fente à 90° dans le filtre de l'*Ar III* $8,99 \mu\text{m}$.

FIG. 9.6 – Spectres extraits le long de la fente à 90° dans le filtre du *SIV* $10,51 \mu\text{m}$.

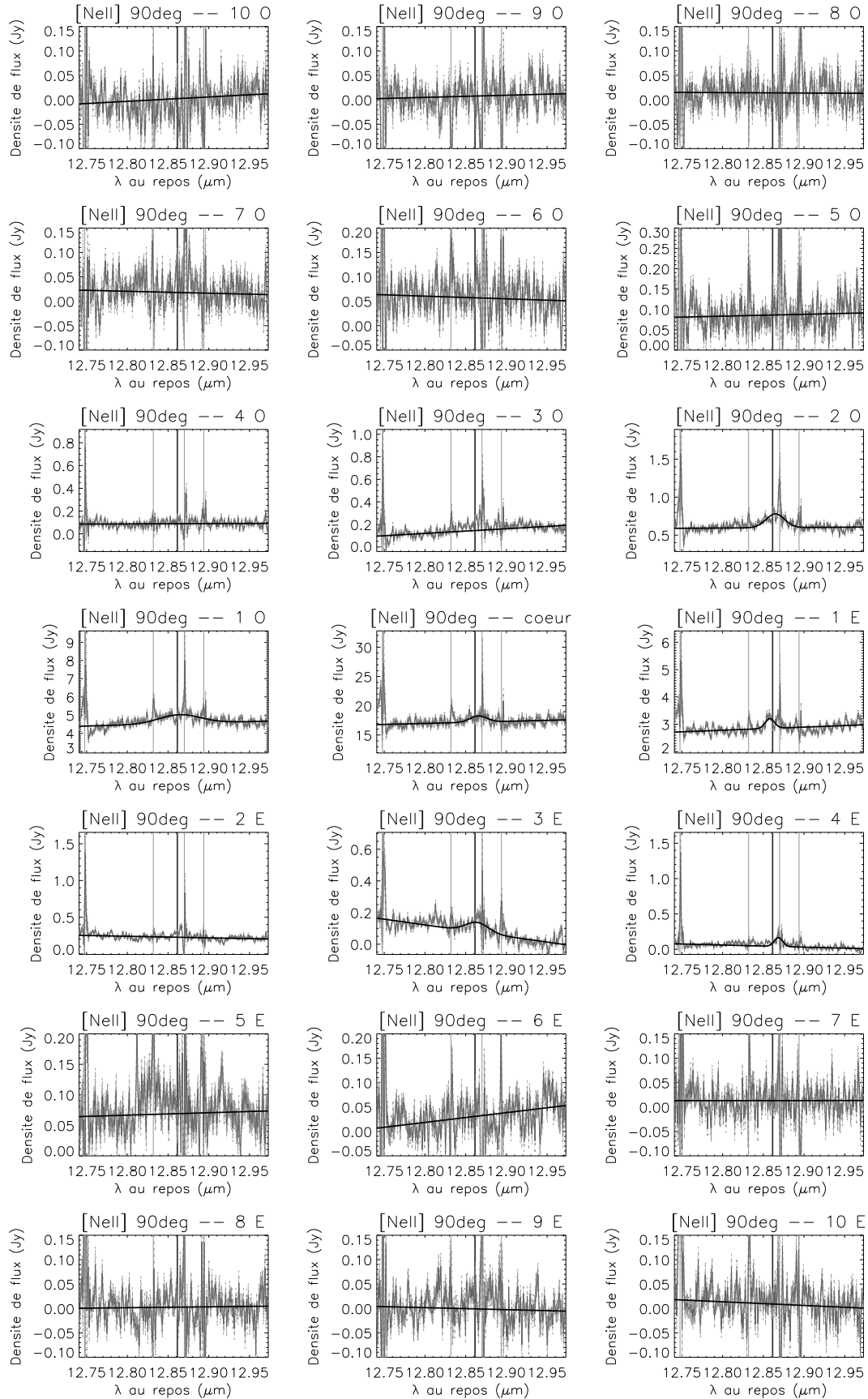
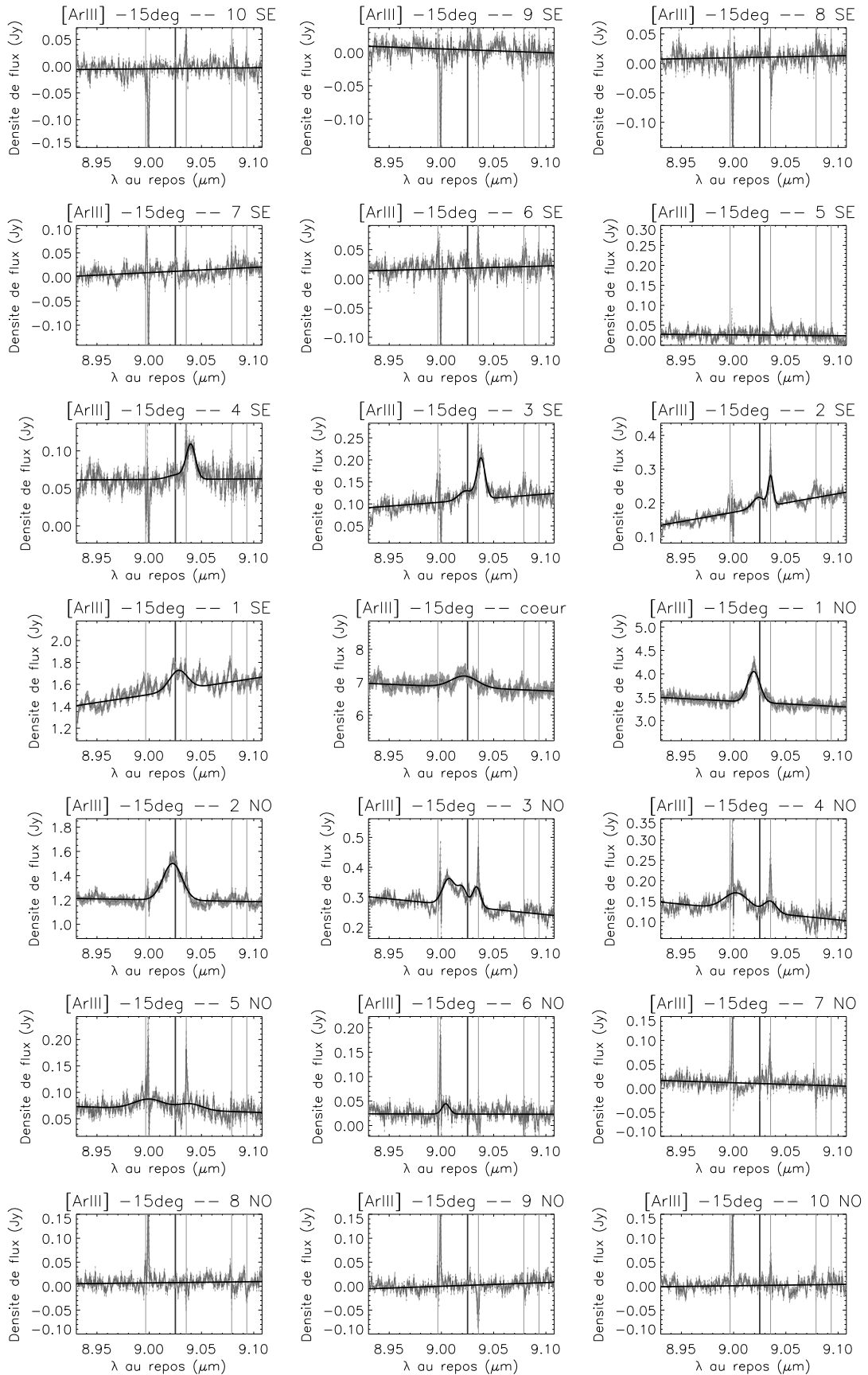


FIG. 9.7 – Spectres extraits le long de la fente à 90° dans le filtre du $NeII$ 12,81 μm .

FIG. 9.8 – Spectres extraits le long de la fente à -15° dans le filtre de l' $Ar III$ 8,99 μm .

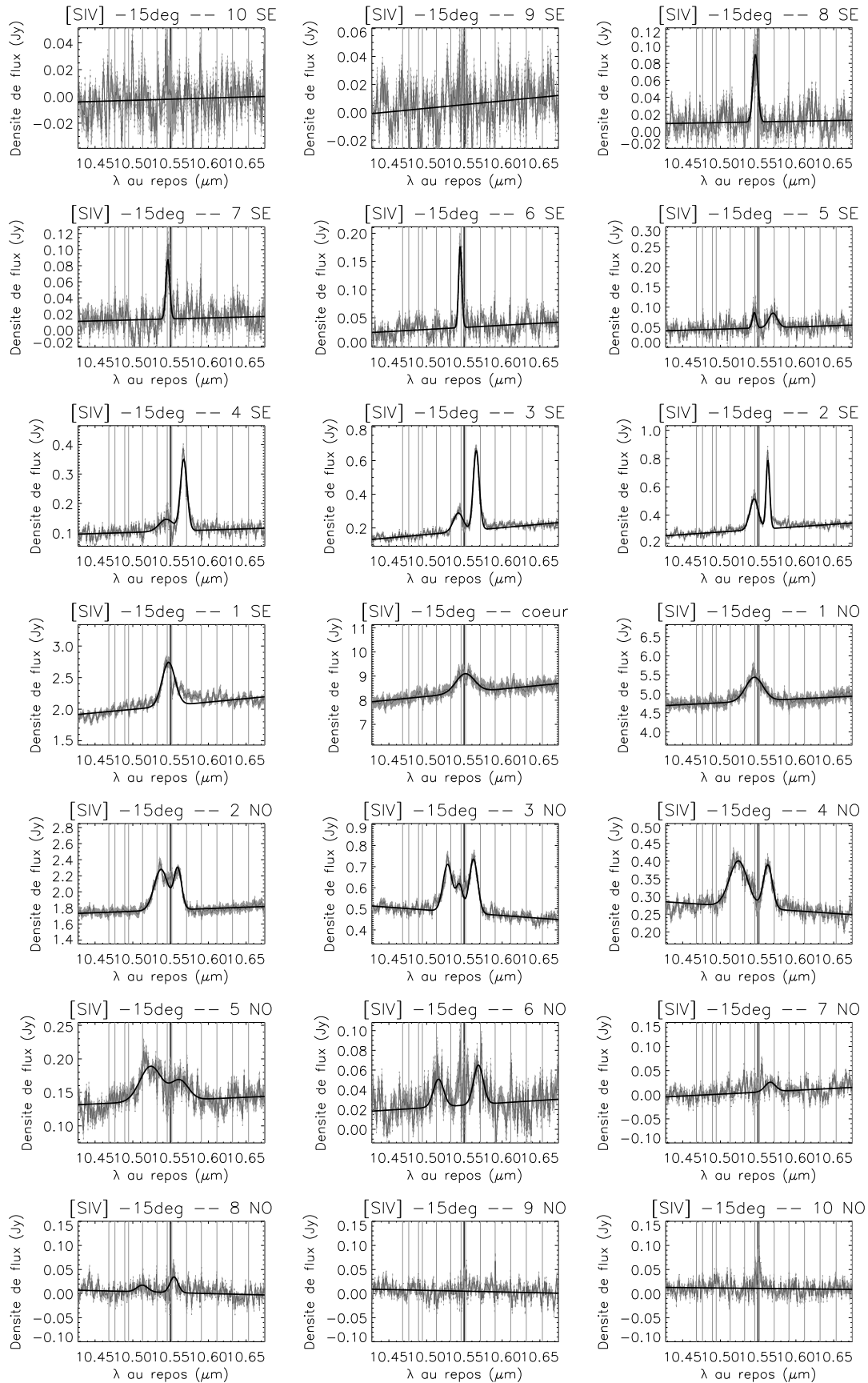
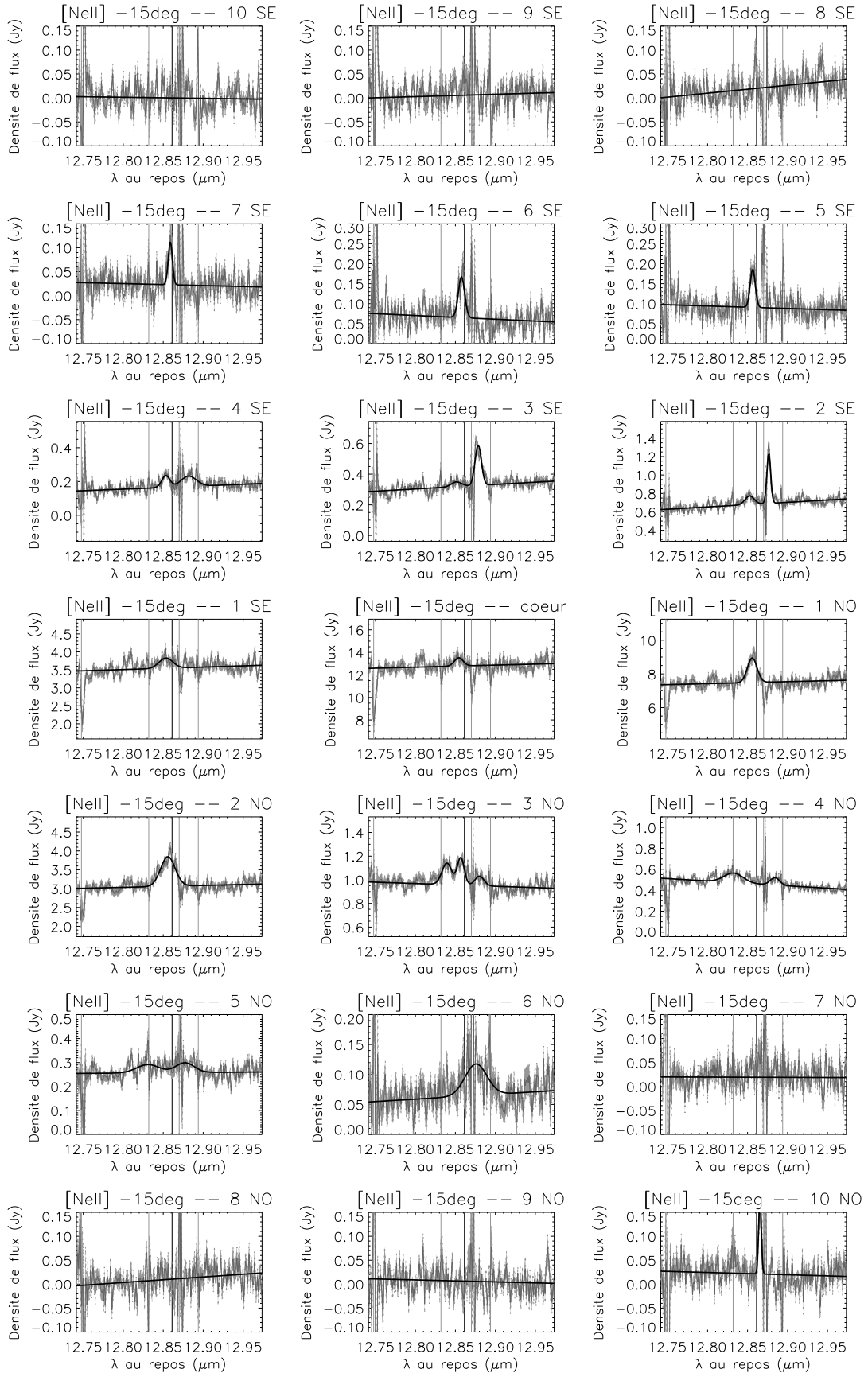


FIG. 9.9 – Spectres extraits le long de la fente à -15° dans le filtre du *SIV* 10,51 μm .

FIG. 9.10 – Spectres extraits le long de la fente à -15° dans le filtre du $NeII$ $12,81 \mu m$.

CHAPITRE 10

Résultats

Sommaire

10.1 L'émission continue dans le noyau	126
10.2 Spectroscopie le long de la direction est-ouest	128
10.3 Spectroscopie le long de la NLR	130
10.3.1 Profils de vitesse	131
10.3.2 Evolution des largeurs de raies	134
10.3.3 Variation spatiale des intensités de raies	136

L'utilisation de la spectroscopie en IR intermédiaire permet d'obtenir une grande quantité d'informations relatives à l'émission de la matière au sein de la NLR. L'étude du continu sous-jacent des spectres, issu de la ré-émission du rayonnement de l'engin central par la poussière dans le domaine IR, nous fournit par exemple l'évolution spatiale de la température de la poussière.

Les raies nous renseignent quant à elles sur les propriétés physiques du gaz de la NLR. Celles que nous avons plus particulièrement observées avec VISIR sont liées aux transitions atomiques $^3P_1 - ^3P_2$ de l'[ArIII] à 8,99 μm ; $^2P_{3/2} - ^2P_{3/2}$ du [SIV] à 10,51 μm ; et $^3P_{1/2} - ^3P_{3/2}$ du [NeII] à 12,81 μm . Une probabilité très faible est associée à ces transitions, mais dans un fort champ de rayonnement tel que celui présent au cœur des NAGs et à condition que la densité du gaz soit importante ($\gtrsim 10^5 \text{ cm}^{-3}$, cela semble être le cas dans le noyau de NGC 1068), nous observons une émission intense de ces raies.

Les résultats présentés ici, et la discussion dont ils font l'objet (développée au chapitre suivant) constituent les derniers travaux que j'ai effectués durant ma thèse. Ils donnent lieu à un article, récemment soumis pour publication à la revue *Astronomy & Astrophysics*, dont la version actuelle est présentée en Annexe D.

10.1 L'émission continue dans le noyau

La densité de flux du continu des spectres est *a priori* essentiellement thermique du fait de la ré-émission par la poussière du rayonnement central en IR. Les valeurs qui y sont associées sont déduites de l'ajustement du niveau de flux de part et d'autre de la raie astrophysique dans les spectres présentés aux Fig. 9.5 à 9.10. Elles sont reportées en fonction de l'échelle spatiale, suivant les deux positions de fente et pour chacun des trois filtres considérés, dans le tableau 10.1 et tracées à la Fig. 10.1.

TAB. 10.1 – Densités de flux moyennes du continu thermique (en Jy) mesurées dans les trois filtres étroits de l'*ArIII* 8,99 μm , du *SiIV* 10,51 μm et du *NeII* 12,81 μm le long des deux positions de fente (les distances négatives se réfèrent respectivement à l'ouest et au sud-est pour les fentes à PA = 90° et PA = -15° ; les chiffres significatifs sont donnés conformément aux barres d'erreur associées aux mesures).

Distance au cœur (")	90°			-15°		
	[ArIII]+[MgVII]	[SiIV]	[NeII]	[ArIII]+[MgVII]	[SiIV]	[NeII]
-3,810	0,001	0,001	0,002	0,005	0,002	0,001
-3,429	0,005	0,002	0,01	0,004	0,005	0,01
-3,048	0,007	0,005	0,01	0,010	0,011	0,02
-2,667	0,01	0,011	0,02	0,011	0,014	0,02
-2,286	0,02	0,026	0,06	0,018	0,03	0,06
-1,905	0,02	0,045	0,08	0,025	0,05	0,09
-1,524	0,02	0,027	0,09	0,06	0,11	0,17
-1,143	0,05	0,009	0,14	0,10	0,18	0,32
-0,762	0,22	0,10	0,60	0,18	0,30	0,69
-0,381	2,1	1,42	4,5	1,53	2,06	3,5
0	7,7	10,2	17,1	6,8	8,3	12,8
0,381	1,29	2,48	2,8	3,39	4,8	7,5
0,762	0,22	0,17	0,23	1,20	1,78	3,1
1,143	0,03	0,09	0,08	0,27	0,48	0,95
1,524	0,01	0,05	0,04	0,12	0,27	0,46
1,905	0,019	0,03	0,07	0,07	0,14	0,26
2,286	0,015	0,014	0,03	0,02	0,02	0,06
2,667	0,008	0,003	0,01	0,01	0,005	0,02
3,048	0,0009	0,002	0,003	0,007	0,002	0,010
3,429	0,003	0,004	0,001	0,001	0,005	0,006
3,810	0,002	0,003	0,001	0,001	0,001	0,021

La densité de flux associée au continu thermique pique très clairement sur le cœur, et chute très rapidement dans toutes les directions à mesure que l'on s'en éloigne. Alors que la largeur à mi-hauteur du pic d'intensité est de $\sim 0,5''$ pour la fente à PA = 90°, elle est quelque peu plus large pour la fente à PA = -15° : $\sim 0,8''$. Ceci s'explique par l'étendue de l'émission thermique au NO du coeur, dénotant soit qu'il y a plus de poussière dans cette partie du noyau, soit que son émission est moins sujette à des effets d'absorption.

Afin de déduire la température typique de la poussière au sein de la NLR, nous avons procédé à des ajustements des densités de flux du continu extraites le long de la position de fente à PA = -15° à l'aide d'un spectre de corps noir (CN ; sauf pour le champ centré sur le cœur comme nous allons le voir bientôt). Nous avons fixé la taille du CN à la taille du

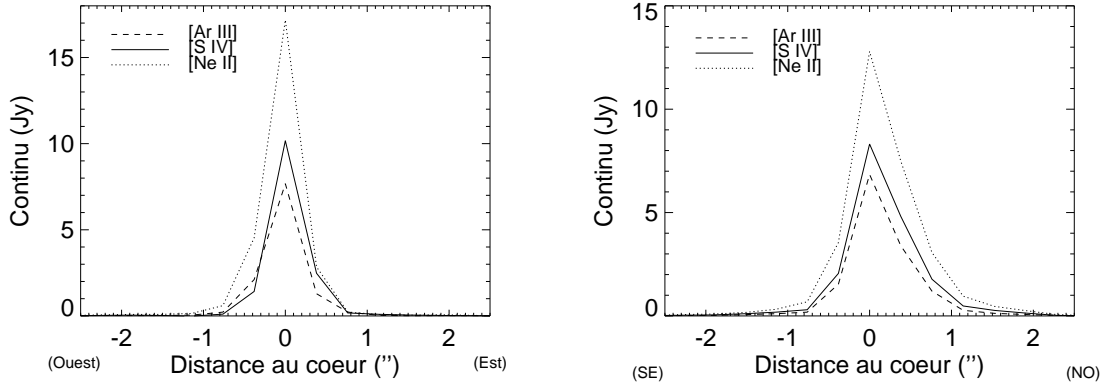


FIG. 10.1 – Evolution de la densité de flux du continu thermique dans la direction est-ouest (**à gauche**, fente à $PA = 90^\circ$; les distances négatives correspondent à l'ouest), et suivant le long du cône d'ionisation (**à droite**, fente à $PA = -15^\circ$; les distances négatives correspondent au nord-ouest). La différence d'intensité entre les pics suivant les deux directions est probablement due à un petit décalage dans le positionnement de la fente sur le cœur. En ce qui concerne la fente à $PA = -15^\circ$, l'aile droite correspond à la partie nord-ouest du cône d'ionisation. Elle est plus étendue dans la direction opposée puisque la partie SE du noyau subit plus d'absorption de la part de la galaxie hôte (voir la Sect. 10.3).

TAB. 10.2 – Température de la poussière au sein de la NLR dans la direction à -15° . Les estimations sont déduites de l'ajustement des mesures de densités de flux du continu, dans les filtres de l'*ArIII*, du *SIV* et du *NeII*, par un spectre de corps noir.

Champs	Distance (")	T(K)
6 SE	-2,286	95
5 SE	-1,905	100
4 SE	-1,524	105
3 SE	-1,143	110
2 SE	-0,762	120
1 SE	-0,381	145
cœur	0	286
1 NO	0,381	160
2 NO	0,762	145
3 NO	1,143	125
4 NO	1,524	115
5 NO	1,905	105
6 NO	2,286	95

champ d'un quadrant (c'est-à-dire $(0,381'' \times 0,4''/\pi)^{1/2} \sim 0,22''$). Les températures de CN obtenues de cette façon sont indiquées dans le tableau 10.2 et tracées dans la partie droite de la Fig. 10.2. La température de la poussière diminue ainsi d'un coup de ~ 300 K sur le cœur à ~ 150 K à $\sim 0,4''$ nord et sud. Au-delà, l'évolution paraît tout à fait symétrique entre la partie NO et la partie SE du noyau, avec une décroissance très douce de la température qui est encore de ~ 100 K à $\sim 2,5''$ de part et d'autre du cœur.

En ce qui concerne le champ centré sur le cœur (correspondant aux trois pixels positionnés sur le maximum de flux), les niveaux moyens mesurés dans les filtres *ArIII*, *SIV* et *NeII* sont $6,8 \pm 0,2$ Jy, $8,3 \pm 0,2$ Jy et $12,8 \pm 0,5$ Jy pour la fente à -15° et $7,8 \pm 0,4$ Jy, $10,2 \pm 0,3$ Jy et $17,2 \pm 1,2$ Jy pour la fente à 90° . La fente à $PA = -15^\circ$ étant *a priori* positionnée sur une région du cône d'ionisation où il y a plus de matière émettrice que le long de l'autre position de fente, on pourrait aisément comprendre que la densité de flux à $PA = -15^\circ$ soit plus élevée qu'à $PA = 90^\circ$. C'est en fait l'inverse que nous observons et cela dénote certainement un léger décalage dans le positionnement des fentes à $PA = -15^\circ$ et $PA = 90^\circ$ sur le cœur de NGC 1068.

Bien que cela constitue une description très simplifiée, les densités de flux mesurées sur le champ *cœur* suivant les deux positions de fente ont également été ajustées avec un spectre de CN. L'ajustement effectué sur la moyenne des mesures obtenues suivant les deux positions de fente est présenté à gauche de la Fig. 10.2. Il est très satisfaisant et l'on en déduit une température et une taille typique de 282 ± 10 K et $2,8 \pm 0,3$ pc respectivement. Compte-tenu de ces résultats – qui sont compatibles avec les paramètres que nous avons déduits lors de l'analyse des données MIDI (360 K et 2,6 pc, même si nous avons vu au Chap. 8 que le tore est probablement plus petit) – il semble effectivement que le continu sous-jacent du champ *cœur* soit associé à la poussière du tore.

La spectroscopie en IR-intermédiaire sur le noyau de NGC 1068 a précédemment été étudiée par Mason *et al.* (2006), avec la même résolution spatiale de $0,4''$ mais en bande large (bande N complète) avec une résolution spectrale moindre ($R \sim 200$). Les niveaux de flux que ces derniers mesurent à $8,9 \mu\text{m}$, $10,5 \mu\text{m}$ et $12,8 \mu\text{m}$ sont compatibles avec ceux de la présente étude et ils déduisent une température de couleur du même ordre de grandeur ~ 330 K. Ils supposent eux aussi que cette émission thermique est originaire du tore de poussière de NGC 1068 et ils réussissent à reproduire le spectre du cœur avec un modèle de tore grumeleux (d'après Nenkova *et al.* 2002) nécessitant que 90% des petits nuages poussiéreux composant la structure du tore soient disposés dans les 3 pc internes du noyau.

10.2 Spectroscopie le long de la direction est-ouest

Au moment des observations, la position de fente à $PA = 90^\circ$ fut choisie de manière à étudier plus particulièrement l'émission du tore de poussière, le contributeur *a priori* principal au flux le long de cette direction. En réalité, d'après les images déconvoluées de la Fig. 7.7, la région située directement à l'ouest du cœur n'est pas complètement vide et l'émission du continu s'étend jusqu'à $\sim 0,6''$, contribuant essentiellement aux flux des champs *cœur* et 1NO. Il est à noter qu'en contrepartie de la très faible extension spatiale est-ouest du tore de poussière et du gaz, le rapport signal sur bruit des raies détectées en spectroscopie le long de cette direction est faible. Cela concerne en particulier les spectres obtenus avec le filtre de l'*ArIII* (présentés à la Fig. 9.5).

Dans les trois filtres considérés, toutes les raies sont détectées en émission et aucune ne l'est en absorption. La raie du [SIV], ayant le meilleur rapport signal sur bruit parmi les trois espèces étudiées, est détectée des champs 2O à 4E (c'est-à-dire de $\sim 1''$ à l'ouest à $\sim 1,8''$ à l'est du cœur). Les détectations de la raie de [NeII] et particulièrement du mélange [ArIII]+[MgVII] sont moins évidentes. Pour chaque quadrant individuellement, une manière

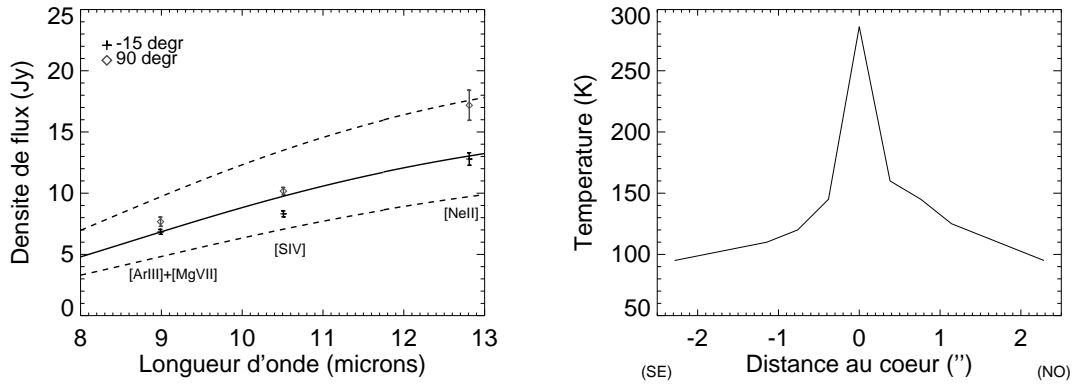


FIG. 10.2 – **A gauche** : Continu mesuré dans les $0,4'' \times 0,381''$ centraux, dans les filtres de l'*ArIII*, *SIV* et *NeII*, suivant les deux positions de fente à $PA = 90^\circ$ (*diamants gris*) et $PA = -15^\circ$ (*croix noirs*). La courbe *en trait plein* représente l'ajustement de la moyenne pondérée des mesures par un spectre de corps noir de température 282 K et de taille $\sim 2,8$ pc. Les deux courbes *en tirets noirs* correspondent à l'intervalle de confiance à 1σ de l'ajustement. **A droite** : Evolution de la température de la poussière de la NLR suivant la direction à $PA = -15^\circ$. A quelques degrés kelvin près, le profil est étonnamment symétrique par rapport au cœur.

de distinguer l'émission de ces raies par rapport au bruit consiste à utiliser la largeur de la raie du [SIV] (déduite de l'ajustement du profil de la raie par un profil gaussien) pour l'ajustement du profil des deux autres raies. Les champs où la méthode a bien fonctionné furent 2O, 1O et 1E ainsi que le champ 4E concernant la raie du [NeII]. Les valeurs du χ_{red}^2 associées aux ajustements des spectres (continu plus raie d'émission quand détectée) sont 2,14, 1,56 et 1,67 pour les trois filtres. Ces valeurs et les Fig. 9.5 à 9.7 montrent que les ajustements sont tout à fait satisfaisants en ce qui concerne les spectres dans les filtres du *SIV* et du *NeII*. En ce qui concerne le filtre de l'*ArIII*, ils sont à considérer avec plus de précaution compte tenu de la moindre qualité des données.

Les vitesses radiales le long de la ligne de visée sont déduites des décalages spectraux (effet Doppler). Elles sont toutes données par rapport à la vitesse propre de la galaxie hôte (1148 km.s^{-1} ; Brinks *et al.* 1997). La largeur des raies peut être exprimée par l'élargissement Doppler (Rybicki et Lightman 1979), de la manière suivante :

$$\Delta\lambda_D = \frac{\lambda_0}{c} \left(\frac{2kT}{m_a} + \xi^2 \right)^{1/2} \quad (10.1)$$

où $\Delta\lambda_D$ est l'élargissement Doppler, λ_0 est la position de la raie d'émission, c est la vitesse de la lumière, k est la constante de Boltzmann, T et m_a la température et la masse d'un atome de gaz. Le terme de gauche dans la somme est associé à l'agitation thermique des particules du gaz. Le second terme est d'origine non-thermique et fait intervenir ξ , qui peut être interprété de deux façons différentes : - soit comme une *vitesse de turbulence* d'origine non connue ; - soit par une dispersion de vitesse du gaz due à la projection du champ de vitesse de la structure de gaz le long de la ligne de visée. En attendant de donner notre interprétation en fonction des éléments apportés par la spectroscopie, nous appellerons ce second terme de l'élargissement le terme *turbulent*.

Le rayonnement central étant *a priori* écranté par la poussière du tore le long de la direction

est-ouest, la température y chute très rapidement et les largeurs de raie sont dominées par le terme *turbulent* (cf. l'argumentaire concernant le gaz de la NLR à la Sect. 10.3.2). Elle est mesurée en fonction de la distance au cœur à partir de la largeur à mi-hauteur du profil de la raie. Elles sont reportées sur la Fig. 10.3 où les points de mesure correspondent à la vitesse radiale le long de la ligne de visée et la valeur de ξ est donnée par l'amplitude des barres verticales. Les points associés aux raies d'[ArIII]+[MgVII] et [NeII] sont également reportés sur la figure, bien qu'ils doivent être considérés avec plus de précautions (du fait du mauvais rapport signal sur bruit des spectres associés). On observe ainsi que le champ de vitesse radial dans la direction est-ouest a une valeur moyenne $<100 \text{ km.s}^{-1}$ et ne dépasse jamais plus de 300 km.s^{-1} par rapport à la vitesse propre de la galaxie hôte. Il n'y a pas d'évolution significative du champ de vitesse et il se peut qu'il soit relié à la chute de la matière nourrissant le tore de poussière.

La valeur moyenne de ξ que nous mesurons est $\sim 250 \text{ km.s}^{-1}$. Elle est plus élevée que la vitesse radiale et est typiquement plus large à l'ouest du cœur qu'à l'est (où elle atteint jusqu'à 600 km.s^{-1}). Ici, il n'est pas aisé de savoir si ξ est d'origine turbulente ou si elle correspond à une dispersion de vitesse. Toutefois, nous pensons que ξ correspond à la dispersion de la projection du vecteur vitesse associée aux particules de gaz le long de la ligne de visée, du fait de l'épaisseur de la structure de gaz s'accrétant sur le tore. Les images déconvoluées à travers la bande N mettent en effet en évidence que le continu est plus étendu à l'ouest du cœur, signifiant qu'il y a plus de matière de ce côté (cf. Fig. 7.7).

L'hypothèse suivant laquelle la vitesse radiale de 100 km.s^{-1} serait associée à la vitesse de chute de la matière du MIS nourrissant le tore de poussière est renforcée d'une part par les champs de vitesse mis en évidence pour le disque moléculaire circumnucléaire (de taille $\sim 100 \text{ pc}$) mesurées en CO de part et d'autre du cœur : 150 km.s^{-1} à $1''$ à l'est et 180 km.s^{-1} à $1,5''$ l'ouest (Usero *et al.* 2004) ; d'autre part par les mesures polarimétriques à $10 \mu\text{m}$ de Packham *et al.* (2007), révélant une région de forte polarisation à l'est et l'ouest du cœur. Ils estiment ces observations compatibles avec de la poussière se dirigeant vers l'engin central et constitutive du tore.

10.3 Spectroscopie le long de la NLR

La seconde position de fente à $\text{PA} = -15^\circ$ a été choisie de manière à sonder l'émission du gaz dans le cône d'ionisation. Cette position de fente correspond particulièrement à la direction de l'élongation NS du noyau observée en IR (cf. Partie III et la Fig. 9.1 où la position de la fente est superposée aux images déconvoluées dans les filtres de l'ArIII et du NeII). Comme dans le cas de la fente positionnée à 90° , toutes les raies sont détectées en émission. Parmi les trois filtres, c'est également le flux de la raie du [SIV] qui est le plus élevé. Si l'on considère que les raies observées dans chacun des filtres sont émises par les mêmes groupes de nuages de gaz de la NLR, alors l'élargissement Doppler de leur profil doit être le même pour les trois espèces. Ainsi, de la même manière que pour les raies détectées le long de la fente à $\text{PA} = 90^\circ$, lors de l'ajustement des raies d'[ArIII]+[MgVII] et de [NeII], nous vons contraindre la largeur de leur profil à partir de celle déduite de la raie de [SIV]. Cette méthode fonctionne généralement bien, à part pour les quadrants 6 SE, 1 SE, 2 SE, cœur, 5 NO, et 6 NO (voir les tableaux 10.3 et 10.4). Les valeurs moyennes du χ_{red}^2 associées aux ajustements des spectres (continu plus raie d'émission quand détectée) sont 1,40, 1,21 et 1,33 dans les trois filtres. Ces valeurs attestent de la qualité des ajustements, également appréciable en regardant les Fig. 9.8 à 9.10.

Les paramètres déduits de l'ajustement des profils de raies sont listés dans les tableaux 10.3 et 10.4, et tracés en fonction de la distance au noyau aux Fig. 10.4, 10.5 et 10.6. La raie de [SIV] est détectée de $\sim 3''$ SE à $\sim 3''$ NO ; celle d'[ArIII]+[MgVII] de $\sim 2,3''$ SE à $\sim 1,5''$ NO et celle du [NeII] de $\sim 2,3''$ SE à $\sim 2,7''$ NO. Cette dernière est une nouvelle fois détectée

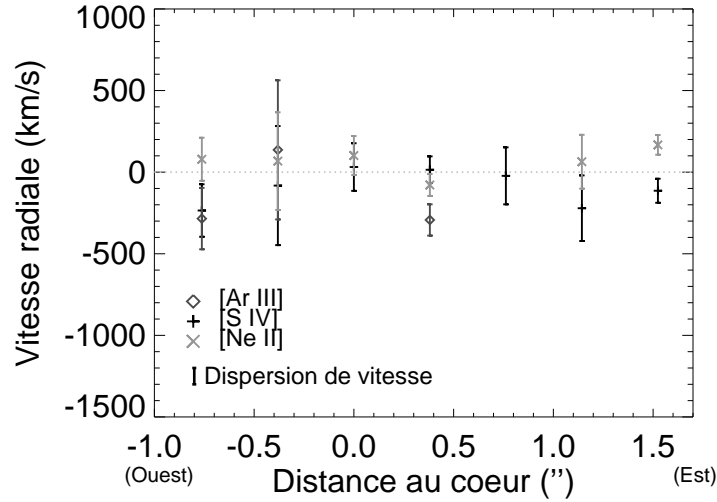


FIG. 10.3 – Champs de vitesse radiale le long de la fente à $PA = 90^\circ$ (les distances négatives correspondent à l'ouest). Ils sont déduits des décalages spectraux des raies d'[ArIII]+[MgVII], [SIV] et [NeII]. Les barres verticales indiquent la dispersion en vitesse du gaz associé, mesurées d'après les élargissements Doppler des raies d'émission.

dans le champ 10 NO correspondant à une distance de $3,8''$ du cœur. Il est étonnant que la seule raie du [NeII] soit détectée dans ce champ éloigné du cœur. Puisque l'émission de cette raie particulière est susceptible d'être provoquée par des activités de flambée d'étoiles, cette détection suggère la présence d'une zone ponctuelle de flambée stellaire à l'intérieur du bras joignant l'anneau circumnucléaire situé à $13''$ à la partie interne du noyau (Usero *et al.* 2004, d'après l'émission CO(1-0)).

Une caractéristique remarquable des raies est qu'elles présentent un double pic d'émission dans quasiment chaque champ. Les trois champs centrés sur le cœur (1 NO, *coeur* et 1 SE) font toutefois exceptions puisque les raies n'y présentent qu'un seul pic large (cf. Fig. 9.8 à 9.10). Il est possible que ce pic résulte en fait de la superposition de plusieurs composantes décalées vers le bleu et/ou décalées vers le rouge (nous dirons *blueshiftées* et *redshiftées* par la suite) non résolues spectralement. Le champ 3 NO (à $1,14''$ au nord-ouest) est quant à lui particulier car les raies y présentent trois pics d'émission séparés spectralement. Le pic central n'est pas un artefact car il est de même largeur dans les trois filtres, il peut donc être associé à une seule et même structure gazeuse. Tout ceci sera discuté plus en détails à la Sect. 11.1.2.

10.3.1 Profils de vitesse

Comme nous venons de le mentionner, les raies présentent généralement un double pic dont l'évolution spatiale et nous apportent une mine d'informations sur la distribution du gaz de la NLR, notamment par l'interprétation des champs de vitesse déduits du décalage spectral de chacun des pics. Les vitesses radiales mises en jeu sont tracées en fonction de la distance au cœur à la Fig. 10.4. Les raies *blueshiftées* et *redshiftées* sont bien séparées et s'écartent l'une de l'autre avec la distance au cœur. Les deux contributions de la raie sont donc émises par deux structures distinctes. L'évolution de la vitesse est étonnamment linéaire et paraît symétrique entre $1''$ SE et $2''$ NO. La partie *blueshiftée* accélère jusqu'à $\sim 1000 \text{ km.s}^{-1}$ à $3''$ NO. De la part de la composante *redshiftée*, on observe une nette décélération du gaz au-delà de $2,2''$ NO.

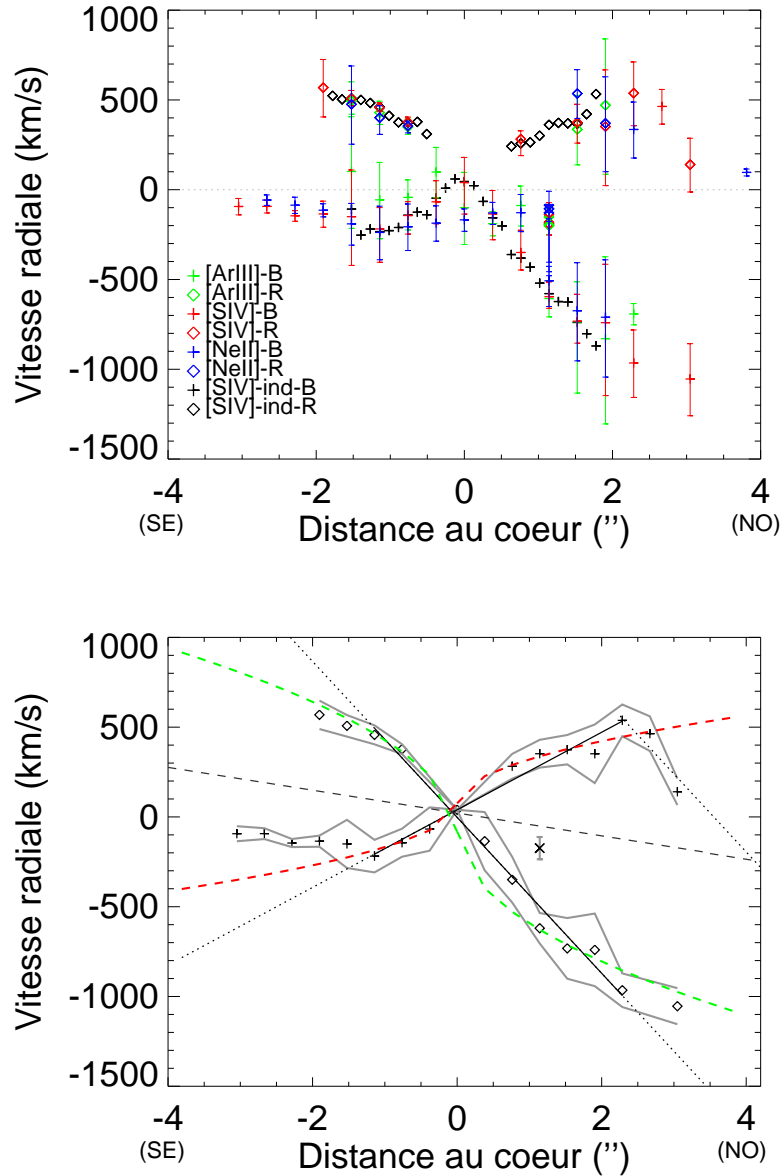


FIG. 10.4 – Champs de vitesse radiale du gaz de la NLR de NGC 1068 suivant la direction à $PA = -15^\circ$. Les vitesses sont relatives à la vitesse propre de la galaxie hôte (1148 km.s^{-1} ; Brinks *et al.* 1997). **En haut** : vitesses mesurées d’après le décalage spectral des raies doublement piquées dans les trois filtres et sur chaque pixel dans la direction spatiale. Cela illustre la nature creuse de la structure de gaz sondée par la spectroscopie. Les champs de vitesse apparaissent symétriques par rapport au cœur. **En bas** : chaque coté du profil de vitesse, mesurée à partir du décalage spectral de la raie de [SIV] (ayant le meilleur rapport signal sur bruit des trois raies) a été ajusté dans chaque champ avec deux lois de vitesse : $v \propto r$ (traits pleins noirs) et $v \propto r^{1/2}$ (tirets rouges et verts). L’ajustement avec la première loi est bon de $2''$ nord-ouest à $1,2''$ sud-est du cœur. Il met en évidence une structure bicône ouverte à 82° , incliné à $-10,7^\circ$ le long de la ligne de visée (vers l’observateur du coté nord du noyau ; l’axe de symétrie du bicône est indiqué par la *ligne noire en tirets*). Les dispersions de vitesses du gaz, déduites des élargissements Doppler des profils de raie, sont représentés par l’épaisseur des bords délimités par les *lignes grises*. La *croix noire* correspond à la vitesse du pic intermédiaire dans le champ 3 NO.

On peut estimer que la vitesse s'annule à $\sim 4,2''$ du côté nord et $\gtrsim 4,1''$ du côté sud.

Compte tenu de l'évolution spatiale particulière des champs de vitesse de la Fig. 10.4, nous avons cherché à contraindre la géométrie des structures de gaz qui y sont associées. Pour cela nous avons utilisé des lois de vitesses empiriques très simples afin d'ajuster les mesures de vitesses radiales (v) en fonction de la distance radiale (r) : $v \propto r$ et $v \propto r^{1/2}$. L'ajustement avec la première loi (que nous appellerons loi en " r ") est très bonne de $1,15''$ SE à $2,3''$ NO et nous conduit à une description de la source en bicône avec les paramètres suivants : le bord le plus distant le long de la ligne de visée est incliné à $i = -30,4^\circ$ au nord, le plus proche l'est à $i = 51,4^\circ$ au nord. La structure est ainsi ouverte à 82° et inclinée à $\sim 10^\circ$ (vers l'observateur du côté nord du bicône). L'ajustement est également très bon avec la seconde loi (que nous appellerons loi en " $r^{1/2}$ "), en particulier du côté nord, et décrit la structure avec une géométrie en *clepsydre* dont les paramètres sont à peu près les mêmes que ceux apportés par la première loi. Le centre de symétrie est légèrement décalé : 60 mas SE en ce qui concerne la loi en " r " et 130 mas SE en ce qui concerne la loi en " $r^{1/2}$ " (équivalent à la taille angulaire d'un pixel). Le centre de symétrie est également décalé de 25 km.s^{-1} vers les valeurs positives de la vitesse radiale. Toutefois, compte tenu de la résolution spatiale des spectres d'une part, et des barres d'erreur associées aux profils de vitesse d'autre part, ces décalages sont tout à fait compatibles avec la position de l'engin central de NGC 1068. D'après les ajustements avec les deux lois de vitesse simples, il paraît clair que le gaz accélère le long d'une structure bicônique. Nous pouvons de plus affirmer que ce bicône est creux car les pics d'émission *blueshiftés* et *redshiftés* sont bien séparés spectralement. Si la structure était pleine, nous observerions une raie unique élargie par la dispersion des vitesses du gaz le long de la ligne de visée. Il est donc vraisemblable que la structure que nous observons par le biais de la spectroscopie en IR intermédiaire soit le cône d'ionisation de NGC 1068 !

Les champs de vitesse déduits des observations en optique des raies du [NII] ($\lambda 6548$ et $\lambda 6583$, Cecil *et al.* 1990) et de la raie d'émission de l'[OIII] ($\lambda 5007$ avec le HST, Cecil *et al.* 2002) sont en bon accord avec ceux mesurés ici. Cecil *et al.* (2002) rendent compte de leurs spectres optiques avec une loi de vitesse en $r^{0,6}$. En IR intermédiaire, nous déduisons une ouverture de 82° identique, et une inclinaison du bicône de 10° en très bon accord avec les résultats de leur étude.

Ces conclusions sont renforcées par le modèle de bicône simple appliqué par Crenshaw et Kraemer (2000) et Das *et al.* (2006) aux données optiques. Ils déduisent de plus que la distance à partir de laquelle la matière commence à décélérer est de $1,94''$ et que le bout du bicône se situe à $5,5''$ du coeur (contre $\sim 2,2''$ et $\sim 4,2''$ dans notre cas). Compte tenu des différences de résolutions spectrales et spatiales entre les deux études, ces mesures sont tout à fait cohérentes entre elles.

Il y a toutefois un point sur lequel nous sommes en désaccord avec les résultats de Das *et al.* (2006). Il concerne l'orientation du bicône dans le plan du ciel qu'ils contraignent à 30° . Ceci pour une raison simple : compte tenu de l'ouverture du cône déduite précédemment (82° , également en accord avec Das *et al.* 2006), une orientation à PA = 30° signifierait que le bord ouest du cône au nord est orienté à PA = -10° . Or, nous voyons ici grâce à la spectroscopie en IR intermédiaire que les raies en émission sont doublement piquées suivant la fente orientée à PA = -15° . Cela met en évidence que le long de cette direction, nous observons encore le gaz distribué suivant les deux bords distincts du cône. Ces éléments impliquent donc que le bord ouest du cône du côté nord du noyau est orienté à plus de -15° vers l'ouest. L'orientation de l'axe du bicône semble donc plus compatible avec la valeur de 15° précédemment établie par Crenshaw et Kraemer (2000) grâce à leur modèle de bicône simple, et celle de $\sim 10^\circ$ déduite par Capetti *et al.* (1997) de la cartographie de la raie d'[OIII] et [NII] + H α dans le noyau. Nous adopterons cette dernière valeur par la suite et c'est celle-là même qui est indiquée à la

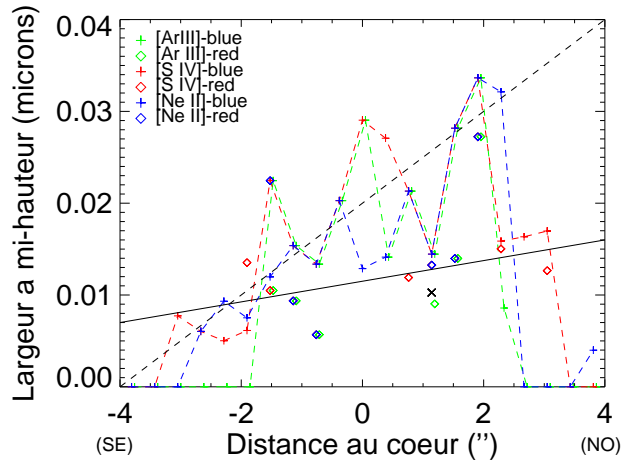


FIG. 10.5 – Evolution spatiale des largeurs à mi-hauteur des raies d’émission détectées dans la direction à $PA = -15^\circ$. Les largeurs à mi-hauteur augmentent en moyenne du SE au NO du noyau, comme l’indiquent les régressions linéaires en trait plein et tirets. L’élargissement des raies est dominé par le terme *turbulent* dont les amplitudes – déduites des mesures présentées ici – sont reportées au bas de la Fig. 10.4.

Fig. 9.1.

Selon Cecil *et al.* (1990), le jet radio est incliné à 45° par rapport au plan de la galaxie hôte pour laquelle $PA = 40^\circ$ et $i = 32^\circ$ (Ulvestad et Wilson 1989). Si tel est effectivement le cas, cela signifie que le jet est orienté à $i \sim 13^\circ$ le long de la ligne de visée (c’est-à-dire vers l’observateur du côté nord du noyau). L’axe du cône d’ionisation semble donc confondu avec l’axe du jet radio, indiquant que ce dernier se propage à l’intérieur du premier. En conséquence, nous interprétons l’accélération du gaz non comme un couplage de la matière au jet radio, mais comme un écoulement (ou “vent”) soulevé, maintenu et accéléré par la pression de radiation produite au niveau de l’engin central (plus particulièrement par les parties internes du disque d’accrétion). De même, il est peu vraisemblable que la décélération du gaz observée dans le profil de vitesse plus loin que $1''$ SE et $2''$ NO soit due à une interaction entre la matière s’écoulant le long des bords du bicône et les structures radio. Ces points seront particulièrement discutés au Chap. 11.

10.3.2 Evolution des largeurs de raies

Déduire une évolution typique de la largeur des raies de nos données spectroscopiques n’est pas évident (voir la Fig. 10.5). Il apparaît tout de même qu’elle augmente de manière significative du sud au nord, suivant une pente plus raide en ce qui concerne les raies *blue-shiftées* que les raies *redshiftées* (voir notamment les courbes en tirets et en trait plein noirs sur la Fig. 10.5).

D’après les largeurs de raies mesurées ici en spectroscopie et d’après l’équation 10.2, l’élargissement Doppler est dominé par l’agitation thermique à condition que la température excède $\sim 10^6$ K. Dans le cas contraire, c’est le terme *turbulent* (associé soit à la vitesse de turbulence, soit à la dispersion de vitesse du gaz) qui prend le dessus. Afin de savoir dans quel régime se trouve le gaz de la NLR que nous observons suivant la fente à $PA = -15^\circ$, nous avons utilisé la formule de la température maximale du vent donnée par Krolik et Begelman (1986), estimée en considérant l’équilibre entre le taux de refroidissement du gaz du fait de son expansion, et

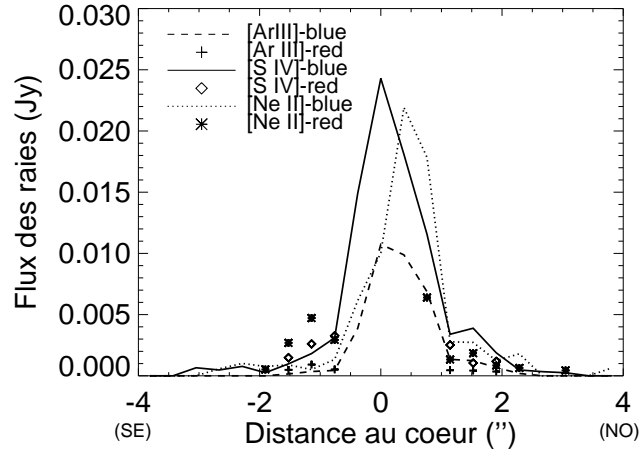


FIG. 10.6 – Evolution spatiale des intensités des raies d’émission détectées dans la direction à $PA = -15^\circ$. Plusieurs choses sont à noter : – le flux de la raie d’[ArIII]+[MgVII] est la moitié de celui des raies de [SIV] et de [NeII] ; – les pics d’intensité des raies de l’[ArIII]+[MgVII] et du [SIV] sont centrés sur la position du noyau, tandis que celui de la raie du [NeII] est centré à $0,4''$ au nord-ouest ; – dans le cas des trois raies, l’aile NO des pics d’intensité est plus prononcée que l’aile SE.

le taux de chauffage radiatif :

$$T_{\max} \sim 10^6 \times L_{44}^{2/3} \left(\frac{T_{c,\text{eff}}}{1,5 \cdot 10^7 \text{ K}} \right) z_{\text{pc}}^{-2/3} \text{ K} \quad (10.2)$$

Si l’on considère comme Krolik et Begelman (1986) une température Compton effective $T_{c,\text{eff}} \sim 1,5 \cdot 10^7 \text{ K}$, une luminosité bolométrique typique de $1,5 \times 10^{11} L_\odot$ pour le noyau de NGC 1068 (Bock *et al.* 2000) et une demi-hauteur du tore de poussière (z) de 2 pc typiquement (cf. Partie II de cette thèse), la température maximale près du cœur est environ de $\sim 4 \times 10^6 \text{ K}$. Si l’on considère maintenant que la température chute comme $r^{1/2}$ (en première approximation lorsqu’on considère un rayonnement de type CN) à l’intérieur de la NLR, alors à $0,5''$ elle est déjà un ordre de grandeur plus faible (10^5 K). De plus, d’après l’ajustement des raies d’émission en X par Ogle *et al.* (2003), la température des électrons de la NLR est vraisemblablement de l’ordre de 10^4 K . Ces éléments montrent que la température dans le bicône est bien plus faible que 10^6 K (sauf peut-être en ce qui concerne le champ centré sur le cœur) et cela signifie que c’est le terme *turbulent* qui l’emporte sur l’agitation thermique dans l’élargissement des raies d’émission. Compte tenu de la géométrie que nous avons mis en évidence par l’interprétation de l’évolution spatiale de la vitesse radiale, il paraît naturel d’associer le terme dit *turbulent* de l’élargissement Doppler des raies à une dispersion de vitesse du gaz s’écoulant le long des bords du bicône (tel que l’illustre la Fig. ??). Celle-ci est donnée en fonction de la distance au cœur dans les tableaux 10.3 et 10.4 et reportée dans la partie basse de la Fig. 10.4 (où la distance entre les courbes grises épaisses entourant les mesures des vitesses radiales indique la dispersion de vitesse associée). Cette approche montre que les bords du bicône sont épais et si l’on prend en compte la loi en “ r ” déduite de l’ajustement des champs de vitesse radiale (Sect. 10.4), nous pouvons estimer que leur épaisseur est typiquement comprise entre $\sim 0,2''$ et $1,2''$. Cela correspond à un *angle de divergence* des bords compris entre 5° et 10° . Il est à noter que ces valeurs correspondent étonnamment à celles prédites statistiquement par Elvis (2000) pour expliquer la faible fraction du nombre de

NAGs ayant une région des raies larges en absorption (cf. Sect. 1.4).

Par des effets de projection, on s'attendrait à ce que le bord du cône nord qui est le plus proche de nous sur la ligne de visée (c'est-à-dire le bras *blueshifté*) nous paraisse plus épais que celui qui est le plus éloigné (c'est-à-dire le bras *redshifté*), et le contraire au sud. A la vue la Fig. 10.4, il ne semble pas que ce soit le cas puisque la dispersion de vitesse est de manière générale plus large au nord qu'au sud et ce que nous observons est plutôt symétrique par rapport à l'axe du bicône. Cela peut indiquer une asymétrie nord-sud dans la distribution de la matière de la NLR, comme semble également le montrer la variation spatiale des intensités de raies (cf. Sect. suivante).

10.3.3 Variation spatiale des intensités de raies

Les mesures d'intensité des raies d'[ArIII]+[MgVII], de [SIV] et [NeII] sont tracées en fonction de l'échelle spatiale dans le noyau à la Fig. 10.6 et reportées dans les tableaux 10.3 et 10.4. Il y a deux choses remarquables dans leurs évolutions. Premièrement, le flux de l'[ArIII]+[MgVII] est la moitié de celui des deux autres raies, qui à leurs pics sont équivalents. Deuxièmement, alors que le flux des raies d'[ArIII]+[MgVII] et de [SIV] piquent sur le champ centré sur le cœur, celui de la raie de [NeII] pique à 0,4'' NO. Cela correspond à la position du nuage nommé NE1 mis en évidence par la déconvolution (Galliano *et al.* 2005). La raie de [NeII] pourrait ainsi être magnifiée du fait de la collision entre le jet et ce nuage particulier de la NLR.

L'évolution des flux des raies suit la même tendance que celle du continu à PA = -15°, décroissant plus rapidement au SE du noyau qu'au NO (voir la Fig. 10.1). Cette légère asymétrie doit certainement provenir d'une plus grande absorption de la matière dans la partie sud du noyau du fait de la présence du disque de la galaxie hôte (incliné à 32°, Ulvestad et Wilson 1989). Il est toutefois étonnant que cette asymétrie soit plus marquée en ce qui concerne la raie du [NeII] (cette constatation est également faite par Mason *et al.* 2006). Est-ce dû à un pic d'activité de la flambée stellaire localement, qui est susceptible de produire l'émission de la raie de [NeII] ? On peut écarter cette possibilité puisque la flambée stellaire ne contribue pas à plus de 1% du flux total du cœur en IR (Marco et Brooks 2003). N'est-ce alors pas simplement dû à une asymétrie nord-sud au sein même de la distribution de la matière de la NLR ? C'est effectivement ce que semble indiquer l'émission *redshiftée* des trois raies qui est plus faible du côté nord du noyau que du côté sud (donc plus absorbée), alors qu'on s'attendrait à la tendance inverse du fait de l'absorption par la galaxie hôte.

TAB. 10.3 – Propriétés des raies d'émission décalées spectralement vers le bleu en fonction de la distance au cœur. Le tableau donne les mesures de la vitesse radiale, de la largeur à mi-hauteur, de la dispersion de vitesse associée et du flux des raies *bleues/hautes* (les chiffres significatifs sont donnés conformément aux barres d'erreur associées aux mesures). Autant que possible, les largeurs à mi-hauteur de la raie de [SIV] ont été utilisées comme une contrainte pour l'ajustement des autres raies (voir Sect. 10.3) ; quand la valeur de la largeur à mi-hauteur n'est pas la même dans les trois colonnes, c'est que l'ajustement des raies de [ArIII]+[MgVII] et de [NeII] n'a pas marché en utilisant la largeur de la raie de [SIV].

Distance au cœur ($''$)	Vitesse radiale			Largeur à mi-hauteur			Dispersion de vitesse			Flux		
	[ArIII]+[MgVII] km.s ⁻¹	[SIV] km.s ⁻¹	[NeII] km.s ⁻¹	[ArIII]+[MgVII] μ m	[SIV] μ m	[NeII] μ m	[ArIII]+[MgVII] km.s ⁻¹	[SIV] km.s ⁻¹	[NeII] km.s ⁻¹	[ArIII]+[MgVII] Jy	[SIV] Jy	[NeII] Jy
-3,810 - 10 SE	/	/	/	/	/	/	/	/	/	/	/	/
-3,429 - 9 SE	/	/	/	/	0,008	/	/	/	/	/	/	/
-3,048 - 8 SE	/	-95	/	/	0,006	0,006	/	95	/	/	<0,001	/
-2,667 - 7 SE	/	-95	-60	/	0,005	0,009	/	75	60	/	<0,001	<0,001
-2,286 - 6 SE	/	-145	-90	/	0,006	0,008	/	60	90	/	<0,001	0,001
-1,905 - 5 SE	/	-135	-115	/	0,006	0,008	/	75	75	/	<0,001	<0,001
-1,524 - 4 SE	105	-150	-190	0,022	0,022	0,011	320	270	120	<0,001	<0,001	<0,001
-1,143 - 3 SE	-60	-220	-240	0,015	0,015	0,015	220	185	150	<0,001	0,002	<0,001
-0,762 - 2 SE	-45	-145	-210	0,013	0,013	0,013	190	160	130	<0,001	0,003	0,001
-0,381 - 1 SE	100	-70	-190	0,020	0,020	0,020	285	245	200	0,004	0,015	0,006
0 - cœur	-100	40	-170	0,029	0,029	0,013	410	350	125	0,011	0,024	0,010
0,3810 - 1 NO	-190	-135	-130	0,014	0,027	0,014	200	325	140	0,010	0,018	0,022
0,7620 - 2 NO	-88	-350	-130	0,021	0,021	0,021	300	260	210	0,007	0,012	0,018
1,1430 - 3 NO	-605	-619	-515	0,012	0,012	0,012	165	140	115	0,001	0,003	0,003
1,1430 - 3 NO2	-160	-175	-110	0,010	0,010	0,010	145	125	100	<0,001	0,001	0,003
1,5240 - 4 NO	-735	-735	-675	0,028	0,028	0,028	397	340	279	0,001	0,004	0,003
1,9050 - 5 NO	-830	-740	-710	0,034	0,034	0,034	475	405	335	<0,001	0,002	0,001
2,2860 - 6 NO	-695	-965	/	0,009	0,016	/	120	191	/	<0,001	<0,001	/
2,6670 - 7 NO	/	/	/	/	/	/	/	/	/	/	/	/
3,0480 - 8 NO	/	-1055	/	/	0,017	/	/	205	/	/	<0,001	/
3,4290 - 9 NO	/	/	/	/	/	/	/	/	/	/	/	/
3,8100 - 10 NO	/	/	/	/	/	/	/	/	/	/	/	/

Description des colonnes : 1. Distance au cœur ($''$) ; 2. Vitesse radiale de la raie d'[ArIII]+[MgVII] ; 3. Vitesse radiale de la raie de [SIV] ; 4. Vitesse radiale de la raie de [NeII] ; 5. Largeur à mi-hauteur de la raie d'[ArIII]+[MgVII] ; 6. Largeur à mi-hauteur de la raie de [SIV] ; 7. Largeur à mi-hauteur de la raie de [NeII] ; 8. Dispersion de vitesse de la raie d'[ArIII]+[MgVII] ; 9. Dispersion de vitesse de la raie de [SIV] ; 10. Dispersion de vitesse de la raie de [NeII] ; 11. Flux de la raie d'[ArIII]+[MgVII] ; 12. Flux de la raie de [SIV] ; 13. Flux de la raie de [NeII].

TAB. 10.4 – Propriétés des raies d'émission décalées spectralement vers le rouge en fonction de la distance au cœur. Le tableau donne les mesures de la vitesse radiale, de la largeur à mi-hauteur, de la dispersion de vitesse associée et du flux des raies *redshiftées* (les chiffres significatifs sont donnés conformément aux barres d'erreur associées aux mesures). Autant que possible, les largeurs à mi-hauteur de la raie de [SIV] ont été utilisées comme une contrainte pour l'ajustement des autres raies (voir Sect. 10.3) ; quand la valeur de la largeur à mi-hauteur n'est pas la même dans les trois colonnes, c'est que l'ajustement des raies de [ArIII]+[MgVII] et de [NeII] n'a pas marché en utilisant la largeur de la raie de [SIV].

Distance au cœur ($''$)	Vitesse radiale			Largeur à mi-hauteur			Dispersion de vitesse			Flux		
	[ArIII]+[MgVII] km.s $^{-1}$	[SIV] km.s $^{-1}$	[NeII] km.s $^{-1}$	[ArIII]+[MgVII] μ m	[SIV] μ m	[NeII] μ m	[ArIII]+[MgVII] km.s $^{-1}$	[SIV] km.s $^{-1}$	[NeII] km.s $^{-1}$	[ArIII]+[MgVII] Jy	[SIV] Jy	[NeII] Jy
-3,810 - 10 SE	/	/	/	/	/	/	/	/	/	/	/	/
-3,429 - 9 SE	/	/	/	/	/	/	/	/	/	/	/	/
-3,048 - 8 SE	/	/	/	/	/	/	/	/	/	/	/	/
-2,667 - 7 SE	/	/	/	/	/	/	/	/	/	/	/	/
-2,286 - 6 SE	/	/	/	/	/	/	/	/	/	/	/	/
-1,905 - 5 SE	/	570	/	/	0,014	/	/	165	/	/	<0,001	/
-1,524 - 4 SE	495	510	480	0,010	0,010	0,022	150	125	222	<0,001	0,003	0,001
-1,143 - 3 SE	430	460	400	0,009	0,009	0,009	130	110	90	<0,001	0,005	0,003
-0,762 - 2 SE	350	380	355	0,006	0,006	0,006	80	70	55	<0,001	0,003	0,003
-0,381 - 1 SE	/	/	/	/	/	/	/	/	/	/	/	/
0 - cœur	/	/	/	/	/	/	/	/	/	/	/	/
0,3810 - 1 NO	/	/	/	/	/	/	/	/	/	/	/	/
0,7620 - 2 NO	/	285	/	/	0,012	/	/	145	/	/	0,006	/
1,1430 - 3 NO	250	350	440	0,013	0,013	0,013	185	155	130	<0,001	0,001	0,003
1,5240 - 4 NO	340	375	535	0,014	0,014	0,014	195	170	140	<0,001	0,002	0,001
1,9050 - 5 NO	470	350	370	0,027	0,027	0,027	385	330	270	<0,001	<0,001	0,001
2,2860 - 6 NO	/	540	335	/	0,015	0,032	/	/	320	<0,001	<0,001	0,002
2,6670 - 7 NO	/	465	/	/	0,016	/	/	180	/	/	<0,001	/
3,0480 - 8 NO	/	140	/	/	0,013	/	/	150	/	/	<0,001	/
3,4290 - 9 NO	/	/	/	/	/	/	/	/	/	/	/	/
3,8100 - 10 NO	/	/	95	/	/	0,004	/	/	40	/	/	<0,001

Description des colonnes : 1. Distance au cœur ($''$) ; 2. Vitesse radiale de la raie d'[ArIII]+[MgVII] ; 3. Vitesse radiale de la raie de [SIV] ; 4. Vitesse radiale de la raie de [NeII] ; 5. Largeur à mi-hauteur de la raie d'[ArIII]+[MgVII] ; 6. Largeur à mi-hauteur de la raie de [SIV] ; 7. Largeur à mi-hauteur de la raie de [NeII] ; 8. Dispersion de vitesse de la raie d'[ArIII]+[MgVII] ; 9. Dispersion de vitesse de la raie de [SIV] ; 10. Dispersion de vitesse de la raie de [NeII] ; 11. Flux de la raie d'[ArIII]+[MgVII] ; 12. Flux de la raie de [SIV] ; 13. Flux de la raie de [NeII].

CHAPITRE 11

Discussion

Sommaire

11.1 Le cône et son environnement	140
11.1.1 Relations entre le tore et le vent	140
11.1.2 La corrélation entre les différentes émissions au sein du bicône d'ionisation	142
11.1.3 Interactions entre le “vent” et le milieu interstellaire	143
11.2 Processus d'ionisation du gaz de la NLR	145
11.2.1 Ionisation par chocs ou photoionisation?	145
11.2.2 Modèles de photoionisation appliqués aux rapports de raies	148
11.3 En résumé	152

Les résultats apportés par la spectroscopie en IR intermédiaire sont particulièrement intéressants en ce qui concerne les données acquises avec la position de fente à $PA = -15^\circ$. Il semble en effet que la structure, révélée lors de l'interprétation des champs de vitesse radiale associés aux raies de l'[ArIII]+[MgVII], du [SIV] et du [NeII] le long de cette direction, s'apparente au bicône d'ionisation de NGC 1068. Ce dernier est ouvert à 82° , incliné à -10° vers l'observateur du côté nord, et orienté à $PA \lesssim 15^\circ$ dans le plan du ciel, en bon accord avec les études en spectroscopie précédemment menées dans les domaines de l'optique et de l'UV.

Le présent chapitre discute des relations entre les différentes structures observées dans le noyau de NGC 1068, dans le cadre du schéma unifié des NAGs. Dans un premier temps, nous tenterons de savoir d'où provient l'écoulement de gaz constituant le bicône, en nous demandant en particulier quels sont ses liens avec le tore de poussière. Puis nous suivrons cet écoulement le long de sa propagation au sein de la NLR et regarderons quels liens il entretient avec les structures d'intérêt du noyau, tels que les jet ou contre-jet radio, et les nuages de gaz et de poussière cartographiés en imagerie optique et IR. Nous verrons ensuite de quelles manières le vent interagit avec son environnement à plus grande échelle (quelques secondes d'angle), c'est-à-dire le milieu interstellaire (MIS) contenu dans le disque de la galaxie hôte de NGC 1068.

Finalement nous nous intéresserons aux aspects relatifs aux processus d'ionisation du gaz, responsables entre autres de l'émission des raies d'[ArIII], du [SIV] et du [NeII] détectées en IR intermédiaire avec VISIR, et nous posant la question suivante : la photoionisation est-elle dominée par des phénomènes de collisions ou est-elle uniquement produite par le champ de rayonnement intense provenant de l'engin central? Nous analyserons dans ce contexte les rapports d'intensité des trois raies citées précédemment.

11.1 Le cône et son environnement

11.1.1 Relations entre le tore et le vent

Dans le cadre du schéma unifié standard des NAGs, on pense que l'emplacement et l'ouverture du cône d'ionisation sont exclusivement définis par la géométrie du tore de poussière. Si l'on considère l'orientation du bicône d'ionisation dans le plan du ciel ($\lesssim 15^\circ$), on s'attendrait à ce que l'axe du tore de poussière soit orienté de la même manière. D'après les récentes observations MIDI du noyau de NGC 1068, il semble que ce ne soit pas le cas puisque l'axe du tore est en fait orienté à $PA = 48^\circ$ (Raban *et al.* 2007). Ceci est illustré par le schéma de la Fig. 11.1 où le non-alignement des deux structures est frappant. Y sont également représentées les contreparties *redshiftée* et *blueshiftée* du disque des masers H_2O , dont l'axe est orienté à $PA = 50^\circ$ (Gallimore *et al.* 2001), c'est-à-dire de la même manière que le tore de poussière. Cette constatation n'est pas étonnante compte-tenu de la discussion que nous avons tenue à propos de l'emplacement de l'émission maser par rapport à la poussière du tore (voir la Sect. 5.2). Mais alors que se passe-t-il en ce qui concerne le bicône d'ionisation ? Un fait important à considérer pour tenter de répondre est que l'axe du bicône est confondu avec celui de la base du jet radio (Cecil *et al.* 1990). Puisque le jet radio est *a priori* éjecté suivant l'axe du moment angulaire (*spin*) du trou noir central (TNC), il est naturel de penser que c'est également le cas de l'écoulement de gaz (ou "vent") formant les bords du bicône. D'après les modèles d'Elvis (2000) et de Nicastro (2000), le "vent" aurait pour origine une instabilité dans la partie interne du disque d'accrétion à des rayons $\lesssim 10^3 r_s$ (où r_s est le rayon de Schwarzschild). Cela semble tout à fait cohérent avec le fait que l'axe de la partie interne du disque d'accrétion est confondu avec l'axe de propagation des jets radio, et donc le *spin* du TNC. Mais alors comment se fait-il que le tore de poussière, ainsi que le disque des masers H_2O n'aient pas cette même orientation ?

Pour tenter de répondre à cette question, nous proposons une interprétation qualitative basée sur l'effet Bardeen-Petterson (BP ; Bardeen et Petterson 1975). Ce n'est sans doute pas le seul scénario permettant d'expliquer le non-alignement des structures du noyau, mais il est particulièrement élégant et tout à fait approprié au cas des disques d'accrétion fin au cœur des NAGs. On peut ainsi citer les études théoriques récentes de Lodato et Pringle (2006) ou Nayakshin (2005), ou encore de Caproni *et al.* (2006) dans le cas particulier du noyau de NGC 1068. L'idée sous-jacente décrite par l'effet BP est que l'orientation des différentes orbites keplériennes du disque d'accrétion d'un NAGs varient de manière continue avec la distance au TNC et le temps, essentiellement à cause d'effets relativistes (effets Lense-Thirring, mais je ne rentrerai pas ici dans les détails car ces effets dépassent le cadre de mon étude). Ainsi, très près du TNC et jusqu'au rayon de BP (de l'ordre de $10^2 r_s$ à $10^3 r_s$, c'est-à-dire $\sim 2 \cdot 10^{-5}$ pc à $\sim 2 \cdot 10^{-4}$ pc), l'axe de rotation du disque d'accrétion est déterminé par le *spin* du TNC. A ces échelles, le disque d'accrétion est donc perpendiculaire aux jets radio. Au-delà, le disque peut-être incliné différemment et donc se gauchir sous l'action d'autres effets, comme par exemple l'accrétion de la matière provenant de plus grandes échelles spatiales.

Il se peut donc très bien que le vent prenne origine à une échelle de distances inférieure au rayon de r_{BP} – c'est-à-dire bien plus petite que celle du tore de poussière dont la taille est de l'ordre du parsec – et qu'en étant soulevé et soufflé par la pression de radiation des parties internes du disque d'accrétion, il emporte une partie du moment angulaire du TNC. Ce scénario permettrait ainsi d'expliquer l'alignement des cônes avec la base des jets radio (orienté proche de la direction NS et incliné à $\sim 10^\circ$, Gallimore *et al.* 2004). L'axe du moment angulaire du disque d'accrétion, au-delà de r_{BP} , serait déterminé par celui de la matière s'accrétant, dont la direction est celle de l'axe du tore de poussière ($PA = 48^\circ$)¹.

¹Remarques : D'après Lodato et Pringle (2006), le temps nécessaire à l'alignement complet des moments

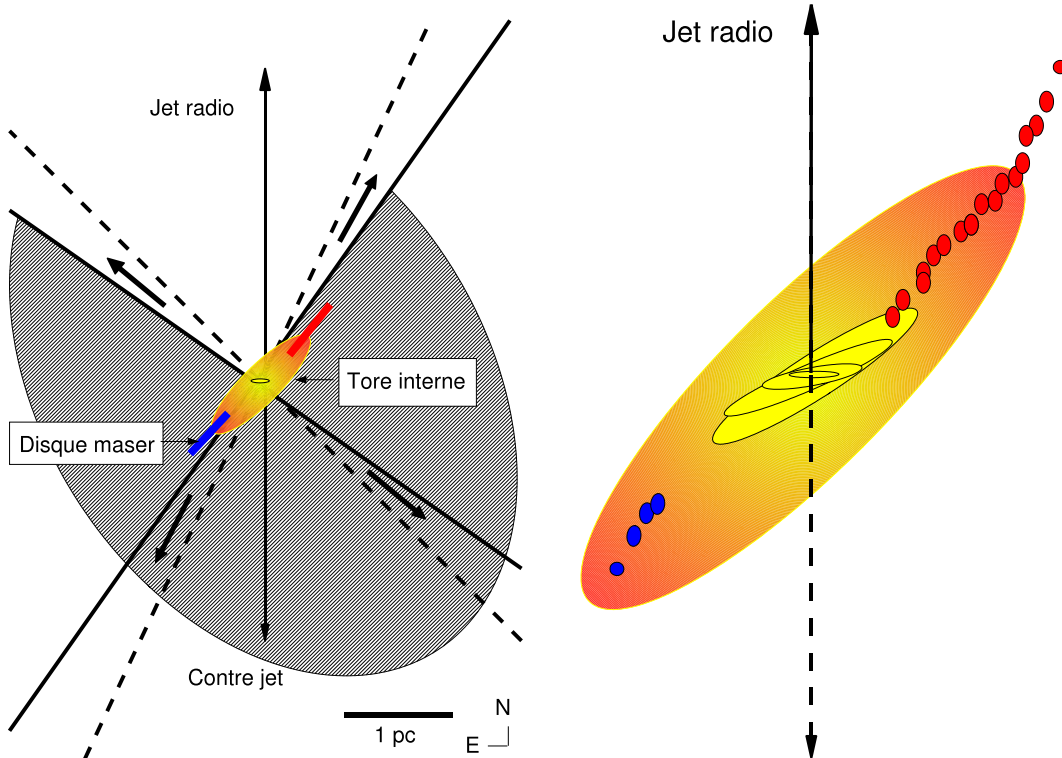


FIG. 11.1 – **A gauche** : Schéma d'illustration de la géométrie du bicône d'ionisation telle qu'observée dans le plan du ciel. L'orientation dans le plan du ciel est choisie à $PA = 15^\circ$ (valeur maximale), conformément à la présente étude, aux images VISIR déconvoluées (cf. Fig. 7.7) et aux observations en optique avec le HST Capetti *et al.* (1997). La composante orange, allongée ($1,35 \text{ pc} \times 0,45 \text{ pc}$) et dont l'axe est orienté à $PA = 48^\circ$ est le tore de poussière mis en évidence par Raban *et al.* (2007, en préparation) d'après les récentes observations MIDI. Cette structure est alignée avec le disque maser orienté à -40° (Gallimore *et al.* 2001), représenté par les demi-disques rouge et bleu associés aux émissions *redshiftées* et *blueshiftées* respectivement (un zoom sur ces structures est présenté **à droite**). Cette illustration montre que contrairement aux attentes du modèle unifié des NAGs, l'axe du tore n'est pas confondu avec celui du bicône ou de la base du jet radio. Nous interprétons ce non-alignement par un gauchissement du disque d'accrétion (représenté en jaune sur le schéma de droite; pour l'illustration, l'échelle à laquelle le gauchissement débute a été augmentée) dont le moment angulaire est dominé par le *spin* du trou noir central jusqu'à un rayon $\lesssim 2 \cdot 10^{-4} \text{ pc}$ typiquement (effets Bardeen et Petterson 1975), et par le moment angulaire de la matière s'accrétant à plus grande échelle (mis en évidence par l'axe du tore de poussière; cf. Sect. 11.1.1). Le plan de la galaxie hôte mentionné à la Sect. 11.1.3 est représenté par la surface grisée.

On peut tout à fait faire le rapprochement avec le noyau de Circinus, dans lequel le tore de poussière interne est orienté de la même manière que la partie externe du disque des masers H_2O , mais non suivant l'axe du bicône d'ionisation (Tristram *et al.* 2007, d'après l'analyse d'observations MIDI de Circinus). Une différence toutefois avec le cas de NGC 1068, mais renforçant le scénario exposé au-dessus, est que l'on observe directement un gauchissement dans la distribution des masers H_2O entre un rayon $< 0,1$ pc, échelles auxquelles l'axe du disque est aligné avec celui des structures radio, à $0,2$ pc du cœur où il s'aligne avec celui du tore de poussière (l'amplitude totale du gauchissement est de 27° , Greenhill *et al.* 2003). Suivant Tristram *et al.* (2007), il est ainsi possible que la direction du bicône d'ionisation soit essentiellement définie par le disque gauchi, mais la poussière environnante (détectée jusqu'à un rayon $d \sim 1$ pc avec MIDI) contribuerait à resserrer son ouverture.

11.1.2 La corrélation entre les différentes émissions au sein du bicône d'ionisation

Au cours de l'exposé, nous avons déjà eu l'occasion de constater la très bonne corrélation entre les différentes émissions du noyau de NGC 1068. D'une part, la cartographie de la raie de l'[OIII] nous montre la distribution du gaz sous forme de petits nuages et de filaments dans une région privilégiée de la NLR ouverte à $\sim 90^\circ$ et orienté à $\lesssim 15^\circ$ dans le plan du ciel (Capetti *et al.* 1997). D'autre part, l'imagerie du continu IR (proche et intermédiaire) – *a priori* thermique – nous apporte des informations sur la distribution de la poussière. La déconvolution met ainsi en évidence certains nœuds, ou nuages, dont la taille réelle est non-contrainte du fait de la limite de diffraction des télescopes au sol (Gratadour *et al.* 2006, Galliano *et al.* 2005). Ces nuages de poussière sont situés dans la même région de la NLR que le gaz, mais il semble toutefois qu'ils soient distribués de manière privilégiée autour de la propagation du jet radio (ceci est notamment mis en évidence par l'analyse interférométrique des images VISIR *BURST*, cf. Sect. 7.2.2).

La spectroscopie permet d'affiner la vision en 3 dimensions de cette région de la NLR et met en évidence que le gaz est localisé dans un écoulement le long d'une structure bicônique creuse, ouverte à 82° et dont l'axe est confondu avec celui des jets radios. La corrélation est une nouvelle fois très bonne entre les différents domaines de longueur d'onde, cette structure étant responsable des émissions des raies d'ionisation intenses de l'[OIII] et de l' $\text{H}\beta$ observées en optique (Crenshaw et Kraemer 2000, Cecil *et al.* 2002), du CIV, de l'HeIII et du CIII] observées en UV (Groves *et al.* 2004a) et de l'[ArIII], du [SIV] et du [NeII] détectées en IR intermédiaire (la présente étude)

On s'attendrait alors à ce que le gaz et la poussière soient couplés, donc que cette dernière soit elle aussi contenue dans les bords du bicône. Tout ne se déroule en fait pas si simplement dans le noyau de NGC 1068 car il apparaît, dans la partie nord tout du moins, que le jet radio – qui se propage à l'intérieur du bicône – rencontre un nuage dense composé de poussière, situé à $\sim 0,4''$ du cœur. Ce nuage correspond à celui noté HST-C en UV par Capetti *et al.* (1997), NE1 en IR intermédiaire par Galliano *et al.* (2005) et IR-1b en IR proche par Gratadour *et al.* (2006). La collision infléchit de manière significative la direction de propagation du jet, de $\text{PA} = 0^\circ$ à $\text{PA} = 31^\circ$ (Gallimore *et al.* 2004). Ceci prouve donc qu'une partie de la poussière est située à l'intérieur du bicône! Mais si un ou plusieurs nuages de poussière se trouvent dans la partie creuse du bicône, et qui plus est entrent en collision avec le jet radio, il est probable qu'ils soient en partie photodissociés (soit par le champ de rayonnement central, soit par la collision elle-même) et forment une phase gazeuse, qui est logiquement détectable en spectroscopie. La signature de la présence de ce gaz en IR intermédiaire n'est toutefois pas

angulaires du TNC et du disque d'accrétion au delà du r_{BP} est d'environ 10^7 ans. Cette échelle de temps est tout à fait compatible avec une phase d'accrétion de l'ordre de 10^6 ans (cf. Sect. 1.5.2; Davies *et al.* 1998) puisque dans le cas de NGC 1068, le système n'a effectivement pas eu le temps d'atteindre l'équilibre.

si évidente, mais il est possible que l'unique raie large observée dans les trois champs centrés sur le noyau (c'est-à-dire de $\sim 0,6''$ SE à $\sim 0,6''$ NO) résulte d'un chevauchement entre un pic *blueshifté*, un *redshifté*, et un intermédiaire (proche de la position de la raie au repos) et que ce dernier corresponde à l'émission du gaz à l'intérieur du bicône. Une raie unique large est encore détectée dans le champ 2 NO en ce qui concerne l'[ArIII] et le [NeII] et les trois pics sont ensuite bien séparés dans le champ 3 NO. C'est une interprétation possible et afin de la confirmer cette interprétation, il serait nécessaire d'observer ces mêmes champs en haute résolution spectrale avec VISIR (R = 30 000). Pour expliquer le pic central dans les spectres du champ 3 NO, nous proposons une interprétation alternative à la Sect. 11.1.3.

Qu'en est-il du côté sud du noyau? En ce qui concerne les émissions en optique ou en proche-IR, elles semblent être affectées par de l'absorption de la part de la galaxie hôte (orientée à PA = 40° et inclinée à 32° le long de la ligne de visée, Ulvestad et Wilson 1989, cf. Fig. 11.1). On distingue tout de même l'émission d'une langue de matière en continu IR proche (cf. Fig. 2.3 Gratadour *et al.* 2006), plus particulièrement mise en évidence par les observations VISIR en bande N (cf. Fig. 7.7), s'étendant jusqu'à $\sim 1,3''$ du cœur. Sa forme paraît étonnamment symétrique par rapport à celle s'étendant du côté nord du noyau puisqu'elle est initialement orientée à PA $\sim 15^\circ$ et se courbe à PA $\sim 30^\circ$ au-delà de $0,7''$ SE. Ces composantes nord et sud réunies forment précisément la structure en *S* du noyau IR, auxquelles le traitement interférométrique des images *BURST* est sensible.

Une trace du contre-jet radio est donnée par l'intermédiaire de la composante S2 dans les cartes radio 1,4 GHz et 5 GHz de Gallimore *et al.* (2004, située à ~ 150 mas du cœur), semblant révéler sa base. Les émissions radio plus au sud ne sont pas détectées puisque le contre-jet se propage *a priori* dans la direction opposée de l'observateur. Il est ainsi possible que la langue IR du côté sud constitue une indication additionnelle de la propagation du contre-jet, à la manière de la langue IR au nord. Gallimore *et al.* (2004) interprète d'ailleurs la composante S2 comme étant la signature d'une collision entre un nuage de matière de la partie sud du noyau et le contre-jet. Cette composante a d'ailleurs une contrepartie optique notée HST-A dans la carte [OIII] de Capetti *et al.* (1997). Ces éléments soutiennent l'interprétation selon laquelle le contre-jet se propagerait lui aussi initialement à PA $\sim 0^\circ$ et se courberait à PA $\sim 30^\circ$ à $0,7''$ au sud-est du cœur.

11.1.3 Interactions entre le “vent” et le milieu interstellaire

Parlons maintenant des relations entre la matière du bicône d'ionisation et celle distribuée à grande échelle (c'est-à-dire à quelques secondes d'angle du cœur). Il est tout de suite à noter que l'une des *génératrices* du bicône (c'est-à-dire une droite du bicône passant par le point de jonction des deux cônes) est contenue dans le plan de la galaxie hôte, cette dernière étant inclinée à 32° le long de la ligne de visée (Ulvestad et Wilson 1989). La génératrice en question est celle correspondant au champ de vitesse *redshifté* dans la partie nord du bicône et *blueshifté* dans la partie sud (voir la représentation à la Fig. 11.2). C'est justement en ce qui les concerne que la décélération du champ de vitesse du gaz, mise en évidence par le décalage spectral des raies est la plus marquée (cf. 10.4). Les décrochages à $1,5''$ SE et $2,3''$ NO paraissent d'autant plus importants si l'on considère l'ajustement avec la loi de vitesse en “ $r^{1/2}$ ” (l'autre génératrice du bicône le long de la ligne de visée est très bien ajustée avec cette loi). Il se peut donc très bien que la décélération du gaz observée suivant la génératrice qui est contenue dans le plan de la galaxie hôte soit provoquée par des interactions entre le gaz et la matière interstellaire du disque de la galaxie. Ce scénario fut d'abord proposé par Crenshaw et Kraemer (2000) afin d'expliquer cette même décélération observée en optique avec le HST. On peut aller plus loin en présageant que la dissymétrie entre les décélérations du côté nord et du côté sud (la pente et la distance à laquelle débute la décélération du gaz étant différentes)

est due à l'anisotropie du MIS.

Comme nous l'avons déjà mentionné, nous observons par ailleurs une chose intéressante dans le champ 3 NO ($\sim 1,14''$ du cœur) où il apparaît que les raies de l'[ArIII]+[MgVII], du [SIV] et du [NeII] sont toutes trois triplement piquées et la largeur de chacun des pics pris indépendamment est la même pour les trois raies. Il semble, d'après les images acquises en IR intermédiaire, que ce champ corresponde justement à la position d'un nuage de la NLR émettant en IR intermédiaire (voir la Fig. 9.1 où le découpage des fentes est superposé ; ce nuage est plus particulièrement visible dans le filtre *NeII*). Ce serait la contrepartie IR intermédiaire du nuage HST-E observé en [OIII] par Macchetto *et al.* (1994) et IR-1 des images déconvoluées en IR proche de Gratadour *et al.* (2006). L'émission du pic central pourrait ainsi être la conséquence d'une collision faisant intervenir ce nuage. Mais une collision avec quoi ? On peut écarter la possibilité que ce soit avec le jet radio puisque ce dernier entre en collision avec le nuage HST-C situé plus près du cœur puis se courbe vers l'est (alors que le nuage HST-E est situé à l'ouest du nuage HST-C). Un indice semble être apporté par les trois champs de vitesse mis en évidence par l'intermédiaire du décalage spectral de chacun des pics d'émission des trois raies dans ce champ : -535 km.s^{-1} , $\sim -100 \text{ km.s}^{-1}$ et 345 km.s^{-1} . Tandis que les première et dernière valeurs sont sans conteste associées aux émissions *blueshiftée* et *redshiftée* du vent s'écoulant le long des bords du cône d'ionisation dans la partie nord du noyau, l'interprétation est moins directe en ce qui concerne le champ de vitesse intermédiaire. Il est en outre intéressant qu'il soit de même amplitude que celui observé dans la direction EO centrée sur le noyau (cf. Sect. 10.2). Ce dernier champ de vitesse était alors interprété comme la vitesse radiale de la matière tombant vers l'engin central, ou dit en d'autres termes : de la matière nourrissant le tore de poussière ! Même si l'origine de la matière s'accrétant sur le tore n'est pas encore tout à fait claire, il est vraisemblable qu'elle provienne du MIS. Ainsi, l'amplitude de 100 km.s^{-1} du pic central est peut-être reliée à la vitesse radiale propre au MIS de la galaxie hôte, et ceci favoriserait l'interprétation de la collision entre le vent et le MIS proposée plus haut.

Nous ne pouvons toutefois pas être catégoriques sur l'interprétation de champ de vitesse qui comme nous l'avons déjà évoqué, peut également être simplement propre au nuage HST-E, ou peut-être même la conséquence directe de la propagation de la matière en amont du choc entre le jet et le nuage HST-C. Les mécanismes d'émission de raies d'ionisation dans les milieux post-chocs étant complexes, on ne peut pas exclure cette possibilité.

Au-delà de $4''$ du cœur, au bout du bicône, on voit dans les images HST/[OIII] une frontière nette dans la structure de la NLR ionisée (Capetti *et al.* 1997). Cette distance correspond justement à la transition de la structure en jets à la structure en lobes de l'émission radio (Wilson et Ulvestad 1987), résultant sans doute d'un choc "*en voûte*" avec le MIS environnant. D'après Capetti *et al.* (1997), l'ionisation du gaz est d'ailleurs bien plus élevée à cet endroit particulier de la NLR que dans la région située juste en amont. Il est notable que cette distance de $4''$ corresponde justement à l'extrémité du cône d'ionisation dans la partie nord du noyau, que nous déduisons de la spectroscopie en IR intermédiaire. Ceci n'est pas une coïncidence puisque le choc frontal entre le jet et le MIS freine la propagation de l'écoulement de gaz jusqu'à éventuellement la stopper complètement. L'effet combiné des interactions latérales et frontales entre le "vent" et le MIS contenu dans le disque de NGC 1068 expliquerait ainsi la décélération du gaz observée à partir de $2,5''$ NO du cœur. Ceci est très bien illustré par la Fig. 11.3 tirée de Wilson et Ulvestad (1987) décrivant le choc "*en arc*" entre le jet radio et le MIS à l'extrémité du bicône (la trajectoire de l'écoulement du gaz le long des bords du bicône est schématisée par les flèches rouges).

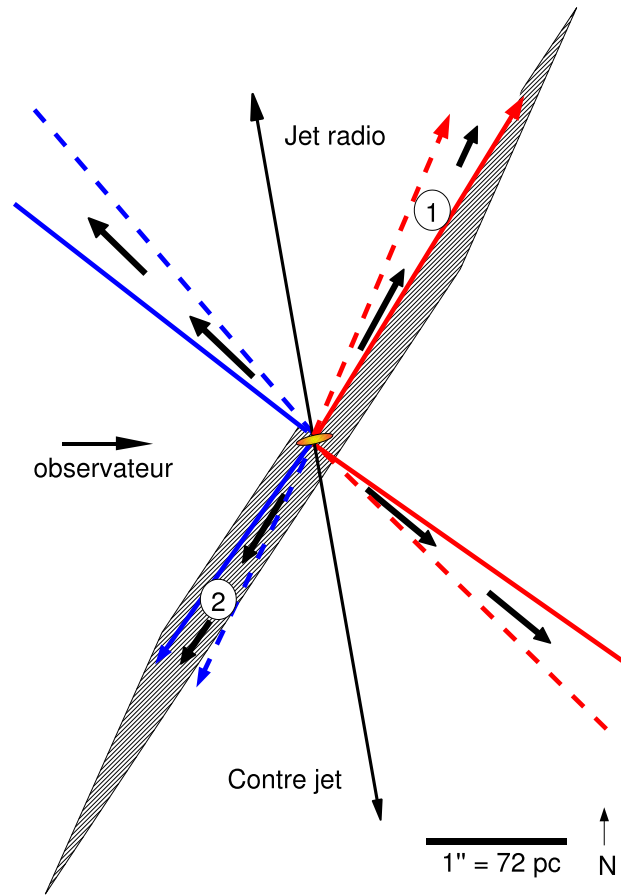


FIG. 11.2 – Géométrie du bicône d'ionisation le long de la ligne de visée, telle que déduite de la spectroscopie en IR intermédiaire. L'observateur, situé à gauche de la figure, voit les émissions *blueshiftées* et *redshiftées* du gaz s'écoulant le long des bords vers l'extérieur du noyau. L'inclinaison du bicône – déduite des observations spectroscopiques en IR intermédiaire et en accord avec les observations optiques et UV – est de -10° le long de la ligne de visée, son ouverture est de 82° et l'angle de divergence des bords est typiquement compris entre 5° et 10° . Le plan de la galaxie hôte, incliné à 32° le long de la ligne de visée (Ulvestad et Wilson 1989) et représenté par la surface hachurée sur la figure, est tangent à un des bords du bicône. Les interactions entre l'écoulement du gaz et le MIS distribué dans le disque de la galaxie hôte peuvent expliquer les décélérations observées le long des bords notés (1) et (2). D'après Cecil *et al.* (1990), la direction de propagation de la base du jet radio est inclinée à 45° par rapport au plan de la galaxie hôte, signifiant que l'axe du jet et l'axe du bicône sont confondus.

11.2 Processus d'ionisation du gaz de la NLR

11.2.1 Ionisation par chocs ou photoionisation ?

A l'origine, seuls les processus de photoionisation par le rayonnement de l'engin central des NAGs étaient invoqués afin d'expliquer l'ionisation de la matière de la NLR (voir Davidson et Netzer 1979, pour une revue des premiers modèles de photoionisation). Toutefois, dans nombre de NAGs on observe une forte corrélation entre les émissions du gaz (détecté en optique par les émissions de la raie de l'[OIII]) et les structures radio. Forts de ces constatations, certains

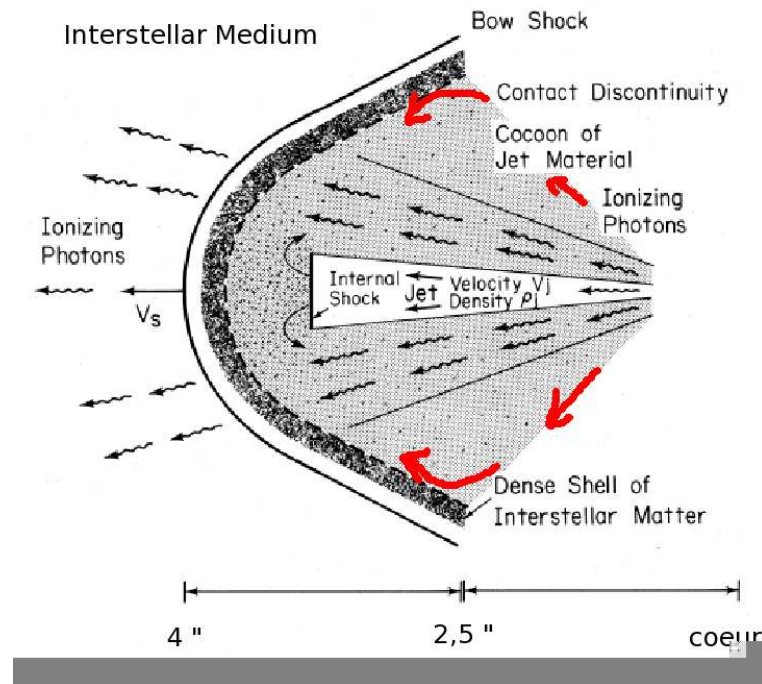


FIG. 11.3 – Illustration du modèle de choc “en arc” de Wilson et Ulvestad (1987). Les flèches en rouge schématisent la trajectoire du gaz le long des bords du bicône d’ionisation telle que nous l’observons en spectroscopie avec VISIR.

auteurs tels que M. A. Dopita se sont intéressés à des processus dans lesquels la photoionisation du gaz de la NLR est en fait dominée par des collisions entre les jets radio et le milieu ambiant.

Dans le cas de NGC 1068, une corrélation entre les émissions radio, optique et IR est effectivement observée (cf. Sect. 11.1.2). Il paraît donc naturel de se poser la question quant aux processus régissant la photoionisation de la matière de la NLR. Nous allons les aborder l’un après l’autre, en débutant par les modèles de chocs. Nous tenterons ensuite de répondre, notamment en nous appuyant sur les diagnostics de rapports de raie établis grâce aux données spectroscopiques de VISIR.

L’idée sous-jacente des modèles de chocs est l’intervention des jets radio, qui en se propageant entreraient en collision avec la matière de la NLR. Les chocs chaufferaient localement le milieu, qui en se refroidissant ultérieurement émettraient des photons très énergétiques. Le champ de photons UV ainsi produit serait alors responsable de l’ionisation du milieu *post-choc* (et éventuellement du milieu *pré-choc* si le choc se déroule à une vitesse suffisante). Les indices de la présence d’un choc entre le jet radio et le nuage HST-C dans le noyau de NGC 1068 constituent un argument fort en faveur de ce processus d’ionisation. D’autre part, les modèles de chocs développés par Dopita et Sutherland (1996) permettent non seulement de reproduire des rapports de certaines raies optiques intenses (telles que l’[OIII], l’H β , ou l’[OII]) observées dans un petit échantillon de Seyferts, mais également d’expliquer la très haute température des électrons généralement observée dans la NLR ($\gtrsim 20\,000$ K). Toutefois, ce type de modèles rencontre des limitations et ils ne parviennent par exemple pas à rendre compte de la forte intensité des raies coronales telles que celles du [FeVII], [FeX], [SVII], [SXII], [SiVI] ou [SiVII]. Bien qu’ils permettent d’expliquer des vitesses d’écoulement du gaz de la NLR de 300 à 500 km.s $^{-1}$, ils échouent pour des vitesses plus élevées (comme les 1000 km.s $^{-1}$ observés

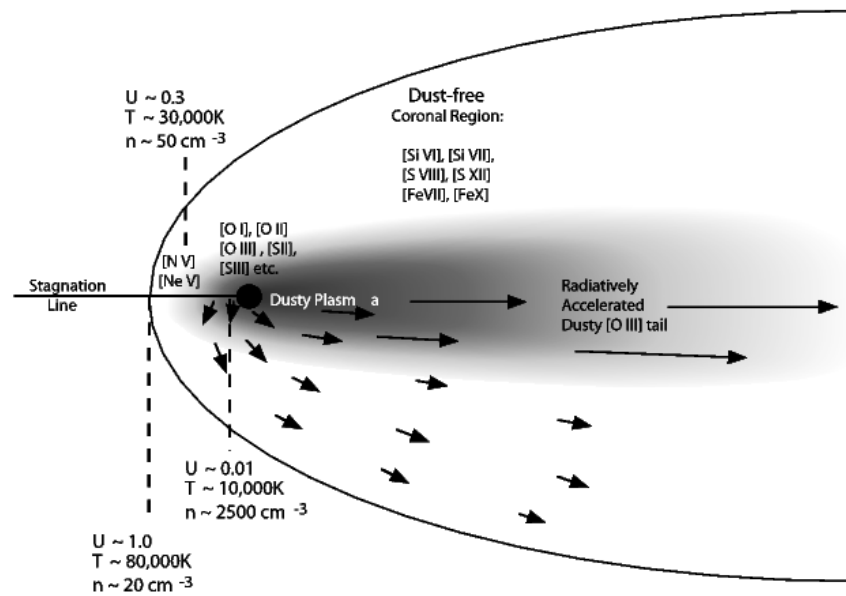


FIG. 11.4 – Illustration du modèle de photoionisation prenant en compte la poussière et dominé par la pression de radiation (tiré de Dopita *et al.* 2002).

dans le noyau de NGC 1068 par exemple).

Depuis les premiers modèles de photoionisation par le rayonnement de l'engin central, du chemin a été accompli et le modèle développé récemment par Dopita *et al.* (2002) semble remédier aux limitations laissées en suspens par les modèles de chocs. Le processus de photoionisation au sein de la NLR qu'ils considèrent est complet puisqu'il prend en compte un environnement où la poussière est non seulement présente, mais y participe par l'intermédiaire de l'absorption et de la diffusion du rayonnement, ainsi que par le chauffage photoélectrique des électrons. Considérer la poussière dans les modèles de photoionisation implique également la prise en compte d'un gradient d'opacité du nuage ionisé, donc un gradient de pression de radiation. La densité est donc variable dans ce modèle et la pression à l'avant du nuage photoionisé est dominée par la pression radiative du cœur. Le schéma illustratif du modèle est présenté à la Fig. 11.4 : le rayonnement de l'engin central vient photodissocier la gaz et la poussière situés à l'avant d'un nuage de la NLR. L'ensemble est soufflé latéralement et vers l'arrière du nuage par la pression radiative. Le champ de rayonnement local et les effets photoélectriques faisant intervenir la poussière deviennent importants. La charge totale des grains tend à s'équilibrer. Certains d'entre eux se découplent du gaz, tandis que les autres y sont toujours liés et sont emportés avec. Ces mouvements provoquent des collisions entre grains, provoquant leur destruction dans les régions frontalières du nuage. Ces processus forment de cette manière une enveloppe de gaz autour du nuage et une queue de plasma poussiéreuse à l'arrière. Dans les zones latérales du nuage, là où la densité est faible, le degré d'ionisation et la pression de radiation sont très importants : ce sont dans ces zones que les raies coronales sont émises, comme l'illustre la Fig. 11.4.

Les meilleurs diagnostics permettant de distinguer entre les deux processus exposés précédemment sont apportés par les rapports d'intensité de raies émettant dans le domaine de l'UV. Ces diagnostics ont été considérés dans le cas de NGC 1068 et comparés par Groves *et al.* (2004a) aux grilles de modèles de photoionisation par choc (d'après Dopita et Sutherland 1996) et les modèles de photoionisation dominée par la pression de radiation du cœur

(d'après Dopita *et al.* 2002). Les positions de fentes qu'ils ont utilisées couvrent $\sim 30\%$ du noyau, donc un large intervalle de densité et d'état d'ionisation du gaz, le long de l'axe du jet ou non. Ils montrent de cette manière que c'est effectivement la photoionisation par le champ de rayonnement de l'engin central qui domine l'ionisation du gaz de la NLR, même s'il y a tout de même des interactions locales avec le jet radio susceptibles de magnifier quelque peu le degré d'ionisation local.

11.2.2 Modèles de photoionisation appliqués aux rapports de raies

C'est dans ce contexte que nous nous sommes nous mêmes intéressés aux modèles de photoionisation dominée par la pression de radiation du cœur, en comparant les rapports d'intensité des trois raies détectées par VISIR avec les grilles de modèles fournies par Groves *et al.* (2004b). Nous nous sommes limités à la position de fente à $PA = -15^\circ$ suivant laquelle le bicône d'ionisation est détecté. L'axe de ce dernier et des jets radio étant confondus, on peut effectivement considérer qu'ils n'entrent pas en interaction et que l'ionisation du gaz constituant la structure du bicône est principalement due aux photons énergétiques provenant de l'engin central.

Une première catégorie de modèles présentée par Groves *et al.* (2004c) ne considère pas l'implication de la poussière dans le processus complet de photoionisation, une seconde catégorie la prend en compte par l'intermédiaire du transfert de rayonnement et par le chauffage photoélectrique du gaz (voir le modèle de Dopita *et al.* 2002, exposé à la Sect. 11.2.1).

Pour les deux ensembles de modèles, les grilles ont été générées en fonction de différents paramètres :

- la densité au niveau de la face avant du nuage, pour des valeurs de 10^2 , 10^3 ou 10^4 cm^{-3} (typiques des variations de densité dans la NLR) ;
- la métallicité, de $0,25 Z_\odot$ à $4 Z_\odot$ (voir Groves *et al.* 2004c, pour les abondances relatives entre les éléments considérés) ;
- l'indice spectral de la loi de puissance de la densité spectrale d'énergie du rayonnement central, de $-1,2$ à -2 ;
- le paramètre d'ionisation local U_0 à la face avant du nuage, défini par $U_0 = S_\star/n_0c$ où S_\star est le flux incident de photons ionisants et n_0 est la densité initiale du nuage. U_0 varie entre 10^{-4} et 1.

Pour la comparaison, et compte-tenu des mesures d'intensité des trois que nous avons observées, nous avons tracé les trois raies diagrammes suivants :

- *diagramme 1* : $[SIV]/[NeII]$ en fonction de $[ArIII]+[MgVII]/[SIV]$,
- *diagramme 2* : $[ArIII]+[MgVII]/[NeII]$ en fonction de $[SIV]/[NeII]$,
- *diagramme 3* : $[ArIII]+[MgVII]/[SIV]$ en fonction de $[ArIII]+[MgVII]/[NeII]$.

Comme le gaz *redshifté* subit *a priori* plus d'absorption le long de la ligne de visée – de la part de la matière (gaz et poussière) située en avant plan –, il est possible que les intensités des raies correspondantes soient sous-estimées et la comparaison peut être biaisée par l'utilisation de ces raies. De plus, le modèle n'est peut-être pas approprié dans le cas des raies *redshiftées* dans la partie nord du noyau car nous avons montré que l'écoulement de gaz entre sans doute en interactions avec la matière du MIS. Dans ce cas, l'autre catégorie de modèle, où la photoionisation est dominée par des collisions, semble plus appropriée. Il se peut également que le rapport de raie estimé sur le champ *cœur* (positionné sur les $0,381'' \times 0,4''$ centraux) soit aussi affecté par la présence du tore de poussière puisque ce dernier obscurcit *a priori* une fraction du flux des raies émises près de l'engin central. Il est également à rappeler que la partie sud du bicône d'ionisation est située juste derrière le plan de la galaxie hôte (cf. les Fig. 11.2 et 11.1), pouvant également affecter l'émission dans le champ *cœur* et dans

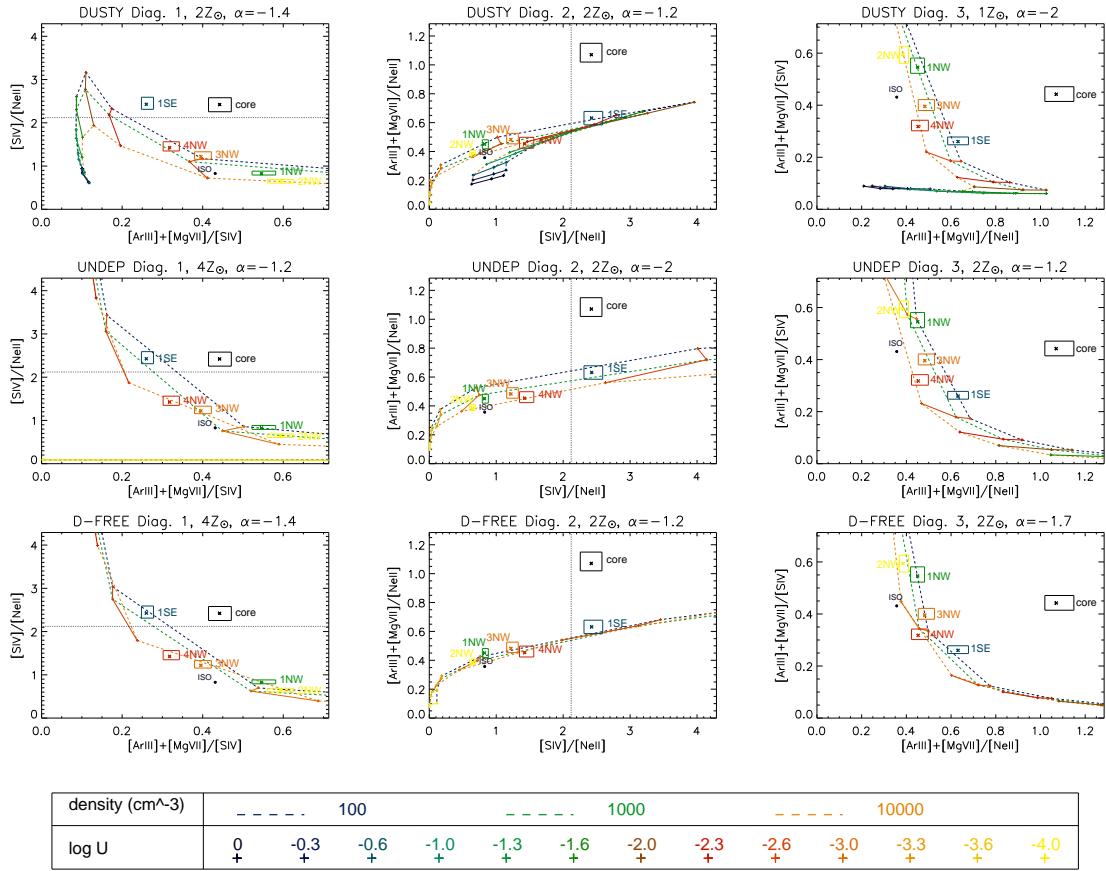


FIG. 11.5 – Présentation des meilleurs ajustements entre les rapports d'intensité des raies d' $[\text{ArIII}] + [\text{MgVII}]$, de $[\text{SIV}]$ et de $[\text{NeII}]$ déduites de la spectroscopie avec VISIR d'une part, et les grilles des modèles de photoionisation dominée par la pression radiative de Groves *et al.* (2004b) d'autre part (en présence de poussière : *DUSTY* ; en présence de poussière, mais sans considérer l'appauvrissement du gaz en éléments lourds lors de la formation de la poussière : *UNDEPLETED* ; sans poussière : *D-FREE*). Nous avons ici limité la comparaison aux estimations les plus fiables des rapports de raies, c'est-à-dire exclusivement aux champs 1 SE à 4 NO (voir le texte ; les boîtes correspondent aux barres d'erreur associées aux estimations des rapports de raie). La légende des couleurs données aux courbes en fonction de la densité (*en tirets*) et du paramètre d'ionisation (*en traits pleins, les croix marquant les intersections*) est indiquée au bas de la figure. Les points déduits des observations ISO par Lutz *et al.* (2000) sont indiqués par le *point bleu foncé épais*. La mesure TIMMI2 du rapport $[\text{SIV}]/[\text{NeII}]$ est indiquée par la *ligne verticale et horizontale en pointillés bleus* dans les cadres associés aux diagrammes 1 et 2 respectivement (Siebenmorgen *et al.* 2004). Les comparaisons en incluant l'ensemble des champs pour une plus grande couverture des paramètres du modèle sont présentées de la Fig. 18 à 26 de l'Annexe D.

tous les champs au sud du noyau. La remarque faite plus haut à propos des interactions entre l'écoulement de gaz et le MIS est également valable ici pour les raies *blueshiftées* de la partie sud du noyau. Les estimations des rapports de raies correspondants doivent donc être considérées avec précaution. Pour toutes ces raisons, nous avons limité la comparaison aux raies *redshiftées* et essentiellement émises dans la partie nord du noyau. Nous n'avons en plus considéré que les champs dans lesquels les trois raies ont un flux supérieur à 0,001 Jy. Cela correspond aux champs 1SE, *cœur* et 1 NO à 4 NO.

Dans leur grille de modèles, Groves *et al.* (2004b) n'ont pas estimé l'intensité de la raie de [MgVII]. Malgré le pouvoir spectral de 3000, VISIR ne sépare pas les raies de [MgVII] et [ArIII] espacées à moins de 0,004 μm l'une de l'autre (Hayward *et al.* 1996). Bien qu'il ne soit pas conseillé d'utiliser un mélange pour calculer des rapports de raie, cela permet tout de même d'avoir une estimation grossière des paramètres des modèles. Le diagramme 3 ne s'en trouve de toutes façons pas affecté puisque la raie d'[ArIII]+[MgVII] n'est utilisée dans ce cas que pour normaliser le flux des deux autres raies. Il pourrait également s'avérer délicat d'utiliser la raie du [NeII] puisque son émission peut *a priori* être magnifiée par des activités de flambées d'étoiles. Toutefois, d'après Siebenmorgen *et al.* (2004), il n'y a pas de traces de PAH – généralement associés aux activités de flambées stellaires – dans les 3'' centraux du noyau.

Nous avons également reporté les rapports d'intensité de raies mesurés par ISO (Lutz *et al.* 2000) et TIMMI2 (Siebenmorgen *et al.* 2004) sur les figures des diagrammes. D'après les observations d'Usero *et al.* (2004, voir la Fig. 2.5), un anneau circumnucléaire de flambée d'étoiles est présent à 13'' du cœur. Il entre donc dans le champ de vue d'ISO (14'' \times 20''), mais non dans celui de TIMMI2 de (3'')². Comme nous l'avons déjà évoqué, il se peut que cela affecte l'émission de la raie de [NeII]. C'est effectivement ce que semble montrer la Fig. 11.5 puisque le point ISO est décalé vers le bas dans le diagramme 1 et à gauche dans le diagramme 2. Par contre, les mesures effectuées avec TIMMI2 n'en sont pas affectées. Siebenmorgen *et al.* (2004) n'ayant mesuré que les flux des raies de [SIV] et de [NeII], nous avons tracé le rapport correspondant par l'intermédiaire d'une ligne à la Fig. 11.5. Cette mesure est plus proche des champ 1 SE et *cœur*. Toutefois, comme elle correspond à une moyenne sur un champ de (3'')², elle doit en partie être affectée par les problèmes d'absorption des raies d'émission (notamment par la galaxie hôte).

Les comparaisons des trois diagrammes de rapport de raies avec les grilles de modèles établies par Groves *et al.* (2004c) sont pleinement exposées de la Fig. 18 à la Fig. 26 de l'Annexe D. Les grilles correspondent aux trois types de modèles de photoionisation développés par Groves *et al.* (2004c) : il y a ceux traitant de manière complète la présence de la poussière dans le milieu gazeux : *DUSTY* ; ceux la prenant en compte mais sans considérer l'appauvrissement du gaz en éléments lourds du fait de la formation de la poussière : *UNDEPLETED* ; et les derniers ne prenant pas du tout en compte la présence de la poussière : *DUST-FREE*. Les meilleurs ajustements, limités aux champs pour lesquels les intensités de raies sont >0,001 Jy, sont présentés à la Fig. 11.5.

Ceci nous montre que ces diagrammes de raies de l'IR intermédiaire ne sont pas de bons diagnostics afin de déterminer les conditions physiques – c'est-à-dire la nature plus ou moins poussiéreuse – du milieu. En effet, les trois description (avec ou sans poussière dans le milieu) permettent de reproduire les rapports d'intensité des raies observées dans les champs 1 NW à 4 NW. Seuls les champs 1 SE et particulièrement *cœur* sont moins bien reproduits. Pour ces deux champs particulier, il se peut que les conditions physiques autour de l'engin central soient bien plus complexes que la photoionisation seule et les effets d'absorption évoqués plus haut y sont certainement importants, expliquant l'éloignement des meures associées par rapport aux grilles de modèles (cf. la Fig. 11.5).

La métallicité semble assez bien contrainte par les trois diagrammes, avec une valeur de l'ordre de $2Z_{\odot}$ (tant que la description du milieu n'est pas mieux contrainte, les valeurs de $1Z_{\odot}$ et $4Z_{\odot}$ ne peuvent toutefois pas être exclues). Cette valeur est en bon accord avec celle estimée par Groves *et al.* (2004c) d'après l'analyse des diagnostics de rapport de raies d'un échantillon de Seyfert 2 dans les domaines de l'UV, optique et IR proche (métallicité de $1Z_{\odot}$ à $2Z_{\odot}$).

En ce qui concerne l'indice spectral, il paraît difficile de déterminer sa valeur. De même, la densité est non contrainte par les diagrammes en IR intermédiaire que nous présentons ici.

A la différence des précédents paramètres, le degré d'ionisation est pour sa part particulièrement bien contraint par ces diagrammes de l'IR intermédiaire puisque toutes les mesures associées aux champs de la partie nord du noyau sont comprises entre : $U_0 \sim 10^{-2.3}$ et $10^{-2.6}$ en ce qui concerne les diagrammes 1 et 2, et entre $U_0 \sim 10^{-2.6}$ et $10^{-3.0}$ pour le diagramme 3 (voir la Fig. 11.5). Alexander *et al.* (2000) ont déduit une valeur de $U_0=10^{-1}$ pour les $1,4''$ centrales et 10^{-2} jusqu'à $4,5''$, d'après des observations en spectroscopie avec ISO/SWS. La différence entre leurs valeurs et celle que nous déduisons par la présente étude doit essentiellement résulter du fait que les mesures effectuées avec ISO correspondent à des zones plus larges, tandis que nos champs sont de $0,381'' \times 0,4''$ suivant une seule direction particulière de la fente (-15°). Les valeurs apportées par Alexander *et al.* (2000) doivent donc être considérées comme des valeurs moyennes sur le noyau. Les valeurs que nous mettons en évidence ici sont par contre tout à fait compatibles avec celles de Capetti *et al.* (1997, d'après des observations en optique de la raie d'[OIII]), qui découpent la partie nord de la NLR en plusieurs zones : une interne de forte ionisation où $U_0 \sim 10^{-2.3}$ et située entre $PA = 0^\circ$ et $PA = 35^\circ$, et une plus étendue et de plus faible ionisation pour laquelle $U_0 \sim 10^{-3.3}$ entre $PA = -35^\circ$ et $PA = 55^\circ$. Une valeur supérieure à 10^{-2} du paramètre d'ionisation semble correspondre à un milieu extrêmement ionisé puisque Kraemer et Crenshaw (2000) estiment $U_0 \sim 10^{-1.7}$ en ce qui concerne la région des raies coronales dans le noyau de NGC 1068.

En conclusion, cette petite étude basée sur les modèles de photoionisation de Groves *et al.* (2004c) nous a montré que les diagrammes en IR intermédiaire basés sur les raies d'[ArIII]+[MgVII], de [SIV] et de [NeII] ne suffisent pas à établir de diagnostics discriminant entre les différents modèles de photoionisation dans le cas de la NLR de NGC 1068. Par contre, quelle que soit la description, l'abondance en métaux semble être de l'ordre de $2Z_{\odot}$ et le paramètre d'ionisation a une valeur typique de $\sim 10^{-2.6}$.

11.3 En résumé

Afin de synthétiser les résultats obtenus à partir des observations en spectroscopie avec VISIR en lien avec les éléments cités lors de la discussion, je m'appuierai sur la Fig. 11.3 originalement proposée dans Poncelet *et al.* (2007) et complétée d'après la connaissance que nous avons acquises sur le bicône d'ionisation en IR intermédiaire (les références utiles sont rappelées au sein des annotations de la figure).

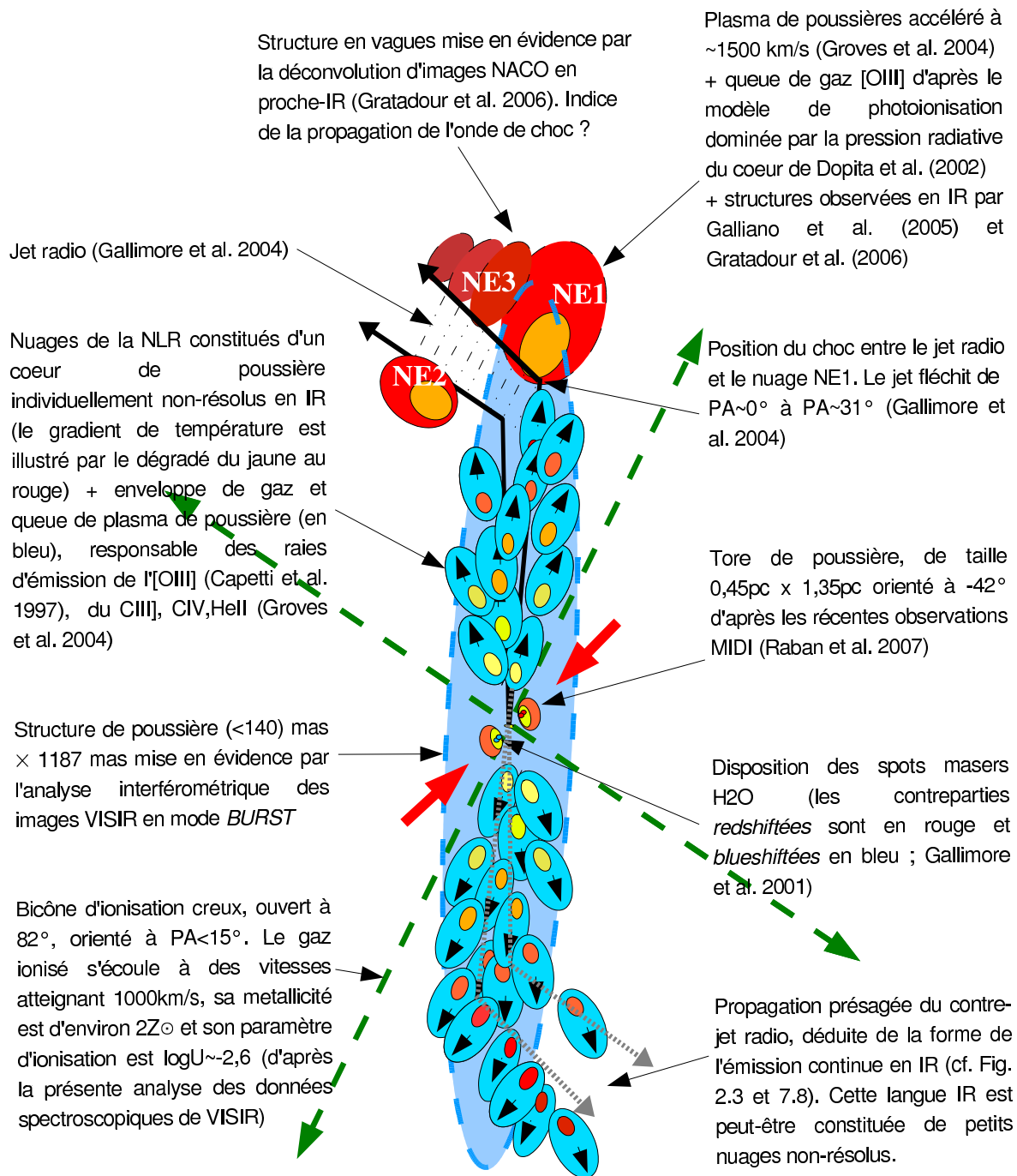


FIG. 11.6 – Figure résumant les structures multi-longueurs d'onde observées autour du noyau de NGC 1068 (comme discuté à la Sect. 11.1.2 et d'après Poncelet *et al.* 2007).

Au cœur du noyau de NGC 1068 se trouve le TNC super-massif dont l'orientation du *spin* définit la direction de propagation des jet et contre-jet radio (respectivement représentés en traits pleins noirs et tirets gris). Grâce à la spectroscopie avec VISIR, nous avons mis en évidence un écoulement de gaz émergeant de l'engin central et se propageant vers les parties externes du noyau, le long d'une structure biconique creuse ouverte à 82° et inclinée de 10° le long de la ligne de visée (en bon accord avec les études menées en spectroscopie optique). L'axe du bicône est de plus confondu avec celui de la base des jets radio, semblant indiquer que le "vent" prend naissance dans la partie interne du disque d'accrétion, là où son axe est déterminé par le *spin* du TNC (effet Bardeen-Petterson; la géométrie du vent dans le plan du ciel est indiquée par les lignes vertes en tirets). La poussière du tore est distribuée bien au-delà ($\gtrsim 0,2$ pc), orientée à $PA = 48^\circ$, de la même manière que le disque des masers H_2O qui trouvent dans la poussière du tore un environnement favorable à leur émission. L'orientation du tore et du disque masers mettrait quant à elle en évidence la direction de chute de la matière du MIS lors de son accrétion sur le tore (comme indiqué par les deux flèches rouges de part et d'autre du tore; à des vitesses de l'ordre de 100 km.s^{-1} , cf. Sect. 10.2).

Le gaz s'écoule donc loin du cœur, à des vitesses atteignant $1\,000 \text{ km.s}^{-1}$. L'ajustement des rapports d'intensité de raies détectées avec VISIR en bande N avec les différents modèles de photoionisation indique que le degré d'ionisation du gaz dans la seconde d'angle entourant l'engin central est typiquement de $\sim 10^{-2,6}$, pour une abondance proche de $2 Z_\odot$. Loin d'être atypiques, ces valeurs paraissent communes à la NLR des noyaux de type Seyfert 2. En ce qui concerne la densité et l'indice spectral de la source centrale d'ionisation, ces paramètres restent non contraints par les rapports de raies de l'IR intermédiaire.

Une des tangentes du bicône étant contenue dans le plan de la galaxie hôte, il y a des interactions locales entre le gaz en écoulement et le MIS du disque de NGC 1068. Celles-ci, se produisant à $2,3''$ au nord-ouest et $1,5''$ au sud-est du cœur, seraient responsables de la décélération du gaz, ensuite totalement freiné à $\sim 4''$ du cœur. C'est justement là que se trouve la zone de transition entre la structure en jet et la structure en lobe des émissions radio. Cette frontière, correspondant à l'extrémité du bicône, semble résulter d'un choc frontal entre le jet et la matière du MIS.

En ce qui concerne l'intérieur du bicône, nous expliquons les corrélations entre les émissions en IR proche, IR intermédiaire et UV dans les secondes d'angle centrales du noyau comme de petits nuages irrésolus constitués de poussière moléculaire, irradiés et photoionisés par le champ de rayonnement X/UV intense de l'engin central. En se photoévaporant, ils forment une enveloppe de gaz – produisant l'émission des raies étroites en UV, optique et IR – et une queue de plasma poussiéreuse s'étendant à l'arrière, dans la zone non atteinte par le rayonnement central. Cette queue serait la cause des émissions UV et IR (continues et raies) observées au sein du bicône d'ionisation (**N.B.** : sur le schéma de la Fig. 11.3, l'usage de la *couleur jaune* se réfère ainsi à de la poussière chauffée par le rayonnement central, le *gradient du jaune au rouge* indiquant une chute en température de la poussière entre 400 K à 100 K typiquement, et la *couleur bleue* est particulièrement utilisée pour illustrer les enveloppes de gaz entourant les nœuds de poussière).

Comme l'illustre la figure, il y a également des traces d'une collision entre le nuage de poussière NE1 situé à $\sim 0,6''$ au nord du noyau, et le jet radio. Ce dernier se fléchit en conséquence entre $PA \sim 0^\circ$ initialement, jusqu'à $PA \sim 31^\circ$. Du côté sud du noyau, le contre-jet se propage dans la direction opposée de l'observateur et son émission est de ce fait très faible. Il n'est alors pas aisé de comprendre le lien entre les structures radio et les distributions du gaz et de la poussière à l'intérieur du cône au sud. Les observations du continu en IR mettent cependant en évidence une langue de matière, dont la forme globale semble symétrique par rapport au cœur aux structures situées de la partie nord du noyau. Quelle est la raison de cette symétrie? De la même manière que dans la partie nord du noyau, il est tout à fait possible

que la courbure vers l'ouest des structures IR rende compte d'un choc entre le contre-jet et un nuage de poussière. Cela signifierait alors que la matière de la NLR est distribuée de la même manière des deux côtés du noyau. Cette symétrie peut aussi bien être le résultat d'une précession des jets radio entraînant la matière environnante dans leur propagation. C'est une question qui reste pour le moment ouverte.

Pour conclure, nous voyons que la confrontation des observations multi-longueurs d'onde et multi-échelles nous fournit finalement une vision globale du noyau de NGC 1068 et de l'agencement des structures qui le compose. Cette vision est tout à fait compatible avec un schéma unifié des NAGs, d'autant plus que des caractéristiques propres à NGC 1068 sont communes à d'autres noyaux de type Seyfert 2. Retracer une image précise des émissions au cœur de NGC 1068 nous pousse également aux limites du modèle standard des NAGs, en nous révélant que contrairement au "paradigme" habituel, ce n'est pas le tore de poussière le principal élément déterminant la géométrie du cône d'ionisation, mais plutôt un flot de matière émergeant d'une zone interne du disque d'accrétion.

Conclusion générale

A l'origine, cette thèse devait s'intituler : *“Etude des NAGs en interférométrie infrarouge”*, car elle devait essentiellement se baser sur des données interférométriques acquises avec MIDI ou AMBER, et ne pas se limiter au seul cas de NGC 1068 mais à un plus grand nombre de NAGs. Finalement, pour des raisons diverses (essentiellement techniques dans le cas d'AMBER), tout ne s'est pas déroulé comme nous l'avions envisagé il y a trois ans et ma thèse s'est finalement orientée de manière différente. Aujourd'hui elle s'intitule : *“Etude de l'émission infrarouge au cœur des Noyaux Actifs de Galaxies : le cas de NGC 1068”*, puisqu'elle n'est pas seulement basée sur des données interférométriques, mais également de l'imagerie et de la spectroscopie, sur NGC 1068 exclusivement. Avec le recul de mes trois années de thèse, je peux affirmer que je n'ai pas perdu au change car d'un point de vue personnel, ce fut extrêmement enrichissant d'appréhender ces trois techniques relativement différentes, surtout lorsqu'il a été question de trouver un moyen fiable d'obtenir les visibilités à très courtes fréquences spatiales et qu'il a fallu développer le traitement interférométrique à appliquer aux images VISIR mode *BURST*, ainsi que de comprendre de quelle manière il était possible de les comparer aux données MIDI ; et d'un point de vue scientifique, nous avons pu apprécier la richesse des résultats astrophysiques qui découlent de l'analyse de ces trois jeux de données différents, sur lesquels repose essentiellement cette thèse. Je ne rappellerai pas tous les résultats ici car ils font déjà l'objet des conclusions partielles données à la fin de chacune des parties de l'exposé. J'aimerais par contre, avant de présenter les perspectives qu'ouvre ce travail, revenir sur un des champs d'intérêt plus large qu'offre l'étude des NAGs et notamment sur la question de l'implication des Seyferts dans le déroulement de la formation des galaxies.

Ouverture : NGC 1068 et la formation des galaxies

Nous avons maintenant les cartes en mains afin de répondre aux questions soulevées en introduction : (a) Quels sont, des propriétés que nous observons dans le noyau, celles qui sont propres à NGC 1068 et celles qui semblent communes aux autres NAGs ? (b) Comment s'inscrit NGC 1068 par rapport au cycle de rétro-action décrit en introduction ?

(a) Un des éléments de réponse à la première question est le non alignement entre le tore de poussière et le cône d'ionisation que nous avons mis en évidence en Partie IV. Est-ce un fait unique montrant que NGC 1068 est un noyau atypique et qu'il est le seul à ne pas répondre au modèle unifié des NAGs² ? Deux éléments permettent d'y répondre de manière qualitative : 1 - on observe également un non-alignement entre le tore et le cône d'ionisation dans le noyau de Circinus ; 2 - nous avons vu qu'il y a une justification “simple” et élégante (qui n'est sans doute pas l'unique) à ce non-alignement. Toutefois, on ne peut y apporter de réponse quantitative et tant que ce fait n'aura pas été vérifié par l'observation de nombre d'autres NAGs proches, on ne peut pas l'estimer comme bien établi. Cela remet tout de même en cause la compréhension globale des phénomènes qui se déroulent au cœur des NAGs et du lien qu'il y a entre les structures le composant.

²qui rappelons-le, stipule que c'est le tore de poussière qui définit l'emplacement du cône d'ionisation

Ainsi ce non-alignement du tore et du bicône n'est pas spécifique au seul noyau de NGC 1068. Ce que l'on peut également affirmer, preuves statistiques à l'appui, c'est que l'orientation des NAGs est aléatoire par rapport à celle du disque de la galaxie hôte. Suivant l'interprétation que nous proposons à la Partie IV, le *spin* du trou noir central détermine la direction de l'éjection des structures radio et de l'écoulement de gaz prenant origine dans l'engin central, tandis que l'orientation du disque de la galaxie hôte et la distribution de la matière en son sein ont une incidence sur la direction de l'accrétion de la poussière sur le tore. Ce scénario pourrait être commun à tous les NAGs ayant une accrétion sous forme de disque (donc essentiellement les NAGs "radio-faibles" situés dans des galaxies de type spirale), à distinguer des NAGs pour lesquels l'accrétion est sphérique (comme dans les NAGs "radio-forts" au cœur des galaxies elliptiques massives).

Ce qui est spécifique à NGC 1068 dans tout cela est donc l'orientation du *spin* de son trou noir central supermassif – déterminant l'orientation des jets radio et du bicône d'ionisation – par rapport à celle du disque de la galaxie hôte. Ainsi, le fait qu'une des génératrices du cône soit contenue dans le plan de la galaxie hôte n'est apparemment que pur hasard, et cela constitue un cas limite dans l'agencement des structures.

Ces éléments ne compromettent toutefois pas la classification de NGC 1068 et des autres NAGs puisque, la matière s'accrétant et formant le tore, obscurcit effectivement le rayonnement de l'engin central et les émissions de la BLR. Ce que cela remet en question, c'est la manière par laquelle est définie l'ouverture du bicône d'ionisation. La cause semble être d'une part le vent de gaz s'écoulant vers l'extérieur du noyau, suivant une direction définie par le *spin* du trou noir central, soutenu par la pression radiative de l'engin central. Et d'autre part, l'écoulement latéral de matière froide, provenant de plus grandes échelles spatiales, tombant vers le cœur. N'est-ce pas alors un nouvel indice en faveur d'un modèle de type "grand unifié" tel que celui proposé par Elvis (2000) ou Elitzur et Shlosman (2006) ?

(b) Abordons maintenant la seconde question : le NAGs au cœur de NGC 1068 peut-il s'inscrire dans un schéma de rétro-action influençant la formation ou l'évolution des galaxies ? Si l'on reprend les éléments exposés tout au long de cette étude de NGC 1068, il est possible de schématiser les structures principales du noyau tel que je le propose à la Fig. 11.7. Ce schéma permet d'avoir une vision synthétique du cœur de NGC 1068 et de nous éclairer sur la question : les jets et l'écoulement de gaz sont éjectés de l'engin central. Ils entrent en interaction avec le milieu à quelques secondes d'angle de là (à $\sim 5''$ dans le cas de NGC 1068). Ils chauffent le milieu environnant le choc par transfert d'énergie cinétique. Les structures radio continuent leur progression sous forme de lobes et contribuent également au chauffage du milieu *post*-choc. Le chauffage du MIS empêche la contraction du gaz et la formation stellaire. Ce n'est qu'à une dizaine de seconde d'angle du cœur ($13''$ dans le cas de NGC 1068), là où le gaz est suffisamment froid pour se contracter, que l'on détecte un anneau de flambée stellaire. Ces activités viendront ré-enrichir le MIS en métaux. L'accrétion de la matière vers l'engin central est essentiellement bloquée dans la direction NS par l'écoulement de gaz et la propagation des jets radio. De manière latérale, rien ne l'empêche toutefois et l'on observe ainsi un bras de formation stellaire liant l'anneau situé à $13''$ au cœur. De cette manière, le gaz injecté dans le MIS par l'intermédiaire du vent vient ré-enrichir le cœur et notamment nourrir le "tore" accrétant. L'observation de deux sursauts de formation stellaire à $1''$ dans la direction est et ouest par rapport à l'engin central (cf. Fig. 2.5) est également compatible avec ce schéma, les régions latérales aux jets et au cône d'ionisation n'étant pas sujet à un tel chauffage, et le rayonnement central étant majoritairement écranté par la poussière. On peut émettre trois constats : 1 - ce fait implique que le noyau de NGC 1068 ne serait pas à son pic d'activité car une partie du gaz s'accrétant est retenu pour la formation stellaire ; 2 - lorsque les jeunes étoiles formées dans l'anneau de flambée stellaire atteindront leur fin de

vie en supernovæ (dans quelques millions d'années), le gaz qu'elles éjecteront se contractera et viendra nourrir l'engin central. On assistera alors au pic d'activité du noyau, empêchant la formation stellaire dans les quelques dizaines de secondes d'angle autour du noyau. Le fuel viendra alors à manquer, l'activité diminuera et la flambée stellaire pourra reprendre... et ainsi de suite.

Ainsi, il n'y a pas d'éléments allant à l'encontre du fait que NGC 1068 est également le siège d'un cycle de rétro-action contrôlant son taux de formation stellaire et ainsi donc sa croissance.

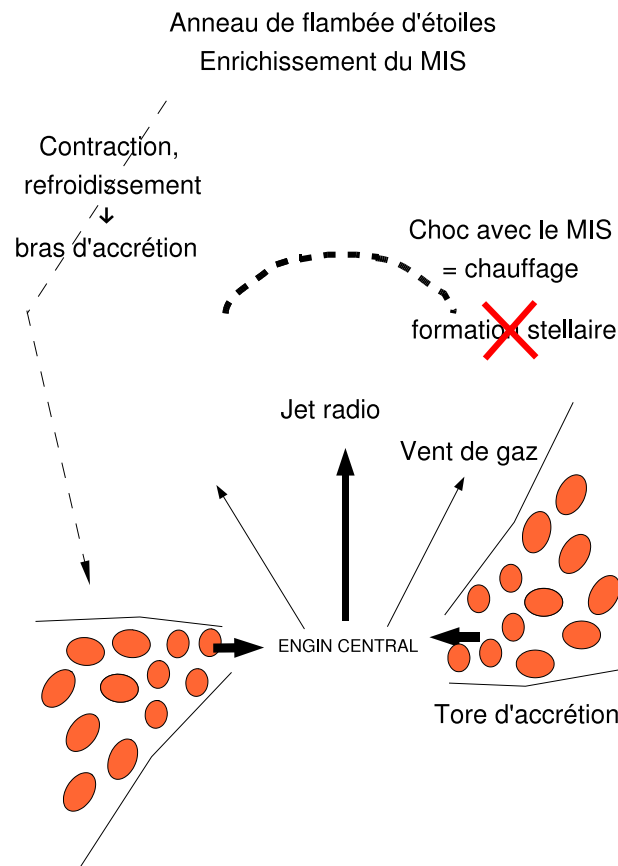


FIG. 11.7 – Schéma synthétique du cycle de rétro-action potentiel instauré entre l'activité du NAGs et la formation stellaire du MIS au sein de NGC 1068.

Perspectives

Les perspectives qu'offrent ce travail sont extrêmement variées, à la mesure des différentes techniques d'observation que j'ai utilisées. Je les aborderai dans l'ordre de la présentation :

1. La couverture du plan (u, v) des observations de NGC 1068 avec MIDI a été en partie complétée depuis les toutes premières données qui avaient été acquises en juin et octobre 2003 et que j'ai présentées ici. Des données récentes ont été acquises par l'équipe du Sterrewacht de Leiden, dont l'analyse donne lieu à une publication (Raban *et al.* 2007, en préparation). Nous l'avons vu au cours de l'exposé, notre démarche est notablement différente de la leur. Il serait donc nécessaire que nous testions notre approche sur ces nouvelles données acquises en 2005/2006 et aujourd'hui accessibles à la communauté. Le fait que la poussière du tore soit de l'ordre de 350 K appuie les modèles de tore grumeleux. Il serait donc intéressant de tenter des ajustements des données MIDI de

NGC 1068 avec ce type de modèles.

2. La couverture du plan (u, v) relative aux données MIDI est effectivement étoffée, mais les points à courtes fréquences spatiales (< 30 m de base) manquent toujours cruellement. La qualité des résultats obtenus grâce au traitement interférométrique appliqué aux images VISIR mode *BURST* nous encourage à poursuivre dans cette voie, et à acquérir des images en mode *BURST* dans différents filtres le long de bande N. Il sera alors intéressant d'analyser l'évolution spectrale des visibilitées très courtes fréquences spatiales. En combinant ces dernières aux visibilitées MIDI acquises depuis 2003, il sera alors possible de contraindre de manière très précise et sans ambiguïté la taille du tore de poussière, son orientation dans le plan du ciel, voire même son inclinaison par rapport à la ligne de visée suivant le modèle considéré (le nombre de données le permettant aujourd'hui). Par ailleurs, pour couvrir les bases intermédiaires entre 16 m et 30 m de base, il faudra absolument pouvoir utiliser les ATs avec MIDI.
3. En ce qui concerne la spectroscopie, les observations n'ont pour l'instant été effectuées que suivant deux positions de fente privilégiées. Trois raies astrophysiques d'intérêt ont été détectées, apportant des informations riches sur la géométrie du cône d'ionisation, en bon accord avec les observations en optiques et UV. Une ambiguïté demeure certes toujours : l'orientation du cône dans le plan du ciel qui est actuellement entachée d'une incertitude de quelques dizaines de degré. Ce paramètre n'est pas anodin car il peut être important pour la compréhension du non alignement entre les axes du bicône d'ionisation et du tore de poussière. C'est donc un élément assez crucial du schéma unifié des NAGs. Une manière de mieux contraindre cette orientation du bicône dans le plan du ciel serait d'effectuer une cartographie précise du noyau de NGC 1068 en spectroscopie avec VISIR. Cela nécessite donc de nouvelles observations spectroscopiques avec des positions de fente variées. En outre, cela permettra peut-être de mettre en évidence une direction d'accrétion privilégiée de la matière dans les régions latérales du bicône et du tore, et ainsi confirmer l'hypothèse selon laquelle l'orientation du tore est déterminée par la direction d'accrétion de la matière vers le cœur de la galaxie.

L'étude spectroscopique montre également l'intérêt qu'il y aurait à observer NGC 1068 avec le Fabry-Perot de NACO, ou avec SINFONI.

4. Pour ce qui est des perspectives à plus long terme en interférométrie, on peut citer le projet MATISSE (*Multi AperTure mid-Infrared SpectroScopic Experiment*), instrument de seconde génération du VLTI et "grand frère" de MIDI. Son but est de combiner les faisceaux des quatre UTs (ou des quatre ATs) du VLT en bande N. Cela permettra d'appliquer la technique dite de *clôture de phase* et ainsi de reconstruire une image de la source à une résolution atteignant 10 mas.

On peut également citer le projet 'OHANA (*Optical Hawaiian Array for Nanoradian Astronomy*), dont le but est de faire de l'interférométrie à très longue base en couplant sept des télescopes installés au sommet du Mauna Kea à Hawaï, grâce à des fibres optiques. Des franges ont déjà été obtenues en 2006 entre les deux Keck et des tests vont bientôt avoir lieu entre Gemini et le CFHT (*Canada France Hawaii Telescope*).

Evidemment, les observations proposées ici ne doivent pas se limiter aux seuls NAGs très brillants, tels que ceux au cœur de NGC 1068 ou Circinus par exemple, mais s'étendre un plus grand groupe de NAGs de divers types, de manière à constituer un échantillon statistique solide et d'être en mesure de discerner les comportements "anecdotiques" de ceux qui semblent communs. La sensibilité de la nouvelle génération d'instruments le permet et cette étape sera nécessaire afin d'acquérir une meilleure compréhension de ces objets dans le cadre d'un schéma unifié. Tout cela promet de futures nuits bien remplies au sommet du Cerro Paranal, et un bel avenir extragalactique pour les instruments fonctionnant dans les domaines optique et IR!

ANNEXE **A**

Etalonnage des données MIDI

(extrait du stage de DEA

Poncelet *et al.* 2004)

2.1) Estimation de la photométrie et du facteur de cohérence

MIDI recombine les faisceaux provenant de deux télescopes du VLT installés en haut du mont Paranal. En sortie des voies interférométriques, on obtient deux motifs de franges complémentaires, notés I_1 et I_2 . Les interférogrammes sont par construction en opposition de phase, il est possible d'en retirer le fond de ciel.

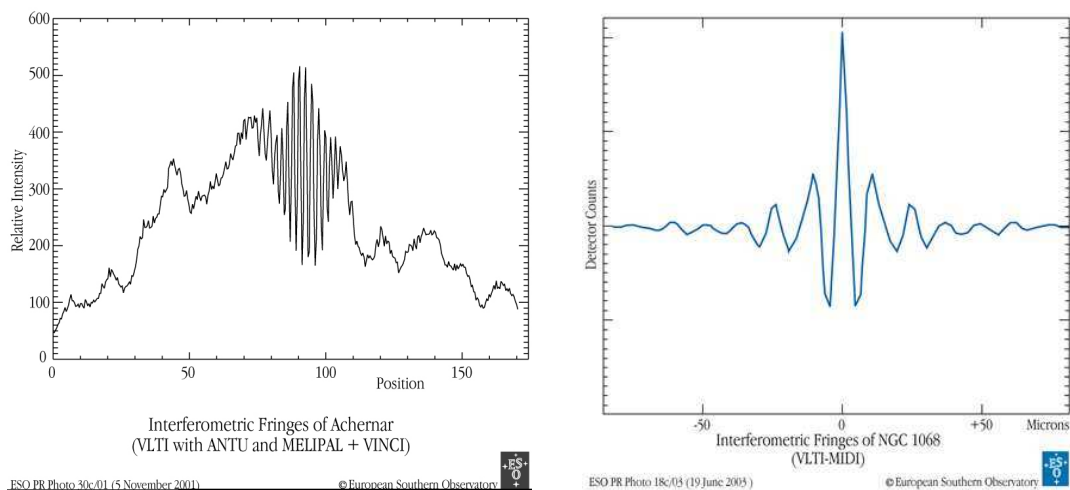


figure 10 : a) franges de l'étoile Archenar superposées au niveau du fond thermique (obtenues avec VINCI); b) interférogramme de NGC 1068 obtenu avec MIDI

En effet, comme l'illustre la figure 10 a), un interférogramme est composé de la superposition de deux signaux : le niveau moyen du fond de ciel (composante continue), auquel s'ajoutent les franges d'interférence. Ainsi, en soustrayant I_2 à I_1 , il est possible d'éliminer la composante continue et de ne garder que le signal modulé des franges (dont l'amplitude est par conséquent doublée).

Il est toutefois nécessaire de connaître le niveau du continu afin de normaliser l'énergie des franges (car du fait de la soustraction, l'amplitude des franges n'est plus quantifiée en énergie). Ceci est possible grâce à la mesure de la photométrie.

Les sorties photométriques n'étant pas opérationnelles, pour estimer la photométrie de la source, on a recouru à une technique nommée "chopping". Cette technique permet d'effectuer une mesure différentielle continue des contributions du ciel et de la source, en faisant osciller le miroir secondaire rapidement (avec une fréquence de 5 Hz environ), de manière à pointer alternativement la source et le ciel seul. Les niveaux moyens de la source et du ciel sont obtenus de cette manière pour chacun des UT (correspondant aux indices A et B) ; la photométrie se déduit par :

$$photométrie_B(\lambda, y, c) = \overline{source_A(\lambda, y, c)} - \overline{fond_A(\lambda, y, c)}$$

λ correspond ici aux 151 canaux spectraux obtenus après dispersion des faisceaux par le prisme ; y et c correspondent respectivement aux 41 pixels de la fente et aux deux voies interférométriques.

L'énergie modulée est obtenue à partir de l'intégration du pic frange (c'est à dire le pic correspondant à la fréquence des franges) dans le spectre de puissance du signal, après avoir soustrait le niveau du bruit de fond. Le facteur de cohérence est alors obtenu en normalisant cette énergie par la mesure de la photométrie acquise grâce au "chopping".

L'expression finale de l'interférogramme obtenu de cette manière est :

$$\text{Interférogramme} = \frac{I_2 - I_1}{2\sqrt{\text{photométrie}_A \cdot \text{photométrie}_B}}$$

N.B : comme les mesures photométriques ne sont pas faites simultanément, mais avant et après les mesures interférométriques, la déduction de la figure d'interférences à partir de ces mesures suppose qu'en moyenne, la photométrie est restée stable lors des mesures (ce que l'on peut considérer comme vrai, étant donné que les fluctuations entre deux mesures successives sont négligeables).

2.3) L'étalonnage des visibilités

En raison des effets instrumentaux (i.e. états de polarisation différents dans les deux bras de l'interféromètre, mauvaise superposition des faisceaux dans le plan image, etc...) et de la turbulence atmosphérique, le signal obtenu avec l'instrument subit une dégradation et le degré de cohérence spatiale mesuré n'est pas strictement égal à la visibilité : il est donc nécessaire de procéder à un étalonnage. Je vais à présent expliquer brièvement cette procédure d'étalonnage, et pour une description plus détaillée, je renvoie le lecteur à Perrin (2003).

Pour connaître la perte de contraste des franges au cours du temps, il est nécessaire d'observer des sources de référence dont la visibilité est supposée connue, avant et après les observations de l'objet étudié : les sources de référence sont ainsi nommées "étalons". Dans ce qui suit, la visibilité de la source de référence prise comme étalon est notée V_{calib} et la mesure de son contraste de frange, aussi appelé facteur de cohérence, est noté μ_{calib} .

La fonction de transfert est donc définie de la façon suivante : $T = \frac{\mu_{calib}}{V_{calib}}$

A partir du contraste de frange de l'objet étudié μ_{objet} et de la fonction de transfert T , il est possible d'obtenir la visibilité de l'objet étudié (notée V_{objet}) ; en effet :

$$V_{objet} = \frac{\mu_{objet}}{T}$$

2.3.1) L'importance de l'étalonnage

En interférométrie, la visibilité est la grandeur physique qui permet de remonter aux caractéristiques d'un objet via sa distribution d'intensité spatiale. Comme cette grandeur est obtenue

à partir de l'observation d'autres sources de référence, il est nécessaire que l'étalonnage soit le meilleur possible pour qu'il ne soit pas responsable de biais dans les interprétations. Ainsi, dans le cas des données prises avec MIDI, qui est actuellement très sensible à la turbulence atmosphérique et au mauvais recentrage des faisceaux (pas de filtrage spatial), il est nécessaire d'éliminer les mauvaises observations, pour lesquelles la perte de cohérence est évidente et suffisamment importante pour que l'on puisse affirmer de manière objective que ce sont des observations anormales. C'est de cette manière qu'est effectuée une sélection des données dans les différentes séries d'observations de la source, et cette étape est cruciale dans la réduction des données.

La première chose à faire est donc de choisir de manière rigoureuse les fonctions de transfert utilisées pour l'étalonnage de la visibilité de NGC 1068. Pour cela, il est nécessaire de regarder une par une toutes les fonctions de transfert des étalons, obtenues avant et après l'observation de NGC 1068.

Par l'intermédiaire du paramètre de Fried exposé plus haut, il est possible de quantifier les effets de la turbulence atmosphérique sur le facteur de cohérence, dont l'évolution est décrite par la loi suivante (voir à ce sujet la thèse de J. Woillez, 2003) :

$$\mu^2 = e^{-2,06(D/r_0)^{5/3}}$$

Comme r_0 varie avec la longueur d'onde, il est évident que l'effet de la turbulence est plus accentué à courte longueur d'onde. Ainsi, par cet effet, il est possible de suivre l'évolution de la turbulence atmosphérique au cours des nuits d'observations, et c'est ce qui permet d'effectuer le choix des fonctions de transfert qui seront utilisées pour l'étalonnage des visibilitées.

Les courbes de la figure 11 présentent trois exemples de comportements de la fonction de transfert avec la longueur d'onde. Conformément à ce que je viens de dire, la fonction de transfert augmente avec la longueur d'onde. La courbe en pointillés présente une évolution rapide et ce comportement traduit le fait que la turbulence était importante au moment de la mesure. La courbe en tirets arrive très rapidement à saturation alors que normalement T est une grandeur inférieure à l'unité par définition, et comme $V \propto T^{-1}$, l'utilisation d'une telle fonction de transfert peut amener à une surestimation de la visibilité. Quant à la courbe en trait plein, son évolution est plus douce, la turbulence atmosphérique était donc plus stable : contrairement aux deux cas précédents, c'est ce type de fonction de transfert qu'il faut utiliser pour l'étalonnage de la visibilité. Pour l'étalonnage des visibilitées, il est ainsi préférable de choisir les fonctions de transfert dont le comportement est le plus stable, c'est-à-dire, le plus "plat" possible en fonction de la longueur d'onde.

La figure illustre donc très bien le fait qu'il faut être très précautionneux lors du choix de la fonction de transfert afin de ne pas obtenir de valeurs aberrantes de la visibilité.

Il est évident, par ailleurs, que ce travail est également fait sur les fichiers de NGC 1068.

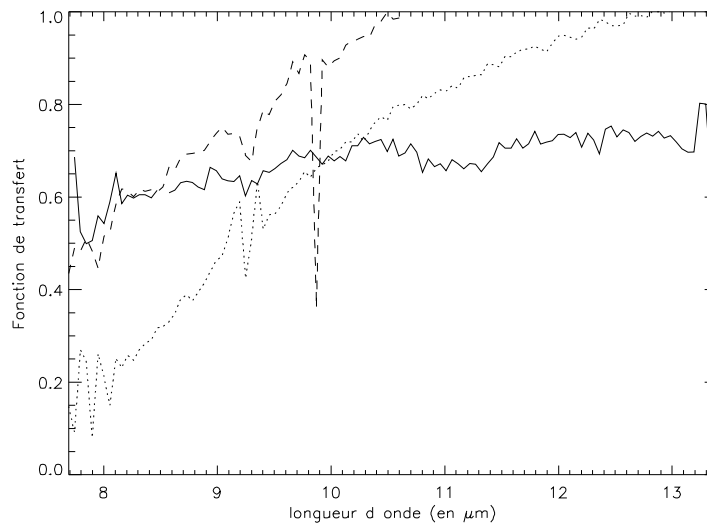


figure 11 : exemples de courbes de fonctions de transfert(cf. texte)

Pour procéder à l'étalonnage et ainsi obtenir les visibilités de NGC 1068, j'ai utilisé un logiciel de réduction des données qui fût d'abord développé par Jean Bonmartin, puis repris par Quynh Nhu Nguyen au LESIA lorsque ce dernier est parti à la retraite. Ce logiciel se présente sous la forme d'une interface où il est nécessaire, dans un premier temps, de sélectionner les fichiers correspondant aux observations de NGC 1068 et aux étalons observés avant et après NGC 1068. Il est alors possible de visualiser les fonctions de transferts de ces étalons afin de procéder au choix, suivant le critère mentionné plus haut, de celles qui seront utilisées pour l'étalonnage. Cette étape, comme je l'ai déjà dit, est très importante lors de l'obtention des visibilités et il faut y attacher beaucoup de soin et de vigilance. Ensuite, il suffit d'indiquer dans l'interface le fichier de calibration retenu et d'en tirer les visibilités de NGC 1068.

L'importance du choix de la fonction de transfert est également illustrée par le cas de τ^4 Eridani, étoile qui fut utilisée comme étalon lors des observations de NGC 1068 en juin et novembre 2003. Pourtant, l'aspect de sa fonction de transfert est particulière et a suscité quelques interrogations. C'est dans ce contexte que je consacre le paragraphe suivant à une étude préliminaire de cette étoile.

2.3.2) Etude de τ^4 Eridani

Le fait d'utiliser une source de référence comme étalon suppose implicitement que cette source est bien connue et qu'elle ne présente pas de structure particulière dans la bande N. Dans le cas de l'étoile HD 10380, utilisée comme étalon pour l'étalonnage de la visibilité de NGC 1068, la fonction de transfert a le comportement attendu et l'utilisation de cette source de référence n'a pas été problématique.

En revanche, lorsque je fus amenée à effectuer un choix en ce qui concerne les fonctions de transfert de l'étoile τ^4 Eridani utilisée comme étalon, il est apparu qu'elles avaient un comportement pour le moins surprenant en fonction de la longueur d'onde.

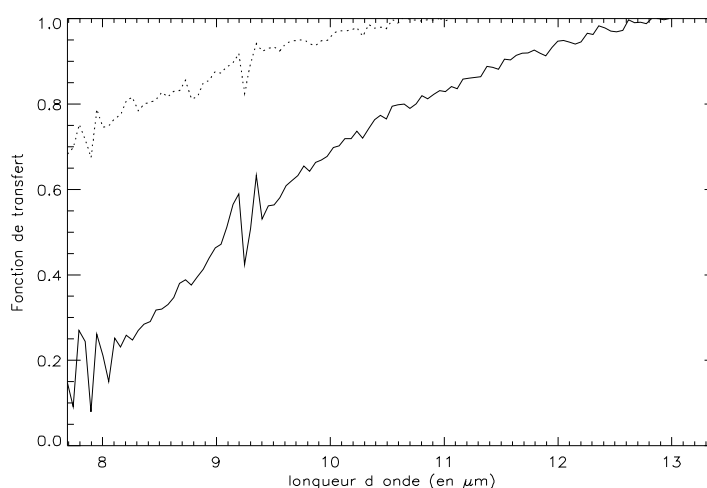


figure 12 : exemples de deux mesures successives de la fonctions de transfert de τ^4 Eridani effectuées durant la nuit du 10 novembre 2003

Les courbes ci-dessus présentent deux exemples de fonction de transfert de τ^4 Eridani. Sur la courbe en trait plein, la fonction de transfert est très faible à 8 μm et elle a une évolution très rapide et assez inattendue jusqu'à 13 μm . Tandis que sur celle en pointillés, le comportement est plus doux, mais la fonction de transfert arrive à saturation autour de 12 μm . Cette saturation est sans doute due à une mauvaise évaluation de la visibilité : en effet, si cette source est considérée comme résolue, alors sa visibilité est inférieure à un et puisque le facteur de cohérence augmente avec la longueur d'onde, il arrive un moment où la fonction de transfert dépasse l'unité si la visibilité est trop faible. Par contre, si la source est considérée comme non-résolue, alors sa visibilité est prise égale à 1 et dans ce cas là, la fonction de transfert ne sature pas.

La visibilité de τ^4 Eridani est donc sous-estimée comme le suggère cette remarque. Or, la visibilité d'un étalon est déduite à partir de sa taille apparente en proche infrarouge (d'après des échelles photométriques) : il semble donc que τ^4 Eridani n'a pas le même diamètre dans la bande N qu'en proche infrarouge, et de plus, puisque la visibilité est sous-estimée et non surestimée, il semble que la taille de τ^4 Eridani soit plus petite en infrarouge thermique qu'en optique, ce qui semble assez paradoxal.

On ne peut donc pas l'utiliser comme étalon. Par contre, cette étoile peut elle-même être le siège d'une émission de poussière dans la bande N et il serait intéressant de l'étudier plus en détails afin de déterminer son diamètre dans la bande N et de mieux comprendre le comportement de la fonction de transfert en trait plein. En effet, il apparaît que τ_4 Eridani est une étoile géante de type spectral M3/M4 (d'après la base de données Simbad), c'est donc une géante tardive et une suggestion à un tel comportement est qu'à la manière de α Ori, elle pourrait être entourée d'une couche d'eau et de SiO, émettant dans la bande N (Perrin 2004, en préparation), mais ce n'est là qu'une hypothèse et seule une étude approfondie de cette source permettra de le dire.

D'après les observations de cette étoile, effectuées les nuits du 9 et 10 novembre en vu d'être utilisées pour l'étalonnage, il m'a été possible de procéder à une étude préliminaire de τ^4 Eridani. Toutefois, comme elle n'était pas considérée comme une source d'intérêt mais comme un étalon, aucun autre étalon n'a été observé avant et après τ^4 Eridani. Pour son étude, j'ai donc utilisé les fonctions de transfert de HD 10380 dont les observations étaient les plus rapprochées de celles de τ^4

Eridani. Cependant, il est apparu que la visibilité obtenue, après étalonnage de la sorte, était légèrement supérieure à 1 concernant la nuit du 9 novembre, et proche de 2 en ce qui concerne la nuit du 10 novembre.

De cette étude, on ne peut donc pas déduire la taille de la structure de τ^4 Eridani qui, potentiellement, émet dans l'infrarouge thermique. Cependant, une conclusion importante à en tirer est qu'il serait dangereux d'utiliser les données obtenues la nuit du 10 novembre lors l'étude de NGC 1068, puisqu'une telle valeur de la visibilité (~ 2) est très surprenante et ne peut s'expliquer que par un problème lors de l'acquisition des données ou de l'étalonnage.

3) Présentation des données utilisées pour l'étude de NGC 1068

Maintenant que tous les détails concernant la procédure de réduction ont été donnés, je vais m'attacher à présenter les fonctions de transfert que j'ai utilisées pour l'étalonnage, et les visibilités ainsi obtenues.

Les observations de NGC 1068 ont eu lieu les nuits du 15 et 16 juin, et du 9 et 10 novembre 2003, dans le cadre du "Science Demonstration Time" (SDT) du VLTI. Toutefois, il semble qu'il y ait eu des problèmes de tip/tilt (système de guidage rapide compensant les erreurs de pointage de la source causées par la turbulence atmosphérique) lors des observations du 15 juin, il est donc dangereux d'utiliser les données de cette nuit-là. De plus, lorsque j'ai étudié de manière détaillée les données des trois nuits restantes, il est apparu que la fonction de transfert de HD 10380, seul étalon retenu pour l'étalonnage, n'était pas du tout stable d'une observation à l'autre durant la nuit du 10 novembre. Cette dernière remarque suggère que la turbulence atmosphérique a beaucoup varié tout au long des observation. De plus, au cours de cette nuit-là, certaines séries d'observation de NGC 1068 étaient précédées et suivies par l'observation de τ^4 Eridani, et non de HD 10380 : ces séries-là ne peuvent donc pas être étalonnées de manière rigoureuse. Par conséquent, il a paru préférable de ne pas utiliser non plus les données du 10 novembre pour l'étude de NGC 1068.

Ainsi, l'étude que j'ai menée sur la structure de NGC 1068 repose sur les données qui ont été obtenues le 16 juin et le 9 novembre 2003. Les fonctions de transfert utilisées pour l'étalonnage, et les visibilités obtenues à partir de cet étalonnage sont présentées ci-dessous.

En ce qui concerne les données obtenues le 16 juin, comme NGC 1068 n'était visible qu'en fin de nuit à Paranal, une seule série d'observation a été effectuée vers 10^h TU (temps universel), soit 6^h heure locale, entre les télescopes unité UT1 et UT3. Au cours de l'observation, l'azimut de la base a varié de 0° à 3° (l'azimut étant défini par rapport à l'axe Nord-Sud), ce qui correspond à une longueur de la base projetée de 78,7m en moyenne.

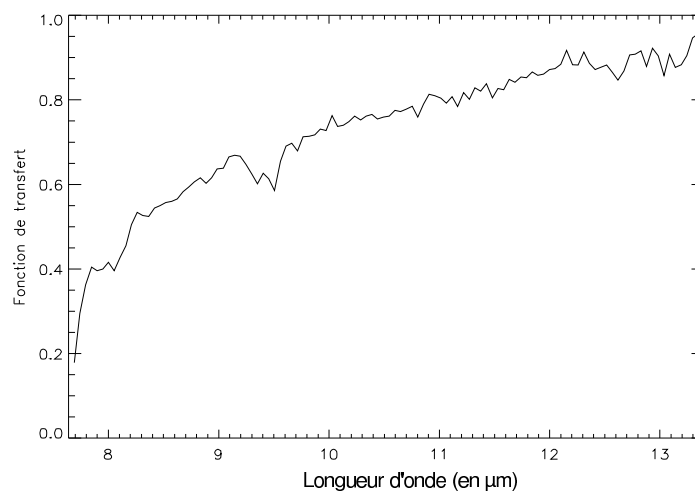


figure 13 : courbe de la fonction de transfert de HD 10380, utilisée pour étalonner les visibilités de NGC 1068 de la nuit du 16 juin 2003

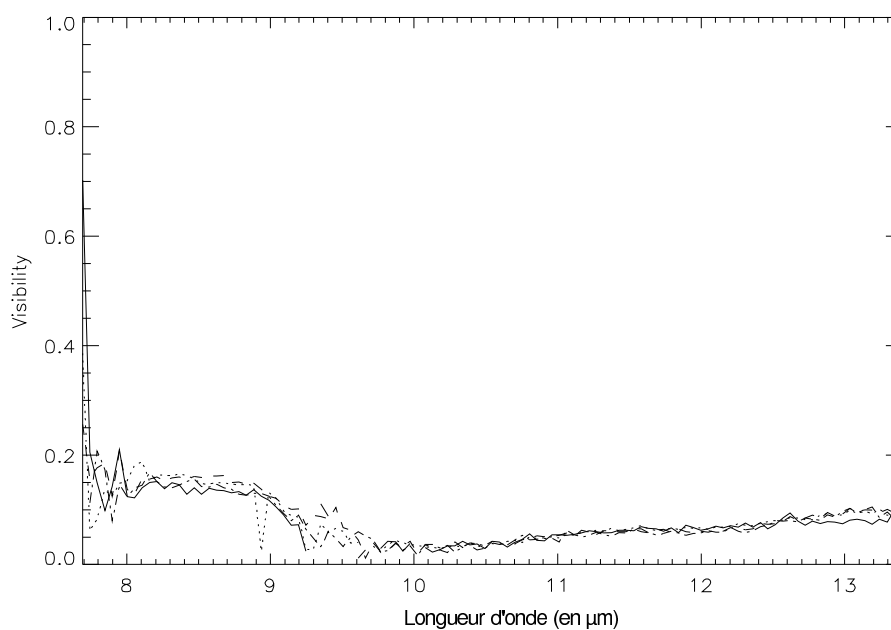


figure 14 : courbes des visibilités de NGC 1068 obtenues la nuit du 16 juin 2003

Quant aux observations du 9 novembre, comme le temps d'observabilité de la source est plus long à cette époque de l'année, quatre séries ont été prises tout au long de la nuit. Elles ont été obtenues avec les télescopes UT2 et UT3. Au cours de la nuit, l'azimut de la base a varié de $35,2^\circ$ à $45,9^\circ$, permettant d'obtenir des longueurs de ligne de base projetée de 39,6 à 45,7 m.

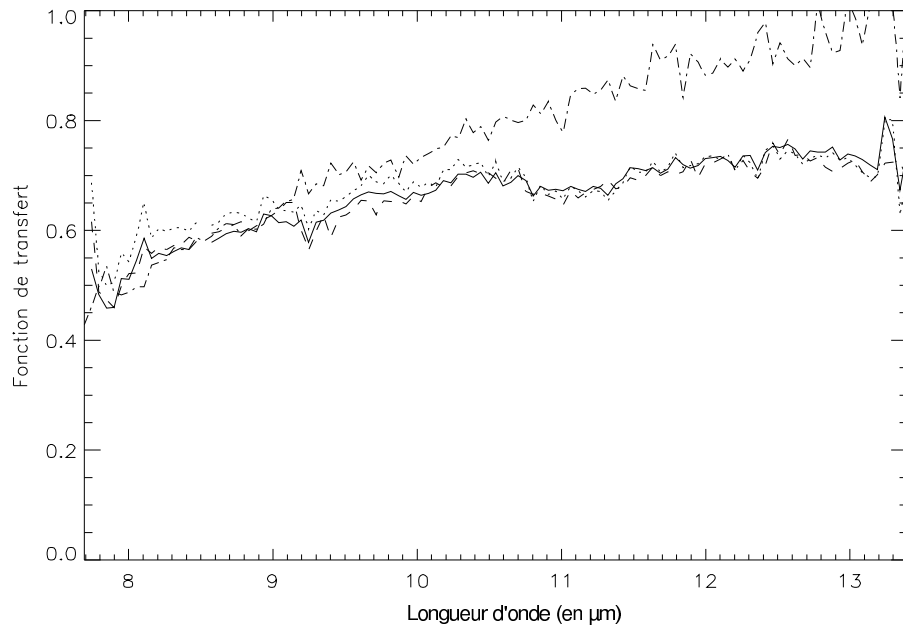


figure 15 : courbes de la fonction de transfert de HD 10380, utilisées pour étalonner les visibilités de NGC 1068 de la nuit du 9 novembre 2003

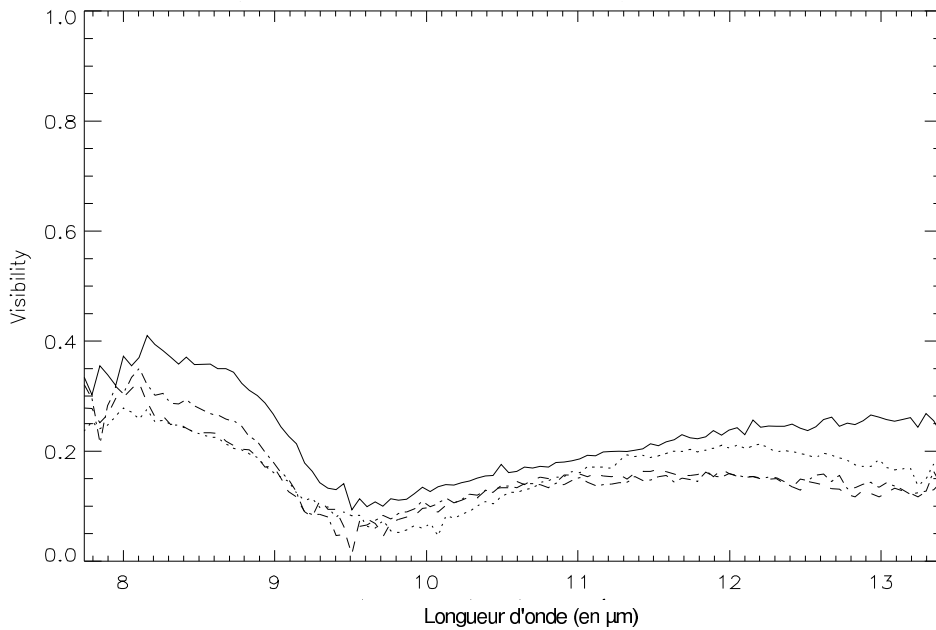


figure 16 : courbes des visibilités de NGC 1068 obtenues la nuit du 9 novembre 2003

- 2^h50 TU - BP : 39,6 m - Azimut : 35,2°
- - - 4^h50 TU - BP : 45,5 m - Azimut : 44,6°
- 6^h TU - BP : 46,6 m - Azimut : 45,9°
- 7^h TU - BP : 45,7 m - Azimut : 44,8°

*

A la vue de ces courbes, plusieurs remarques sont importantes à faire :

- la fonction de transfert de HD 10380 est assez stable entre les premières séries d'observation, et a varié du fait de la turbulence atmosphérique ou d'un mauvais centrage des faisceaux, entre les observations de 6^h et 7^h. Cette remarque illustre une nouvelle fois l'intérêt qu'il y aurait à disposer de l'optique adaptative pour corriger ces variations, ainsi que du filtrage spatial.

- la visibilité est très fortement atténuée autour de 9,5 μ m : ceci correspond d'une part à une perte de signal due au pic d'absorption de l'ozone dans la fenêtre de transmission de l'atmosphère, et d'autre part, à l'atténuation de l'intensité de la source par la poussière la composant (la bande d'absorption des silicates se trouve à 9,7 μ m).

- la visibilité de NGC 1068 est faible, il semble donc que le tore de poussière (composant de l'AGN émettant dans cette gamme de longueur d'onde) soit bien résolu par MIDI. De plus, il est logique que la visibilité soit plus faible à 12-13 μ m qu'à 8 μ m puisque les structures émettant à 12 μ m sont plus froides, donc plus éloignées du cœur chaud de l'AGN que celles émettant à 8 μ m, elles sont donc mieux résolues par l'instrument bien que les fréquences spatiales soient plus faibles.

ANNEXE **B**

Publication sur les données
interférométriques

A new analysis of the nucleus of NGC 1068 with MIDI observations

A. Poncelet^{1,2}, G. Perrin², and H. Sol¹

¹ LUTH, Observatoire de Paris, 92195 Meudon Cedex, France

² LESIA, Observatoire de Paris, 92195 Meudon Cedex, France
 e-mail: anne.poncelet@obspm.fr

Received 9 June 2005 / Accepted 18 December 2005

ABSTRACT

We present a new analysis of the first mid-infrared *N*-band long-baseline interferometric observations of an extragalactic source: the nucleus of the Seyfert 2 galaxy NGC 1068, obtained with MIDI (Mid-Infrared Interferometer), the mid-infrared beamcombiner at the European Southern Observatory (ESO) Very Large Telescope Interferometer (VLTI). The resolution of $\lambda/B \sim 10$ mas allows us to study the compact central core of the galaxy between 8 and 13 μm . Both visibility measurements and MIDI spectrum are well reproduced by a simple radiative transfer model with two concentric spherical components. The derived angular sizes and temperatures are ~ 35 and 83 mas, and ~ 361 K and 226 K for these two components respectively. Other evidence strongly supports such low temperatures. This modeling also provides the variation of optical depth as a function of wavelength for the extended component across the *N*-band suggesting the presence of amorphous silicate grains. This shows that MIDI has carried out the first direct observations of the distribution of dust around the central engine.

Key words. galaxies: individual: NGC 1068 – galaxies: Seyfert – galaxies: nuclei – radiative transfer – infrared: galaxies – techniques: interferometric

1. Introduction

NGC 1068 is one of the brightest and nearest Seyfert 2 galaxies. Located at a distance of 14.4 Mpc, it is well suited for the study of the active galactic nucleus (AGN) it harbours. The nucleus of NGC 1068 has been well studied in the entire spectrum, from X-rays and UV to radio wavelengths, including the optical, near- and mid-infrared wavelength ranges. The location of all the components emitting at different wavelengths has been revisited in Galliano et al. (2003). NGC 1068 was classified as a Seyfert 2 with respect to the narrow emission lines it emits. However, Antonucci & Miller (1985) have discovered broad, polarized emission lines, which suggest the presence of a Seyfert 1 nucleus, hidden by a geometrically and optically thick dusty torus surrounding it. Thus, they established the unified scheme of AGN. Several theoretical studies of AGN tori were reported by Pier & Krolik (1992, 1993), Granato & Danese (1993), Efstathiou et al. (1995). All these models consider radiative transfer in an anisotropic, but homogenous dusty torus. Nenkova et al. (2002) considered radiative transfer between several clouds of dust along radial rays through the torus, and overcame some difficulties of the former homogeneous models for the description of the spectral energy distributions. More recently, Schartmann et al. (2005) described the three dimensional treatment of radiative transfer through dusty tori at hydrostatic equilibrium and succeed in reproducing

both the mean large aperture spectra from UV to far-IR of several Seyfert type 1 galaxies, and the recent MIDI observations of two specified Seyfert type 2: Circinus and NGC 1068, except for the 9.7 μm silicate feature. Geometrical and dynamical properties of dusty tori have been theoretically investigated, among others, by Krolik & Begelman (1988), Zier & Biermann (2002), and Beckert & Duschl (2004).

An alternative explanation for the unified scheme of AGNs is given by Elvis (2000), who proposed a simple and empirical scenario of funnel-shaped thin shell, warm and highly ionised outflow that could account for all the structures in the inner regions of AGNs with various luminosities. However, this model is not in contradiction with the obscuring torus paradigm since the accelerating bi-conical wind could be itself considered as a form of a dusty torus.

In the near-IR, the first *J*, *H* and *K*-band Adaptive Optics (AO) images of NGC 1068, at 0.12'' resolution (1'' corresponds to 72 pc), were reported by Rouan et al. (1998). They gave an upper limit on the size of the unresolved *K*-band core of ~ 9 pc, and highlighted an elongated *S*-shaped structure radially extending up to 20 pc, at a position angle (PA) $\sim 102^\circ$. Spectroscopic high angular resolution *K*-band observations obtained with PUEO-GriF at CFHT are presented by Gratadour et al. (2003). Emission of hot dust seems to be confined in an almost resolved region of 120 mas. Based on *K*, *L*, and *M*-band diffraction-limited images of NGC 1068 obtained

with NACO at the VLT, Rouan et al. (2004) reported several emissions around the nucleus being structured in several regions. The *K* and *L*-band emissions are actually resolved with a *FWHM* of 67 and 122 mas respectively, and are elongated in the NS direction.

First 76 mas resolution *K*-band images of NGC 1068 obtained from bispectrum speckle interferometry were interpreted in terms of a resolved Gaussian component of *FWHM* \sim 30 mas (Wittkowski et al. 1998). Speckle imaging performed by Weinberger et al. (1999) at the Keck Observatory led to consistent results.

The first *K*-band long baseline interferometric measurement of NGC 1068 was obtained with VINCI at the VLTI (Wittkowski et al. 2004). Coupled with *K*-band speckle interferometry measurements (Weigelt et al. 2004), they account for the observations with a two-component model where the small component has an angular size of less than 5 mas and the other one has a size of 40 mas. Weigelt et al. (2004) present near-IR bispectrum speckle interferometry obtained with the SAO 6 m telescope. The *K'*-band *FWHM* diameter of the observed compact core is $\sim 18 \times 39$ mas, and the PA of the north-western elongation is -16° . In the *H*-band, the *FWHM* diameter of this same component is $\sim 18 \times 45$ mas, and the PA is $\sim -18^\circ$.

First mid-IR images with $0.1''$ spatial resolution are reported by Bock et al. (2000), using the 10 m Keck II telescope. They interpret the northern elongation of the central peak as reprocessed radiation from the AGN. Tomono et al. (2001) also obtained mid-IR images with $0.1''$ spatial resolution with MIRTOS on the 8.2 m Subaru Telescope and confirm that the central region of NGC 1068 is elongated in the NS direction, with a *FWHM* of $0.29'' \times 0.18''$. They use a modified grey-body radiation, with absorbing silicate features in order to model the spectral energy distribution (SED) of the central peak.

Jaffe et al. (2004) reported the first mid-IR *N*-band long-baseline interferometric measurements using MIDI, the VLTI mid-IR beamcombiner. They consider a model composed of two ellipsoidal Gaussian disks. They derive sizes of about 10 ± 2 mas in the NS direction, parallel to the inner radio jet, and < 12 mas in the direction transverse to the jet for an inner hot component ($T > 800$ K) and sizes of about 30 ± 5 mas \times 49 ± 4 mas for an outer warm component ($T \sim 350$ K).

Infrared interferometry clearly has the potential to study the circum-nuclear environment of AGNs to investigate the unified scheme. In this paper, we report an alternative analysis of the first *N*-band MIDI observations of the nucleus of NGC 1068. In Sect. 2, we give a short review of the observations and data processing. Section 3 details the models considered in this paper. The results are presented in Sect. 4, and discussed in Sect. 5. Section 6 gives the general conclusions of the study.

2. Observations and data reduction

The observations were performed in 2003 (June 15th, 16th; November 9th, 10th), during four nights of Science Demonstration Time with MIDI, the mid-IR *N*-band ($8\text{--}13 \mu\text{m}$) instrument. Observations were carried out with two 8.2 m diameter Unit Telescopes (UT) at the European Southern Observatory (ESO) VLTI on Cerro Paranal. A $0.5'' \times 2''$ slit

was used with a low resolution prism, set in the direction perpendicular to the slit, providing a spectral resolution of $\lambda/\Delta\lambda \sim 30$.

MIDI has two interferometric outputs which are the sum of the flux of NGC 1068 and the fringe modulation, plus the background. The NGC 1068 flux and the modulation were measured separately as the photometric outputs were not operational at the time of the observation. The two interferograms are complementary with opposite phases. Using this property, the two outputs are subtracted to disentangle the modulation from the continuous signals. The amount of continuous flux from NGC 1068 was accurately obtained using the ‘‘chopping’’ technique: both UTs alternatively point to the sky and to the source. Subtraction of the sky sequences from the source sequences yields the source flux. The chopping frequency was 2 Hz during the two nights. Since no spatial filter was used at that time, the flux from NGC 1068 can be considered constant. The modulated part of interferograms is then normalized by the continuous flux. The contrast of individual fringe scans is obtained with a classical method which has been used with precursors of VLTI (Coudé Du Foresto et al. 1997). Normalized scan sequences are Fourier transformed. The power spectrum is band pass filtered in each MIDI spectral channel. The squared fringe contrast is the integration of the filtered power spectrum from which the photon and read-out noise bias have been subtracted. Statistical errors on squared fringe contrast estimators are set from the dispersion of measurements.

2.1. Visibility calibration

The data reduction was done with the software developed at LESIA at Paris Observatory for MIDI¹. It also relies on methods developed for precursors of the VLTI (Perrin 2003). This software has been used to reduce data on stars for which visibility functions can be more easily anticipated (Kervella et al. 2005, accepted).

As the pupils of the UTs are larger than the spatial coherence diameter of the wavefront, and as there was no spatial filtering at the time of the observations, beams are strongly sensitive to turbulence and alignment defects, causing coherence losses. Therefore, visibilities need to be carefully calibrated. To do so, a calibration star is observed before and after the observation of the source. In the case of NGC 1068, the calibrator used was HD 10380 (or ν Psc), a K3IIIb star whose angular diameter, derived from a photometric scale, is 2.99 ± 0.15 mas (Perrin et al. 1998).

The interferometric response of the instrument, the so-called transfer function, was calculated from the calibrator observations. The transfer function is the ratio of the observed fringe contrast by the expected visibility of the calibrator deduced from the estimated diameter. Plots of the transfer function as a function of wavelength are also informative about the quality of the data with respect to turbulent conditions and background subtraction. Since sensitivity to turbulence decreases with wavelength, the transfer function increases with

¹ This software is now available through the JMMC website: <http://mariotti.ujf-grenoble.fr/>

Table 1. Log of June 16, 2003 observation, performed between UT1 and UT3.

UT time	Projected baseline (m)	Baseline azimuth ($^{\circ}$)	UT time (Calibrator 1)	UT time (Calibrator 2)
09:56:54.000	78.6670	0.036	09:34:22.000	–
09:58:46.811	78.6670	0.036	09:35:38.451	–
10:02:32.432	78.6670	0.036	09:36:54.901	–
10:10:12.000	78.6670	0.036		
10:11:44.611	78.7050	0.036		
10:13:17.223	78.7050	0.036		
10:14:49.834	78.7050	0.036		

Table 2. Log of November 9, 2003 observations, performed between UT2 and UT3.

UT time	Projected baseline (m)	Baseline azimuth ($^{\circ}$)	UT time (Calibrator 1)	UT time (Calibrator 2)
02:50:22.451	39.5900	35.16	–	03:59:13.432
02:52:55.352	39.5900	35.16	–	04:00:29.882
			–	04:01:46.333
04:48:28.000	45.5410	44.60	03:59:13.432	05:17:54.000
04:49:44.451	45.5410	44.60		04:00:29.882 05:19:10.450
04:51:00.901	45.5410	44.60		04:01:46.333 05:20:26.901
05:58:27.451	46.6340	45.90	05:17:54.000	06:33:28.000
05:59:43.882	46.6340	45.90	05:19:10.450	06:34:44.450
			05:20:26.901	06:36:00.901
07:01:56.000	45.7090	44.76	06:33:28.000	–
07:03:12.450	45.7090	44.76	06:34:44.450	–
			06:36:00.901	–

wavelength. Excessive turbulence or misalignments cause a large gradient between 8 and 13 μm . Such data are rejected.

The observations of the source are generally bracketed by observations of the calibrator star. The source fringe contrasts are obtained by normalizing the fringe contrast by the transfer function interpolated at the time the source was observed. A selection is then applied on the histograms of the squared fringe contrasts of NGC 1068 and of the calibration star. Sequences of fringe contrasts should have a rough Gaussian distribution under steady turbulence conditions. Sequences of data for which histograms were departing too clearly from a Gaussian shape were rejected.

Two calibration stars were observed, τ_4 Eri and HD 10380. A detailed look at the data led us not to use transfer functions derived from τ_4 Eri since they strongly increase up to 11 μm and then saturate. As it was the only calibrator star used during the night of November 10th (except for a single series), and as data obtained on Betelgeuse were also rejected for this same night (see Perrin et al. 2006), we did not use the data

of November 10th for our present study of NGC 1068. In the same way, we were led to reject the data of June 15th since they most probably were affected by large turbulence effects. A detailed look at the squared fringe contrast histograms also led us to reject some data from the two remaining nights. Tables 1 and 2 summarize the observations kept for the present study. The combination of adaptive optics and spatial filtering will eventually solve these issues and improve the quality of the data.

Visibility measurements of NGC 1068 were averaged in bins of projected baselines. A consistency check was performed in each bin to assess the quality of error bars. Ad-hoc error bars were computed to be consistent with the dispersion of visibilities when error bars were initially too small. The four bins are the visibility points used in the following and are presented in Fig. 1. The final absolute accuracy on visibility estimates is of the order of 3 percent. Our processing of the data leads to a more extended data set than that of Jaffe et al. (2004) who kept two visibility points at baselines of 42 and 72 m.

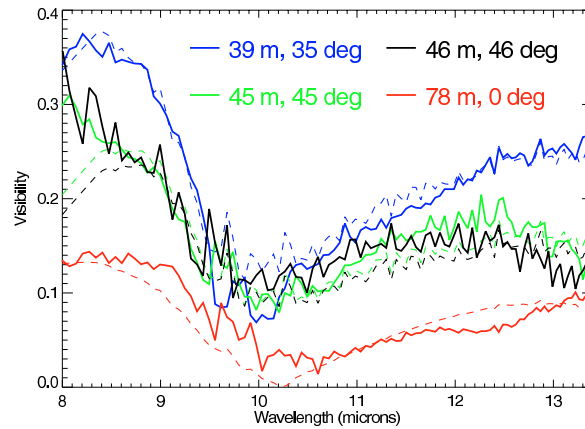


Fig. 1. Visibilities for the four projected baselines as a function of wavelengths. Solid lines correspond to MIDI measurements while dashed lines are related to fits by the radiative transfer between two spherical components model (see Sects. 3 and 4).

Two main features are striking in Fig. 1. First, the visibilities are far smaller than 1, which means that NGC 1068 is well resolved by MIDI. Second, visibilities are obviously wavelength dependent, a property which has to be taken into account in the modeling of the source.

2.2. Spectral Energy Distribution calibration

The Spectral Energy Distribution (SED) as seen by MIDI is of prime importance to model the spectral and spatial properties of the source. The SED of NGC 1068 is derived from the chopping sequences of the source and of the calibrator. However, no observed SED is available for HD 10380 in the literature. Therefore, we made use of the calibrated one computed by Cohen et al. (1999). The integrated flux has been normalized to that of HD 10380. The two SEDs are consistent to within 7%. We eventually used the mean of these two spectra as a SED for HD 10380. The difference between the two SEDs was kept as the error on the final SED of HD 10380. The spectrophotometric response of MIDI was calibrated on HD 10380 using this SED.

Two spectra of NGC 1068 were independently derived from photometries measured on June 16th and November 9th, 2003. Error bars on photometry measurements are set from the difference between the spectra measured with the two UTs. The final MIDI SED of NGC 1068 is derived from the mean of the spectra of June and November and from the spectrophotometric response. The difference between the calibrated SEDs is used as an error estimate.

As shown in Fig. 2, the photometric measurements of NGC 1068 and HD 10380 are strongly wavelength-dependent. The characteristic loss of signal around $9.5 \mu\text{m}$ is due to absorption by atmospheric ozone. To avoid too large noise sensitivity, we do not take into account regions where photometry measurements are smaller than half the maximum value. These regions are greyed on our final spectrum of NGC 1068. The SEDs of June, November and the average one are presented in Fig. 3.

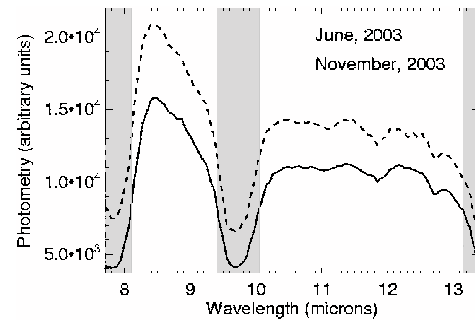


Fig. 2. NGC 1068 photometry measurements obtained with MIDI on June and November 2003. Greyed areas are wavelength ranges where photometries are smaller than half of their maximum value.

The SED of NGC 1068 we derived from the MIDI data is different from the one presented by Jaffe et al. (2004): quantitatively, the former is in the range 13 to 30 Jy whereas the latter is between 8 and 15 Jy . Moreover the slope of the SED we derived after $11 \mu\text{m}$ is steeper than the one of Jaffe et al. We have validated our calibration procedure on an independent data set acquired on Betelgeuse. We have checked that we could reproduce the spectrum of Verhoelst et al. (2005) to an excellent accuracy. We have compared our spectrum to the one available from the ISO database (see Fig. 4). The field of view of ISO is much larger than that of MIDI and ISO detects the dust shell whose inner edge starts at $0.5''$ (Danchi et al. 1994). The emission feature of silicate dust at $9.7 \mu\text{m}$ is therefore present in the ISO spectrum but not in the MIDI spectrum whose field of view is reduced to less than $0.3''$. Apart from dust, the continua should however agree. We find a maximum difference of 16% between our calibrated SED and the ISO spectrum outside the silicate dust feature which makes us confident in our calibration.

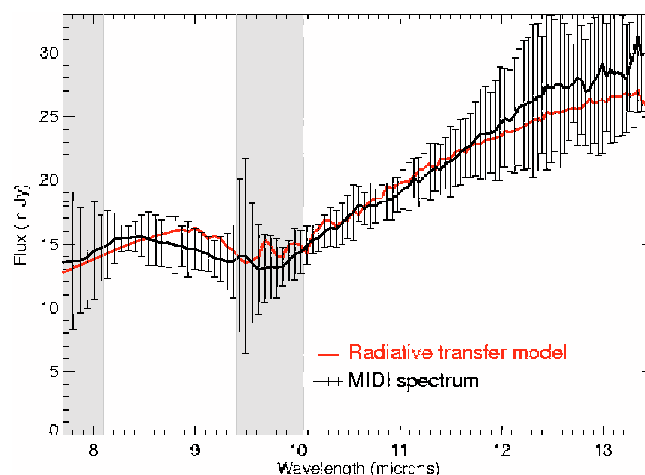


Fig. 3. SEDs of NGC 1068 derived from MIDI photometry measurements. Black solid line and vertical error bars are related to the resulting SED of NGC 1068, which is the mean between those of June and November. The red solid line represent the fit of the SED obtained with the model of radiative transfer between two spherical components (see Sects. 3 and 4). Greyed areas correspond to wavelength ranges where photometry measurements are weak (see Fig. 2).

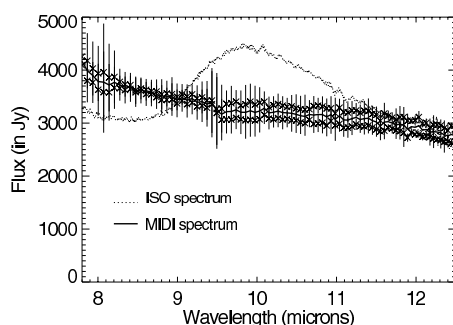


Fig. 4. Comparison between the SEDs of Betelgeuse derived from MIDI photometry measurements (thick solid line) and the ISO-SWS spectrum (thin dotted line).

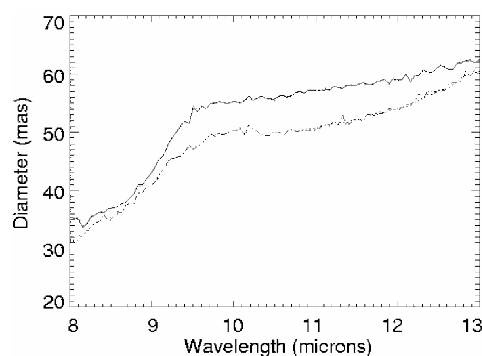


Fig. 5. Evolution of the diameter derived from the uniform disk model for two different configurations of the projected baseline (upper curve: 39.59 m alone; lower curve: 45.54, 46.63 and 45.7 m together).

3. The different steps of data modeling

As only a few MIDI data points on NGC 1068 are available, models were computed from a rigorous stepwise approach to the data rather than from a priori knowledge about the source. Models remain simple to avoid over-interpretation and to keep a reasonable number of degrees of freedom.

The characteristic apparent size of the object was first gauged by fitting visibilities with a uniform disk model whose diameter is wavelength dependent. The 39 m baseline data on the one hand and the 45–46 m baseline data on the other hand were fitted independently since these two sets of projected baselines are separated by 10° in azimuth. The 78 m data were not used at this stage since they would lie in the second lobe of the uniform disk visibility function, whose model has a poor chance to be the right one at high spatial frequency. Therefore,

these data would bias the measurement of the characteristic size of the source, which is the main goal of this first procedure.

Figure 5 clearly shows the wavelength dependency of the apparent size of the object. The curves related to the two different baselines do not overlap, with a difference ranging from 2 to 7 mas. First, this may be due to the model which is clearly too simple. This discrepancy could then be interpreted as an asymmetry of the nucleus of NGC 1068, which is well known at larger angular scales. Thus, to possibly highlight some elongation and orientation of the source, an attempt was made to fit all the visibility points at the same time with a uniform elliptical disk. This led to a degeneracy of parameters which means that extracting information on the shape and orientation of the source is not possible with the present MIDI data set. As a consequence, geometries used in the following modelings were restricted to spherical symmetry. The two typical sizes

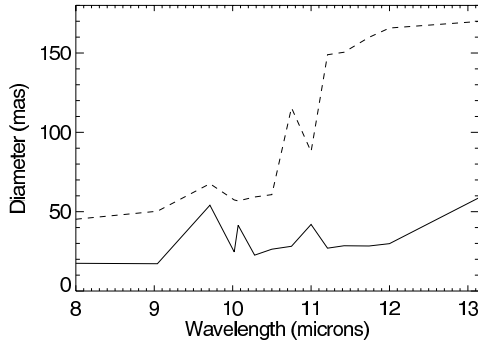


Fig. 6. Evolution of the diameters of the inner disk (solid line) and the extended disk (dashed line) derived from the two uniform disks model.

of ~ 30 mas and ~ 55 – 60 mas at $8 \mu\text{m}$ and after $9.5 \mu\text{m}$ respectively in Fig. 5 suggest a further model with the addition of a second uniform disk. This model has three free parameters per wavelength, the diameters of each disk and the flux ratio between them. Fits of visibilities are improved, which strengthens the validity of the two-disk model. The diameter variations with wavelength are plotted in Fig. 6.

The results of the second step lead us to consider a third step: including radiative transfer between the two spherical components, namely a compact inner core (corresponding to the inner disk of diameter \varnothing_{in}) which radiates as a black body with temperature T_{in} and a layer (described by the outer disk of diameter $\varnothing_{\text{layer}}$) around the compact core which radiates as a thermal grey-body at T_{layer} . The absorption in the layer and its emission are accounted for by its optical depth $\tau(\lambda)$. No scattering is considered here. For simplicity, we used a model in which the layer is geometrically thin. This model was successfully applied to Mira stars and red supergiants in the near-infrared (see e.g. Perrin et al. 2004). The interest of this model is that the radiative transfer can be calculated analytically and that there is no major difference to a model for which the base of the layer would be at the edge of the compact inner core.

Thus, if $\varnothing_{\text{in}} \geq \varnothing_{\text{layer}} \sin \theta$ (where θ is the angle between the line of sight and the radius vector of the two spheres), both contributions of the compact core and of the layer are observed. Then the emerging intensity can be expressed as:

$$I(\lambda, \theta) \sim B(\lambda, T_{\text{in}}) e^{-\tau(\lambda)/\cos \theta} + B(\lambda, T_{\text{layer}}) \left[1 - e^{-\tau(\lambda)/\cos \theta} \right].$$

In the other case,

$$I(\lambda, \theta) \sim B(\lambda, T_{\text{layer}}) \left[1 - e^{-2\tau(\lambda)/\cos \theta} \right]$$

where $B(\lambda, T)$ is the Planck function.

Thus, as the model was chosen to remain simple, the number of free parameters was limited to five at each wavelength. Diameters and temperatures are global parameters, while the optical depth, chosen to be wavelength dependent, allows us to account for the visibility variations and for the SED. The total number of visibility data is $4 \times N_{\lambda}$ while the number of free parameters is then $4 + N_{\lambda}$ ($N_{\lambda} = 109$ being the number of spectral channels). The diameters are well constrained by the

visibilities while the latter only provide a one-to-one relation between the temperatures. Compatibility with the SED allows us to determine a unique pair of temperatures.

The criterion to be minimized is the χ^2 , written as:

$$\chi_{\text{Vis}}^2 = \sum_{i=1}^{N_{\lambda}} \left[\frac{V_i^2 - M(\varnothing_{\text{in}}, \varnothing_{\text{layer}}, T_{\text{in}}, T_{\text{layer}}, \tau_{\lambda}; S_i)}{\sigma_i} \right]^2$$

where $M(\varnothing_{\text{in}}, \varnothing_{\text{layer}}, T_{\text{in}}, T_{\text{layer}}, \tau_{\lambda}; S_i)$ is the modeled squared visibility function, which also depends on the spatial frequency S_i given by: $S_i = B/\lambda_i$ (B being the projected baseline).

There are several local minima on the χ^2 hyper-surface in parameter space. Therefore the search for optimal parameter values has to be carried out in several steps. To reach the solution diameters, the first step consists of the exploration of a 2-D grid in $(\varnothing_{\text{in}}, \varnothing_{\text{layer}})$ space. For each point on this grid, the minimization is performed on the temperatures and on a global optical depth (in other words, a mean optical depth independent on wavelength at this point of the minimization). For the second step, the same procedure is applied but on a 2-D grid in $(T_{\text{in}}, T_{\text{layer}})$ space. The third and last step consists of running the minimization on optical depth with respect to wavelength, setting diameters and temperatures to the optimum values found previously. Ideally, steps should have been iterated but this did not turn out to be necessary.

4. Results on the NGC 1068 mid-IR core

Visibility measurements well constrain the geometrical parameters since the first step of the χ^2 minimization rapidly converges to the optimum values of geometrical parameters, which are:

$$\varnothing_{\text{in}} = 35.3 \pm 3.7 \text{ mas}$$

$$\varnothing_{\text{layer}} = 83.1 \pm 6.1 \text{ mas.}$$

However, several local minima appear in the χ^2 -hypersurface in temperature space, leading to a degeneracy of these parameters. Indeed, visibilities are not sensitive to the absolute flux of each component, but to the relative flux between them.

The degeneracy on temperatures is overcome using the MIDI SED of NGC 1068. The criterion estimating the goodness of a fit of the SED, with a given pair of temperatures, is given by:

$$\chi_{\text{Spec}}^2 = \sum_{i=1}^{N_{\lambda}} \left[\frac{\text{SED}_{\text{obs}}(i) - \text{SED}_{\text{fit}}(i)}{\sigma_{\text{SED}}(i)} \right]^2.$$

The optimal pair of temperatures then obtained is:

$$T_{\text{in}} = 361 \pm 12 \text{ K}$$

$$T_{\text{layer}} = 226 \pm 8 \text{ K}$$

$$(\chi_{\text{Vis}}^2)_{\text{Reduced}} = 33.9$$

$$\chi_{\text{Spec}}^2 = 16.4$$

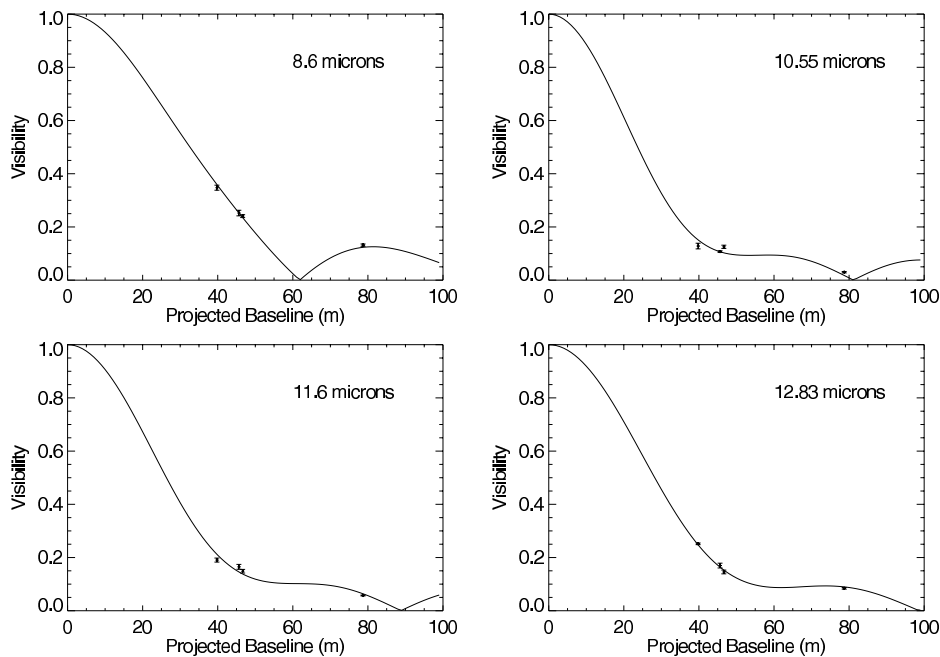


Fig. 7. Fit of the visibilities as a function of the projected baseline and at given wavelengths for a two-component model with radiative transfer.

χ_{vis}^2 and χ_{spec}^2 can be minimized independently as long as minimization of the second one is performed over the local minima of the first one.

To estimate the confidence interval on parameters, we treat the two pairs of global parameters (i.e. diameters and temperatures) independently (e.g. Bevington & Robinson 1992). For geometrical parameters, we look at the joint confidence interval given by a variation of 1 with respect to $\chi_{\text{vis}}^2 / (\chi_{\text{vis}}^2)_{\text{min}}$, as a function of \varnothing_{in} and $\varnothing_{\text{layer}}$, keeping the other parameters fixed at their optimum values. This is equivalent to increasing the error bars on visibilities by $\sqrt{\chi^2 / (\chi_{\text{vis}}^2)_{\text{min}}}$ and to reaccounting for the distance to the model.

For temperatures, the confidence interval corresponds to the intersection between the χ_{vis}^2 trough in $(T_{\text{in}}; T_{\text{layer}})$ space and the joint confidence interval of temperatures which give a reasonable fit to the SED. To obtain this last joint interval, we examine a variation of 1 on the value of $\chi_{\text{spec}}^2 / (\chi_{\text{spec}}^2)_{\text{min}}$ as a function of T_{in} and T_{layer} . Values of χ^2 relating to the fits of the visibilities and of the spectrum are quite high, leading to an under-estimation of the confidence interval of the parameters. Nevertheless, this must be due on the one hand to the simplicity of the model considered and on the other hand to the fits of the 45 and 46 m visibility points between 8 and 8.5 μm which are poor compared to elsewhere in the N -band (see Fig. 1). In Fig. 1 the modeled visibility curves have the same kind of wavelength dependent fluctuations as the measurements. This is due to the third step of the χ^2 minimisation which improves the fit by converging to the optimal value of the optical depth at each wavelength.

Figure 7 presents several fits of visibility measurements as a function of the projected baseline at different fixed wavelengths. The growing influence of the extended layer with increasing wavelength is highlighted on the one hand by the flatness of the visibility function at high spatial frequencies and on the other hand by the strong slope at low spatial frequencies. Moreover, the figures underline the embarrassing lack of visibility points at low projected baselines. As the slope at low spatial frequencies is really model-dependent, these points are needed to put stronger constraints on the modeling.

The fit of the MIDI spectrum is presented in Fig. 3. This shows that not only the simple radiative transfer model accounts for MIDI visibility measurements, but also it gives a good representation of the SED across the full N -band. Figure 8 presents the contribution of each component to the spectrum. We observe that the inner compact component is the only one to contribute to the SED until 8.5 μm while the flux emitted by the layer begins to dominate above 9.4 μm . This figure also shows that, in the framework of our model, the gap of the SED around 10 μm is not due to the crossing of the two black body emissions, but indeed to a peak in the absorption by the layer.

Therefore, the originality of the present study resides in its ability to provide the evolution of the optical depth of the extended component as a function of wavelength in the N -band, without any a priori assumption on it like its variation law or the composition of the extended layer. The optical depth resulting from the analysis is plotted as a function of wavelength in Fig. 9 (dark solid line) and will be discussed further in Sect. 5.3.

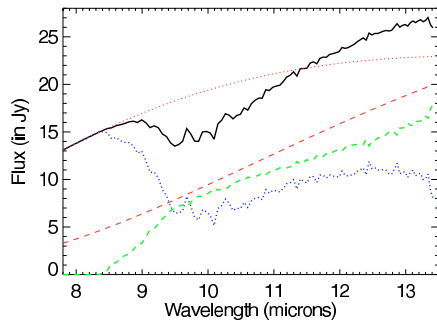


Fig. 8. Contributions of each spherical component of the radiative transfer model to the SED. *Red thin dotted line*: flux emitted by the non-absorbed inner component. *Blue thick dotted line*: fraction of the flux emitted by the inner component and absorbed through the layer. *Red thin dashed line*: flux emitted by the layer without its self-absorption considered. *Green thick dashed line*: flux emitted by the layer and self-absorbed by it.

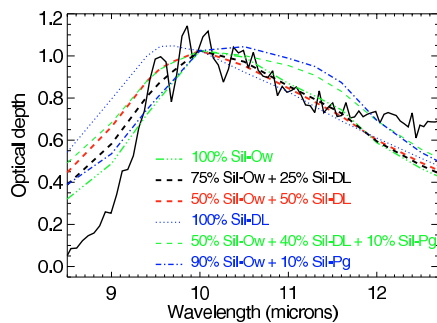


Fig. 9. Optical depth as a function of the wavelength derived from the radiative transfer model (thick line); fits provided by the DUSTY code with different compositions of silicates are superposed. Sil-Ow refers to warm silicates from Ossenkopf (1992); Sil-DL refers to silicates from Drain & Lee (1984); SiC-Pg refers to α silicon carbide from Pégourié (1988).

5. Discussion

5.1. Spatial description of the source

As the number of visibility measurements is extremely small and as the (u, v) plane is not sufficiently covered, models able to fit the MIDI data points are degenerate. This lack of sensitivity of the models highlights the importance of following a stepwise approach from the data.

The MIDI visibility points can be fitted by a different and a priori model that consists of a two Gaussian elliptical disk model (Jaffe et al. 2004). The derived sizes are $\sim 10 \times 12$ mas for an inner hot, optically thick component and $\sim 30 \times 49$ mas for a warm component. The factor of 2 between these values and the ones we derived with our model is explained by the differences between the respective geometries considered.

Comparing mid- and near-IR observations, it appears that the largest K -band structure corresponds in size to the smallest structure detected in the mid-IR with MIDI. From K -band bispectrum speckle interferometry, Wittkowski et al. (1998) interpreted the observed central core of NGC 1068 as a slightly resolved Gaussian disk of $FWHM \sim 30$ mas. Speckle imaging from the Keck Observatory also showed that the flux emitted by the core of the AGN may be accounted for by an unresolved point source whose size is smaller than ~ 20 mas and which is surrounded by an emitting region extending up to 10 pc (Weinberger et al. 1999). Wittkowski et al. (2004) combined near-IR speckle data with the K -band visibility point obtained with VINCI and interpreted the whole dataset with a two-component model: a small one having a size of ~ 5 mas (or 0.4 pc) responsible for 40% of the K -band flux and an extended one of ~ 40 mas. In addition, near-IR bispectrum speckle interferometric observations led to a N-W extended structure in K' -band having a size of 39×18 mas and a PA $\sim -16^\circ$ (Weigelt et al. 2004). With regard to the AO observations performed with NACO at VLT, the K -band core is slightly N-S elongated with a $FWHM$ of 67 mas (Rouan et al. 2004). The spatial description of the source derived from speckle observations is also fully consistent with the best resolution AO observations performed with NAOS-CONICA which show a resolved structure in the K_s -band, elongated along the same PA $\sim -16^\circ$ and of $FWHM \sim 30 \times < 15$ mas after deconvolution (80×65 mas before deconvolution; Gratadour et al. 2005). The sizes derived from K -band and N -band observations underline the consistency between the near-IR and the mid-IR observations of the nucleus of NGC 1068.

According to Maloney (2002), the dusty torus has suitable temperatures ($T \sim 250$ K) and H_2 molecules densities ($n_{H_2} \sim 10^8 - 10^{10} \text{ cm}^{-3}$), in order to produce the $6_{16} \rightarrow 5_{23}$ rotational transition at 22 GHz of the H_2O masers (e.g., Elitzur 1992, Chap. 10). H_2O masers can be produced by the absorption by a H_2O molecule of an X-ray emitted by the central engine of the AGN, and the 22 GHz radio emission is expected to trace the inner edge of the torus. Sub-milliarcsecond angular resolution observations made on NGC 1068 with the Very Long Baseline Interferometer (VLBI) showed that the redshifted emission is divided in four groups, linearly distributed between 6 and 14 mas from the core along a direction at 45° from the radio synchrotron jet axis (Greenhill et al. 1996). Additional observations of the blueshifted emission showed that masers are actually spatially distributed on a thin ring inclined at -45° , on scales extending from 0.65 to 1 pc (i.e., 9.3 and 15.7 mas; Greenhill & Gwinn 1997). Thus, the ring traced by the H_2O masers seems to correspond to the inner edge of the dusty torus (Kartje et al. 1999). This is what we observe since the masers are located at the same place as the K -band structure derived from the VINCI/Speckle observations and also observed with NAOS-CONICA, and just inside the extended component derived from our modeling of the MIDI data.

Moreover, as claimed by Rouan et al. (2004) and Gratadour et al. (2005), and according to current estimates of the dust sublimation radius, graphite grains are able to survive at such small distances from the core of the nucleus of NGC 1068, so that this dust species could be part of the observed K -band structure.

Indeed, a theoretical estimate of the dust sublimation radius is given by:

$$r_{\text{sub}} = 1.3 (L_{\text{UV},46})^{1/2} (T_{1500})^{-2.8} \text{ pc}$$

where $L_{\text{UV},46}$ is the UV luminosity (in units of $10^{46} \text{ erg s}^{-1}$) and T_{1500} is the sublimation temperature of the dust species considered (in units of 1500 K; Barvainis 1987). Upper limits are then obtained by setting the UV luminosity of the central source to the observed bolometric luminosity of the nucleus and by considering sublimation temperatures of 1400 K and 1750 K for silicates and graphite grains respectively. Pier et al. (1994) investigated the bolometric luminosity of the nucleus of NGC 1068. Depending on the fraction of nuclear flux reflected into our line of sight, which has been determined in several different ways, the bolometric luminosity of the nucleus of NGC 1068 ranges from $\sim 6.8 \times 10^{43} \text{ erg s}^{-1}$ to $\sim 3.4 \times 10^{45} \text{ erg s}^{-1}$, the most probable value being of the order of $\sim 3.4 \times 10^{44} \text{ erg s}^{-1}$ (Pier et al. 1994). These dispersed values lead to a sublimation radius ranging from ~ 0.07 to 0.50 pc (i.e. ~ 1 to 7 mas) for graphite grains and from ~ 0.13 to 0.91 pc (i.e. ~ 1.8 to 12.6 mas) for silicate grains, the most probable values being $\sim 0.16 \text{ pc}$ and $\sim 0.3 \text{ pc}$ (or $\sim 2.2 \text{ mas}$ and $\sim 4.2 \text{ mas}$) respectively.

In spite of the large uncertainties on the estimation of sublimation radii, it is remarkable that H_2O masers seem to be confined in an area located between the sublimation radius of silicate grains and the outer edge of the inner component we have inferred from mid-IR data. In addition, according to near-IR observations of the nucleus of NGC 1068, it seems that the dust surrounding the central engine is divided in several layers of which the first one – emitting in K -band and probably extending from the sublimation radius of graphite grains up to about $\sim 1.2 \text{ pc}$ – could be mainly composed of graphite grains and would harbour the observed H_2O masers.

5.2. Temperature of the MIDI compact component

The temperatures we derive are much cooler than those of Jaffe et al. (2004). There are different reasons for these discrepancies. The most important one comes from the difference in the geometries considered that leads to a factor of 2 between the respective sizes derived and consequently to a factor of almost 0.5 in the temperatures. Moreover, our spectral calibration yields twice as much flux. Finally, contrary to Jaffe et al., we do not consider absorption in the inner compact component which we modeled as a pure black body. Indeed, for Jaffe et al., the optical depth associated with silicates in the inner hot component is about 2.1, meaning that the radiation emitted by the central engine is greatly attenuated in this optically thick medium. In this paper, we do not consider this additive parameter and the opacity of the inner component affects the final temperature.

The temperatures we derive from the radiative transfer modeling seem very low with respect to dust sublimation temperatures commonly assumed for graphite grains and silicates which are of the order of 1700 and 1450 K respectively. However, following the approach of Krolik (1999) who, for rough estimates, assumes thermal emission by spherical black

bodies, the typical angular size of each component inside an AGN is given by the expression:

$$\theta = 87 \left(\frac{F_{\text{obs}}}{10^{-11} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}} \right)^{1/2} \left(\frac{T_{\text{eff}}}{10^3 \text{ K}} \right)^{-2} \mu\text{as.}$$

Hence, for typical sizes of 35 and 83 mas and a flux of $\sim 17 \text{ Jy}$ at $8 \mu\text{m}$ and $\sim 30 \text{ Jy}$ at $13 \mu\text{m}$ (according to the MIDI spectrum of NGC 1068), the typical temperatures obtained with this formula are ~ 260 and 160 K . These values are consistent with those we obtain with the radiative transfer model. This shows that considering this simple description, even at small distance from the central engine, the temperature falls quickly. Thus, the apparent weakness of temperatures derived from our modeling is finally not surprising.

Furthermore, according to SED measurements of the central elliptical region of $290 \times 180 \text{ mas}$ of the nucleus of NGC 1068 carried out at the Subaru telescopes with a $0.1''$ spatial resolution, Tomono et al. (2001) derived a temperature of $\sim 234 \text{ K}$ and an optical depth $\tau_{9.7 \mu\text{m}} \sim 0.92$, from a model of modified greybody radiation absorbed by silicates. The temperature for such a large area is consistent with those we obtain and the optical depth we are able to derive at $9.7 \mu\text{m}$ is fairly close.

5.3. Dust absorption in the layer

The optical depth as a function of wavelength across the N -band is deduced from the optimisation of the fit of visibility measurements. Therefore, it is model-dependent.

However, a detailed study of the shape of the optical depth obtained with our model gives new results. Looking at Fig. 9, it seems that the strong slope between 8.5 and $9.5 \mu\text{m}$ and the bump around $10 \mu\text{m}$ could be the signature of amorphous silicates in the composition of the layer (in comparison to the absorption features at $10 \mu\text{m}$ associated with the Sgr A* region observed with ISO; Kemper et al. 2004). Moreover, given the sublimation radius of silicates which is of the order of 0.3 pc (or $\sim 4.2 \text{ mas}$; see Sect. 5.1), this type of dust is able to survive in the layer. Therefore, to verify presence of silicates, we fit the shape of the derived optical depth with DUSTY, a radiative transfer code in a dusty layer, which includes absorption, emission and scattering by dust (Ivezic et al. 1999). This code handles spherical geometry and has been used by Imanishi & Ueno (2000) to model the Cygnus A nucleus absorption feature at $9.7 \mu\text{m}$. If the torus is viewed almost edge-on (the common assumption for NGC 1068), the use of spherical symmetry in the modeling does not affect the derived optical depth since the thickness of material viewed along the line of sight remains the same as in the case of a torus-like geometry.

Maiolino et al. (2001a,b) claim that dust in the circumnuclear region of AGNs must have different properties than in the galactic interstellar medium (ISM) and that silicate grain sizes must be larger than $3 \mu\text{m}$ in order to explain the lack of silicate features in ISO spectra of Seyfert II nuclei. This is confirmed by the computation of the $\tau_{3.4}/\tau_{9.7}$ ratio which is ~ 0.11 for NGC 1068 (Dartois et al. 2004). Indeed, this ratio would be ~ 0.06 – 0.07 assuming the $A_V/\tau_{9.7}$ ratio of both the galactic

diffuse interstellar medium (DISM) in the local 3 kpc around the Sun (Roche & Aitken 1984) and in the direction of the Galactic Centre (Roche & Aitken 1985), and the $A_V/\tau_{3.4}$ ratio in these different directions (Pendleton et al. 1994). In addition to grain sizes, such a difference in extinction laws of the Galactic ISM and Seyfert II AGNs can also result from a temperature gradient in the obscuring dust (Imanishi 2000). Evidence of the flattening of the silicates optical depth with the growth of grain size is presented by Bouwman et al. (2001) and Kemper et al. (2004).

Following these considerations, tentative fits of the derived optical depth with several simple compositions of amorphous silicates and various grain sizes provided with the code DUSTY are presented in Figs. 9 and 10. We consider the MRN distribution (Mathis et al. 1977) which consists of a power law (index = -3.5) distribution of grain sizes ranging from a minimum value of 0.05 micron to various maximum sizes. Species of dust available in DUSTY are “astronomical silicates” and graphite grains from Draine & Lee (1984; referred to as Sil-DL and Grf-DL thereafter), warm oxygen-deficient and cool oxygen-rich silicates – representative of circumstellar and interstellar silicates – from Ossenkopf (1992; referred as Sil-Ow and Sil-Oc), α Silicon carbide from Pégourié (1988; referred as SiC-Pg), and amorphous carbon (referred as amC). Compositions of Sil-Ow or Sil-Oc alone will provide the same optical depth (in shape and amount); the addition of Grf-DL or amC in the composition of the dust has no effect on the shape of the optical depth law since absorption or emission features of these species appear around $4 \mu\text{m}$. We therefore only considered Sil-Ow, Sil-DL and SiC-Pg compounds thereafter.

Sil-DL alone provides a good fit of the optical depth after $10 \mu\text{m}$ while the $10 \mu\text{m}$ silicate feature is globally shifted towards shorter wavelengths (see Fig. 9). On the contrary, when SiC-Pg are added, the bump is shifted to the right and it does not account for the shape around $11 \mu\text{m}$. Best fits are obtained with a mixture of Sil-Ow with a small amount of Sil-DL.

For the study of grain sizes, we considered two of the well fitting compositions: 50% Sil-DL + 50% Sil-Ow and 100% Sil-Ow. We first considered a single grain size distribution. As shown by Kemper et al. (2004), we observed that the silicate feature is significantly shifted towards longer wavelengths as the grain size increases. Best fits are provided by a size of 1 micron. Nevertheless, the MRN distribution provides better fits. According to Fig. 10 which presents comparisons of fits provided by various maximum grain sizes (ranging from 0.25 to 10 microns), distributions of relatively small grains (with sizes smaller than 3 microns) account better for the bump around $10 \mu\text{m}$ while larger grains flatten the optical depth law beyond $10 \mu\text{m}$.

The quality of the fit of the optical depth is poorer at the edges of the band, and the optical depth derived from the modeling appears to be more asymmetric than what would be expected from DUSTY. There are several reasons for that: first, the model considered here for NGC 1068 is a fairly simple one. Consequently it is not meant to be a real description of the source compared to its a priori complexity. Thus, differences between the real geometry and physical properties of the source

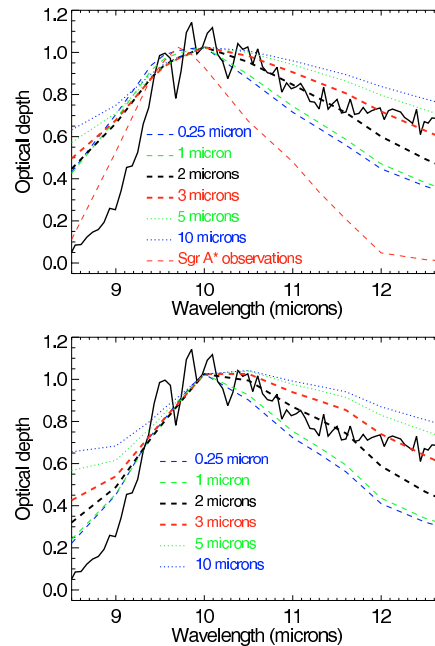


Fig. 10. Fit of the optical depth provided by the DUSTY code for various maximum sizes of grains, for a MRN (Mathis et al. 1977) grain size distribution and two different compositions. *Top:* 50% silicates from Ossenkopf (1992) and 50% silicates from Draine & Lee (1984), and superposition with silicate features intrinsic to the Sgr A* region. *Down:* 100% silicates from Ossenkopf (1992).

and the model will result in inaccuracies in the estimate of the optical depth. Second, differences may arise from the physical properties which are modeled. No scattering is taken into account in the two component radiative transfer model used to fit the MIDI data. Moreover, following Kemper et al. (2004) who assume that the spectra of optical depth are narrower as emission by silicates increases, the narrowness of the shape of the optical depth provided by DUSTY beyond $11.5 \mu\text{m}$ could highlight that our model under-estimates silicate emission in the layer.

However, if we now compare the evolution of optical depth with the one provided by the ISO observations of Sgr A* (Kemper et al. 2004; see Fig. 10), it appears that, although the silicates peak is displaced with respect to wavelength, both plots have similar slopes at low wavelengths. Even though there is no evidence yet of the presence of PAH (Polycyclic Aromatic Hydrocarbon molecules) features in the ISO spectrum of NGC 1068 (at 7.7, 8.6 or $11.3 \mu\text{m}$; Sturm et al. 2000), this should be investigated in a further study. Similarly, the strong pure-rotation lines of H_2O could significantly contribute to opacity across the *N*-band and could also provide an explanation for the wing in the upper half of the band. Therefore, as these molecules would be able to survive in an environment such as the dusty layer, their presence could also affect

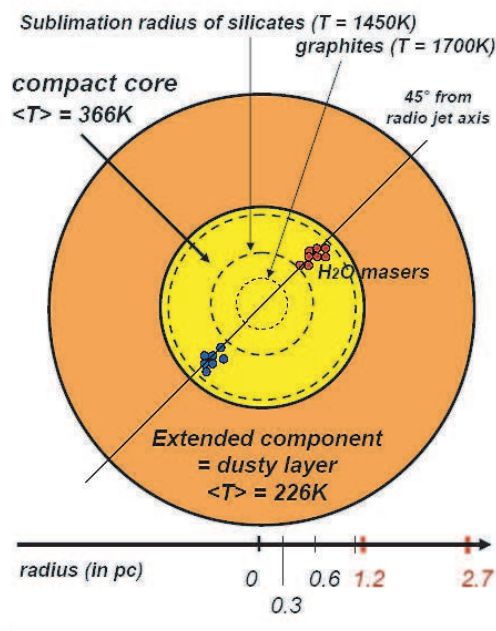


Fig. 11. Comparison between the results derived from the radiative transfer model between two spherical components applied to MIDI data with other observations.

the shape of the optical depth and be responsible for the non-perfect fit.

Nevertheless, at this point conclusions can already be drawn from the present study of the optical depth. The main features of the dust around the core of NGC 1068 could be:

- a mixture of amorphous silicates from Draine & Lee (1984) with a large fraction of cosmic silicates from Ossenkopf (1992);
- small grains, with sizes ranging from 0.05 to 3 microns.

The properties derived from the optical depth deduced from the MIDI observations show that dust around the central engine of the nucleus of NGC 1068 has been detected. This is the first direct evidence of the presence of amorphous silicates in the composition of the dusty environment at radial distances of 1 to 2 pc from the central engine.

5.4. Proposed description of the dust distribution

From the above discussion, a picture of the distribution of dust inside the core of NGC 1068 can be drawn (see the scheme in Fig. 11). It is a layered structure. One of the layers is detected in the K - and N -bands and extends from the sublimation radius of graphite grains up to about 1.2 pc. It could be made of graphite grains, and silicates in its outer parts. The second layer emitting in the N -band and extending from 1.2 pc up to about 2.7 pc is well resolved by MIDI and seems to be warmer (about 200 K) and made of amorphous silicates. This picture is

consistent with H_2O maser emission since masers need a dusty environment in order to survive in the hard UV field radiated by the central engine. The first layer would then act as a protecting shield and would be a favorable environment for water masers emission. It also provides an explanation for the low temperatures derived from the radiative transfer model applied to the MIDI observations. Indeed, there would be a strong radial temperature gradient inside the inner layer.

6. Conclusions

We present an independent analysis of the first VLTI MIDI observations of the nucleus of NGC 1068 obtained in 2003. The small visibilities measured across the N -band show that the core of NGC 1068 is well resolved in the mid-IR.

After a severe selection of the data, different basic models used to fit both interferometric and spectral data. As a final scenario, we adopt a simple radiative transfer model with two concentric spherical components. This model accounts well for the MIDI visibilities and SED across the N -band. The inner compact component has a radius of about 17 ± 2 mas and a temperature of about 361 ± 12 K, and the outer layer extends up to 41 ± 3 mas from the core of the nucleus and has an average temperature of about 226 ± 8 K. Results are consistent with observations in other spectral bands of the thermal IR and with H_2O masers emission. One specificity of this approach is that it provides the evolution of the layer optical depth across the N band, without requiring assumptions about its nature. Although this parameter is rather model-dependent, its shape seems to be characteristic of amorphous silicate grains. Thus, we conclude that MIDI has actually observed the dust distribution around the core of the nucleus of NGC 1068 emitting in the N -band.

This study highlights the degeneracy in the number of models able to describe the current MIDI observations. This may be overcome by various near- and mid-IR observations planned for the VLT. For MIDI, the coverage of the (u, v) plane needs to be increased in order to obtain visibility points for several new lengths and orientations of the projected baseline. Observations with MIDI should place additional constraints on the modeling and lead to a convergent description of the morphology and of the physical properties of the dust distribution. As the slope of the visibility function considered in the model presented by Jaffe et al. (2004) differs from ours at low spatial frequency, visibility points at low projected baseline should lead to the choice of the most favorable model. As the shortest projected baseline reachable with the VLTI and the UTs is ~ 30 m, one would have to make use of VISIR (the VLT imager and spectrometer for the mid-IR) to get 8.2 m baseline visibility points.

This study is a first step in the understanding of the dusty environment of the core of an AGN. It will be mandatory to test the approach presented here with observations of other AGNs such as Centaurus A or Circinus.

Acknowledgements. We thank the MIDI and the Science Demonstration teams for providing the data, Emmanuel Dartois for enlightening information on grain physics, Damien Gratadour

and Daniel Rouan for discussions, Tijl Verhoelst for providing synthetic and ISO spectra for Betelgeuse, Arcturus and HD 10380, and Walter Jaffe for discussions about the Leiden data reduction.

References

- Antonucci, R. R. J., & Miller, J. S. 1985, *ApJ*, 297, 621
 Barvainis, R. 1987, *ApJ*, 320, 537
 Beckert, T., & Duschl, W. J. 2004, *A&A*, 426, 445
 Bevington, P. R., & Robinson, D. K. 1992 (McGraw-Hill Editions)
 Bock, J. J., Neugebauer, G., Matthews, K., et al. 2000, *ApJ*, 120, 2904
 Bouwman, J., Meeus, G., & de Koter, A. 2001, *A&A*, 375, 950
 Cohen, M., Walker, R. G., Carter, B., et al. 1999, *AJ*, 117, 1864
 Coudé Du Foresto, V., Ridgway, S. T., & Mariotti, J. M. 1997, *A&AS*, 121, 379
 Danchi, W. C., Bester, M., Degiacomi, C. G., Greenhill, L. G., & Townes, C. H. 1994, *AJ*, 107, 1469
 Dartois, E., Marco, O., Muñoz-Caro, G. M., et al. 2004, *A&A*, 423, 549
 Draine, B. T., & Lee, H. M. 1984, *ApJ*, 285, 89
 Efstathiou, A., Hough, J. H., & Young, S. 1995, *MNRAS*, 277, 1134
 Elitzur, M. 1992, *Astronomical Masers* (Kluwer Academic Publishers)
 Elvis, M. 2000, *ApJ*, 545, 63
 Galliano, E., Alloin, D., Granato, G. L., et al. 2003, *A&A*, 412, 615
 Granato, G. L., & Danese, L. 1993, *MNRAS*, 268, 235
 Greenhill, L. J., Gwinn, C. R., Antonucci, et al. 1996, *ApJ*, 472, L21
 Greenhill, L. J., & Gwinn, C. R. 1997, *Ap&SS*, 248, 261G
 Gratadour, D., Clénet, Y., Rouan, D., et al. 2003, *A&A*, 411, 335
 Gratadour, D., Rouan, D., Mugnier, L. M., et al. 2005, *A&A*, submitted
 Imanishi, M. 2000, *MNRAS*, 319, 331
 Imanishi, M., & Ueno, S. 2000, *ApJ*, 535, 626
 Ivezić, Z., Nenkova, M., & Elitzur, M. 1999, *User Manual for DUSTY*, University of Kentucky Internal Report
 Jaffe, W., Meisenheimer, K., Röttgering, H. J. A., et al. 2004, *Nature*, 429, 47
 Kartje, J. F., Königl, A., & Elitzur, M. 1999, *ApJ*, 513, 180
 Kemper, F., Vriend, W. J., & Tielens, G. G. M. 2004, *ApJ*, 609, 826
 Kervella, P., et al. 2005, *A&A*, accepted
 Krolik, J. H. 1999, *Active Galactic Nuclei*, Princeton Series in Astrophysics
 Krolik, J. H., & Begelman, M. 1988, *ApJ*, 329, 702
 Maiolino, R., Marconi, A., Salvati, M., et al. 2001a, *A&A*, 365, 28
 Maiolino, R., Marconi, A., & Oliva, E. 2001b, *A&A*, 365, 37
 Maloney, P. R. 2002, *PASA*, 19, 401M
 Mathis, J. S., Rimpl, W., & Nordsieck, K. H. 1977, *ApJ*, 217, 425
 Müller, J. S., Goodrich, R. W., & Mathews, W. G. 1991, *ApJ*, 378, 47
 Nenkova, M., Ivezić, Z., & Elitzur, M. 2002, *ApJ*, 570, L9
 Ossenkopf, V., Henning, Th., & Mathis, J. S. 1992, *A&A*, 261, 567
 Pendleton, Y. J., Sandford, S. A., Allamandola, L. J., et al. 1994, *ApJ*, 437, 683
 Pégourié, B. 1988, *A&A*, 194, 335
 Perrin, G., Coudé du Foresto, V., Ridgway, S. T., et al. 1998, *A&A*, 331, 619
 Perrin, G. 2003, *A&A*, 398, 385
 Perrin, G., Ridgway, S. T., Mennesson, B., et al. 2004, *A&A*, 426, 279
 Perrin, G., et al. 2006, *A&A*, in preparation
 Pier, E. A., & Krolik, J. H. 1992, *ApJ*, 401, 99
 Pier, E. A., & Krolik, J. H. 1993, *ApJ*, 418, 673
 Pier, E. A., Antonucci, R., Hurt, T., et al. 1994, *ApJ*, 428, 124
 Roche, P. F., & Aitken, D. K. 1984, *MNRAS*, 208, 481
 Roche, P. F., & Aitken, D. K. 1985, *MNRAS*, 215, 425
 Rouan, D., Rigault, F., Alloin, D., et al. 1998, *A&A*, 339, 687
 Rouan, D., Lacombe, F., Gendron, E., et al. 2004, *A&A*, 417, L1
 Schartmann, M., Meisenheimer, K., Camenzind, M., et al. 2005, *A&A*, 437, 861
 Sturm, E., Lutz, D., Tran, D., et al. 2000, *A&A*, 358, 481
 Thatte, N., Quirrenbach, A., Genzel, R., et al. 1997, *ApJ*, 490, 238
 Tomono, D., Doi, Y., Usuda, T., et al. 2004, *A&A*, 417, 1
 Verhoelst, T., Decin, L., Van Malderen, R., et al. 2005, *A&A*, submitted
 Weigelt, G., Wittkowski, M., Balega, Y. Y., et al. 2004, *A&A*, 425, 77
 Weinberger, A. J., Neugebauer, G., & Matthews, K. 1999, *ApJ*, 117, 2748
 Wittkowski, M., Balega, Y., Beckert, T., et al. 1998, *A&A*, 329, L45
 Wittkowski, M., Kervella, P., Arsenault, R., et al. 2004, *A&A*, 418, L39
 Zier, C., & Biermann, P. L. 2002, *A&A*, 396, 91

ANNEXE C

Publication sur les données
mode BURST de VISIR

An original interferometric study of NGC 1068 with VISIR BURST mode images[★]

A. Poncelet^{1,2}, C. Doucet³, G. Perrin², H. Sol¹, and P. O. Lagage³

¹ LUTH, Observatoire de Paris, 92195 Meudon Cedex, France
 e-mail: anne.poncelet@obspm.fr

² LESIA, Observatoire de Paris, 92195 Meudon Cedex, France

³ CEA/DSM/DAPNIA/Service d'Astrophysique, CE Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette, France

Received 22 December 2006 / Accepted 22 June 2007

ABSTRACT

Context. We present 12.8 μm images of the core of NGC 1068, the archetype Seyfert type II galaxy, obtained during first operations of the *BURST mode* of the VLT/VISIR (Imager and Spectrometer in the InfraRed at the Very Large Telescope).

Aims. We trace structures under the diffraction limit of one UT (Unit Telescope at the VLT) and we investigate the link between dust in the vicinity of the central engine of NGC 1068, recently resolved by interferometry with MIDI (Mid-Infrared Interferometer), and more extended structures. This step is mandatory for a multi-scale understanding of the sources of mid-infrared emission in active galactic nuclei (AGN).

Methods. A speckle processing of VISIR *BURST mode* images was performed to extract very low spatial-frequency visibilities, first considering the full field of VISIR *BURST mode* images and then limiting it to the mask used for the acquisition of MIDI data.

Results. Extracted visibilities are reproduced with a multi-component model. We identify two major sources of emission at 12.8 μm : a compact one <85 mas, directly associated with the *dusty torus*, and an elliptical one of size (<140) mas \times 1187 mas and PA $\sim -4^\circ$ (from north to east), which gives a new description of the NS elongation of the nucleus. This is consistent with previous deconvolution processes.

The combination with MIDI data reveals the close environment of the *dusty torus* to contribute to $\sim 83\%$ of the MIR flux seen by MIDI.

Conclusions. This strong contribution has to be considered in modeling long baseline interferometric data. It must be related to the NS elongated component which is thought to originate from individually unresolved dusty clouds located inside the ionization cone which are photoevaporating and radiatively accelerated. Low temperatures of the *dusty torus* are not challenged, emphasizing the scenarios of clumpy torus.

Key words. galaxies: individual: NGC 1068 – galaxies: Seyfert – galaxies: active – techniques: image processing – techniques: interferometric – instrumentation: high angular resolution

1. Introduction

NGC 1068, a bright and near archetype Seyfert type II galaxy is a key target in testing the unified scheme of active galactic nuclei (AGN). This stipulates that Seyfert II and Seyfert I are the same objects, depending upon the inclination of the nucleus along the line of sight (Antonucci & Miller 1985). The *dusty torus* is therefore an important element of this paradigm. The most recent theoretical models are given by Nenkova et al. (2002), Schartmann et al. (2005), Hönig et al. (2006), Elitzur & Shlosman (2006), among others.

Multi-wavelength observations of the nucleus of NGC 1068 have been reviewed by Galliano et al. (2003). Recently, deconvolution of near-IR adaptive optics (AO) images of NGC 1068 shows an unresolved core of some 30 mas along the NS axis and <15 mas along the EW axis (in the K_s band). Additionally, upper size limits of 50 mas in the L' and M' bands were set (Gratadour et al. 2006). These data also exhibit an ~ 800 mas extended, peculiar S-shaped distribution aligned with the radio

jet. Near-IR speckle interferometry has revealed a component of $FWHM \sim 18$ mas \times 39 mas oriented at PA $\sim -16^\circ$ (Weigelt et al. 2004). Combined with the VLT/VINCI measurement of (Wittkowski et al. 2004), data were fitted with two components of $FWHM < 5$ mas and 40 mas. The first MIR images reported by Bock et al. (2000) traced the same NS elongation of the nucleus, and the 12.8 μm deconvolved images from the VLT/VISIR (Galliano et al. 2005) highlights several knots distributed along the S-shape (twisting from PA $= -4^\circ$ to PA $= 31^\circ$). Using mid-IR spectroscopy, Mason et al. (2006) distinguished two sources of mid-IR emission, a compact core within the central $0''.4 \times 0''.4$ and a more extended component linked to heated dust inside the ionization cone. Mid-IR interferometric observations with the VLT/MIDI were necessary to resolve the *dusty torus* of NGC 1068. The first data were obtained in 2003 and presented by Jaffe et al. (2004). Two independent analyses have revealed a compact structure of dust composed of amorphous silicates, with size <82 mas and relatively low temperatures (on the order of 350 K; Jaffe et al. 2004; Poncelet et al. 2006).

Configurations of Unit Telescopes (UTs) at the VLTI do not provide baselines shorter than 30 m, although low spatial-frequency visibility points would yield tight constraints for

[★] Based on commissioning time observations collected at the ESO/Paranal MELIPAL telescope.

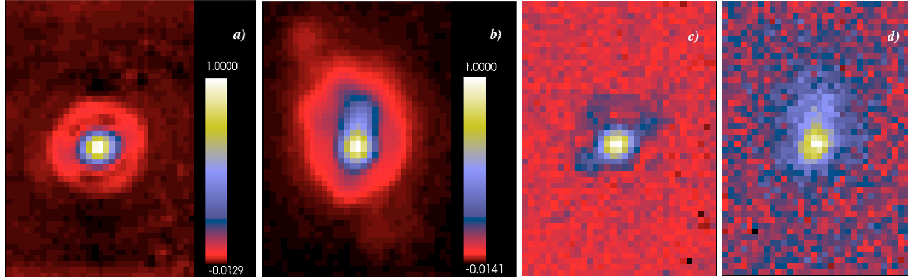


Fig. 1. 12.8 μm images obtained with the *BURST mode* of VISIR. For comparison, normalized images are displayed with the same color table. *From left to right:* **a)** sum of the 2200 individual exposures on HD 11383 (reference star). The good signal-to-noise ratio has to be compared to individual exposures. Here we clearly see the Airy disk (~ 10.5 pixels large centered on the brightest pixel). **b)** Sum of the 13 000 exposures obtained on NGC 1068. The full structure appears clearly: the NS elongation from the unresolved compact core, the asymmetric emission and a knot farther away toward the NE (north is up and east is left). The apparent EW elongation is due to the diffraction ring at ~ 393 mas from the core. **c)** Example of an individual 16 ms exposure of HD 11383. The Airy disk faintly appears, attesting to the good seeing conditions during the night of observation. **d)** An individual exposure of NGC 1068, already showing the NS elongation of the nucleus.

modeling MIDI data. One way to at least partially solve this problem is to observe with a single UT to access baselines between 0 and 8.2 m (the pupil of one UT) using an interferometric processing of images.

NGC 1068 was observed at 12.8 μm in January 2005 using the *BURST mode* (or quasi-Speckle mode) of VISIR. The big advantage of this is the shorter acquisition time of 16 milliseconds, far shorter than the typical atmospheric turbulence variations of ~ 300 ms at 10 μm . The aim of the study is therefore to present the *BURST mode* of VISIR to show its advantages and its use for the speckle analysis. This allows us to derive the mid-IR low spatial-frequency visibilities between 0 and 8 m of baseline for the first time. Next we compare these to MIDI data points in order to establish the link between the source of mid-IR emission on different scales. Section 2 gives details on the *BURST mode* of VISIR and presents the principle of how visibilities are extracted from VISIR images. Results of the modeling applied to the VISIR visibilities are shown and discussed in Sect. 3. Section 4 presents the link between VISIR and MIDI observations. Section 5 gives the general conclusions drawn by this study.

2. Observations and data processing

NGC 1068 was observed on the night of January 25, 2005 using the *BURST mode* of VISIR, which is installed on the VLT (Paranal, Chili). The actual observation mode used is described in Doucet et al. (2006). Total exposure time on the object was 208 seconds using the 12.8 μm Ne II filter ($\Delta\lambda = 0.21 \mu\text{m}$). The exposure time was 16 ms for individual images. The air-mass was ~ 1.20 at the time of observations. HD 11383, a K5III spectral type star, was observed as a calibrator. To correct for the turbulence with offline processing, data are stored every 1000 elementary images for one nodding position, using a chopping frequency of 0.25 Hz in the NS direction. After classical data reduction in the mid-IR range, a cube of 500 images, both chopped and nodded (4 beams/image), is obtained. Turbulence has the effect of moving each of the 4 sources independently so they have to be individually extracted from the cube. Finally images of similar quarter are shifted and added, producing some 13 000 and 2200 elementary images of NGC 1068 and HD 11383, respectively. To obtain a better signal-to-noise ratio – and according to the good correlation between elementary images – they

are added in blocks of 5 (the sums may be considered as instantaneous maps of the source intensity). Individual and resulting 12.8 μm VISIR *BURST mode* images of NGC 1068 and of HD 11383 may be found in Fig. 1.

The *BURST mode* is important because it uses such a short exposure time that it effectively freezes atmospheric turbulence. Therefore it enabled us to apply the speckle technique first introduced by Labeyrie (1970) as an analytical tool. This aims to reach the diffraction limit of a large telescope (i.e. ~ 320 mas at 12.8 μm), after incoherent integration of exposures.

The seeing was excellent and very stable during observations of NGC 1068 and images are diffraction-limited. Thus, the monochromatic transfer function $\tilde{T}_\lambda(u, v)$ is estimated well by observations of the calibrator star. Unbiased visibilities for NGC 1068 and for the calibrator star are computed from the power spectra of the images:

$$\begin{aligned} |V_{\text{calib}}(u, v)|^2 &= \langle |\tilde{I}_{\text{calib}}(u, v)|^2 \rangle_t - \langle |\tilde{N}_{\text{calib}}(u, v)|^2 \rangle_t \\ |V_{\text{NGC 1068}}(u, v)|^2 &= \langle |\tilde{I}_{\text{NGC 1068}}(u, v)|^2 \rangle_t - \langle |\tilde{N}_{\text{NGC 1068}}(u, v)|^2 \rangle_t \end{aligned} \quad (1)$$

where $\tilde{I}_{\text{NGC 1068}}$, \tilde{I}_{calib} , $\tilde{N}_{\text{NGC 1068}}$, and \tilde{N}_{calib} are the Fourier transforms of the normalized intensity distribution on individual VISIR *BURST mode* images of NGC 1068, of the calibrator star, and of the background photon noise on the related images, respectively. The final calibrated visibility estimate is

$$|V(u, v)|^2 = \frac{|V_{\text{NGC1068}}(u, v)|^2}{|V_{\text{calib}}(u, v)|^2}. \quad (2)$$

In our study, the most important interest of *BURST mode* observations compared to long-time exposures is the ability to calibrate the source spatial spectrum. We considered error propagation to determine error bars for the uncalibrated visibilities. A Monte-Carlo computation is used to estimate error bars for the calibrated visibility. It consists in generating random numbers with a Gaussian distribution for $|V_{\text{NGC 1068}}|^2$ and $|V_{\text{calib}}|^2$ (as the histograms of the individual exposure estimates are Gaussians) taking their standard deviations into account. The standard deviation of the simulated visibility distribution is the 1σ error on $|V(u, v)|^2$. Depending on spatial frequencies, error bars on visibilities range between 1 and 10%. Two-dimension (2D) maps of the visibilities and associated error bars are obtained. Because the intensity distribution of the source is real, this 2D visibility map is centro-symmetric with respect to the zero spatial frequency (see left of Fig. 2). Cuts of the map along several orientations are

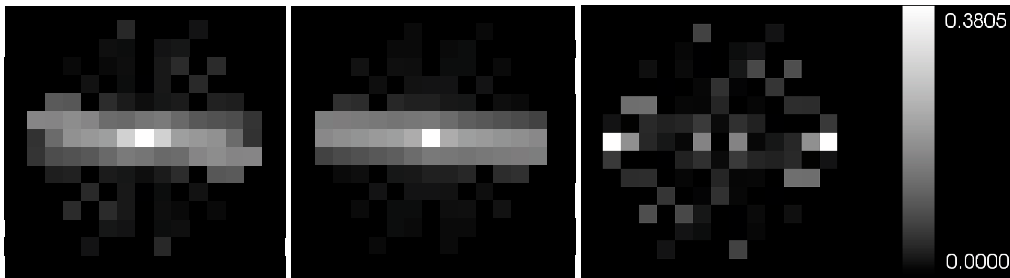


Fig. 2. *Left:* visibility map as extracted from *BURST* mode VISIR images. Only data points used for fits have value, others are set to 0. *Middle:* visibility map from the model of two circular disks and one elliptical uniform one (reduced $\chi^2 = 8.7$). These two maps are scaled between 0 and 1 (white points corresponding to a visibility value of 1 and black ones to value of 0). Comparison between left and right illustrates the quality of the fit. *Right:* map of absolute terms of residuals, i.e. subtraction of the modeled visibility map to the measurements one. The color scaling of the residuals map is presented on the right side.

presented in Fig. 3. Orientations of the spatial frequency plane correspond to the orientation on the sky plane (conventions used being 0° is related to the NS axis and 90° to the EW axis in images).

In the following, the visibilities are compared to simple geometrical models as is often the case in optical-infrared interferometry. A model of the spatial brightness distribution of the source $O(\alpha, \delta)$ is used to extrapolate the high-spatial frequency information from the measured low spatial frequencies. Thus, thanks to the a priori information injected through this model, structures smaller than the diffraction limit of the instrument can be estimated. This super-resolution technique works as long as the signal-to-noise ratio on visibilities is high enough to be able to detect a visibility drop with respect to 1. In classical imaging, an equivalent technique consists in detecting the width difference between the point spread function (psf) and the source intensity peak. This requires a high signal-to-noise ratio, however, and an excellent stability of the psf.

3. First study of VISIR visibilities

In this section, visibilities are compared to uniform disk models that we used as rulers for measuring the typical sizes of structures in the object as a function of azimuth. The complexity of models increases to account for the whole evolution of the visibility and especially for the departure from a circular symmetry.

3.1. Modeling

3.1.1. Azimuth-dependent modeling

The 2D visibility map derived from VISIR images (see left of Fig. 2) shows an elongated shape in a direction close to 90° . Similarly, cuts of this map along different orientations (see Fig. 3) highlight the steep fall in visibility along the NS axis (see plots corresponding to 0° in Fig. 3) in comparison with the perpendicular axis (see plots corresponding to 90°). The higher the visibility, the smaller the observed source. The source is then well-resolved along the NS axis and smaller as we look towards the perpendicular axis. A minimum of two uniform disks in the model is necessary to fit the different cuts of visibilities. For each orientation (marked by θ), the free parameters associated with the model are the sizes of the two disks ($\varnothing_1(\theta)$ and $\varnothing_2(\theta)$) and the flux ratio between them ($\eta(\theta)$). Fits are presented in Fig. 3. Along each direction, optimum parameters were evaluated with

a χ^2 minimization and error bars on parameters were obtained by varying the χ^2_{\min} by 1. The global value of the reduced χ^2 (i.e. corresponding to all fits) is given by

$$\chi^2_{\text{red}} = \frac{1}{N - P_1} \sum_{i=1}^N \left[\frac{V_i^2 - M_i(\varnothing_1(\theta), \varnothing_2(\theta), \eta(\theta))}{\sigma_i} \right]^2 \quad (3)$$

where $(N - P_1)$ is the number of degrees of freedom, N stands for the number of visibility points ($N = 91$), and P_1 is the number of free parameters. There are 3 parameters per orientation and a total of 12 orientations ($P_1 = 36$), V_i and σ_i are respectively visibilities and error bars measured with the speckle analysis, M_i are the modeled visibility values. The value of the global reduced χ^2 is 24.9. The size of the inner component is <300 mas, below the diffraction limit of the UT. The second component is well-resolved (~ 1600 mas) and more or less circularly symmetric. For each component, sizes and error bars related to each orientation are reported in the image and linked for the extended one (left panel in Fig. 4). Nevertheless, it is difficult to figure out the real shape of the components since part of the asymmetry is due to the azimuth dependence of the flux ratio between the two components. It ranges between ~ 0.29 along the EW axis and ~ 4.76 along PA = 14° from N to E. A more realistic description of MIR sources in the nucleus of NGC 1068 is given by the global modeling explained below.

3.1.2. Global modeling

Using our previous results, we attempted to produce a global fit of all orientations at the same time using a more complex model. The global fit of the 2D map of VISIR was based on the most reliable visibility points (see left of Fig. 2). We here consider the flux ratio between the components to be a constant. To account for the asymmetry of the visibility distribution, we first made use of a simple model of one circular, plus one elliptical, uniform disk. This model converges to two different kinds of solutions with an equivalent value of the reduced $\chi^2 = 27$. This value is equivalent to the one obtained with the previous model applied to each direction independently. It turns out that an additive component was mandatory to have a better fit of the visibility map and to better constrain the upper size limit of the smallest component. To limit the number of parameters and account for the asymmetry of the visibility map, this third model consists in two circular uniform disks plus an elliptical one. There are seven free

826

A. Poncelet et al.: An original interferometric study of NGC 1068 with VISIR BURST mode images

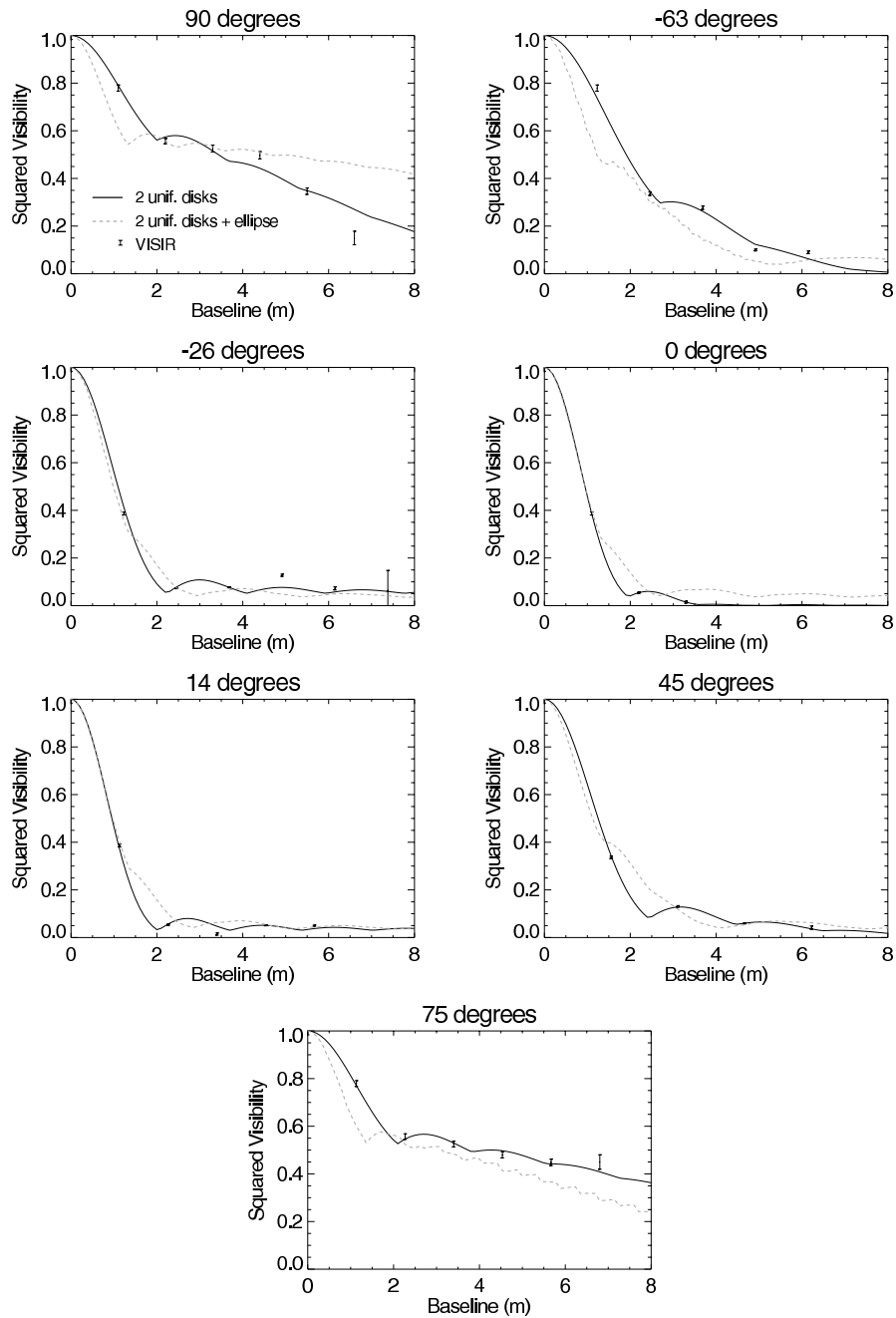


Fig. 3. VISIR visibilities derived from *BURST mode* images at $12.8 \mu\text{m}$ and associated error bars (symbols) along several directions (angles are positive from north to east). One can see the softer fall of the visibility toward the EW axis (90°) than toward the NS axis (0°), highlighting the NS elongation of the source. *Black solid line* corresponds to fits with the two circular uniform disk model independently applied for each orientation (global $\chi^2_{\text{red}} \sim 24.9$). *Dashed grey line* corresponds to the last model considered consisting in a two circularly and one elliptical uniform disk. This model is used in order to fit all baselines simultaneously. The value of the reduced χ^2 is here 8.7. It is smaller than the value related to the previous model due to the higher number of freedom degrees of the global model (see Sect. 3.1).

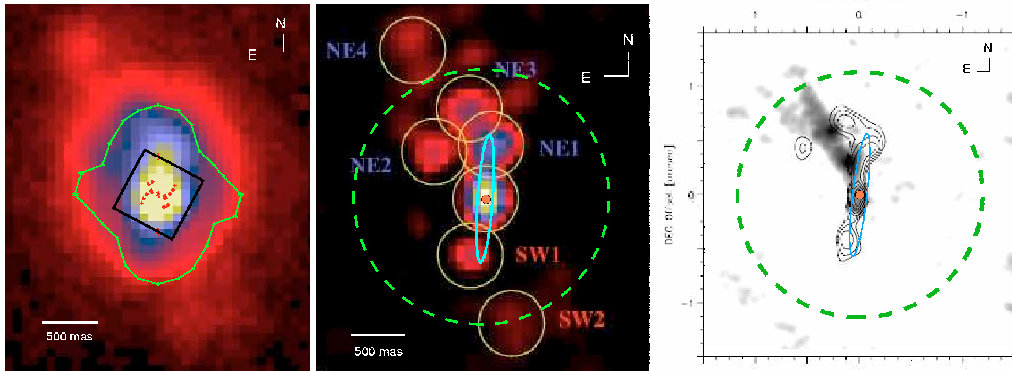


Fig. 4. *Left:* comparison of different contributions to MIR emission in the core of NGC 1068. Background is the resulting $12.8\ \mu\text{m}$ VISIR *BURST* mode image. Sizes derived from the two uniform disks model applied to each orientation and as described in Sect. 3.1.1 are superposed (*red and green components*). The *black square* displays the MIDI mask considered in the second part of the study of VISIR visibilities (see Sect. 4). *Middle:* comparison between the structures resulting from the global modeling presented in Sect. 3.1.2 and the deconvolved image obtained from VISIR standard-mode observations (Galliano et al. 2005). *Right:* same comparison with the contour plot of the $12.5\ \mu\text{m}$ deconvolved image obtained at Keck 2 (Bock et al. 2000) and the 5GHz radio map of Gallimore et al. (2004) (grey scale). *Green dashed lines* correspond to the more extended component. The *blue ellipse* corresponds to the elongated one at $\text{PA} \sim -4^\circ$, of size (<140) mas \times 1187 mas. The *orange innermost component* represents the inner uniform disk <85 mas. This component is directly associated to the *dusty torus* resolved in interferometry with MIDI (Jaffe et al. 2004; Poncelet et al. 2006).

parameters: the diameter of the two circular disks (\varnothing_1 and \varnothing_2); the semi-major and the semi-minor axes a and b , and the orientation θ of the elliptical disk in the sky plane (angles are positive from north to east); the flux ratios between the small and intermediate components (η_1) and between the intermediate and the largest one (η_2).

$$\chi_{\text{red}}^2 = \frac{1}{N - P_2} \sum_{i=1}^N \left[\frac{V_i^2 - M_i(\varnothing_1, \varnothing_2, a, b, \theta, \eta_1, \eta_2)}{\sigma_i} \right]^2 \quad (4)$$

where $N = 91$ and $P_2 = 7$.

The minimization of the previous expression of the reduced χ^2 yields the following constraints on the parameters:

- $\varnothing_1 < 85$ mas
- $a < 140$ mas
- $b = 1187 \pm 22$ mas
- $\theta = -3.7 \pm 0.8^\circ$
- $\varnothing_2 = 2367 \pm 107$ mas
- $\eta_1 = 3.0 \pm 0.1$
- $\eta_2 = 1.4 \pm 0.1$.

Values for θ_1 and a are close to zero. We chose to give an upper limit for these parameters as 0 is within the 1σ range of uncertainty. The corresponding modeled visibility and residuals maps are presented in the middle and on the right of Fig. 2, respectively. Fits of visibilities by this model for different orientations in the (u, v) plane are compared to the ones obtained with the first model of two circularly uniform disks in Fig. 3. The reduced χ^2 is equal to 8.7. It is smaller than with the first model for which the number of degrees of freedom was much larger.

For comparison with previous observations, geometrical parameters constrained by this model are shown on the deconvolved image of Galliano et al. (2005) and Bock et al. (2000) (see the middle and right panels of Fig. 4). The compact core and the ellipse account for the core and the NS elongation (i.e. knots NE1 and SW1 of Galliano et al. 2005), while the 2'4 uniform disk accounts (both in size and total brightness) for the

background of fainter structures at larger scales. The comparison shows the consistency of the different processings applied to MIR images obtained at Keck 2 and with VISIR at the VLT.

3.2. Discussion of the results

3.2.1. The MIR core

The speckle analysis provided a constraint in size, i.e. an upper limit of ~ 85 mas for the inner source of emission in the nucleus. This is well below the diffraction limit of the UT at $12.8\ \mu\text{m}$ (i.e. 320 mas) or the *FWHM* upper limits of 290 and 190 mas (along the NS and EW directions respectively), which are measured from deconvolution of the $12.8\ \mu\text{m}$ image obtained with the standard acquisition mode of VISIR (Galliano et al. 2005).

This structure is directly associated with the *dusty torus* first resolved by interferometry using MIDI. It is in good agreement with sizes produced by studies from both Jaffe et al. (2004, *FWHM* < 49 mas) and Poncelet et al. (2006, diameter < 82 mas). The present study does not allow any questions to be addressed about the orientation or inclination of this dust structure. However, evidence from H_2O maser disks inclined at -45° (Greenhill & Gwinn 1997) is thought to indicate the location of the inner edge of the *dusty torus* (Kartje et al. 1999). This orientation has subsequently been confirmed by the analysis of recent MIDI observations (Jaffe et al. 2006), so we adopted it in Fig. 5.

In the NIR, the K-band core has been found to measure $18\ \text{mas} \times 39\ \text{mas}$ oriented at $\text{PA} \sim 16^\circ$ (Weigelt et al. 2004). This orientation differs from both the MIR and the distribution of water masers. Likewise, deconvolved NACO images from Gratadour et al. (2006) trace structures ~ 30 mas and < 15 mas in the K-band along the NS and EW axes, respectively. This K-band structure is thought to be associated to the inner edge of the *dusty torus*, which is heated by radiation from the central engine.

828

A. Poncelet et al.: An original interferometric study of NGC 1068 with VISIR BURST mode images

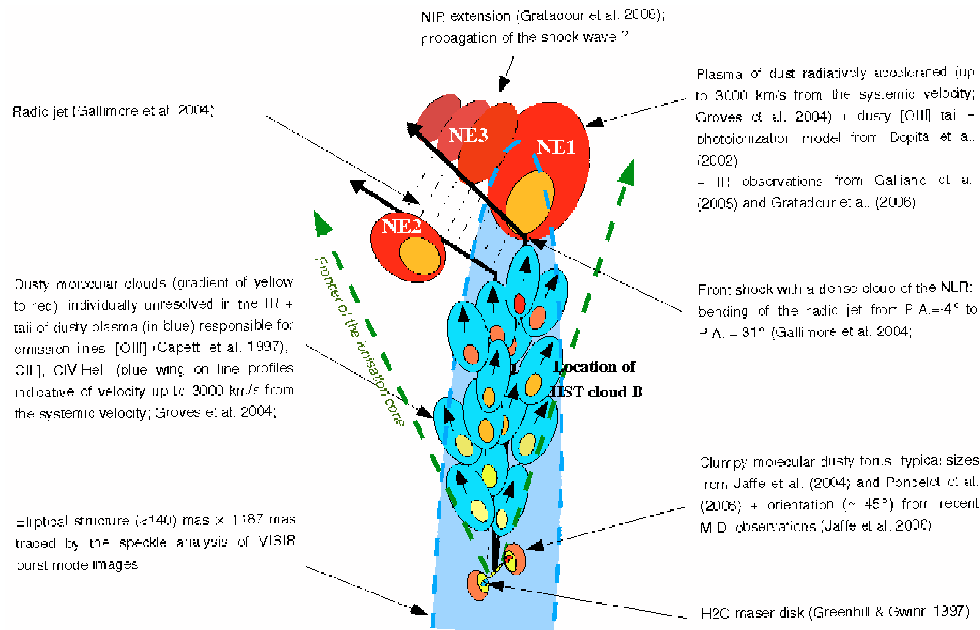


Fig. 5. Picture summarizing the multi-wavelength structures observed toward the north in the nucleus of NGC 1068, as discussed in Sect. 3.2.2. Among others, the representation of the radio jet (which bends from PA = -4° to PA = 31°) comes from observations of Gallimore et al. (2004), H₂O masers from Greenhill & Gwinn (1997), the *dusty torus* from Jaffe et al. (2004), Poncelet et al. (2006) and Jaffe et al. (2006), MIR clouds from the present study and from Galliano et al. (2003), NIR emission from Gratadour et al. (2006), [OIII] clouds from Capetti et al. (1997), and UV lines from Groves et al. (2004). The yellow color was chosen for heated dust, the gradient of yellow to red color is used for decreasing dust temperature (typically ranging between 300–500 K) and blue color for [OIII] UV clouds, for which HeII, CIV, and CIV emission-line profiles have a pronounced blue wing indicative of proper motion up to -3000 km s^{-1} , meaning that they are moving toward us. The blue elliptical structure derived from the analysis of VISIR *BURST mode* images is discussed in Sect. 3.2.2.

3.2.2. The NS elongated structure

The ($<140\text{ mas} \times 1187\text{ mas}$) elliptical structure is aligned with the base of the radio jet in the AGN of NGC 1068 (PA $\sim -4^\circ$). The ellipse matches both the NE1 and SW1 knots of the deconvolved image of Galliano et al. (2005, see middle panel in Fig. 4). The knot sizes are roughly equal to the diffraction limit of the telescope so they must be understood as upper size limits. In our case thanks to the super-resolution brought about by the interferometric analysis technique, the elliptical disk is thinner. Moreover, the deconvolution process of Galliano et al. (2005) may have emphasized the intensity fluctuations in the structure just enough to produce the knots. On this basis, our ellipse must be viewed as an average model of these knots. Therefore, it is difficult to say which of the two source representations is the best, but it should be noted that the superimposition of the ellipse and contour plot from deconvolved $12.5\text{ }\mu\text{m}$ images from Bock et al. (2000) is very striking (see right panel of Fig. 4). Our model does allow us to interpret a fraction of the flux of the central knot as part of the elongated structure, whilst the remaining fraction belongs to the central core (left unresolved by the image). Flux ratios between the different components are discussed in Sect. 3.2.4.

Examining the other wavelengths provides strong evidence for a correlation between the NS extended core and HST [OIII] clouds A and B (the location of HST cloud B is marked in Fig. 5, Capetti et al. 1997) located at $0''.1$ S and N of the core,

respectively. The NIR observations of Gratadour et al. (2006) and fainter levels of flux observed on the deconvolved images of Galliano et al. (2005) suggest no depletion of dust in the region between the core and knot NE1.

The silicate feature evolution from the core up to $\pm 3''$ outwards has been investigated by Rhee & Larkin (2006) and Mason et al. (2006). Rhee & Larkin (2006) interpret this trend as dust emission from the inner edge of the *dusty torus*. If this is correct it would mean that the torus should extend up to $1''$ in the EW direction, however neither interferometry nor VISIR observations have shown this to be true. Indeed molecular dust has been found inside the ionization cone up to 600 mas toward the N of the central engine (Mason et al. 2006). Thus drawing upon the conclusion of Mason et al. (2006) and using the theoretical work of Dopita et al. (2002), we explain our elliptical structure and the correlation between the NIR, MIR, and UV emissions in the nucleus of NGC 1068 in terms of unresolved small clouds and of molecular dust irradiated and photoionized by strong X/UV radiation fields produced by the central engine. Dust at the front is directly heated by X-rays then photoevaporates and generates a hot plasma of dust. This in turn is radiatively accelerated away from the central engine and emits in both NIR and MIR. In addition an envelope of ionized gas is produced that would account for the narrow emission lines in the UV and optical ranges. It would also explain the distribution of [OIII] clouds. This interpretation is strengthened by HST spectroscopy (Groves et al. 2004) that shows that the CIV, CIV, and HeII UV

line profiles have a pronounced blue wing within this region. This is associated with the proper motions of velocities up to 3000 km s^{-1} , which are indicative of NLR clouds being pushed toward us. Fits of these line ratios point towards photoionization as the dominating mechanism in comparison with excitation by radio-jet/interstellar medium shocks. Thus, NLR dusty clouds observed in NIR, MIR, UV must be at the front of the ionization cone and accelerated towards us in a radiative wind (see Fig. 5). The thinness of the ellipse can then be explained either by the ionization cone having a very small opening angle $\lesssim 50^\circ$ (i.e. the angle between the two frontiers of the ionization cone), meaning that the opening angle of the torus would be $\gtrsim 150^\circ$ (i.e. the angle between northern and southern walls of the torus) or by the motion of the small unresolved dusty clouds being frozen in that of the radio jet. In both cases, their propagation would have to be confined to a thin region, such as what is observed.

The effects of jet-NLR clouds interactions are weak on the UV spectra (Groves et al. 2004) so could not account for the high color temperature observed in the NIR range so far away from the central engine (Gratadour et al. 2006). However, it is striking that the elongated ellipse is aligned with the radio jet close to the core. There is actually some evidence for local jet-NLR interactions, such as the bending of the jet axis initially at PA = -4° to PA = 31° (Gallimore et al. 2004). This would indicate a direct collision between the radio jet and a dense NLR cloud – labeled HST-C in UV (Capetti et al. 1997), NE1 in MIR (Galliano et al. 2005), and IR-1b in the NIR (Gratadour et al. 2006). A twisting of structures involving these two PA is found in the deconvolved MIR and NIR images (Galliano et al. 2005; Gratadour et al. 2006). The peculiar distribution of knots above cloud NE1 may be the signature of the shock-wave propagation in the dusty plasma medium as already discussed by Gratadour et al. (2006). The global picture of this scenario is given in Fig. 5.

3.2.3. More extended structures

The extended component of the model of the VISIR visibilities has been used to account for the most extended contributions to the flux. Given the deconvolved image of Galliano et al. (2005), it includes knots NE2, NE3, NE4 and SW2 (see the middle panel of Fig. 4). The geometry we considered is clearly too simple, but a detailed description of the extended environment of the core of NGC 1068 goes beyond the scope of the present study. The important information to consider here is the flux ratios between the total flux from the extended environment and from the inner structures.

3.2.4. Flux ratios between components

We compare the flux ratios values from our global modeling, equal to 3 and 1.4 between the different components, with observations of Bock et al. (2000) and Galliano et al. (2005). First, our inner component is associated to the source of flux labeled *b* in Fig. 5 of Bock et al. (2000) and the ellipse (referred to *elongated* component in the following) to those labeled *a* and *c*. According to their mean fluxes, we deduce $F_{\text{core}}/F_{\text{elongated}} = 2.92$. This ratio is in very good agreement with our best fit.

Then, using Table 1 of Galliano et al. (2005) and associating both our elongated component with the SW1 and NE1 knots and our extended uniform disk with the remaining SW and NE knots, we have computed the following flux ratios:

$$\begin{aligned} - F_{\text{core}}/F_{\text{elongated}} &= 2.02 \\ - F_{\text{elongated}}/F_{\text{extended}} &= 1.72. \end{aligned}$$

Given the uncertainties on photometry measurements in deconvolved images and the simplicity of our model, and considering that the structures of Galliano et al. (2005) are large in size compared to the diffraction limit of the telescope, these ratios are in good agreement with those derived from our study. Since the elongated structure in the EW direction and the central core are not resolved by the telescope, both fluxes are biased, and this can explain part of the discrepancy between the two estimates.

We conclude that our simple interferometric model has captured most of both the sizes and relative intensities of the object structures when compared to the deconvolved images. It offers extra information thanks to the higher resolution achieved, both on the core associated to the dusty torus and on the width of the NS elongated structure.

4. Comparison with MIDI observations

4.1. How to compare VISIR and MIDI visibilities ?

One of the important aims of the study is the link between low spatial-frequency visibilities derived from VISIR images, with long baselines data points obtained with MIDI and the radiative transfer model by Poncelet et al. (2006). Visibilities extracted in part 2 correspond to a field of view for VISIR of several arcseconds, whilst the field of view for MIDI is limited to a slit of $0''.6 \times 2''$ oriented at -30° . In addition, the emerging flux is mainly limited to what comes from the core by a $\sim 0''.6 \times 0''.6$ mask oriented at -30° centered on the nucleus (left panel of Fig. 4).

In processing images such as the conditions of MIDI observations we first unbiased spectra from the pixelization of VISIR images, and secondly we take the mask of MIDI into account. To correctly position the mask on the flux maximum, we have to keep the spatial information of images contained in the phase of spectra (in addition of the unbiased moduli). New spatial spectra of NGC 1068 and the calibrator are then calculated via the following equations:

$$S_{\text{NGC 1068}}(u, v) = |V_{\text{NGC 1068}}(u, v)| \times e^{-i \Phi_{\text{NGC 1068}}} \quad (5)$$

$$S_{\text{calib}}(u, v) = |V_{\text{calib}}(u, v)| \times e^{-i \Phi_{\text{calib}}} \quad (6)$$

where $|V_{\text{NGC 1068}}(u, v)|$ and $|V_{\text{calib}}(u, v)|$, $\Phi_{\text{NGC 1068}}$ and Φ_{calib} are respectively the moduli unbiased from noise (as calculated in Sect. 2) and the phases of the spatial spectra of NGC 1068 and of the calibrator star.

The bias produced from pixelization effects is corrected by dividing moduli by the pixel transfer function in the Fourier plane, the pixel being considered as a simple filter with a width of 75 mas (i.e. the size of one pixel) in the image plane. For oversampling, original 32×32 maps are padded out with zeros after the cut-off frequency of the UT (i.e. D/λ), to achieve 256×256 maps. The resulting maps produce new pixels angular size of $\sim 9.4 \text{ mas pixels}^{-1}$. The MIDI mask coded onto a 256×256 image is Fourier transformed. Spectra of NGC 1068 and of the calibrator star are convolved with the spectrum of the mask, written as

$$S_{\text{mask}}(u, v) = |V_{\text{mask}}(u, v)| \times e^{-i \Phi_{\text{mask}}}. \quad (7)$$

Low spatial-frequency visibilities derived from VISIR images as obtained in the same conditions of MIDI data acquisition are given by

$$|V(u, v)| = \frac{|S_{\text{NGC 1068}}(u, v) * S_{\text{mask}}(u, v)|}{|S_{\text{calib}}(u, v) * S_{\text{mask}}(u, v)|} \quad (8)$$

where * stands for the convolution.

830

A. Poncelet et al.: An original interferometric study of NGC 1068 with VISIR BURST mode images

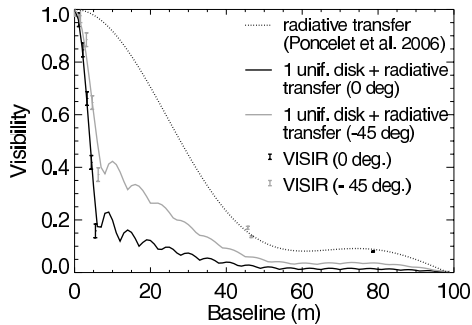


Fig. 6. Comparison between high spatial-frequency visibilities from MIDI at $12.8 \mu\text{m}$ (data points at 45 and 78 m) and low spatial frequency ones derived from VISIR *BURST mode* images including the mask discussed in Sect. 4 (points between 0 and 8 m of baseline). The model of the two uniform disks (black and grey solid lines) has to be compared with the radiative transfer model of Poncelet et al. (2006) applied to MIDI data (black dotted line). A third component has been added to the one already revealed by the radiative transfer, to partially account for the steep fall of the visibility at short baseline. Size of this component is ~ 600 mas and ~ 300 mas along directions oriented at 0° and -45° respectively.

MIDI observations made in 2003 correspond to baselines oriented at 0° and -45° . Therefore only cuts along these two orientations of low spatial-frequency visibility maps have been retained. For individual exposures, signal-to-noise ratio is low and phases are noisy. Therefore error bars on visibilities are not computed from the statistical distribution of individual measurements as in Sect. 2, but from the reduced χ^2 of fits at 0° (see Fig. 7), which has been forced to be equal to 1. It is equivalent to considering the model as correct and to interpreting discrepancies with the data as errors. This leads to a qualitative estimate of the error of ~ 0.026 , which has been applied to all visibilities between 0 and 8 m. The comparison with MIDI data points is presented in Fig. 6.

4.2. The link between MIDI and VISIR observations

Figure 6 is the comparison between *a)* low spatial-frequency visibilities from VISIR images considering the MIDI mask, *b)* high spatial frequency ones from MIDI, and *c)* the model of Poncelet et al. (2006) that reproduces MIDI data. The unexpected sharp fall of low spatial frequencies visibilities demonstrated how constraining these measurements are for modeling long baseline interferometric data.

On the one hand, short baselines visibilities are well-reproduced by a uniform disk model of sizes ~ 450 mas and ~ 350 mas along directions at 0° and -45° , respectively. On the other hand, high spatial-frequency visibilities from MIDI are represented by a radiative transfer model inside a dusty layer ranging in size between 35 mas and 82 mas (Poncelet et al. 2006). The initial attempt to fit both sets of data simultaneously was associated with the model of the dusty layer of Poncelet et al. (2006) being surrounded by a uniform disk. The only free parameters were the size of the uniform disk and the flux ratio between the disk and the dusty layer. This model agrees with the strong fall of visibility at low projected baselines but fails to account for the faint level of visibility at high projected baselines (see Fig. 6). This forces us to attempt a new fit in which we have to consider the parameters of the dusty layer of

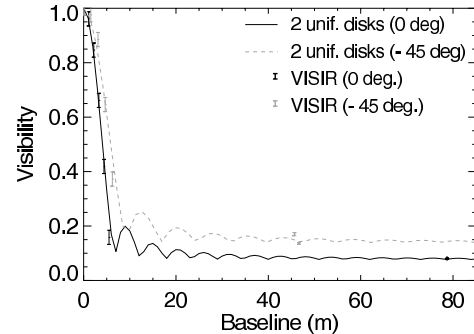


Fig. 7. Comparison between high spatial-frequency visibilities from MIDI at $12.8 \mu\text{m}$ and low spatial frequency ones derived from VISIR *BURST mode* images including the MIDI mask as discussed in Sect. 4. Solid black and dashed grey lines correspond to a model of two circularly uniform disks applied along both directions at 0° and -45° independently. Optimum parameters are: $\varnothing_1(0^\circ)$ and $\varnothing_1(-45^\circ) < 21$ mas, $\varnothing_2(0^\circ) = 479 \pm 17$ mas, $\varnothing_2(-45^\circ) = 450 \pm 9$ mas, $\eta(0 \text{ deg}) = 12 \pm 5$ and $\eta(-45^\circ) = 6 \pm 2$.

Poncelet et al. (2006) as free. This is not yet possible according to the limited amount of *BURST mode* data sets that are currently available, as the wider spectral range that is required.

Nevertheless, to be able to quantify the fraction of extended emission entering the field of view of MIDI, compared to the emission of the compact core, we fit both low and high spatial-frequency visibilities together in both directions using a simple model of two uniform disks, in which free parameters are the sizes and the flux ratios between the two disks. The minimum value of the reduced χ^2 is 3.42. This corresponds to an unresolved inner disk of upper size limit ~ 21 mas in each direction. The extended component has a size of 479 ± 17 mas along the NS direction and $\sim 350 \pm 9$ mas along PA = -45° . The flux ratios between the two components are found to be 12 ± 5 and 6 ± 2 in these two directions (see fits in Fig. 7).

4.3. Discussion

This study demonstrates that there are two main structures appearing in the MIDI field of view, a compact one of size ~ 20 mas surrounded by an extended and slightly elongated one (the size ratio between -45° and 0° is $\sim 27\%$ for this second component). The first structure is associated to the dusty layer highlighted solely by the MIDI data (Jaffe et al. 2004; Poncelet et al. 2006). Sizes are slightly different due to the fact that it is a more simplistic model than those of Jaffe et al. (2004) and Poncelet et al. (2006). In addition, the direct environment surrounding the compact core (of size ~ 500 mas) that enters the field of view of MIDI was not taken into account by previous studies. According to the flux ratio between components, it contributes to more than 83% of the total flux seen by MIDI.

Constraints on temperatures of the *dusty torus* derived from only MIDI data (Poncelet et al. 2006) are not biased by this effect. Indeed they come from an additional information being the spectral energy distribution supplied by MIDI. They are found to be on the order of ~ 300 K, a value supported by the continuum slope of the central $0.4''$ *N*-band spectra (Mason et al. 2006). That temperatures are so low so close to the central engine is strong evidence of the clumpy nature of the *dusty torus* (Elitzur & Shlosman 2006).

The compact central component is already traced with the study of full field images presented in Sect. 3: it is directly associated to the innermost component <85 mas. The extended component, of sizes 479 ± 17 mas and 350 ± 9 mas along $PA = 0^\circ$ and -45° , is not entirely related to the elliptical NS elongated ellipse traced in Sect. 3.1.2 since this last one does not completely enter in the field of view of MIDI. However, according to the discussion in Sect. 3.2 and to the photoionization scenario of Dopita et al. (2002), this elongated component could be associated to small dusty clouds heated by the radiation field from the central engine and photoevaporating. The NIR and UV counterparts of these clouds (Gratadour et al. 2006; Capetti et al. 1997; Groves et al. 2004) and the evolution of the $9.7 \mu\text{m}$ silicate emission toward the north of the core (Mason et al. 2006) is evidence for the presence of dust inside the ionization cone at distances less than 300 mas from the central engine (i.e. half of the MIDI mask). The present study supports this fact and demonstrates the need to consider the close environment of the *dusty torus* for modeling interferometric data.

The small set of MIDI and VISIR BURST mode data currently available only allows the use of simple geometrical models for comparing low and high spatial-frequency visibilities. It is strongly necessary to apply this approach at different wavelengths to get a better description of the source of mid-IR emission seen by MIDI, associated with the dusty torus, and linked with its immediate surroundings.

5. Conclusions

The speckle analysis of the $12.8 \mu\text{m}$ BURST mode VISIR images constrains the upper size limit of the MIR core of NGC 1068 to 85 mas. This is well below the diffraction limit of the UT which demonstrates the *achievement* of the BURST mode of VISIR. The NS elongated component is described here as an elliptical structure oriented at $PA = -4^\circ$ (such as the base of the radio jet) and of size $(<140) \text{ mas} \times 1187 \text{ mas}$. Following the scenario proposed by Dopita et al. (2002), it is interpreted as small dusty clouds individually unresolved, distributed inside the ionization cone, and photoevaporating. This explains the correlation of observations at different wavelengths.

The use of VISIR BURST mode images for the comparison with MIDI data reveals the strong and unexpected fall in visibility between 0 and 6 m of baseline. The use of simple geometrical models accounts for the two data sets simultaneously and distinguishes between two main components: a compact one ~ 20 mas associated to the *dusty torus* traced by interferometry with MIDI (Jaffe et al. 2004; Poncelet et al. 2006) and an extended one (<500 mas) entering in the field of view of MIDI. This surrounding environment, partially related to the elongated elliptical structure, contributes to more than $\sim 83\%$ of the flux emitted by the core. It is therefore mandatory to take it into

account when modeling the MIDI data. By doing this we do not challenge the low temperatures of the *dusty torus* constrained by the previous analysis of MIDI data. Besides, it reinforces the scenarios of clumpy torus.

According to the small set of VISIR BURST mode and MIDI data available up to now, we reach the limits of simple descriptions of sources of mid-IR emission in the AGN of NGC 1068. To further describe the complexity of the compact dusty core and the deeper link with its direct surroundings, the same processing of VISIR BURST mode images has to be performed at other wavelengths. This will be possible when the BURST imaging mode of VISIR is open for observations at the VLT. Moreover, as it shows how constraining low spatial frequency visibility points are, this study underlines the need to further fill the gap of interferometric data between 8 and 45 m of projected baseline. On the one hand, baselines between 30 and 45 m are reachable with the VLTI and the UTs. On the other, since most of the ATs are now installed at Paranal, it will be interesting to attempt observations with these 1.8 m pupil telescopes to bridge the gap from 8 to 23 m to allow for more accurate multi-scale modeling of the inner part of NGC 1068.

Acknowledgements. We would like to thank Eric Thiebaud, Ferrel Soulez, and Renaud Foy for their help during the treatment of VISIR images.

References

- Antonucci, R. R. J., & Miller, J. S. 1985, *ApJ*, 297, 621
 Bock, J. J., Neugebauer, G., Matthews, K., et al. 2000, *AJ*, 120, 2904
 Capetti, A., Macchetto, F. D., & Lattanzi, M. G. 1997, *ApJ*, 476, L67
 Dopita, M. A., Groves, B. A., Sutherland, R. S., Binette, L., & Cecil, G. 2002, *ApJ*, 572, 753
 Doucet, C., Pantin, E., Lagage, P. O., & Dullemond, C. P. 2006, *A&A*, 460, 117
 Elitzur, M., & Shlosman, I. 2006, *ApJ*, 648, L101
 Galliano, E., Alloin, D., Granato, G. L., & Villar-Martín, M. 2003, *A&A*, 412, 615
 Galliano, E., Pantin, E., Alloin, D., & Lagage, P. O. 2005, *MNRAS*, 363, L1
 Gallimore, J. F., Baum, S. A., & O’Dea, C. P. 2004, *ApJ*, 613, 794
 Gratadour, D., Rouan, D., Mugnier, L. M., et al. 2006, *A&A*, 446, 813
 Greenhill, L. J., & Gwinn, C. R. 1997, *Ap&SS*, 248, 261
 Groves, B. A., Cecil, G., Ferruit, P., & Dopita, M. A. 2004, *ApJ*, 611, 786
 Hönl, S. F., Beckert, T., Ohnaka, K., & Weigelt, G. 2006, *A&A*, 452, 459
 Jaffe, W., Meisenheimer, K., Raban, D., Tristram, K., & Röttgering, H. J. A. 2006, in *The Central Engine of Active Galactic Nuclei*, ed. L. Ho, & J.-M. S. F. A. Wang
 Jaffe, W., Meisenheimer, K., Röttgering, H. J. A., et al. 2004, *Nature*, 429, 47
 Kartje, J. F., Königl, A., & Elitzur, M. 1999, *ApJ*, 513, 180
 Labeysie, A. 1970, *A&A*, 6, 85
 Mason, R. E., Geballe, T. R., Packham, C., et al. 2006, *ApJ*, 640, 612
 Nenkova, M., Ivezić, Ž., & Elitzur, M. 2002, *ApJ*, 570, L9
 Poncelet, A., Perrin, G., & Sol, H. 2006, *A&A*, 450, 483
 Rhee, J. H., & Larkin, J. E. 2006, *ApJ*, 640, 625
 Schartmann, M., Meisenheimer, K., Camenzind, M., Wolf, S., & Henning, T. 2005, *A&A*, 437, 861
 Weigelt, G., Wittkowski, M., Balega, Y. Y., et al. 2004, *A&A*, 425, 77
 Wittkowski, M., Kervella, P., Arsenault, R., et al. 2004, *A&A*, 418, L39

ANNEXE D

Publication sur les données
spectroscopiques

Dynamics of the ionization bicone of NGC 1068 probed in mid-infrared with VISIR [★]

A. Poncelet^{1,2}, H. Sol¹, G. Perrin²

¹ LUTH, Observatoire de Paris, CNRS, Université Paris Diderot; Place Jules Janssen 92190 Meudon, France

² LESIA, Observatoire de Paris, 92195 Meudon Cedex
e-mail: anne.poncelet@obspm.fr

Received , 2007; accepted , 2007

ABSTRACT

Context. We present high-spatial and medium-spectral resolution imaging and spectroscopy of the core of the Seyfert II galaxy NGC 1068, obtained in the *N*-band spectral range with the VLT/VISIR (the VLT Imager and Spectrometer in the InfraRed). Spectra were acquired in the *ArIII* 8.99 μm , *SIV* 10.51 μm and *NeII* 12.81 μm filters for two orientations of the long slit ($2' \times 0'.4$): PA = -15° and 90° oriented N to E.

Aims. The spatial evolution of the [ArIII]+[MgVII], [SIV] and [NeII] lines are investigated to constrain the gas dynamics inside the NLR, and to deduce the geometry and physics of the ionization cones.

Methods. Spectra are extracted in $0''.381$ steps along the two slit positions and we obtain line parameters from fits with Gaussian profiles. The computed line ratios are compared to photoionization models.

Results. Lines are resolved and detected in emission up to $\sim 3''$ NW and $\sim 3''$ SE of the core, generally double-peaked. Features trace an outflow with radial velocities up to 10^3 km.s^{-1} , well reproduced by a hollow biconical structure associated to the ionization bicone of NGC 1068. It is inclined at $\sim 11^\circ$ and the maximum aperture is $\sim 80^\circ$, in good agreement with optical spectroscopic studies.

Conclusions. The velocity profiles traced in the MIR are interpreted as evidence for a gas outflow along the edges of the ionization bicones. The comparison of line ratios with radiation pressure-dominated photoionization models shows that the associated gas metallicity is close to the solar value and points to a relatively weak ionization parameter of typical value $U_0 = 10^{-2.6}$ at PA = -15° along the ionization bicone.

Key words. galaxies: NGC 1068 – galaxies: Seyfert – galaxies: active galactic nuclei – infrared: galaxies – techniques: spectroscopy – instrument: VISIR

1. Introduction

NGC 1068 is the archetypal Seyfert 2 galaxy, according to the broad polarized lines observed by Antonucci & Miller (1985, at the distance of 14.4 Mpc, $1'' = 72 \text{ pc}$). Following the unified scheme of AGNs, this means that the dusty torus is viewed edge-on and is responsible for the obscuration of the radiative central source and of the broad-line region (BLR). In the standard model, the aperture of the dusty torus defines the location of the ionization cone, i.e. the region where gas and dust of the BLR and of the narrow line region (NLR) are directly irradiated by the central source. The first mechanism stated to account for observed high degree of ionization was the photoionization (Greenstein & Schmidt 1964), followed by inter-

pretations in terms of shock ionization between NLR material and the ambient medium (van der Kruit et al. 1972). However, this second class of mechanisms fails to reproduce the strongly ionized coronal lines or the large outflow velocities observed in some objects (Kraemer & Crenshaw 2000; Cecil et al. 2002). The dusty radiation pressure-dominated photoionization models proposed by Groves et al. (2004b) succeeded in reproducing many observed Seyfert line ratios (Groves et al. 2004c).

In the case of NGC 1068, the [Ne V] and [N II] emission-lines observations of Bergeron et al. (1989) and Cecil et al. (1990) respectively gave the first estimates about the geometry of the ionization cone. HST (Hubble Space Telescope) [OIII] and $H\beta$ emission-lines spectra (Cecil et al. 2002) and HST UV spectroscopy (Groves et al. 2004a) showed that the observed NLR material is prominently excited by the strong radiation field from the central engine, and highlighted some local

[★] Based on open time observations collected with VISIR at the ESO/Paranal MELIPAL telescope.

jet-interstellar medium (ISM) shocks. Crenshaw & Kraemer (2000) and Das et al. (2006) reproduced these data using a model of biconical outflow. Spectroscopy in the near-infrared (NIR) has been investigated by Oliva et al. (2001) who used the emission properties of the [Fe II] line to propose a tool to investigate the role of shock excitations in AGNs and by Galliano & Alloin (2002) who traced the evolution of Bry and H₂ emission lines inside the nucleus.

Lutz et al. (2000) made use of ISO/SWS (the Infrared Space Observatory-Short Wavelength Spectrometer) to investigate emission lines in the mid-infrared (MIR) and detected the [ArIII]+[MgVII], [SIV] and [NeII] lines. This is consistent with material in a highly ionized outflow and with lower excitation in the extended NLR. Siebenmorgen et al. (2004) analysed MIR spectra of several starburst galaxies or AGNs obtained with both ISO (aperture of 14''×20'') and TIMMI2 (aperture of 3'') installed on the 3.6m telescope at ESO. They did not find PAH emission in the central few arcseconds of AGN, ruling-out the presence of a starburst there. High-resolution MIR spectroscopy with Michelle at the Gemini North Telescope and the Long Wavelength Spectrometer at Keck is presented by Mason et al. (2006) and Rhee & Larkin (2006), respectively. Slits are positioned along bright NLR knots viewed in the VISIR deconvolved images (Galliano et al. 2005). They found no evidence for PAH emission and provide the spatial evolution of the wide 9.7 μm silicate absorption feature and of the [ArIII]+[MgVII], [SIV] and [NeII] emission lines across the NLR. Mason et al. (2006) derived a color temperature of dust on the core of ~ 350 K. This is associated to the dusty torus which has been resolved in interferometry with the VLT/MIDI (Mid-Infrared Interferometer; Jaffe et al. 2004; Poncelet et al. 2006), showing that it is compact and warm (size < 85 mas and temperature ≤ 360 K).

In this paper, we investigate the emission of the [ArIII]+[MgVII] 8.99 μm , [SIV] 10.51 μm and [NeII] 12.81 μm emission-lines across the NLR thanks to high spatial and spectral resolution spectroscopic data obtained with VISIR. Data and their processing are presented in Sect. 2 and 3. Results on the spatial evolution of emission lines and the comparisons with photoionization models are detailed in Sect. 4. Results are further discussed in Sect. 5 and general conclusions are given in Sect. 6.

2. Observations

2.1. Images

Images have been obtained with VISIR at VLT/UT3 (ESO/Paranal, Chile), equipped with a DRS (former Boeing) 256 × 256 pixels BIB detector¹. They were acquired during the nights of 2005 November 15 and 22, have been obtained in standard mode in six narrow-band filters across the N-band: PAH1 (8.59 μm , $\Delta\lambda = 0.42$ μm), ArIII (8.99 μm , $\Delta\lambda = 0.14$ μm), SIV2 (10.77 μm , $\Delta\lambda = 0.19$ μm), PAH2 (11.25 μm , $\Delta\lambda = 0.59$ μm), NeII (12.81 μm , $\Delta\lambda = 0.21$ μm), NeII2 (13.04 μm , $\Delta\lambda = 0.22$ μm). The exposure

¹ See the VISIR User Manual available through the ESO website: www.eso.org/instruments/visir/doc/

time varied between 16 ms and 625 ms depending on the filter used. The pixel scale of images is 0.075 ''pixel⁻¹. Weather conditions were generally good, with a typical airmass of 1.13 and an average optical seeing estimate of $\sim 0.9''$. Standard stars from Cohen et al. (1999) were observed before the observations of NGC 1068, for point spread function (PSF) determination.

Images have been reduced with the standard pipeline for data reduction provided by ESO². Observations were performed with the standard chopping and nodding techniques in order to suppress atmosphere and telescope background emissions. The chopping frequency was 0.1 Hz and the chopping throw was 5'' in the NS direction. The nodding was set parallel to the chopping. Chopping exposures are subtracted to correct for sky and telescope background, then shifted and co-added. The photometry has not been estimated since the presentation of these images only aims to show the evolution of structures with wavelength, and the major interest of the study is based on the spectroscopy. Images have been deconvolved with a standard maximum likelihood algorithm (100 iterations Varosi & Landsman 1993). For this, the point spread function (PSF) used is given by the observations of a reference star made before the observations of NGC 1068. They are presented in Fig. 1.

2.2. Spectroscopy

Data on the core of NGC 1068 were obtained in medium-spectral resolution ($R \sim 3000$) spectroscopy with VISIR on the night of 2005 December 16, using three different filters: ArIII 8.99 μm ($\Delta\lambda=0.188$ μm), SIV 10.51 μm ($\Delta\lambda=0.21$ μm) and NeII 12.81 μm ($\Delta\lambda=0.21$ μm). They correspond to two orientations of the long slit (2' × 0'.4): -15° and 90° from N to E (slit positions and quadrants used for the extraction of the spectra are superposed on images corresponding to the same filters in Fig. 1). For flux calibrations, a standard star (HD 11353 of spectral type K0III) was observed in the three filters before the observations of NGC 1068 for each slit position. The exposure time for individual spectra was 625 ms. The spatial field of view of one pixel is 0'.127.pixel⁻¹.

The airmass was ~ 1.15 at the time of observations. Seeing conditions were extremely good at the beginning of observations (optical seeing of $\sim 0'.5$) and progressively degraded (up to 1'.9). Since observations with the slit at PA = -90° were taken at the end of the run, they suffered more of the less favorable conditions. The chopping frequency was 0.1 Hz and the chopping throw was 6'' for the calibrator star and 8'' for NGC 1068, along slit orientations. The nodding direction was set parallel, with the offset equal to the chopping throw. Images were co-added in real time to store only two co-added images (one for each chopping position). Due to the nodding, they contain three spectra: one positive and two negative.

3. Processing of spectroscopic data

Data were reduced in a standard way by the pipeline developed at the CEA by E. Pantin (Pantin 2007, in prep.). The chopping

² See the VISIR Pipeline User Manual accessible via the ESO ftp site: [ftp://ftp.eso.org/pub/dfs/pipelines/visir/visir-manual-1.0.pdf](http://ftp.eso.org/pub/dfs/pipelines/visir/visir-manual-1.0.pdf)

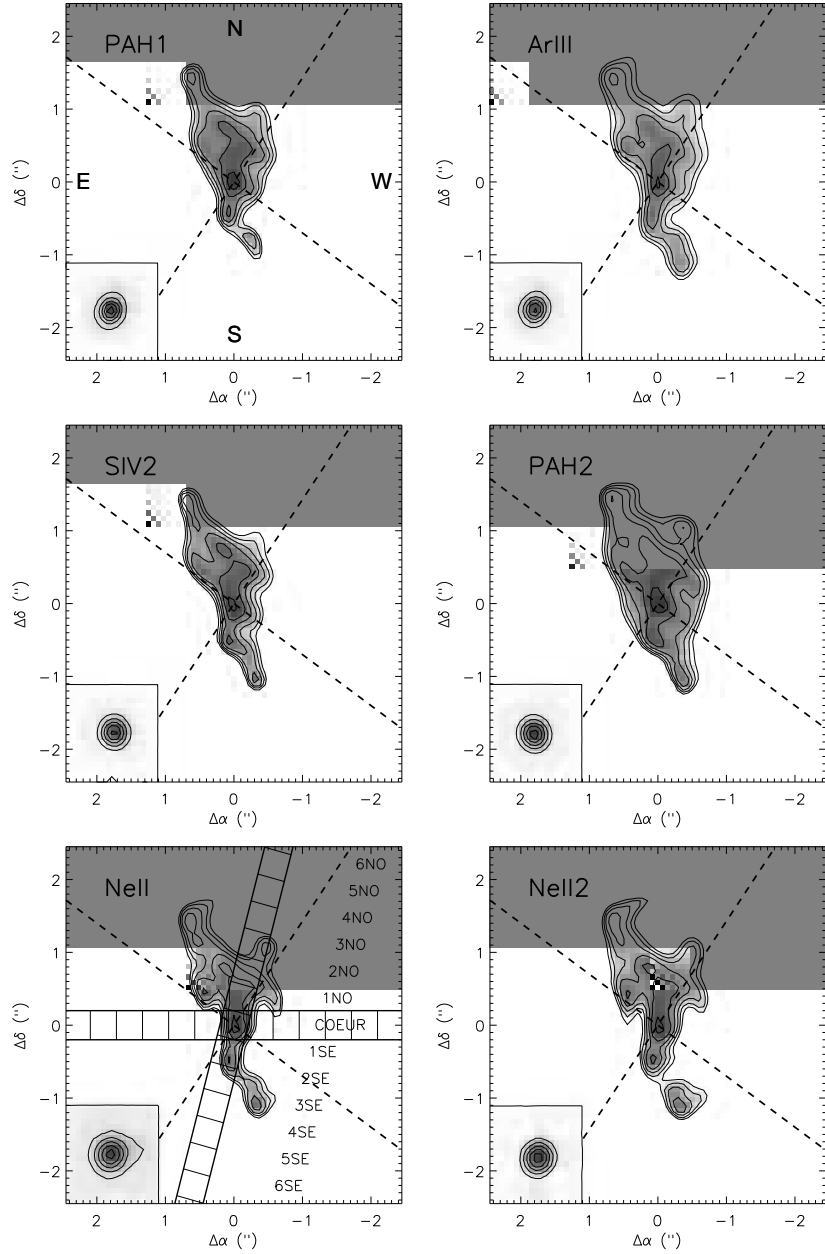


Fig. 1. VISIR images acquired in different narrow band filters: *PAH1* (8.59 μm), *ArIII* (8.99 μm), *SIV2* (10.77 μm), *PAH2* (11.25 μm), *NeII* (12.81 μm), *NeII2* (13.04 μm). Slit positions at PA = 90° and -15° and quadrants associated to 0'381 steps of spectra extraction are reported on the image of same filters as ones used in spectroscopy. The two *dotted lines* represent the ionization cone edges as derived in Sect. 4.4.1. The intersection point between the two lines matches the nucleus position. PSF profiles are given on the bottom left of each corresponding image.

4

Poncelet et al.: Dynamics of the ionization bicone of NGC 1068 probed in mid-infrared with VISIR

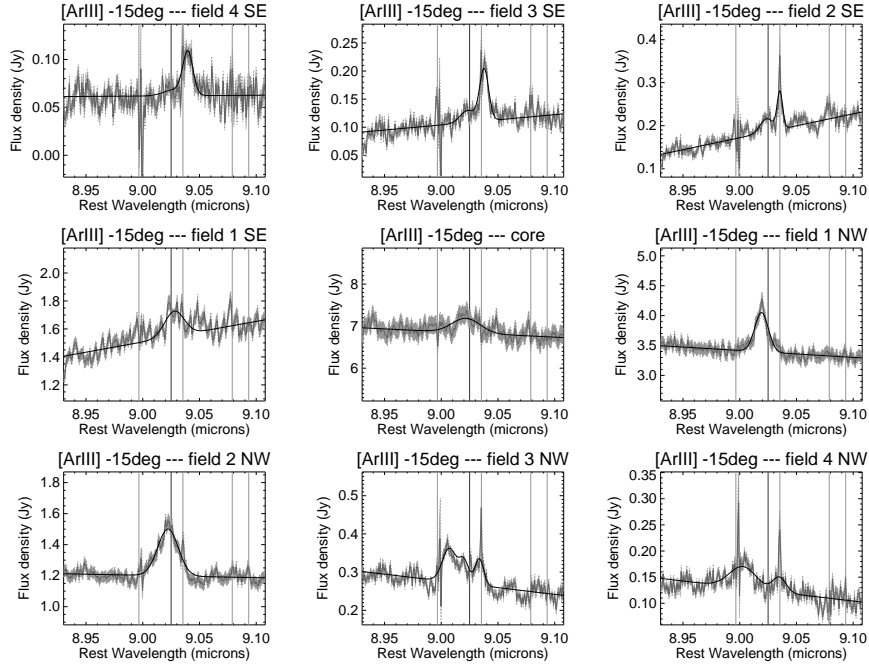


Fig. 2. Spectra in the *ArIII* 8.99 μm filter extracted in $0''.381$ steps, slit at PA = -15° . Reduced spectra and associated error bars are plotted in grey, and fit of the continuum plus Gaussian profiles are in black solid lines. Light and dark grey vertical lines mark the location of sky lines and of the theoretic position of the [ArIII]+[MgVII] line at rest ($z = 0.003786$, Paturel et al. 2002). (See online material for additional spectra from fields 10 SE to 10 NW and those obtained with the slit positioned at PA = 90°).

pairs were subtracted in order to correct for most of the sky and telescope background. The resulting two dimensional spectra (2D) are then corrected from stripes appearing during the acquisition and from the spectral distortion with a first degree polynomial¹. They are shifted and added, and then wavelength calibrated by fitting the telluric absorption lines. The source spectra are corrected from the telluric line features during the flux calibration, from the division by the reference star spectra. However, there are some residuals left in the source spectra. These are estimated in regions of the spectra free of source flux and corrected afterwards by subtracting them from the source spectra. Spectra were flux calibrated using the composite spectrum of HD 11353 from templates of Cohen et al. (1999).

According to the diffraction limit of the 8.2m VLT telescope across the *N*-band ($0''.226$, $0''.264$ and $0''.322$ in the *ArIII*, *SiV* and *NeII* filters respectively), spectra were spatially extracted in 3 pixel sections (i.e. $0''.381$), resulting in field of views of $0''.4 \times 0''.381$ (referred to as “quadrants” in the following) for individual spectra. The 3 pixels centered on the maximum of flux density were considered to match the nucleus core (this field will be referenced as *core* hereafter; see Fig. 1).

Error bars on individual spectra were calculated from the addition of the standard deviation of background fluctuations,

the photon noise (each being estimated on raw spectra of NGC 1068 and of the calibrator star), and the tabulated error on the composite spectra of the calibrator star from Cohen et al. (1999). Spectra and associated error bars, plotted as function of the rest wavelength (the redshift of NGC 1068 is $z = 0.003786$; Paturel et al. 2002) and corresponding to the three filters and the two slit positions, are presented in Fig. 2 to 4 (see also the on-line material). Even with the resolution power of $R \sim 3000$, the [ArIII] line is blended with the [MgVII] line positioned at $\pm 0.004 \mu\text{m}$ from the first one (Hayward et al. 1996). This is supported by ISO/SWS spectra ($R \sim 2000$) which do not individually separate the two lines and by the detection of the [MgVII] line at $5.5 \mu\text{m}$ (Lutz et al. 2000). In what follows, we therefore refer to the line detected in the *ArIII* filter as [ArIII]+[MgVII].

Detected emission lines were fitted with a Gaussian profile. First, the average continuum levels are estimated from fits with a polynomial – one degree is sufficient according to the narrowness of filters. They are then subtracted from spectra and emission lines are fitted with a Gaussian profile, the three free parameters being the position, the width and the height of the line. For each spectrum, error bars on line parameters are estimated from a variation of 1 on the minimal χ^2 associated with

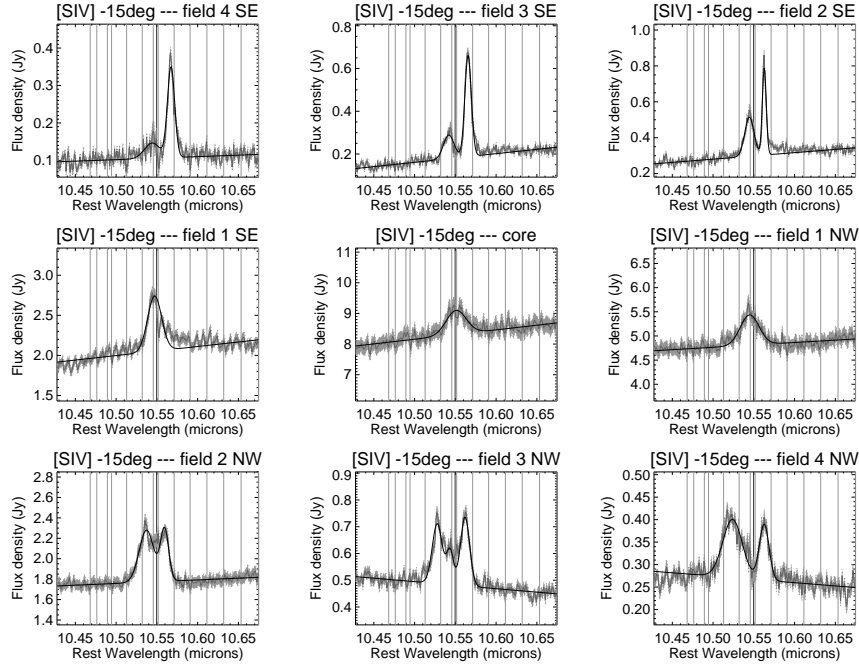


Fig. 3. Spectra in the $SIV\ 10.51\ \mu\text{m}$ filter extracted in $0''.381$ steps, slit at $PA = -15^\circ$. Reduced spectra and associated error bars are plotted in grey, and fit of the continuum plus Gaussian profiles are in black solid lines. Light and dark grey vertical lines mark the location of sky lines and of the theoretic position of the [SIV] line at rest. (All spectra extracted from 10 SE to 10 NW are available online).

the fit. Line fluxes (and the associated error bars) are deduced from the emission line parameters (and from the associated error bars). They are then used to compute line ratios for which error bars are estimated from a Monte Carlo calculation. For this, line fluxes are considered as Gaussian random variables, of mean equal to the measured values and the standard deviation equal to the measured error bars. The Monte Carlo processing consists first in generating random intensities for two lines of interest. This is repeated several hundred times. Each time a corresponding line ratio is estimated via the ratio between the means of generated intensities. The standard deviations of line ratios are considered as the final error bars on ratios.

4. Results

4.1. Description of images

The deconvolved images presented in Fig. 1 show the spatial distribution of the total flux for each narrow-band filter. Even in filters corresponding to emission line wavelengths, the continuum associated to warm dust is likely to dominate the total flux. We recognize similar structures as the $12.8\ \mu\text{m}$ deconvolved VISIR image from Galliano et al. (2005, i.e. knots labelled NE1 to NE4 and SW1, SW2) and the nuclear S-shape high-

lighted by the NIR deconvolved images from Gratadour et al. (2006). The brightest northern and southern knots (at $\sim 0''.5$ from the core) seem well-resolved in the two $NeII$ filters. In the $ArIII$ filter, the bright nuclear point-source is associated to the emission from the dusty torus resolved by interferometry (Poncelet et al. 2007; Raban et al. 2007, in prep.). We reported on the images the aperture and the PA of the northern ionization cone edges derived by Capetti et al. (1997, i.e. 55° and -35°). The emission is well collimated in the $SIV2$ and in the two $NeII$ filters, while it is more diffuse in the other filters, especially west of the core in the $PAH2$ filter. This does not result from PAH emission missing in the few central arcseconds of NGC 1068 (see Siebenmorgen et al. 2004; Mason et al. 2006). Images also highlight the NS asymmetry in the NLR material distribution. We clearly observe the bending of structures above the knot NE1, following the same trend as the radio jet. SW of the nucleus, the material also emits along a bar at $PA = 31^\circ$ from $0''.2$ W to $0''.5$ E, and $0''.4$ S to $1''.2$ S. This may be an indirect evidence for the propagation of the counter radio jet (see Sect. 5.3).

6

Poncellet et al.: Dynamics of the ionization bicone of NGC 1068 probed in mid-infrared with VISIR

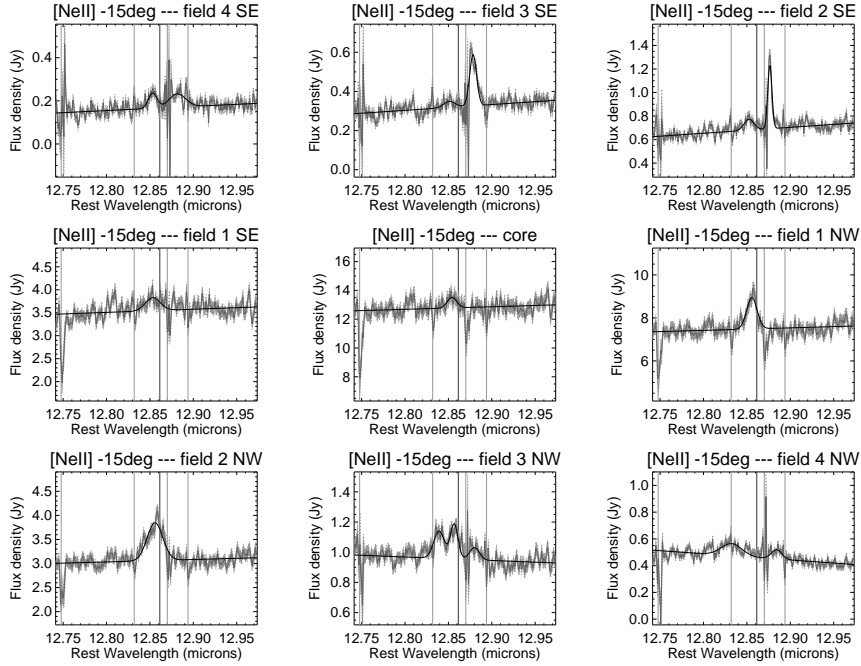


Fig. 4. Spectra in the *NeII* 12.81 μm filter extracted in $0''.381$ steps, slit at PA = -15° . Reduced spectra and associated error bars are plotted in grey, and fit of the continuum plus Gaussian profiles are in black solid lines. Light and dark grey vertical lines mark the location of sky lines and of the theoretic position of the [NeII] line at rest. (All spectra extracted from 10 SE to 10 NW are available online).

4.2. The nuclear continuum

Values of the continuum measured from spectroscopy along the two slit positions are listed in Table 1. On the field centered on the core, the average level measured in the *ArIII*, *SIV* and *NeII* filters are 6.8 ± 0.2 Jy, 8.3 ± 0.2 Jy and 12.8 ± 0.5 Jy for the slit at -15° and 7.8 ± 0.4 Jy, 10.2 ± 0.3 Jy and 17.2 ± 1.2 Jy for the slit at 90° . Error bars were estimated from a simple spectral average of spectra errors bars and not from a quadratic average (the reason for that was to ensure reasonable estimates of error bars associated to parameters from the fit with a black body spectrum). They must therefore be taken as qualitative estimates. The slit at PA = -15° is positioned on the ionization cone where there is more emitting-material than along the other direction. Therefore, the differences in flux densities between the two slit positions must originate from a small shift in the positioning of the slits on the core of NGC 1068.

Although it is an oversimplified description, the flux densities measured on the quadrant labelled *core* in the two slit position were fitted with a black body (BB) spectrum. The silicate absorption feature was not taken into account for the fit. As a consequence parameters are certainly underestimate, but according to the simplicity of the fit and to the large error bars

associated to it (see Fig. 5), we assume the derived size and temperature to be of the right order of magnitude. Indeed, the simple BB fit points towards typical BB temperature and size of 282 ± 10 K and 2.8 ± 0.3 pc respectively, in agreement with interferometric studies pointing towards a parsec scale torus of temperature ~ 350 K (Jaffe et al. 2004; Poncellet et al. 2006). MIR spectroscopy on the core of NGC 1068 was investigated by Mason et al. (2006) with roughly the same spatial resolution ($0''.4$) and $R \sim 200$. Levels of the continuum at 8.9, 10.5 and 12.8 μm are consistent and from these, they derive a typical color temperature of ~ 330 K. This thermal emission is supposed to originate from the *dusty torus* of NGC 1068 and they actually succeeded to reproduce the N-band spectrum of the core with a model of clumpy torus requiring 90% of the dusty clouds to lie within 3 pc of the nucleus. All these results are an important clue in favor of clumpy models since they are yet the only description able to explain such low temperatures so close to the central engine.

The continuum flux density decreases rapidly with radius in all directions. The FWHM of the emission peak is $\sim 0''.5$ for the slit at PA = 90° and larger ($\sim 0''.8$) for the slit at PA = -15° . There is actually more emitting-gas along this second direction and there is more emission toward N than S.

Table 1. Average flux density of the continuum (in Jy) in the three narrow-band filters and on each extracted quadrants along the two slit positions (PA = 90° and PA = -15°, negative distances refer to W and to SE of the core respectively; significant numbers are given according to the associated error bars on measurements).

Distance from the core (")	90°			-15°		
	[ArIII]+[MgVII]	[SIV]	[NeII]	[ArIII]+[MgVII]	[SIV]	[NeII]
-3.810	0.001	0.001	0.002	0.005	0.002	0.001
-3.429	0.005	0.002	0.01	0.004	0.005	0.01
-3.048	0.007	0.005	0.01	0.010	0.011	0.02
-2.667	0.01	0.011	0.02	0.011	0.014	0.02
-2.286	0.02	0.026	0.06	0.018	0.03	0.06
-1.905	0.02	0.045	0.08	0.025	0.05	0.09
-1.524	0.02	0.027	0.09	0.06	0.11	0.17
-1.143	0.05	0.009	0.14	0.10	0.18	0.32
-0.762	0.22	0.10	0.60	0.18	0.30	0.69
-0.381	2.1	1.42	4.5	1.53	2.06	3.5
0.	7.7	10.2	17.1	6.8	8.3	12.8
0.381	1.29	2.48	2.8	3.39	4.8	7.5
0.762	0.22	0.17	0.23	1.20	1.78	3.1
1.143	0.03	0.09	0.08	0.27	0.48	0.95
1.524	0.01	0.05	0.04	0.12	0.27	0.46
1.905	0.019	0.03	0.07	0.07	0.14	0.26
2.286	0.015	0.014	0.03	0.02	0.02	0.06
2.667	0.008	0.003	0.01	0.01	0.005	0.02
3.048	0.0009	0.002	0.003	0.007	0.002	0.010
3.429	0.003	0.004	0.001	0.001	0.005	0.006
3.810	0.002	0.003	0.001	0.001	0.001	0.021

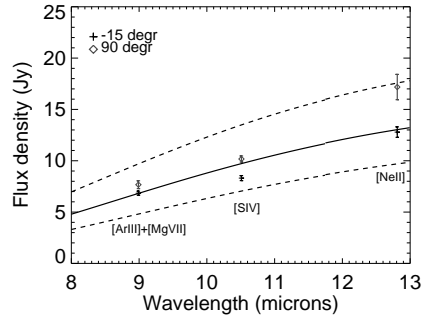


Fig. 5. Continuum on the central $0''.4 \times 0''.38$. Data points and associated error bars correspond to continuum measurements in the three filters. The solid line is the fit by a black body spectrum of temperature 282 K and a physical size of ~ 2.8 pc. The two dashed lines show the confidence interval in the fit.

4.3. Spectroscopy along the EW direction

According to the deconvolved images in the *ArIII*, *SIV* and *NeII* filters presented in Fig. 1 and the results from the speckle processing of $12.8 \mu\text{m}$ VISIR *BURST* mode images (Poncellet et al. 2007), regions west and east of the core are mainly depleted of emitting gas or dust. At the time of observations, the slit position at PA = 90° was chosen *a priori* to concentrate the

study on the dusty torus, assumed to be the main contributor to the observed flux density along this direction. But since there is less emitting material along this direction, the associated flux densities are weaker and the signal to noise ratio is poorer. This especially concerns spectra taken with the *ArIII* filter. Spectra extracted along this particular slit position are presented in on-line material.

In the three filters considered, all detected lines appear in emission and none in absorption. The [SIV] line which has the best signal-to-noise ratio is detected from quadrants 2W to 4E (i.e. from $\sim 1''$ west to $\sim 1''.8$ east of the core). The detection of the [NeII] line and especially of the [ArIII]+[MgVII] lines are less obvious. In each quadrant, a way to disentangle the emission line from noise consists in attempting a fit of these two lines with the same width as the [SIV] line. As shown by Fig. 12 and 14 in the on-line material, the only quadrants where this worked were those labelled 2W, 1W and 1E, although in the quadrant 1W, the emission line is very weak and at the limit of detection and in the quadrant 1E, the spectrum quality is extremely poor concerning the *ArIII* filter. This method also worked for the [NeII] line in the quadrants 2W to 4E. Average χ^2_{red} values associated to the fits of spectra (continuum plus emission lines when detected) are 2.14, 1.56 and 1.67 for the three filters respectively.

Radial velocities along the line of sight are derived from the Doppler shift of lines. In the present paper, they are all given relative to the galaxy systemic velocity (1148 km.s^{-1} ; Brinks et al. 1997). The broadening of lines is either caused by thermal agitation or by non thermal origin, i.e. turbulence or a velocity dispersion due to the bulk motion of individ-

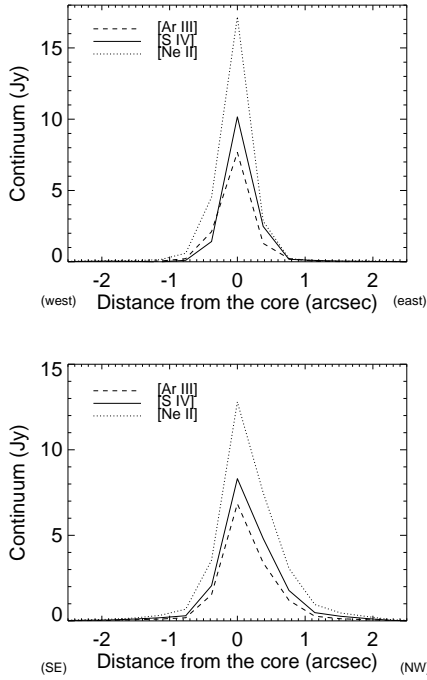


Fig. 6. Evolution of the continuum in directions perpendicular (slit at PA = 90°; *top*) and along the ionization cone (slit at PA = -15°; *bottom*). The difference in flux density at peak probably originates from a slight shift in the slit positioning on the core. For the slit at PA = 90°, the left wing in the flux density peak is due to more material in the west of the core (west is toward negative distance), while for the slit at PA = 90°, the more extended right wing in the flux density peak correspond to the northern part of the ionization cone, whose emission suffers less absorption from the host galaxy disk (see Sect. 4.4).

ual gas clouds which have slightly different radial velocities. If we assume a maximal gas temperature of 10^5 K inside the NLR (see Sect. 4.4.2), line widths are dominated by the non thermal term of the Doppler broadening. Equivalent velocities measured from line FWHM estimates are reported in Fig. 7, where points of measurement correspond to radial velocities along the line of sight and vertical bars to the turbulent velocities. Velocity points associated to the [ArIII]+[MgVII] and [NeII] lines are also reported in the figure, although they have to be considered with much caution. We observe that the radial velocity field along this slit position has an average value $<100 \text{ km.s}^{-1}$ and does not depart more than 300 km.s^{-1} from the systemic velocity of the galaxy. There is no significant evolution of the velocity field which may be associated to the lateral velocity of infalling materials fuelling the torus. Equivalent widths (typical value of 250 km.s^{-1}) are in average larger than

Table 2. Temperature across the ionisation cone at -15°. They are estimated from fits of the continuum flux density points in the *ArIII*, *SIV* and *NeII* filters with a black-body spectrum.

Field	Distance (")	T(K)
6 SE	-2.286	95
5 SE	-1.905	100
4 SE	-1.524	105
3 SE	-1.143	110
2 SE	-0.762	120
1 SE	-0.381	145
core	0	282
1 NW	0.381	160
2 NW	0.762	145
3 NW	1.143	125
4 NW	1.524	115
5 NW	1.905	105
6 NW	2.286	95

the radial velocity and is typically larger W of the core than E (see Fig. 7; up to 600 km.s^{-1}). This trend is also highlighted by deconvolved images across MIR showing that emissions are more important W than E of the core (see Fig. 1).

4.4. Spectroscopy across the narrow line region

The second slit position at PA = -15° was used to scan the NLR. The flux density associated to the continuum is thought to be mostly thermal, i.e. related to the reradiation by dust. Measurements of the flux density of the continuum along this slit position (presented in Table 1) were fitted with a black body spectrum to estimate the typical temperature of the dust inside the NLR – except for the field labelled *core* for which the temperature has been deduced in Sect. 4.2). The size of the black body was constrained to the size of one quadrant. The typical temperature of dust seen in MIR decreases rapidly from ~ 300 K on the core to ~ 150 K at $\sim 0.4''$ N and S, then remains of the order of 100 K beyond.

As for the slit position at 90°, all detected lines are here seen in emission. Among the three filters, the flux of the [SIV] line is the most important. Assuming that in each considered quadrant the three emission lines originate from the same NLR clouds, the Doppler broadening due to gas motion, i.e. the line width, should be the same for the three lines. The [SIV] lines has therefore been used as a constrain for a better detection of the two other fainter lines and to fit them. This process worked well, except for few quadrants where the [SIV] line width does not reproduce well that of the [ArIII]+[MgVII] or the [NeII] line (see Table 3 for values associated to quadrants 6 SE, 1 SE, 2 SE, *core*, 5 NW, and 6 NW – in this latter, solely the [SIV] line is detected). Average χ^2_{red} values associated to the fits of spectra (continuum plus emission lines when detected) are 1.40, 1.21 and 1.33 for the three filters respectively. Line parameters are listed in Table 3 and plotted as a function of the distance from the core in Fig. 8 and 9. The [SIV] line is detected from $\sim 3''$ SE to $\sim 3''$ NW from the core, the [ArIII]+[MgVII] line from $\sim 2.3''$ SE to $\sim 1.5''$ NW and the [NeII] line from $\sim 2.3''$ SE

to $\sim 2''.7$ NW, and another time in the field 10NW corresponding to a distance of $3''.8$ from the core. This last detection may highlight the location of point-like starburst activities inside the stellar arm joining the nuclear core to the circumnuclear starburst ring at $13''$ from the core (see the CO(1-0) maps from Usero et al. 2004).

Lines are twin-peaked in almost all quadrants except on the three quadrants centered on the core and on the field 3NW (i.e. $1''.14$ NW of the core) which exhibits a triple-peaked line. This peculiar field will be discussed further in Sect. 5.

4.4.1. Velocity profiles

Velocity fields are presented in Fig. 8. The blueshifted and redshifted lines are well separated, highlighting that lines are emitted by two distinct structures. The evolution is surprisingly linear and mostly centro-symmetric between $1''$ SE to $2''$ NW from the core. The blueshifted part toward the NW is accelerated up to $\sim 1000 \text{ km.s}^{-1}$ at $3''$. There is a clear deceleration of the material further than $2''.3$ NW of the nucleus, more spectacularly concerning the outer edge of the ionization cone. The distance where the velocity cancels out toward the N is $\sim 4''.1$ (see Fig. 8)

To constrain the geometry of the structure in which the gas is outflowing, we made use of simple velocity laws to fit velocity points as a function of the radial distance (r) from the core: $v \propto r$ and $v \propto r^{1/2}$. The simple “ r -law” leads to a biconical description with the following parameter estimates: the most distant edge (i.e. responsible of the redshifted velocities) is inclined -30.4° out of the sky plane. The closest one is inclined 51.4° , leading to an opening angle of the structure of $\sim 82^\circ$, and to an inclination out of the sky plane of $\sim 10^\circ$ (toward the observer in the northern part of the nucleus). The “ $r^{1/2}$ -law” leads to a *clepsydra* geometry with roughly the same estimates. The center of symmetry is slightly shifted by 60 mas SE concerning the “ r -law” and 130 mas for the “ $r^{1/2}$ -law”, i.e. one and a half time the pixel angular size. The center of symmetry is also shifted 25 km.s^{-1} toward the positive velocities. According to the spatial resolution and to the error bars associated to velocity profiles, this is consistent with the position of the compact core of NGC 1068. According to fits with the two simple velocity laws, it is clear that what we observe is gas accelerating along a hollow biconical structure. This structure must therefore be associated to the ionization bicone of NGC 1068.

The velocity profiles obtained from ground-based [NII] ($\lambda 6548$ and $\lambda 6583$) and HST/[OIII] ($\lambda 5007$) emission-lines observations by Cecil et al. (1990) and Cecil et al. (2002) are in good agreement with that deduced here. They matched data with a $r^{0.6}$ spatial velocity law and found exactly the same opening angle for the bicone, and an inclination of 5° . These conclusions are supported by the simple biconical outflow models applied to these data by Crenshaw & Kraemer (2000) and Das et al. (2006). They derive a turn-over radius (i.e. the distance where the gas starts to decelerate) of the bicone of $1''.94$ and a maximal extension of each sides of the bicone along its axis of $5''.5$. According to the difference in spatial and velocity resolutions between the two studies,

this is consistent with our measurements. Nevertheless, we disagree with the value of $\sim 30^\circ$ given by Das et al. (2006) for the bicone orientation in the sky plane since according to its opening-angle, the western edge would be oriented at $\text{PA} = -10^\circ$. Here, the double-peaked lines are clearly seen along the slit positioned at $\text{PA} = -15^\circ$, meaning that the axis of the ionization bicone is oriented farther toward W and in the following, we adopt an orientation of 10° highlighted from our narrow-band imaging and in agreement with that deduced by Capetti et al. (1997, see the superposition on the deconvolved images in Fig. 1).

According to Cecil et al. (1990), the radio jet axis is inclined 45° from the host galaxy for which $\text{PA} = 40^\circ$ and $i = 32^\circ$ (Ulvestad & Wilson 1989). This means that the axis of the ionization cone and of the radio jet basis are aligned. This rules out the possibility that the deceleration observed in the velocity profiles farther than $1''$ SE and $2''$ NW are due to interactions between the outflow and the jet. Additionally, the radio jet is by far more collimated than the ionization cones. Therefore it is unlikely that materials outflowing along the bicone edges are locked to the radio jet by electromagnetic forces and driven by it. The wind is rather thought to be driven by the strong radiative pressure from the central engine (see the scenario proposed by Dopita et al. 2002, for instance).

Considering the inclination of the host galaxy disk, one of the bicone tangents lies on the galactic plane. The peculiar orientation between the structures is further discussed in Sect. 5.2.

4.4.2. Evolution of line widths

The extraction of a typical trend in the line widths evolution is more difficult. However, it is clear that line widths increase from S to N of the nucleus, the slope being steeper for the blueshifted line (see the black dotted and black solid lines in Fig. 9).

According to the measured line widths, thermic motions dominate the broadening provided that the gas temperature exceeds $\sim 10^6 \text{ K}$. We used the maximal temperature of the outflowing wind formula from Krolik & Begelman (1986) to derive the typical temperature inside the NLR gas. Considering a typical bolometric luminosity of $1.5 \times 10^{11} L_\odot$ for the nucleus of NGC 1068 (Bock et al. 2000) and a maximal half-height of the dusty torus of 2 pc , the upper value obtained for the temperature close to the core is $\sim 4 \times 10^6 \text{ K}$. Now assuming that the temperature simply decreases as $d^{1/2}$ (where d is the distance to the core) inside the NLR, the temperature at $0''.5$ from the core is an order of magnitude cooler. Moreover, the NLR gas temperatures estimated from fits of X-ray lines range between $3 \times 10^4 \text{ K}$ and $5 \times 10^5 \text{ K}$. These arguments show that, apart from the field centered on the central engine of NGC 1068, the Doppler broadening of emission lines is dominated by the non thermal term. Equivalent velocities are listed in Table 3 and reported on the right of Fig. 8 (see the solid grey lines). If these measured velocities are interpreted as dispersion due to a range of inclination of the outflowing material following the same “ r -law” along the line of sight, it is possible to derive the bicone edges thickness. It ranges between $\sim 0''.2$ and $1''.2$, correspond-

10

Poncellet et al.: Dynamics of the ionization bicone of NGC 1068 probed in mid-infrared with VISIR

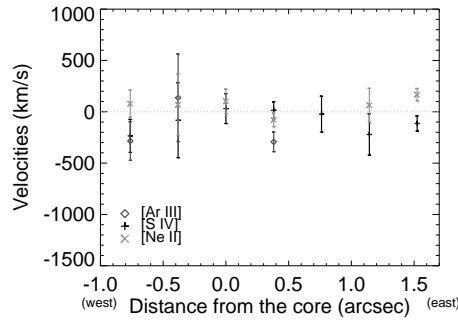


Fig. 7. Radial velocity fields along the slit at PA = 90° (i.e. positioned EW and centered on the core) derived from positions of the [ArIII]+[MgVII], [SIV] and the [NeII] lines. Vertical bars are the turbulent velocities of the gas measured from the Doppler broadening of emission lines. Negative distances from the core correspond to the W and the positive ones to the E.

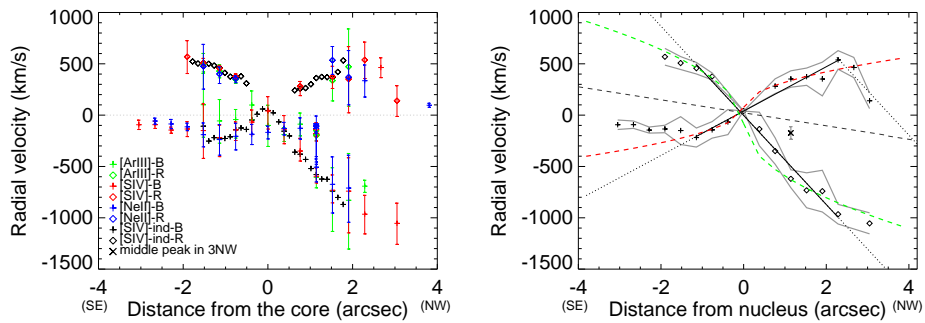


Fig. 8. Radial velocity fields across the ionization bicone of NGC 1068, relatively to the systemic velocity of NGC 1068 (1148 km.s⁻¹; Brinks et al. 1997). *On the left:* Velocity measured from the Doppler shift of the twin-peaked lines in the three filters. This proves the hollow nature of the ionization cone. There is a clear center of symmetry which can be associated to the core. Further out toward S, the material decelerates linearly while toward the N of the core, decelerations are more abrupt. *On the right:* each edge of the [SIV] velocity profile has been fitted with two velocity laws: $v \propto r$ (dark solid lines) and $v \propto r^{1/2}$ (red and green dashed lines). The symmetry between 2'' NW and 1''2 SE from the core was investigated and highlighted an inclination of the bicone of $\sim 10^\circ$ out of the sky plane (see the grey dashed line) and an opening angle of $\sim 82^\circ$. Turbulence velocities are also reported on the radial velocity (see the grey solid lines) on both sides of the velocity profile)

ing to a divergence angle between 5° and 10°. Due to projection effects and following this interpretation, in the NW part of the nucleus one would expect the closer edge (i.e. the blueshifted arm) along the line of sight to be thicker than the outer edges (i.e. the redshifted arm), and the contrary in the southern part. According to Fig. 8, we do not observe this trend, the northern and southern blueshifted arms appearing thicker. Besides, this supports the NS asymmetry in the distribution of the NLR material.

4.4.3. Spatial variation of line fluxes

Measurements of the [ArIII]+[MgVII], [SIV] and [NeII] line fluxes are plotted on the right of Fig. 9 and listed in Table 3. There are two noticeable differences in their evolution. First, the level of the [ArIII]+[MgVII] line is half the one of the two others. Second, while [ArIII]+[MgVII] and [SIV] line fluxes peak on the core, the [NeII] line flux peaks 0.4'' NW of the nucleus. This corresponds to the location of the knot labelled NE1 in the 12.8 μm image of Galliano et al. (2005). This enhancement of the [NeII] line flux may be related to the jet entering

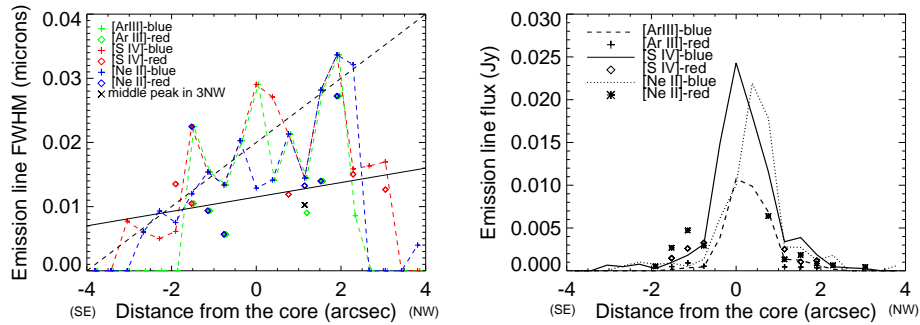


Fig. 9. Spatial evolution of the emission line FWHM (*on the left*) and fluxes (*on the right*). FWHM increase from SE to NW of the nucleus. [ArIII]+[MgVII] and [SIV] line fluxes peak at the position of the core, while the [NeII] line flux peaks 0'.4 NW of the core.

in collision with this particular NLR cloud. At their peak, the [SIV] and the [NeII] line fluxes are roughly similar.

The evolution of line fluxes follows the same trend as the continuum flux density which decreases more rapidly SE of the core than NW (see Fig. 6 and deconvolved images in the *ArIII* and *NeII* filters in Fig. 1). As found by Mason et al. (2006), there is actually more NS asymmetry for the [NeII] line than for the two other lines. This is independent of the absorption by silicates which would be more important for the [ArIII]+[MgVII] and [SIV] lines much closer in wavelength to the silicate absorption feature than the [NeII] line. This enhancement is not due to nuclear starburst activities since they do not contribute more than 1% to the total infrared luminosity from the 0'.4 centered on the nucleus (Marco & Brooks 2003). This asymmetry must result in part from the inclination of the host galaxy (32° according to Ulvestad & Wilson 1989) which causes emissions toward the S to be partly absorbed. There must also be an asymmetry in the distribution of the NLR material since the redshifted emission line fluxes are fainter N of the nucleus than S, meaning that there is more material in the front edge of the cone towards N.

4.5. Line ratios vs photoionization models

Thanks to the quality of data, line-ratios have been computed for the slit at PA = -15° (see Sect. 3). They were compared to dusty and standard (dust-free and undepleted dust-free) radiation pressure-dominated and standard photoionization models from Groves et al. (2004b). For each set of models, free parameters investigated are the density at the front edge of the ionized cloud, varying from 100 to 1000 cm⁻³; the metallicity, from 0.25 Z_⊙ to 4 Z_⊙; the spectral index of the central radiation field, from -1.2 to -2; and the ionization parameter at the front edge of the cloud, defined as U₀ = S_{*}/n₀c, where S_{*} is the entering flux of ionizing photons and n₀ the initial density of the cloud. Log U₀ varies between -4 and 0.

For the comparison, we plotted three line diagrams: [ArIII]+[MgVII]/[SIV] versus [SIV]/[NeII] (referred to as *diagram 1*), [SIV]/[NeII] versus [ArIII]+[MgVII]/[NeII] (referred to as *diagram 2*) and [ArIII]+[MgVII]/[NeII] versus [ArIII]+[MgVII]/[SIV] (referred to as *diagram 3*). We limited the comparison to lines for having a flux greater than 0.001 Jy. The line ratio obtained from the field labelled *core* (positioned on the central 0'.381×0'.4) may be affected by the presence of the *dusty torus* since it obscures a fraction of the central flux and of lines emitted very close of the central engine. In addition, a fraction of the intensity emitted in the southern part of the ionization bicone must suffer of absorption from the host galaxy. Therefore, comparisons in these particular quadrants are to be taken with cautions (this can actually explain the shift between associated data points and model grids; see Fig. 18 to 26 available *on-line*). As a consequence we limit the comparison, in Fig. 10, to fields 1SE to 4NW.

Groves et al. (2004b) did not estimate the emission line intensity for the [MgVII]. As we do not separate the [ArIII] line from the [MgVII] line, we used the blend as an approximation to plot line ratios. Although according to Groves et al. (2004b), it is dangerous to take a blended line to compute a diagram, this gives a first rough estimate of parameters. Besides, diagram 3 is not affected by the use of the blend since the [ArIII]+[MgVII] line flux is only used to normalize the flux of the two other lines. The [NeII] line is thought to be enhanced by starburst activity. Here, the line ratio estimates are not affected by this problem since starbursts are detected at ~13'' from the core (Usero et al. 2004), i.e. farther than the detection of lines in the present spectra.

For comparison, we also reported ISO and TIMM12 line ratios from Lutz et al. (2000) and Siebenmorgen et al. (2004) respectively in Fig. 10. As mentioned previously, there is a strong contribution of starbursts in the ISO aperture which is 14''×20''. It results that the ISO point is shifted toward the bottom of Diag. 1 and left of Diag. 3 where the [NeII] line flux is important (see Fig. 10). The line fluxes measured by TIMM12 cor-

respond to an aperture of $3''$, so they do not suffer of starburst activities and are directly comparable. However, Siebenmorgen et al. (2004) did not measure the $[\text{ArIII}]+[\text{MgVII}]$ line flux, so the comparison is only possible with ratios involving the two others lines (see the blue dotted line in Fig. 10 and on-line material). Measurements lie more closely to the *core* and 1 SE line ratios rather than to that of the northern fields. As the TIMM12 $[\text{SIV}]/[\text{NeII}]$ estimate is an average value over $3''$, it must be affected by absorption effects.

In the present case of the NGC 1068's NLR, the three diagrams does not allow to rule out one of the description (i.e. standard dust-free or dusty photoionization models) proposed by Groves et al. (2004b). Some of the best comparisons are presented in Fig. 10 for fields 1 SE to 4 NW (i.e. the most reliable estimates; see also on-line material for the other line ratios and for a wider range of model parameters). The four northern fields are well fitted by models while the 1 SE lies slightly outward and the field *core* departs significantly from other line ratio estimates. This shows that the physical conditions inside this peculiar region can not be entirely described by photoionization models. Basing on line ratios of the northern fields, all diagrams provide good constrains on metallicity which must be of the order of $2Z_{\odot}$ (although values $1Z_{\odot}$ or $4Z_{\odot}$ can not be excluded). This is in good agreement with those derived by Groves et al. (2004c) from the study of a sample of Seyfert 2 galaxies. The density and the spectral index are not constrained here.

Concerning the ionization parameter, all northern red-shifted line ratios of the three diagrams, for each set of models, are located between $U_0 \sim 10^{-2.3}$ and $10^{-3.0}$. From MIR spectroscopy with ISO/SWS, Alexander et al. (2000) derived ionization parameters of 10^{-1} for the $<1''.4$ inner region, and of 10^{-2} up to $4''.5$. The discrepancy with the present results may be due to the larger aperture of ISO which collects all the emission from the ionized bicone, while we solely study the particular direction at $\text{PA} = -15^\circ$. This is supported by the investigation of HST data by Capetti et al. (1997) who carved the northern part of the NLR into several regions of interest (in particular, see the illustration in Fig. 12 of their paper). The higher ionization region has a typical ionization parameter of $\sim 10^{-2.3}$, and that of the lower but still highly ionized is $\sim 10^{-3.2}$. Values $> 10^{-2}$ would correspond to an extremely ionized medium such as the coronal line region ($U_0 \sim -1.7$ in the case of NGC 1068, Kraemer & Crenshaw 2000).

5. Discussion

From the study of the emission line profiles, we were able to derive the main characteristics of a hollow biconical structure certainly associated to the ionization bicone (see Sect 4.4.1). Here we want to discuss the orientation of the structure relatively to the host galaxy disk and to other components in the nucleus, such as the radio jet, the torus, and the maser disk.

5.1. Implications on the dusty torus and wind geometry

In the framework of the unified scheme of AGNs, the dusty torus is supposed to define the location and the collimation of the ionization cone. This would imply the axis of the torus to be aligned with that of the ionization cone. This seems not to be the case here according to recent observations of the core of NGC 1068 with MIDI which actually show that the inner torus axis is oriented at $\text{PA} = 42^\circ$ (Raban et al. 2007, in prep.) rather than the expected 10° (i.e. the ionization cones PA). Besides, the torus is aligned with the H_2O masers disk ($\text{PA} = 40^\circ$, Gallimore et al. 2001). Such a layout between these latter structures was expected according to the masers study of Maloney (2002) who claims that the dusty torus is a favourable environment for maser emissions.

Here, we suggest that the misalignment between the ionization cone axis and that of the torus results from a warping of the accretion disk. This hypothesis is based on the Bardeen-Petterson radius (r_{BP}) defined as the distance over which the accretion disk angular momentum is determined by that of the central black hole (BH). Such a warp of the accretion disk is thought to be a common situation in AGNs and this gave rise to number of theoretical recent studies (see Nayakshin 2005; Lodato & Pringle 2006, for instance). It has been investigated in the particular case of NGC 1068 by Caproni et al. (2006) to explain the misalignment between the maser disk and the radio jet. From the modelling of various observations on the nucleus of NGC 1068, the estimate of r_{BP} they derived ranges between 10^{-4} pc and 10^{-5} pc (i.e. 40 to 400 Schwarzschild radius r_s). The angular momentum beyond this radius is that of the infalling accreting material – i.e. that of the dusty torus (42°) – and this change in direction may be the signature of the warping of the disk.

According to wind models of Elvis (2000) and Nicastro (2000), the outflowing material forming the walls of the ionization cone is uplifted from the inner parts of the accretion disk, typically at radius $\lesssim 10^3 r_s$. Therefore, the outflowing material originates from the inner parts of the warped accretion disk, at smaller distances than the resolved parsec scale torus. The “wind” carries off most of the black hole angular momentum explaining the good alignment of the ionization cone with the radio jet basis which propagates along the BH spin (oriented mostly NS and inclined at $\sim 10^\circ$, Gallimore et al. 2004).

A piece supporting this interpretation is brought by the layout of structures inside the nucleus of Circinus. The distribution of H_2O masers actually highlights a warping between the inner disk (on scales $\lesssim 0.1$ pc) – which axis is more or less aligned with that of the radio lobes and that of the ionization cones – and the outer disk (on scales of 0.4épc) which is oriented at 27° from the inner one (Greenhill et al. 2003).

5.2. Interactions of the outflowing gas with the host galaxy

It is very striking that one of the bicone tangents is contained in the host galaxy plane (inclined at 32° , Ulvestad & Wilson 1989). The velocity profile associated to this tangent (corre-

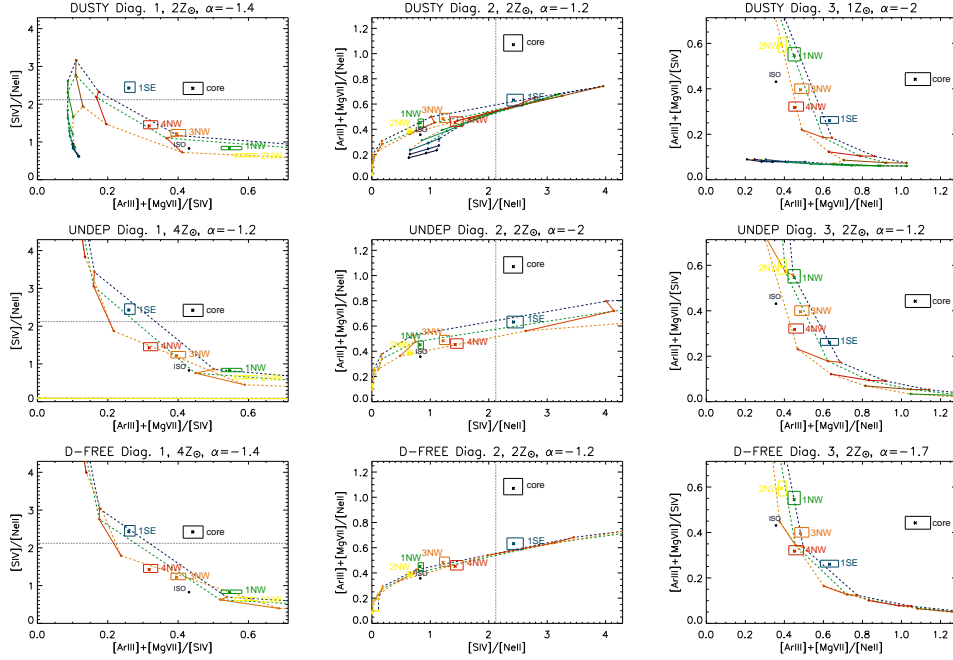


Fig. 10. Some comparisons between line ratios derived from VISIR observations and grids of dusty and standard (dust-free and undepleted dust-free) radiation pressure dominated photoionization models from Groves et al. (2004b). We limited the comparison to the most reliable estimates of line ratios, i.e. for fields 1 SE to 4 NW (see Sect. 4.5). The ISO points are displayed by a *thick dark blue dot* (Lutz et al. 2000). The horizontal and vertical blue dotted lines shown in diagram 1 and diagram 2 give the value of the $[SIV]/[NeII]$ ratio from TIMM12 (Siebenmorgen et al. 2004). (Comparisons of all emission line ratios, from field 6 SE to 6 NW including the redshifted lines, with a wider range of photoionization models are available online).

sponding to the farther edge toward N and the closer edge toward S) is well-fitted either by the “ r -law” or the “ $r^{1/2}$ -law” up to $1'5$ SE and $2'3$ NW, then significantly departs. Concerning the symmetrical tangent, it is well-fitted up to ionization bicone apices. One possibility to explain this profile is that the deceleration is due to collisions between the accelerating NLR clouds and the host galaxy disk material. This was proposed by Crenshaw & Kraemer (2000) according to velocity fields traced by [OIII] lines. The galactic ISM must be anisotropically distributed since the slope of the deceleration profile and to the velocity turn-over are slightly different between N and S. In addition the slopes of the acceleration and deceleration toward the N have roughly the same absolute value, possibly highlighting a reflection of the material inward due to the collision with the host galaxy disk.

An interesting feature is also the triple-peak exhibited by the [ArIII]+[MgVII], [SIV] and [NeII] lines in quadrant 3NW ($\sim 1'14$ from the core). This is actually the location of an emissive MIR cloud, especially discernible in filters of wavelength longward to $11 \mu\text{m}$ in the deconvolved images in Fig. 1 (see in

particular those corresponding to the PAH2, NeII or NeII2 filter). This quadrant actually roughly corresponds to the location of cloud E in the HST/[OIII] image of Macchetto et al. (1994). The lines middle-peak may be enhanced by a collision between the outflowing gas and a dense cloud of the ISM. There is actually no obvious radio counter part to this IR/optical cloud (see radio emissions reported by Gallimore et al. 2004). According to Cecil et al. (2002), the mass of cloud HST-E is $\sim 97 \times 10^2 M_{\odot}/n_{e,4}$ (where $n_{e,4}$ is the density in units of 10^4 cm^{-3}), almost twice more massive than the cloud HST-C for instance. Such a collision between the outflow and this cloud would imply different velocity regimes depending on the initial velocity of the ambient medium. Average velocities of -535 km.s^{-1} and 345 km.s^{-1} respectively associated to the blueshifted and the most redshifted peaks may correspond to the outflow velocities, while the velocity of $\sim -100 \text{ km.s}^{-1}$ of the middle-peak may be related to the collision.

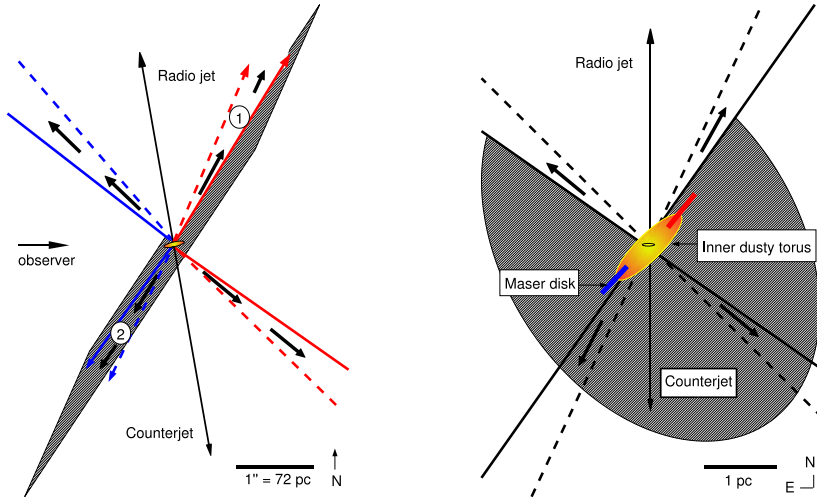


Fig. 11. Different views of the ionization cones. *On the left side:* geometry along the line of sight deduced from radial velocity measurements (see Fig. 8 and Sect. 4.4.1). The hatched plane inclined at $\sim -30^\circ$ from the observer (placed on the left of the figure) represents the plane of the host galaxy disk. Some interactions between the material outflowing along the bicone walls and the galaxy plane may cause the radial deceleration associated to edges labelled (1) and (2), as illustrated by the arrows (see Sect. 5.2). According to Cecil et al. (1990), the radio jet axis is inclined at 45° from the host galaxy disk, i.e. aligned with that of the ionization cone. *On the right side:* the ionization bicone as seen in the sky plane, and at a smaller scale. The hatched plane is the host galaxy disk plane. The parsec scale orange component is associated to the inner dusty torus, oriented at $PA = 42^\circ$ (as deduced from MIDI observations, Raban et al. 2007). The blue and red lines mark the plane in which the blueshifted and redshifted H_2O maser spots are distributed. The disk has roughly the same orientation as the inner torus ($PA = 40^\circ$ according to Gallimore et al. 2001). These latter components are misaligned with the ionization bicone ($PA \sim 10^\circ$) and the radio jet basis (oriented NS). This may highlight that the outflow forming the walls of the ionization cone actually originates from the inner part of the warped accretion disk structure, as discussed in Sect. 5.1 (the initial orientation of the accretion disk is given by the smaller inner disk on the figure).

5.3. Interactions between the radio-structures and the NLR gas

Beyond $4''$ from the core, HST images show a sharp and well defined boundary in the ionization structure of the NLR (Capetti et al. 1997). This exactly corresponds to the transition between the jet-like and the lobe-like structure of the radio emission (Wilson & Ulvestad 1987) which is certainly the consequence of bow shocks with the surrounding ISM. Capetti et al. (1997) found the ionization degree to be 3 to 4 times higher at this peculiar location than in the low ionization region of the NLR. Considering that it roughly corresponds to the extreme end of the ionization cone, the velocity turn-over at $\sim 2.5''$ may be the consequence of two linked effects which causes the material deceleration: the back-flow implied by the boundary shock at $4''$ and the interactions of the outflow with the material distributed in the host galaxy disk (essentially toward $2'3$ NW from the core; see Sect. 5.2).

In the inner $4''$ of the NLR, there are some local interactions between the radio jet and NLR materials. The peak of the [NeII] line flux at $0'4$ toward NW of the nucleus (fields labelled 1NW) may be the consequence of a collision between the radio jet and the NLR cloud labelled NE1 in the MIR and

C in the optical (Galliano et al. 2005; Macchetto et al. 1994, respectively).

On the southern part of the nucleus, deconvolved MIR images highlight a peculiar tongue extending up to $1'3$ SW (see Fig. 1). It is initially oriented at $PA \sim -15^\circ$ up to $0'4$ SE from the core, then bends at $PA \sim 31^\circ$. This is the same behaviour as the one exhibited by the radio jet and the UV, optical and IR emissions N of the nucleus. This argues in favor of a jet-ISM collision at $\lesssim 0'4$ SE – equivalent to that occurring N – and the MIR tongue would then be the signature of the propagation of the counter jet interacting with the NLR material. Gallimore et al. (2004) interpreted the component labelled S2 in the 1.4 GHz and 5 GHz radio maps, distant of ~ 150 mas from the core, as the signature of a collision between a cloud in the southern part of the ionization bicone and the radio counter jet. The tongue basis has a NIR counterpart highlighted by deconvolution (Gratadour et al. 2006). This latter, located at a distance ≥ 300 mas S of the core, appears in the deconvolved images in Fig. 1. All these elements support that the basis of the radio counter jet propagates at $PA = -4^\circ$ and twists to $PA = 31^\circ$ beyond $0'7$ S from the core.

6. Summary

We present medium spectral resolution spectroscopic data obtained with VISIR on the nucleus of NGC 1068. Spectra have been obtained in the *ArIII* 8.99 μm , *SIV* 10.51 μm and *NeII* 12.81 μm along two position slit : PA = -15° and PA = 90° , to map the spatial evolution of the [ArIII]+[MgVII], [SIV] and [NeII] lines across the NLR and perpendicular to it.

The double-peaked nature of lines with the slit positioned at PA = -15° is evidence for the hollow nature of the observed structure of gas. Fits of the measured velocity profiles (with values of a few hundred km.s^{-1} up to 1000 km.s^{-1} at $3''$ N) strengthen the biconical geometry and prove that the material is outflowing along the edges of the ionization cones. This is inclined at $\sim 10^\circ$ toward the N in direction of the observer and its half-opening angle is $\sim 41^\circ$. It is the first time that MIR spectroscopy probed such a structure, in good agreement with previous results of optical spectroscopy. Besides, the outflow divergence angle constrained from turbulent velocity estimates ranges between 5° and 10° . Such an outflow is not observed along PA = 90° and the weak velocities measured along this direction could be related to infalling material which fuel the obscuring torus.

Line ratio diagrams associated to the [ArIII]+[MgVII], [SIV] and [NeII] lines do not provide constrains to discriminate between photoionisation models. However, fit of line ratios in the northern ionization cone give information on some physical parameters of the MIR emitting gas at PA = -15° , as its abundance which is close to the solar value and as its ionization parameter of the order of $10^{-2.6}$, corresponding to the highly ionized region of the NLR.

One of the bicone tangents lies within the host galaxy plane. Some local interactions between the outflow and the anisotropic galactic ISM may cause the observed deceleration of material along this tangent.

It appears that the ionization bicone axis is misaligned with that of the inner silicate torus highlighted by interferometry. The former is aligned with the radio jet basis, showing that the outflow forming the bicone walls must originate from small scales in the accretion disk, where the BH angular momentum dominates. A coherent global picture of NGC 1068 then emerges while considering the layout between the various components inside the nucleus.

Acknowledgements. Eric Pantin for providing the pipeline for the reduction of VISIR data, Cyril Tasse for his great help in IDL. Klaus Meisenheimer and Konrad Tristram for the data acquisition at Paranal, and Walter Jaffe the principal investigator of a MIDI + VISIR observing proposal. Catherine Boisson for benefic comments on the data reduction and results, Brent Groves for advices about the comparison with photoionization models, David Raban for useful discussion about the obscuring torus. This work also received the support of PHASE, the high angular resolution partnership between ONERA, Observatoire de Paris, CNRS and University Denis Diderot Paris 7.

References

Alexander, T., Lutz, D., Sturm, E., et al. 2000, *ApJ*, 536, 710
Antonucci, R. R. J. & Miller, J. S. 1985, *ApJ*, 297, 621

Bergeron, J., Petitjean, P., & Durret, F. 1989, *A&A*, 213, 61
Bock, J. J., Neugebauer, G., Matthews, K., et al. 2000, *AJ*, 120, 2904
Brinks, E., Skillman, E. D., Terlevich, R. J., & Terlevich, E. 1997, *Ap&SS*, 248, 23
Capetti, A., Macchetto, F. D., & Lattanzi, M. G. 1997, *ApJ*, 476, L67
Caproni, A., Abraham, Z., & Mosquera Cuesta, H. J. 2006, *ApJ*, 638, 120
Cecil, G., Bland, J., & Tully, R. B. 1990, *ApJ*, 355, 70
Cecil, G., Dopita, M. A., Groves, B., et al. 2002, *ApJ*, 568, 627
Cohen, M., Walker, R. G., Carter, B., et al. 1999, *AJ*, 117, 1864
Crenshaw, D. M. & Kraemer, S. B. 2000, *ApJ*, 532, L101
Das, V., Crenshaw, D. M., Kraemer, S. B., & Deo, R. P. 2006, *AJ*, 132, 620
Dopita, M. A., Groves, B. A., Sutherland, R. S., Binette, L., & Cecil, G. 2002, *ApJ*, 572, 753
Elvis, M. 2000, *ApJ*, 545, 63
Galliano, E. & Alloin, D. 2002, *A&A*, 393, 43
Galliano, E., Pantin, E., Alloin, D., & Lagage, P. O. 2005, *MNRAS*, 363, L1
Gallimore, J. F., Baum, S. A., & O'Dea, C. P. 2004, *ApJ*, 613, 794
Gallimore, J. F., Henkel, C., Baum, S. A., et al. 2001, *ApJ*, 556, 694
Gratadour, D., Rouan, D., Mugnier, L. M., et al. 2006, *A&A*, 446, 813
Greenhill, L. J., Booth, R. S., Ellingsen, S. P., et al. 2003, *ApJ*, 590, 162
Greenstein, J. L. & Schmidt, M. 1964, *ApJ*, 140, 1
Groves, B. A., Cecil, G., Ferruit, P., & Dopita, M. A. 2004a, *ApJ*, 611, 786
Groves, B. A., Dopita, M. A., & Sutherland, R. S. 2004b, *ApJS*, 153, 9
Groves, B. A., Dopita, M. A., & Sutherland, R. S. 2004c, *ApJS*, 153, 75
Hayward, T. L., Saizar, P., Gehr, R. D., et al. 1996, *ApJ*, 469, 854
Jaffe, W., Meisenheimer, K., Röttgering, H. J. A., et al. 2004, *Nature*, 429, 47
Kraemer, S. B. & Crenshaw, D. M. 2000, *ApJ*, 532, 256
Krolik, J. H. & Begelman, M. C. 1986, *ApJ*, 308, L55
Lodato, G. & Pringle, J. E. 2006, *MNRAS*, 368, 1196
Lutz, D., Sturm, E., Genzel, R., et al. 2000, *ApJ*, 536, 697
Macchetto, F., Capetti, A., Sparks, W. B., Axon, D. J., & Boksenberg, A. 1994, *ApJ*, 435, L15
Maloney, P. R. 2002, *Publications of the Astronomical Society of Australia*, 19, 401
Marco, O. & Brooks, K. J. 2003, *A&A*, 398, 101
Mason, R. E., Geballe, T. R., Packham, C., et al. 2006, *ApJ*, 640, 612
Nayakshin, S. 2005, *MNRAS*, 359, 545
Nicastrò, F. 2000, *ApJ*, 530, L65
Oliva, E., Marconi, A., Maiolino, R., et al. 2001, *A&A*, 369, L5
Pantin, E. 2007, in preparation
Paturel, G., Dubois, P., Petit, C., & Woelfel, F. 2002, *LEDA*, 0 (2002), 0

- Poncelet, A., Doucet, C., Perrin, G., Sol, H., & Lagage, P. O. 2007, *A&A*, 472, 823
- Poncelet, A., Perrin, G., & Sol, H. 2006, *A&A*, 450, 483
- Raban, D., Jaffe, W., Röttgering, H. J. A., Meisenheimer, K., & Tristram, K. 2007, in preparation
- Rhee, J. H. & Larkin, J. E. 2006, *ApJ*, 640, 625
- Siebenmorgen, R., Krügel, E., & Spoon, H. W. W. 2004, *A&A*, 414, 123
- Ulvestad, J. S. & Wilson, A. S. 1989, *ApJ*, 343, 659
- Usero, A., García-Burillo, S., Fuente, A., Martín-Pintado, J., & Rodríguez-Fernández, N. J. 2004, *A&A*, 419, 897
- van der Kruit, P. C., Oort, J. H., & Mathewson, D. S. 1972, *A&A*, 21, 169
- Varosi, F. & Landsman, W. B. 1993, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 52, *Astronomical Data Analysis Software and Systems II*, ed. R. J. Hanisch, R. J. V. Brissenden, & J. Barnes, 515–+
- Wilson, A. S. & Ulvestad, J. S. 1987, *ApJ*, 319, 105

Table 3. Emission line properties as a function of the distance to the core. The table lists measurements of the radial velocity, the FWHM, the turbulent velocity and the line flux (significant numbers are given according to the associated error bars on measurements). As far as possible, the FWHM of the [S IV] line was used as a constraint for the fit of the other lines (see Sect. 4.4); when the FWHM is not the same for the three lines, it marks where the [S IV] line width was not representative of that of the other lines. Turbulent velocities inside the gas are calculated from the measurements of the line FWHM.

Distance to core ($''$)	Radial velocity			FWHM			Turbulent velocity			Flux		
	[Ar III]+[Mg VII] km.s $^{-1}$	[S IV] km.s $^{-1}$	[Ne II] km.s $^{-1}$	[Ar III]+[Mg VII] μ m	[S IV] μ m	[Ne II] μ m	[Ar III]+[Mg VII] km.s $^{-1}$	[S IV] km.s $^{-1}$	[Ne II] km.s $^{-1}$	[Ar III]+[Mg VII] Jy	[S IV] Jy	[Ne II] Jy
-3.810 – 10 SE	/	/	/	/	/	/	/	/	/	/	/	/
-3.429 – 9 SE	/	-95	/	/	0.008	/	/	95	/	/	<0.001	/
-3.048 – 8 SE	/	-95	-60	/	0.006	0.006	/	75	60	/	<0.001	<0.001
-2.667 – 7 SE	/	-145	-90	/	0.005	0.009	/	60	90	/	<0.001	0.001
-2.286 – 6 SE	/	-135	-115	/	0.006	0.008	/	75	75	/	<0.001	<0.001
-1.905 – 5 SE	/	-150	-190	/	0.022	0.011	320	270	120	/	<0.001	<0.001
-1.524 – 4 SE	105	-60	-220	0.015	0.015	0.015	220	185	150	<0.001	0.002	<0.001
-1.143 – 3 SE	-60	-220	-240	0.013	0.013	0.013	190	160	130	<0.001	0.003	0.001
-0.762 – 2 SE	-45	-145	-210	0.020	0.020	0.020	285	245	200	<0.001	0.015	0.006
-0.381 – 1 SE	-100	-70	-190	0.029	0.029	0.013	410	350	125	0.11	0.024	0.010
0 – CORE	-100	40	-170	0.014	0.027	0.014	200	325	140	0.10	0.018	0.022
0.3810 – 1 NW	-190	-135	-130	0.021	0.021	0.021	300	260	210	0.007	0.012	0.018
0.7620 – 2 NW	-88	-350	-130	0.014	0.014	0.014	205	175	140	0.001	0.003	0.003
1.1430 – 3 NW	-590	-620	-515	0.010	0.010	0.010	145	125	100	<0.001	0.001	0.003
1.5240 – 4 NW	-160	-175	-110	0.028	0.028	0.028	397	340	279	0.001	0.004	0.003
1.9050 – 5 NW	-830	-740	-710	0.034	0.034	0.034	475	405	335	<0.001	0.002	0.001
2.2860 – 6 NW	-695	-965	/	0.009	0.016	/	120	191	/	<0.001	<0.001	/
2.6670 – 7 NW	/	/	/	/	/	/	/	/	/	/	/	/
3.0480 – 8 NW	/	-1055	/	/	0.017	/	/	205	/	/	<0.001	/
3.4290 – 9 NW	/	/	/	/	/	/	/	/	/	/	/	/
3.8100 – 10 NW	/	/	/	/	/	/	/	/	/	/	/	/

Distance to core ($''$)	Radial velocity			FWHM			Turbulent velocity			Flux		
	[Ar III]+[Mg VII] km.s $^{-1}$	[S IV] km.s $^{-1}$	[Ne II] km.s $^{-1}$	[Ar III]+[Mg VII] μ m	[S IV] μ m	[Ne II] μ m	[Ar III]+[Mg VII] km.s $^{-1}$	[S IV] km.s $^{-1}$	[Ne II] km.s $^{-1}$	[Ar III]+[Mg VII] Jy	[S IV] Jy	[Ne II] Jy
-3.810 – 10 SE	/	/	/	/	/	/	/	/	/	/	/	/
-3.429 – 9 SE	/	/	/	/	/	/	/	/	/	/	/	/
-3.048 – 8 SE	/	/	/	/	/	/	/	/	/	/	/	/
-2.667 – 7 SE	/	/	/	/	/	/	/	/	/	/	/	/
-2.286 – 6 SE	/	/	/	/	/	/	/	/	/	/	/	/
-1.905 – 5 SE	495	570	/	0.014	0.014	/	150	165	/	<0.001	<0.001	/
-1.524 – 4 SE	430	460	480	0.009	0.010	0.022	130	125	222	<0.001	0.003	0.001
-1.143 – 3 SE	350	380	400	0.006	0.006	0.009	80	70	90	<0.001	0.003	0.003
-0.762 – 2 SE	/	/	355	/	/	0.006	/	/	55	/	/	/
-0.381 – 1 SE	/	/	/	/	/	/	/	/	/	/	/	/
0 – CORE	/	/	/	/	/	/	/	/	/	/	/	/
0.3810 – 1 NW	/	285	/	/	0.012	/	/	145	/	/	0.006	/
0.7620 – 2 NW	290	350	440	0.013	0.013	0.009	185	160	90	<0.001	0.001	0.003
1.1430 – 3 NW	340	375	535	0.014	0.014	0.014	195	170	140	<0.001	0.002	0.001
1.5240 – 4 NW	470	350	370	0.027	0.027	0.027	385	330	270	<0.001	<0.001	0.001
1.9050 – 5 NW	/	540	335	/	/	0.032	/	180	320	/	<0.001	0.002
2.2860 – 6 NW	/	465	/	/	0.016	/	/	195	/	/	<0.001	/
2.6670 – 7 NW	/	140	/	/	0.013	/	/	150	/	/	<0.001	/
3.0480 – 8 NW	/	/	/	/	/	/	/	/	/	/	/	/
3.4290 – 9 NW	/	/	/	/	/	/	/	/	/	/	/	/
3.8100 – 10 NW	/	/	95	/	/	0.004	/	40	/	/	<0.001	<0.001

Description of columns: 1. Distance from the core ($''$); 2. Radial velocity of the [Ar III]+[Mg VII] line; 3. Radial velocity of the [S IV] line; 4. Radial velocity of the [Ne II] line; 5. FWHM of the [Ar III]+[Mg VII] line; 6. FWHM of the [S IV] line; 7. FWHM of the [Ne II] line; 8. Turbulent velocity of the [Ar III]+[Mg VII] line; 9. Turbulent velocity of the [S IV] line; 10. Turbulent velocity of the [Ne II] line; 11. Flux of the [Ar III]+[Mg VII] line; 12. Flux of the [S IV] line; 13. Flux of the [Ne II] line.

24

Poncellet et al.: Dynamics of the ionization bicone of NGC 1068 probed in mid-infrared with VISIR

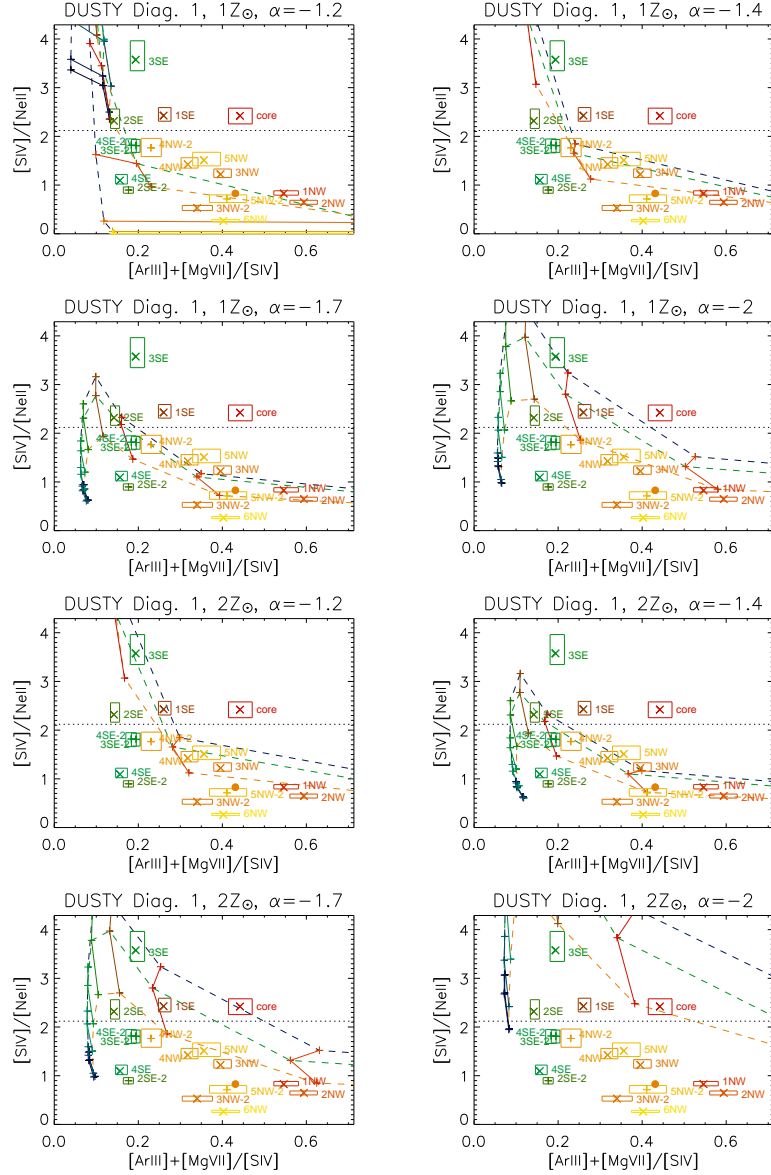
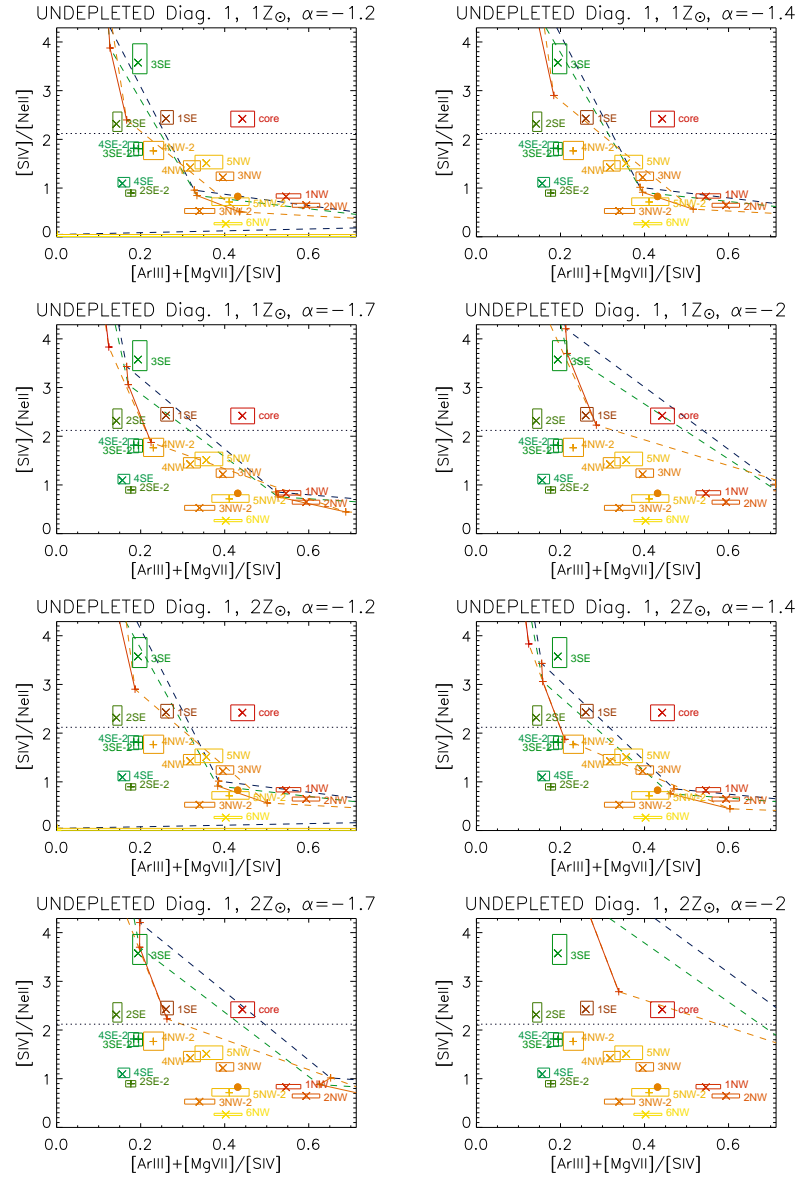


Fig. 18. Line ratios grids of diagram 1: $[\text{Ar III}]+[\text{Mg VII}]/[\text{S IV}]$ vs $[\text{S IV}]/[\text{Ne II}]$. Ratios derived from observations are compared to predictions of DUSTY photoionization models from Groves et al. (2004b). The associated abundance values are $1 Z_{\odot}$ and $2 Z_{\odot}$, and a spectral index varying from -1.2 to -2. Solid and dotted lines correspond to different values of the density and of the spectral index (see the legendary).

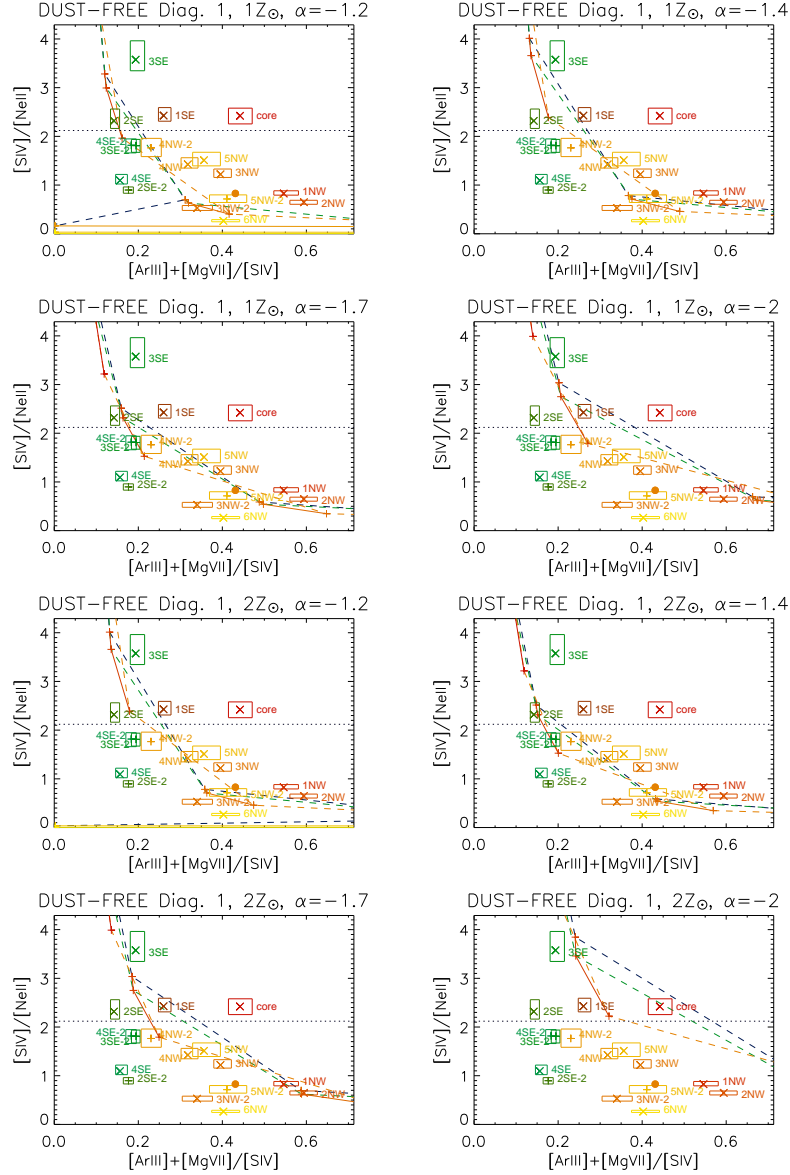


density (cm ⁻³)	100			1000			10000						
log U	0	-0.3	-0.6	-1.0	-1.3	-1.6	-2.0	-2.3	-2.6	-3.0	-3.3	-3.6	-4.0

Fig. 19. Line ratios grids of diagram 1: $[\text{Ar III}] + [\text{Mg VII}]/[\text{S IV}]$ vs $[\text{S IV}]/[\text{Ne II}]$. Ratios derived from observations are compared to predictions of UNDEPLETED DUST-FREE photoionization models from Groves et al. (2004b). The associated abundance values are $1 Z_{\odot}$ and $2 Z_{\odot}$, and a spectral index varying from -1.2 to -2. Solid and dotted lines correspond to different values of the density and of the spectral index (see the legendary).

26

Poncellet et al.: Dynamics of the ionization bicone of NGC 1068 probed in mid-infrared with VISIR



density (cm ⁻³)	100			1000			10000						
log U	0	-0.3	-0.6	-1.0	-1.3	-1.6	-2.0	-2.3	-2.6	-3.0	-3.3	-3.6	-4.0

Fig. 20. Line ratios grids of diagram 1: $[\text{Ar III}] + [\text{Mg VII}]/[\text{S IV}]$ vs $[\text{S IV}]/[\text{Ne II}]$. Ratios derived from observations are compared to predictions of DUST-FREE photoionization models from Groves et al. (2004b). The associated abundance values are $1 Z_{\odot}$ and $2 Z_{\odot}$, and a spectral index varying from -1.2 to -2 . Solid and dotted lines correspond to different values of the density and of the spectral index (see the legend).

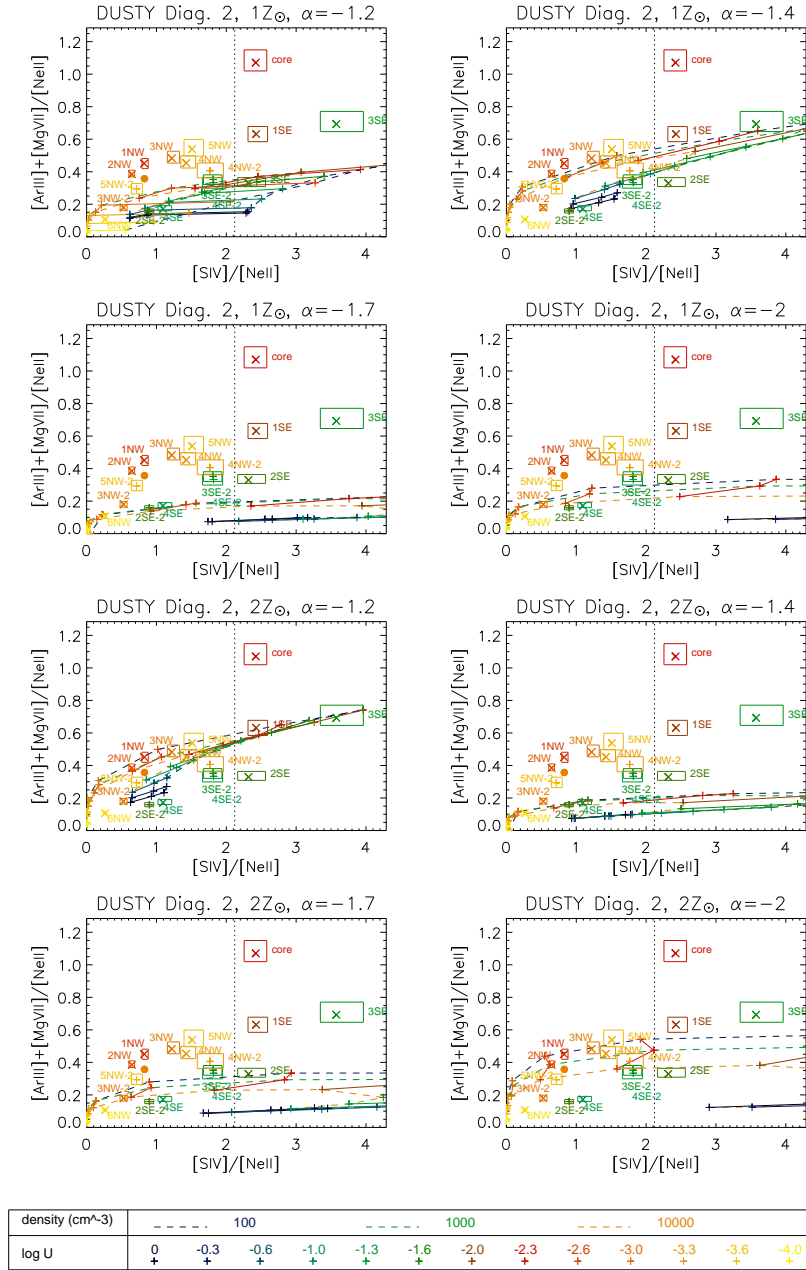


Fig. 21. Line ratios grids of diagram 2: $[S\ IV]/[Ne\ II]$ vs $[Ar\ III]+[Mg\ VII]/[Ne\ II]$. Ratios derived from observations are compared to predictions of DUSTY photoionization models from Groves et al. (2004b). The associated abundance values are $1\ Z_{\odot}$ and $2\ Z_{\odot}$, and a spectral index varying from -1.2 to -2. Solid and dotted lines correspond to different values of the density and of the spectral index (see the legend).

28

Poncellet et al.: Dynamics of the ionization bicone of NGC 1068 probed in mid-infrared with VISIR

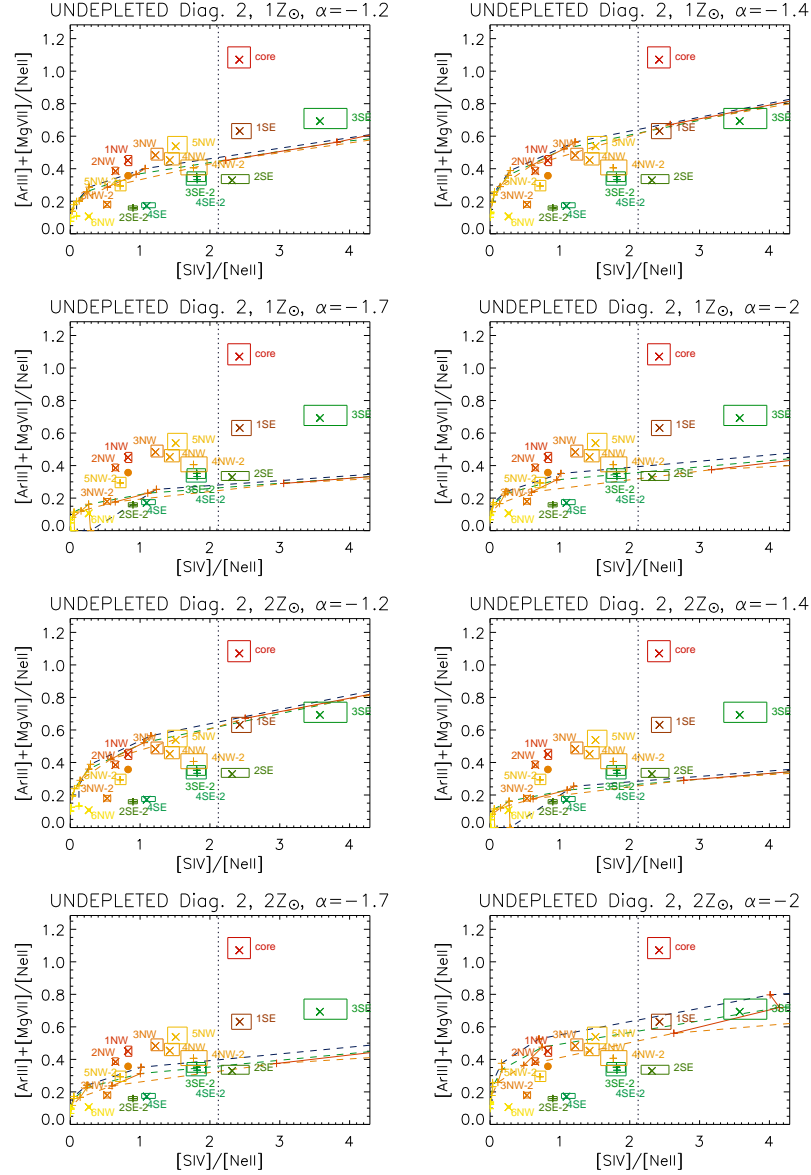


Fig. 22. Line ratios grids of diagram 2: $[S\ IV]/[Ne\ II]$ vs $[Ar\ III]+[Mg\ VII]/[Ne\ II]$. Ratios derived from observations are compared to predictions of UNDEPLETED DUST-FREE photoionization models from Groves et al. (2004b). The associated abundance values are $1Z_{\odot}$ and $2Z_{\odot}$, and a spectral index varying from -1.2 to -2. Solid and dotted lines correspond to different values of the density and of the spectral index (see the legend).

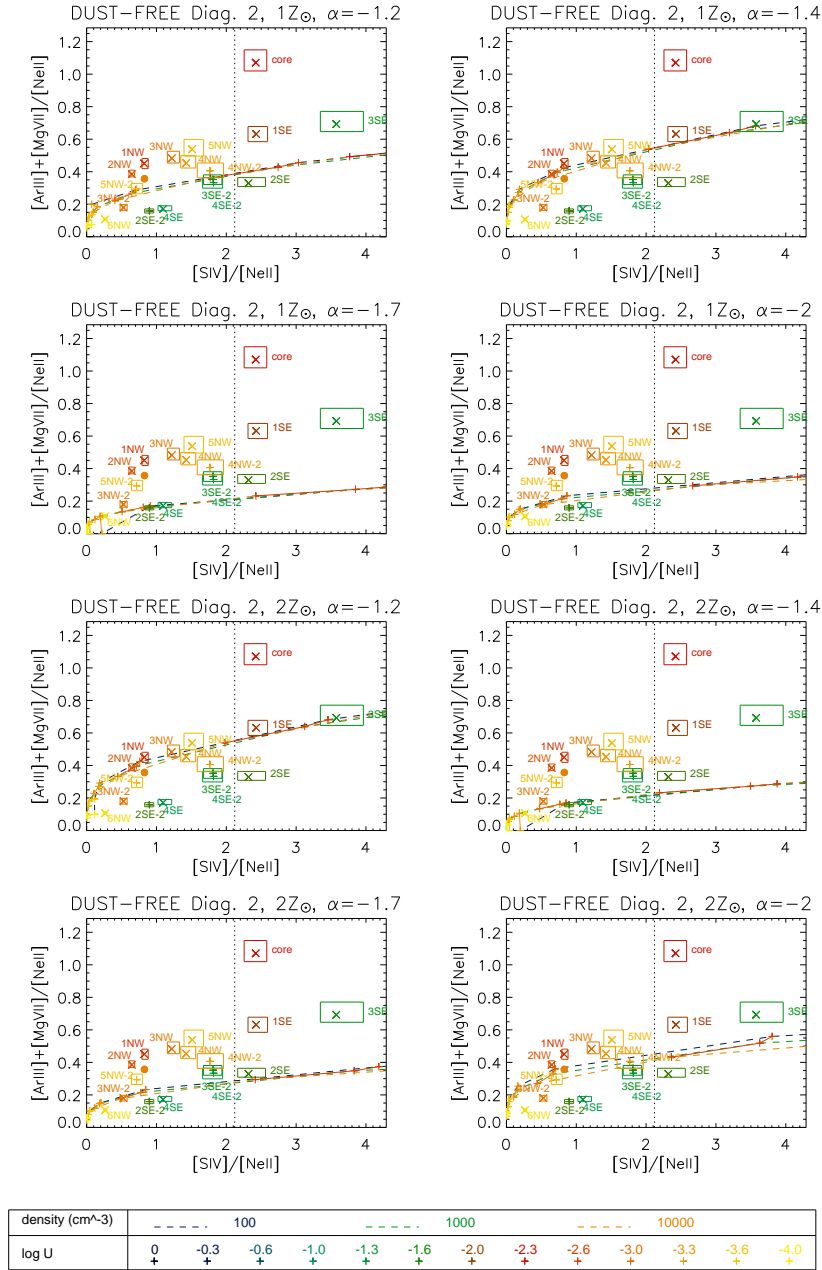


Fig. 23. Line ratios grids of diagram 2: $[S\ IV]/[Ne\ II]$ vs $[Ar\ III]+[Mg\ VII]/[Ne\ II]$. Ratios derived from observations are compared to predictions of DUST-FREE photoionization models from Groves et al. (2004b). The associated abundance values are $1\ Z_{\odot}$ and $2Z_{\odot}$, and a spectral index varying from -1.2 to -2 . Solid and dotted lines correspond to different values of the density and of the spectral index (see the legendary).

30

Poncellet et al.: Dynamics of the ionization bicone of NGC 1068 probed in mid-infrared with VISIR

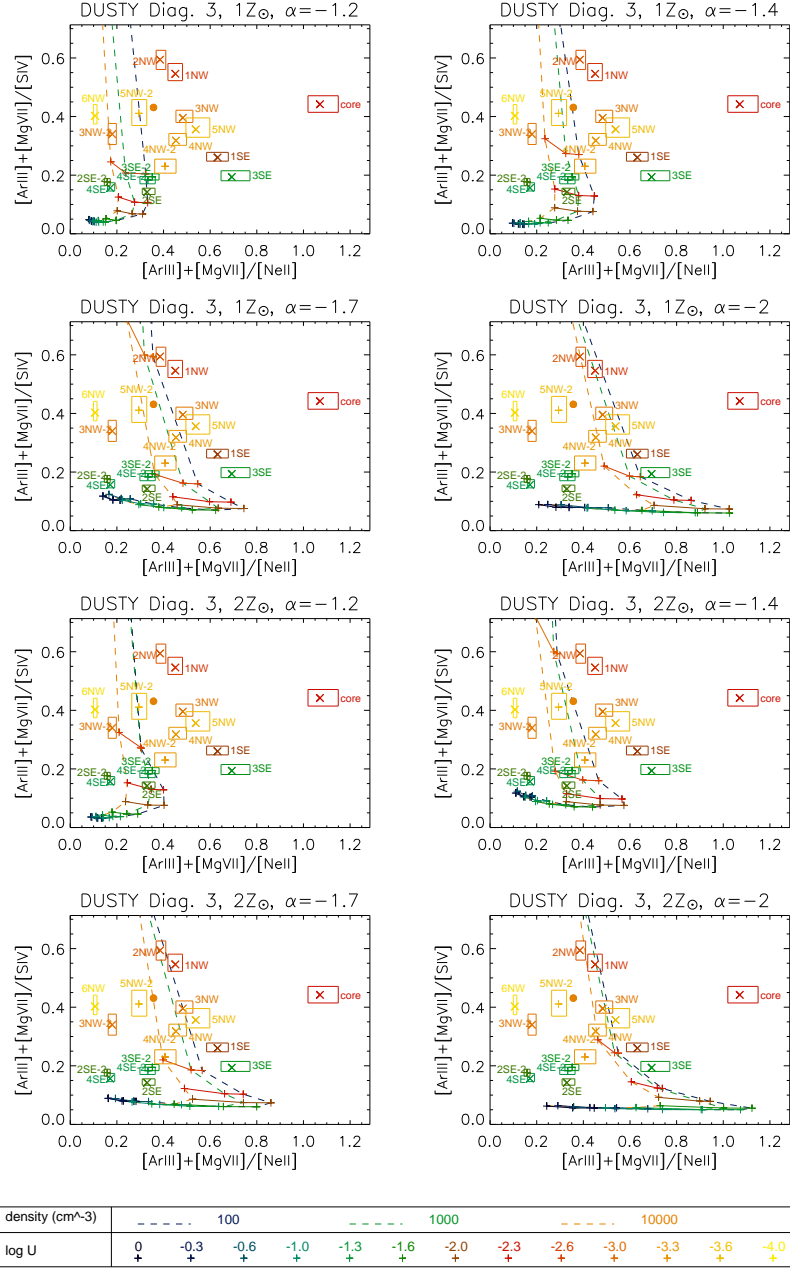


Fig. 24. Line ratios grids of diagram 3: $[\text{Ar III}]+[\text{Mg VII}]/[\text{Ne II}]$ vs $[\text{Ar III}]/[\text{S IV}]$. Ratios derived from observations are compared to predictions of DUSTY photoionization models from Groves et al. (2004b). The associated abundance values are $1 Z_{\odot}$ and $2 Z_{\odot}$, and a spectral index varying from -1.2 to -2 . Solid and dotted lines correspond to different values of the density and of the spectral index (see the legend).

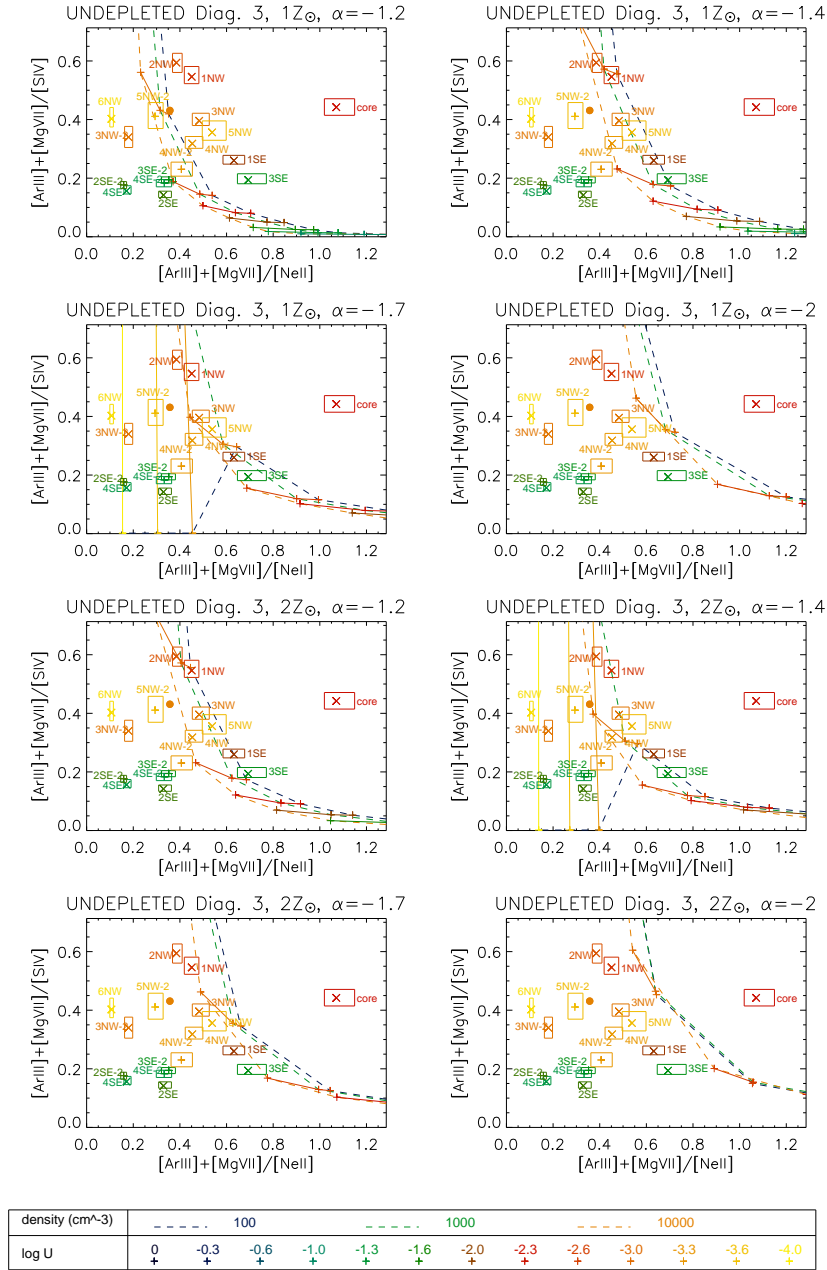


Fig. 25. Line ratios grids of diagram 3: $[\text{Ar III}] + [\text{Mg VII}] / [\text{Ne II}]$ vs $[\text{Ar III}] / [\text{S IV}]$. Ratios derived from observations are compared to predictions of UNDEPLETED DUST_{FREE} photoionization models from Groves et al. (2004b). The associated abundance values are $1 Z_{\odot}$ and $2 Z_{\odot}$, and a spectral index varying from -1.2 to -2 . Solid and dotted lines correspond to different values of the density and of the spectral index (see the legend).

32

Poncellet et al.: Dynamics of the ionization bicone of NGC 1068 probed in mid-infrared with VISIR

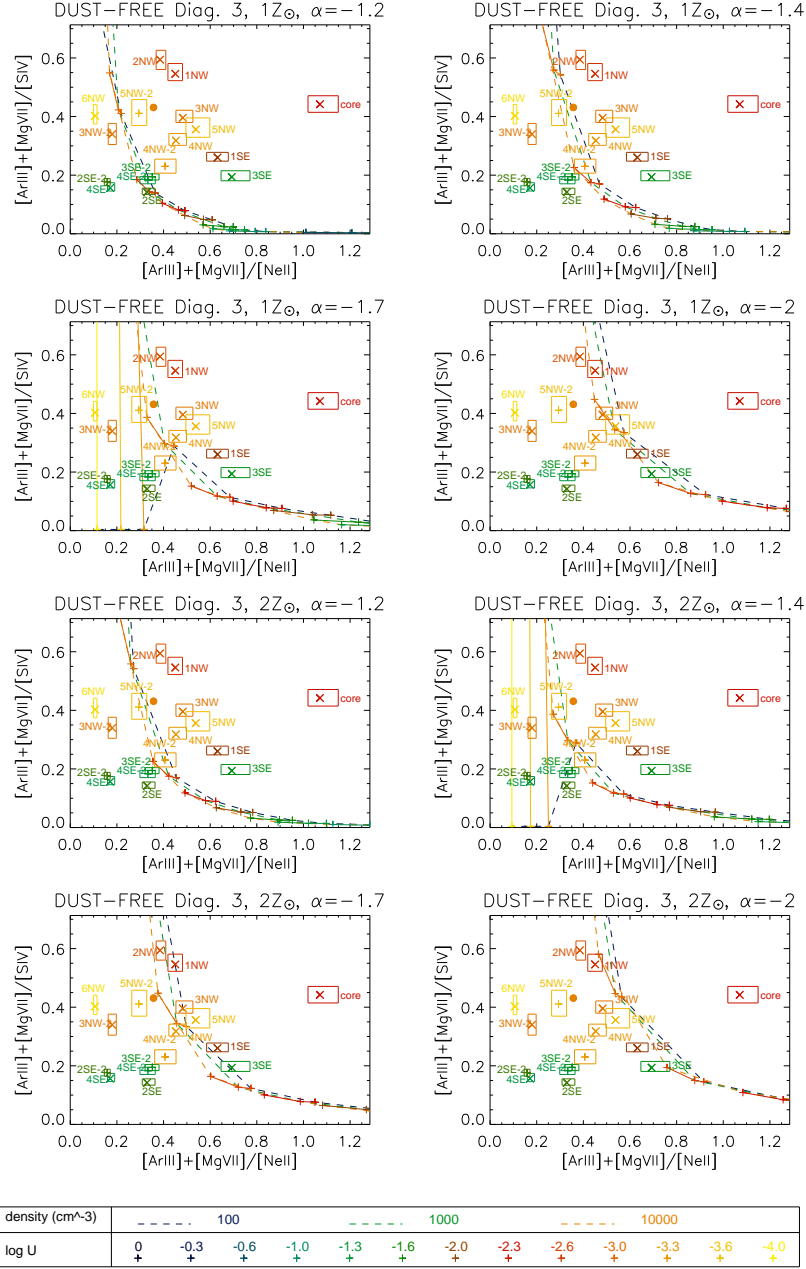


Fig. 26. Line ratios grids of diagram 3: $[\text{Ar III}] + [\text{Mg VII}] / [\text{Ne II}]$ vs $[\text{Ar III}] / [\text{S IV}]$. Ratios derived from observations are compared to predictions of *DUST-FREE photoionization models* from Groves et al. (2004b). The associated abundance values are $1 Z_{\odot}$ and $2 Z_{\odot}$, and a spectral index varying from -1.2 to -2 . Solid and dotted lines correspond to different values of the density and of the spectral index (see the legendary).

Bibliographie générale

- T. ALEXANDER, D. LUTZ, E. STURM, R. GENZEL, A. STERNBERG et H. NETZER : Infrared Spectroscopy of NGC 1068 : Probing the Obscured Ionizing AGN Continuum. *ApJ*, 536:710–717, juin 2000.
- R. R. J. ANTONUCCI et J. S. MILLER : Spectropolarimetry and the nature of NGC 1068. *ApJ*, 297:621–632, octobre 1985.
- J. M. BARDEEN et J. A. PETERSON : The Lense-Thirring Effect and Accretion Disks around Kerr Black Holes. *ApJL*, 195:L65+, janvier 1975.
- R. BARVAINIS : Hot dust and the near-infrared bump in the continuum spectra of quasars and active galactic nuclei. *ApJ*, 320:537–544, septembre 1987.
- T. BECKERT et W. J. DUSCHL : The dynamical state of a thick cloudy torus around an AGN. *A&A*, 426:445–454, novembre 2004.
- M. C. BEGELMAN : AGN Feedback Mechanisms. In L. C. HO, éditeur : *Coevolution of Black Holes and Galaxies*, pages 374–+, 2004.
- P. N. BEST : Feedback from radio-loud AGN. *New Astronomy Review*, 51:168–173, février 2007.
- P. N. BEST, G. KAUFFMANN, T. M. HECKMAN, J. BRINCHMANN, S. CHARLOT, Ž. IVEZIĆ et S. D. M. WHITE : The host galaxies of radio-loud active galactic nuclei : mass dependences, gas cooling and active galactic nuclei feedback. *MNRAS*, 362:25–40, septembre 2005.
- R. D. BLANDFORD et M. J. REES : A 'twin-exhaust' model for double radio sources. *MNRAS*, 169:395–415, décembre 1974.
- J. J. BOCK, G. NEUGEBAUER, K. MATTHEWS, B. T. SOIFER, E. E. BECKLIN, M. RESSLER, K. MARSH, M. W. WERNER, E. EGAMI et R. BLANDFORD : High Spatial Resolution Imaging of NGC 1068 in the Mid-Infrared. *AJ*, 120:2904–2919, décembre 2000.
- J. BOUWMAN, G. MEEUS, A. DE KOTER, S. HONY, C. DOMINIK et L. B. F. M. WATERS : Processing of silicate dust grains in Herbig Ae/Be systems. *A&A*, 375:950–962, septembre 2001.
- E. BRINKS, E. D. SKILLMAN, R. J. TERLEVICH et E. TERLEVICH : HI Observations of NGC 1068. *ApSS*, 248:23–31, février 1997.
- A. CAPETTI, F. D. MACCHETTO et M. G. LATTANZI : The Nuclear Region of NGC 1068 : High-Accuracy Alignment of the Optical and Radio Emission. *ApJL*, 476:L67, février 1997.
- A. CAPRONI, Z. ABRAHAM et H. J. MOSQUERA CUESTA : Bardeen-Petterson Effect and the Disk Structure of the Seyfert Galaxy NGC 1068. *ApJ*, 638:120–124, février 2006.
- G. CECIL, J. BLAND et R. B. TULLY : Imaging spectrophotometry of ionized gas in NGC 1068. I - Kinematics of the narrow-line region. *ApJ*, 355:70–87, mai 1990.
- G. CECIL, M. A. DOPITA, B. GROVES, A. S. WILSON, P. FERRUIT, E. PÉCONTAL et L. BINETTE : Spatial Resolution of High-Velocity Filaments in the Narrow-Line Region of NGC 1068 : Associated Absorbers Caught in Emission? *ApJ*, 568:627–638, avril 2002.

- M. CHIABERGE, A. CAPETTI et A. CELOTTI : The HST view of FR I radio galaxies : evidence for non-thermal nuclear sources. *A&A*, 349:77–87, septembre 1999.
- M. COHEN, R. G. WALKER, B. CARTER, P. HAMMERSLEY, M. KIDGER et K. NOGUCHI : Spectral Irradiance Calibration in the Infrared. X. A Self-Consistent Radiometric All-Sky Network of Absolutely Calibrated Stellar Spectra. *AJ*, 117:1864–1889, avril 1999.
- S. COLLIN-SOUFFRIN, J. E. DYSON, J. C. MCDOWELL et J. J. PERRY : The environment of active galactic nuclei. I - A two-component broad emission line model. *MNRAS*, 232:539–550, juin 1988.
- V. COUDÉ DU FORESTO, G. PERRIN, C. RUILIER, B. P. MENNESSON, W. A. TRAUB et M. G. LACASSE : FLUOR fibered instrument at the IOTA interferometer. In R. D. REASENBERG, éditeur : *Proc. SPIE Vol. 3350, p. 856-863, Astronomical Interferometry, Robert D. Reasenberg; Ed.*, volume 3350 de *Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*, pages 856–863, juillet 1998.
- V. COUDÉ DU FORESTO, S. RIDGWAY et J.-M. MARIOTTI : Deriving object visibilities from interferograms obtained with a fiber stellar interferometer. *A&AS*, 121:379–392, février 1997.
- D. M. CRENSHAW et S. B. KRAEMER : Resolved Spectroscopy of the Narrow-Line Region in NGC 1068 : Kinematics of the Ionized Gas. *ApJL*, 532:L101–L104, avril 2000.
- D. J. CROTON, V. SPRINGEL, S. D. M. WHITE, G. DE LUCIA, C. S. FRENK, L. GAO, A. JENKINS, G. KAUFFMANN, J. F. NAVARRO et N. YOSHIDA : The many lives of active galactic nuclei : cooling flows, black holes and the luminosities and colours of galaxies. *MNRAS*, 365:11–28, janvier 2006.
- E. DARTOIS, O. MARCO, G. M. MUÑOZ-CARO, K. BROOKS, D. DEBOFFLE et L. D’HENDECOURT : Organic matter in Seyfert 2 nuclei : Comparison with our Galactic center lines of sight. *A&A*, 423:549–558, août 2004.
- V. DAS, D. M. CRENSHAW, S. B. KRAEMER et R. P. DEO : Kinematics of the Narrow-Line Region in the Seyfert 2 Galaxy NGC 1068 : Dynamical Effects of the Radio Jet. *AJ*, 132:620–632, août 2006.
- K. DAVIDSON et H. NETZER : The emission lines of quasars and similar objects. *Reviews of Modern Physics*, 51:715–766, octobre 1979.
- R. I. DAVIES, H. SUGAI et M. J. WARD : Star formation in the circumnuclear environment of NGC1068. *MNRAS*, 300:388–396, octobre 1998.
- R. I. DAVIES, J. THOMAS, R. GENZEL, F. MUELLER SÁNCHEZ, L. J. TACCONI, A. STERNBERG, F. EISENHAUER, R. ABUTER, R. SAGLIA et R. BENDER : The Star-forming Torus and Stellar Dynamical Black Hole Mass in the Seyfert 1 Nucleus of NGC 3227. *ApJ*, 646:754–773, août 2006.
- G. DE LUCIA, G. KAUFFMANN et S. D. M. WHITE : Chemical enrichment of the intracluster and intergalactic medium in a hierarchical galaxy formation model. *MNRAS*, 349:1101–1116, avril 2004.
- M. A. DOPITA, B. A. GROVES, R. S. SUTHERLAND, L. BINETTE et G. CECIL : Are the Narrow-Line Regions in Active Galaxies Dusty and Radiation Pressure Dominated? *ApJ*, 572:753–761, juin 2002.
- M. A. DOPITA et R. S. SUTHERLAND : Spectral Signatures of Fast Shocks. I. Low-Density Model Grid. *ApJS*, 102:161–+, janvier 1996.
- B. T. DRAINE et H. M. LEE : Optical properties of interstellar graphite and silicate grains. *ApJ*, 285:89–108, octobre 1984.
- A. EFSTATHIOU, J. H. HOUGH et S. YOUNG : A model for the infrared continuum spectrum of NGC 1068. *MNRAS*, 277:1134–1144, décembre 1995.
- M. ELITZUR : *Astronomical masers*. Astronomical masers Kluwer Academic Publishers (Astrophysics and Space Science Library, Vol. 170), 365 p., 1992.

- M. ELITZUR : Unification Issues and the AGN Torus. *ArXiv Astrophysics e-prints*, décembre 2006.
- M. ELITZUR et I. SHLOSMAN : The AGN-obscuring Torus : The End of the “Doughnut” Paradigm ? *ApJL*, 648:L101–L104, septembre 2006.
- M. ELVIS : A Structure for Quasars. *ApJ*, 545:63–76, décembre 2000.
- M. ELVIS : Quasar Atmospheres : Toward a ‘Low’ Theory for Quasars. In G. T. RICHARDS et P. B. HALL, éditeurs : *AGN Physics with the Sloan Digital Sky Survey*, volume 311 de *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, pages 109–+, juin 2004.
- M. ELVIS, B. J. WILKES, J. C. MCDOWELL, R. F. GREEN, J. BECHTOLD, S. P. WILLNER, M. S. OEY, E. POLOMSKI et R. CUTRI : Atlas of quasar energy distributions. *ApJS*, 95:1–68, novembre 1994.
- R. T. EMMERING, R. D. BLANDFORD et I. SHLOSMAN : Magnetic acceleration of broad emission-line clouds in active galactic nuclei. *ApJ*, 385:460–477, février 1992.
- I. N. EVANS, H. C. FORD, A. L. KINNEY, R. R. J. ANTONUCCI, L. ARMUS et S. CAGANOFF : HST imaging of the inner 3 arcseconds of NGC 1068 in the light of forbidden O III 5007 Å. *ApJL*, 369:L27–L30, mars 1991.
- A. C. FABIAN, J. S. SANDERS, S. W. ALLEN, C. S. CRAWFORD, K. IWASAWA, R. M. JOHNSTONE, R. W. SCHMIDT et G. B. TAYLOR : A deep Chandra observation of the Perseus cluster : shocks and ripples. *MNRAS*, 344:L43–L47, septembre 2003.
- A. C. FABIAN, J. S. SANDERS, G. B. TAYLOR, S. W. ALLEN, C. S. CRAWFORD, R. M. JOHNSTONE et K. IWASAWA : A very deep Chandra observation of the Perseus cluster : shocks, ripples and conduction. *MNRAS*, 366:417–428, février 2006.
- E. A. FATH : Bulletin Number 149 - The spectra of some spiral nebulae and globular star clusters. *Lick Observatory Bulletin*, 5:71–77, 1908.
- J. FRANK, A. KING et D. J. RAINE : *Accretion Power in Astrophysics : Third Edition*. Accretion Power in Astrophysics, by Juhan Frank and Andrew King and Derek Raine, pp. 398. ISBN 0521620538. Cambridge, UK : Cambridge University Press, February 2002., février 2002.
- E. GALLIANO et D. ALLOIN : Near-IR 2D-spectroscopy of the 4”x 4” region around the Active Galactic Nucleus of NGC 1068 with ISAAC/VLT. *A&A*, 393:43–56, octobre 2002.
- E. GALLIANO, E. PANTIN, D. ALLOIN et P. O. LAGAGE : Mid-infrared imaging of NGC 1068 with VISIR at the Very Large Telescope. *MNRAS*, 363:L1–L5, octobre 2005.
- J. F. GALLIMORE, S. A. BAUM et C. P. O’DEA : The Subarcsecond Radio Structure in NGC 1068. II. Implications for the Central Engine and Unifying Schemes. *ApJ*, 464:198–+, juin 1996.
- J. F. GALLIMORE, S. A. BAUM et C. P. O’DEA : The Parsec-Scale Radio Structure of NGC 1068 and the Nature of the Nuclear Radio Source. *ApJ*, 613:794–810, octobre 2004.
- J. F. GALLIMORE, C. HENKEL, S. A. BAUM, I. S. GLASS, M. J. CLAUSSEN, M. A. PRIETO et A. VON KAP-HERR : The Nature of the Nuclear H₂O Masers of NGC 1068 : Reverberation and Evidence for a Rotating Disk Geometry. *ApJ*, 556:694–715, août 2001.
- G. L. GRANATO et L. DANESE : Thick Tori around Active Galactic Nuclei - a Comparison of Model Predictions with Observations of the Infrared Continuum and Silicate Features. *MNRAS*, 268:235–+, mai 1994.
- D. GRATADOUR, Y. CLÉNET, D. ROUAN, O. LAI et T. FORVEILLE : High angular resolution K-band spectroscopy of the nucleus of NGC 1068 with PUEO-GRIF (CFHT). *A&A*, 411:335–342, décembre 2003.
- D. GRATADOUR, D. ROUAN, A. BOCCALETTI, P. RIAUD et Y. CLÉNET : Four quadrant phase mask K-band coronagraphy of NGC 1068 with NAOS-CONICA at VLT. *A&A*, 429:433–437, janvier 2005.

- D. GRATADOUR, D. ROUAN, L. M. MUGNIER, T. FUSCO, Y. CLÉNET, E. GENDRON et F. LACOMBE : Near-infrared adaptive optics dissection of the core of NGC 1068 with NAOS-CONICA. *A&A*, 446:813–825, février 2006.
- L. J. GREENHILL, R. S. BOOTH, S. P. ELLINGSEN, J. R. HERRNSTEIN, D. L. JAUNCEY, P. M. McCULLOCH, J. M. MORAN, R. P. NORRIS, J. E. REYNOLDS et A. K. TZIOUMIS : A Warped Accretion Disk and Wide-Angle Outflow in the Inner Parsec of the Circinus Galaxy. *ApJ*, 590:162–173, juin 2003.
- L. J. GREENHILL et C. R. GWINN : VLBI Imaging of Water Maser Emission from a Nuclear Disk in NGC 1068. *ApSS*, 248:261–267, février 1997.
- L. J. GREENHILL, C. R. GWINN, R. ANTONUCCI et R. BARVAINIS : VLBI Imaging of Water Maser Emission from the Nuclear Torus of NGC 1068. *ApJL*, 472:L21+, novembre 1996.
- B. A. GROVES, G. CECIL, P. FERRUIT et M. A. DOPITA : Spatially Resolved Ultraviolet Spectra of the High-Velocity Nuclear Outflow of NGC 1068. *ApJ*, 611:786–794, août 2004a.
- B. A. GROVES, M. A. DOPITA et R. S. SUTHERLAND : Dusty, Radiation Pressure-Dominated Photoionization. I. Model Description, Structure, and Grids. *ApJS*, 153:9–73, juillet 2004b.
- B. A. GROVES, M. A. DOPITA et R. S. SUTHERLAND : Dusty, Radiation Pressure-Dominated Photoionization. II. Multiwavelength Emission Line Diagnostics for Narrow-Line Regions. *ApJS*, 153:75–91, juillet 2004c.
- M. HANNER : Grain optical properties. Rapport technique, septembre 1988.
- L. HAO, H. W. W. SPOON, G. C. SLOAN, J. A. MARSHALL, L. ARMUS, A. G. G. M. TIELENS, B. SARGENT, I. M. VAN BEMMEL, V. CHARMANDARIS, D. W. WEEDMAN et J. R. HOUCK : The Detection of Silicate Emission from Quasars at 10 and 18 Microns. *ApJL*, 625:L75–L78, juin 2005.
- N. HÄRING et H.-W. RIX : On the Black Hole Mass-Bulge Mass Relation. *ApJL*, 604:L89–L92, avril 2004.
- T. L. HAYWARD, P. SAIZAR, R. D. GEHRZ, R. A. BENJAMIN, C. G. MASON, J. R. HOUCK, J. W. MILES, G. E. GULL et J. SCHOENWALD : The Mid-Infrared Evolution of Nova V1974 Cygni. *ApJ*, 469:854–+, octobre 1996.
- L. K. HUNT et M. A. MALKAN : Morphology of the 12 Micron Seyfert Galaxies. I. Hubble Types, Axial Ratios, Bars, and Rings. *ApJ*, 516:660–671, mai 1999.
- M. IMANISHI : The 3.4- μ m absorption feature towards three obscured active galactic nuclei. *MNRAS*, 319:331–336, novembre 2000.
- M. IMANISHI et S. UENO : The 9.7 Micron Silicate Dust Absorption toward the Cygnus A Nucleus and the Inferred Location of the Obscuring Dust. *ApJ*, 535:626–631, juin 2000.
- Ž. IVEZIĆ, M. NENKOVA et M. ELITZUR : User Manual for DUSTY. *ArXiv Astrophysics e-prints*, octobre 1999.
- W. JAFFE, K. MEISENHEIMER, D. RABAN, K. TRISTRAM et H. J. A. RÖTTGERING : Infrared Interferometric Imaging of Tori. In L.C. HO et J.-M. (San Francisci : ASP) WANG, éditeurs : *The Central Engine of Active Galactic Nuclei*, octobre 2006.
- W. JAFFE, K. MEISENHEIMER, H. J. A. RÖTTGERING, C. LEINERT, A. RICHICHI, O. CHESNEAU, D. FRAIX-BURNET, A. GLAZENBORG-KLUTTIG, G.-L. GRANATO, U. GRASER, B. HEIJLIGERS, R. KÖHLER, F. MALBET, G. K. MILEY, F. PARESCE, J.-W. PEL, G. PERRIN, F. PRZYGODDA, M. SCHOELLER, H. SOL, L. B. F. M. WATERS, G. WEIGELT, J. WOILLEZ et P. T. DE ZEEUW : The central dusty torus in the active nucleus of NGC 1068. , 429:47–49, mai 2004.
- J. F. KARTJE, A. KÖNIGL et M. ELITZUR : Megamaser Disks in Active Galactic Nuclei. *ApJ*, 513:180–196, mars 1999.

- G. KAUFFMANN, T. M. HECKMAN, C. TREMONTI, J. BRINCHMANN, S. CHARLOT, S. D. M. WHITE, S. E. RIDGWAY, J. BRINKMANN, M. FUKUGITA, P. B. HALL, Ž. IVEZIĆ, G. T. RICHARDS et D. P. SCHNEIDER : The host galaxies of active galactic nuclei. *MNRAS*, 346:1055–1077, décembre 2003.
- F. KEMPER, W. J. VRIEND et A. G. G. M. TIELENS : The Absence of Crystalline Silicates in the Diffuse Interstellar Medium. *ApJ*, 609:826–837, juillet 2004.
- P. T. KONDRATKO, L. J. GREENHILL et J. M. MORAN : Evidence for a Geometrically Thick Self-Gravitating Accretion Disk in NGC 3079. *ApJ*, 618:618–634, janvier 2005.
- S. B. KRAEMER et D. M. CRENSHAW : Resolved Spectroscopy of the Narrow-Line Region in NGC 1068. II. Physical Conditions near the NGC 1068 “Hot Spot”. *ApJ*, 532:256–266, mars 2000.
- J. H. KROLIK : *Active galactic nuclei : from the central black hole to the galactic environment*. Active galactic nuclei : from the central black hole to the galactic environment. Princeton, N. J. : Princeton University Press, c1999., 1999.
- J. H. KROLIK et M. C. BEGELMAN : An X-ray heated wind in NGC 1068. *ApJL*, 308:L55–L58, septembre 1986.
- J. H. KROLIK et M. C. BEGELMAN : Molecular tori in Seyfert galaxies - Feeding the monster and hiding it. *ApJ*, 329:702–711, juin 1988.
- A. LABEYRIE : Attainment of Diffraction Limited Resolution in Large Telescopes by Fourier Analysing Speckle Patterns in Star Images. *A&A*, 6:85–+, mai 1970.
- A. LAOR, H. NETZER et T. PIRAN : Massive thin accretion discs. II - Polarization. *MNRAS*, 242:560–569, février 1990.
- E. LE FLOC’H, I. F. MIRABEL, O. LAURENT, V. CHARMANDARIS, P. GALLAIS, M. SAUVAGE, L. VIGROUX et C. CESARSKY : Mid-Infrared observations of NGC 1068 with the Infrared Space Observatory. *A&A*, 367:487–497, février 2001.
- C. LEINERT, U. GRASER, L. B. F. M. WATERS, G. S. PERRIN, W. JAFFE, B. LOPEZ, F. PRZYGOUDA, O. CHESNEAU, P. A. SCHULLER, A. W. GLAZENBORG-KLUTTIG, W. LAUN, S. LIGORI, J. A. MEISNER, K. WAGNER, E. J. BAKKER, B. COTTON, J. DE JONG, R. MATHAR, U. NEUMANN et C. STORZ : Ten-micron instrument MIDI : getting ready for observations on the VLTI. In W. A. TRAUB, éditeur : *Interferometry for Optical Astronomy II. Edited by Wesley A. Traub . Proceedings of the SPIE, Volume 4838, pp. 893–904 (2003).*, volume 4838 de *Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*, pages 893–904, février 2003.
- G. LODATO et G. BERTIN : Non-Keplerian rotation in the nucleus of NGC 1068 : Evidence for a massive accretion disk? *A&A*, 398:517–524, février 2003.
- G. LODATO et J. E. PRINGLE : The evolution of misaligned accretion discs and spinning black holes. *MNRAS*, 368:1196–1208, mai 2006.
- J. L. LUMLEY et H. A. PANOFSKY : *The structure of atmospheric turbulence*. Interscience Monographs and Texts in Physics and Astronomy, New York : Wiley, 1964, 1964.
- D. LUTZ, E. STURM, R. GENZEL, A. F. M. MOORWOOD, T. ALEXANDER, H. NETZER et A. STERNBERG : ISO-SWS Spectroscopy of NGC 1068. *ApJ*, 536:697–709, juin 2000.
- D. LUTZ, E. STURM, R. GENZEL, A. F. M. MOORWOOD et A. STERNBERG : ISO-SWS Observations of NGC 1068. *ApSS*, 248:217–224, février 1997.
- F. MACCHETTO, A. CAPETTI, W. B. SPARKS, D. J. AXON et A. BOKSENBURG : HST/FOC imaging of the narrow-line region of NGC 1068. *ApJL*, 435:L15–L18, novembre 1994.
- R. MAIOLINO, A. MARCONI et E. OLIVA : Dust in active nuclei. II. Powder or gravel? *A&A*, 365:37–48, janvier 2001a.

- R. MAIOLINO, A. MARCONI, M. SALVATI, G. RISALITI, P. SEVERGNINI, E. OLIVA, F. LA FRANCA et L. VANZI : Dust in active nuclei. I. Evidence for “anomalous” properties. *A&A*, 365:28–36, janvier 2001b.
- P. R. MALONEY : Powerful Water Masers in Active Galactic Nuclei. *Publications of the Astronomical Society of Australia*, 19:401–421, 2002.
- O. MARCO et D. ALLOIN : Adaptive optics images at 3.5 and 4.8 μ m of the core arcsec of NGC 1068 : more evidence for a dusty/molecular torus. *A&A*, 353:465–472, janvier 2000.
- O. MARCO et K. J. BROOKS : VLT 3-5 micron spectroscopy and imaging of NGC 1068 : Does the AGN hide nuclear starburst activity? *A&A*, 398:101–106, janvier 2003.
- R. E. MASON, T. R. GEBALLE, C. PACKHAM, N. A. LEVENSON, M. ELITZUR, R. S. FISHER et E. PERLMAN : Spatially Resolved Mid-Infrared Spectroscopy of NGC 1068 : The Nature and Distribution of the Nuclear Material. *ApJ*, 640:612–624, avril 2006.
- R. E. MASON, G. S. WRIGHT, A. ADAMSON et Y. PENDLETON : Spectropolarimetry of the 3.4 μ m Absorption Feature in NGC 1068. *ApJ*, 656:798–804, février 2007.
- J. S. MATHIS, W. RUMPL et K. H. NORDSIECK : The size distribution of interstellar grains. *ApJ*, 217:425–433, octobre 1977.
- G. MATT, S. BIANCHI, M. GUAINAZZI et S. MOLENDI : The high energy emission line spectrum of NGC 1068. *A&A*, 414:155–161, janvier 2004.
- B. MENNESSON, G. PERRIN, G. CHAGNON, V. DU COUDÉ FORESTO, S. RIDGWAY, A. MERAND, P. SALOME, P. BORDE, W. COTTON, S. MOREL, P. KERVELLA, W. TRAUB et M. LACASSE : Evidence for Very Extended Gaseous Layers around O-rich Mira Variables and M Giants. *ApJ*, 579:446–454, novembre 2002.
- T. W. B. MUXLOW, A. PEDLAR, A. J. HOLLOWAY, J. F. GALLIMORE et R. R. J. ANTONUCCI : The compact radio nucleus of the Seyfert galaxy NGC 1068. *MNRAS*, 278:854–860, février 1996.
- S. NAYAKSHIN : Warped accretion discs and the unification of active galactic nuclei. *MNRAS*, 359:545–550, mai 2005.
- M. NENKOVA, Ž. IVEZIĆ et M. ELITZUR : Dust Emission from Active Galactic Nuclei. *ApJL*, 570:L9–L12, mai 2002.
- F. NICASTRO : Broad Emission Line Regions in Active Galactic Nuclei : The Link with the Accretion Power. *ApJL*, 530:L65–L68, février 2000.
- P. M. OGLE, T. BROOKINGS, C. R. CANIZARES, J. C. LEE et H. L. MARSHALL : Testing the Seyfert unification theory : Chandra HETGS observations of NGC 1068. *A&A*, 402:849–864, mai 2003.
- E. OLIVA, A. MARCONI, R. MAIOLINO, L. TESTI, F. MANNUCCI, F. GHINASSI, J. LICANDRO, L. ORIGLIA, C. BAFFA, A. CHECCUCCI, G. COMORETTO, V. GAVRYUSSEV, S. GENNARI, E. GIANI, L. K. HUNT, F. LISI, D. LORENZETTI, G. MARCUCCI, L. MIGLIETTA, M. SOZZI, P. STEFANINI et F. VITALI : NICS-TNG infrared spectroscopy of NGC 1068 : The first extragalactic measurement of [P II] and a new tool to constrain the origin of [Fe II] line emission in galaxies. *A&A*, 369:L5–L8, avril 2001.
- V. OSSENKOPF, T. HENNING et J. S. MATHIS : Constraints on cosmic silicates. *A&A*, 261:567–578, août 1992.
- C. PACKHAM, J. T. RADOMSKI, P. F. ROCHE, D. K. AITKEN, E. PERLMAN, A. ALONSO-HERRERO, L. COLINA et C. M. TELESKO : The Extended Mid-Infrared Structure of the Circinus Galaxy. *ApJL*, 618:L17–L20, janvier 2005.

- C. PACKHAM, S. YOUNG, S. FISHER, K. VOLK, R. MASON, J. H. HOUGH, P. F. ROCHE, M. ELITZUR, J. RADOMSKI et E. PERLMAN : Gemini Mid-IR Polarimetry of NGC 1068 : Polarized Structures around the Nucleus. *ApJL*, 661:L29–L32, mai 2007.
- E. PANTIN : Processing for VISIR data analysis. *in preparation*, 2007.
- G. PATUREL, P. DUBOIS, C. PETIT et F. WOELFEL : Comparison LEDA/SIMBAD octobre 2002. Catalogue to be published in 2003. *LEDA*, 0 (2002), pages 0–+, 2002.
- B. PEGOURIE : Optical properties of alpha silicon carbide. *A&A*, 194:335–339, avril 1988.
- Y. J. PENDLETON, S. A. SANDFORD, L. J. ALLAMANDOLA, A. G. G. M. TIELENS et K. SELLGREN : Near-infrared absorption spectroscopy of interstellar hydrocarbon grains. *ApJ*, 437:683–696, décembre 1994.
- G. PERRIN, V. COUDE DU FORESTO, S. T. RIDGWAY, J.-M. MARIOTTI, W. A. TRAUB, N. P. CARLETON et M. G. LACASSE : Extension of the effective temperature scale of giants to types later than M6. *A&A*, 331:619–626, mars 1998.
- G. PERRIN, S. T. RIDGWAY, B. MENNESSON, W. D. COTTON, J. WOILLEZ, T. VERHOELST, P. SCHULLER, V. COUDÉ DU FORESTO, W. A. TRAUB, R. MILLAN-GABET et M. G. LACASSE : Unveiling Mira stars behind the molecules. Confirmation of the molecular layer model with narrow band near-infrared interferometry. *A&A*, 426:279–296, octobre 2004.
- B. M. PETERSON : *An Introduction to Active Galactic Nuclei*. An introduction to active galactic nuclei, Publisher : Cambridge, New York Cambridge University Press, 1997 Physical description xvi, 238 p. ISBN 0521473489, février 1997.
- E. A. PIER, R. ANTONUCCI, T. HURT, G. KRISS et J. KROLIK : The intrinsic nuclear spectrum of NGC 1068. *ApJ*, 428:124–129, juin 1994.
- E. A. PIER et J. H. KROLIK : Infrared spectra of obscuring dust tori around active galactic nuclei. I - Computational method and basic trends. *ApJ*, 401:99–109, décembre 1992.
- E. A. PIER et J. H. KROLIK : Infrared Spectra of Obscuring Dust Tori around Active Galactic Nuclei. II. Comparison with Observations. *ApJ*, 418:673–+, décembre 1993.
- A. PONCELET, C. DOUCET, G. PERRIN, H. SOL et P. O. LAGAGE : An original interferometric study of NGC 1068 with VISIR BURST mode images. *A&A*, 472:823–831, septembre 2007.
- A. PONCELET, G. PERRIN et H. SOL : A new analysis of the nucleus of NGC 1068 with MIDI observations. *A&A*, 450:483–494, mai 2006.
- M. A. PRIETO, W. MACIEJEWSKI et J. REUNANEN : Feeding the Monster : The Nucleus of NGC 1097 at Subarcsecond Scales in the Infrared with the Very Large Telescope. *AJ*, 130:1472–1481, octobre 2005.
- M. A. PRIETO, K. MEISENHEIMER, O. MARCO, J. REUNANEN, M. CONTINI, Y. CLENET, R. I. DAVIES, D. GRATADOUR, T. HENNING, U. KLAAS, J. KOTILAINEN, C. LEINERT, D. LUTZ, D. ROUAN et N. THATTE : Unveiling the Central Parsec Region of an Active Galactic Nucleus : The Circinus Nucleus in the Near-Infrared with the Very Large Telescope. *ApJ*, 614:135–141, octobre 2004.
- D. RABAN, W. JAFFE, H. J. A. RÖTTGERING, K. MEISENHEIMER et K. TRISTRAM : Interferometric N-band VLTI observations of the torus in NGC 1068. *in preparation*, 2007.
- J. T. RADOMSKI, R. K. PIÑA, C. PACKHAM, C. M. TELESKO, J. M. DE BUIZER, R. S. FISHER et A. ROBINSON : Resolved Mid-Infrared Emission in the Narrow-Line Region of NGC 4151. *ApJ*, 587:117–122, avril 2003.
- J. H. RHEE et J. E. LARKIN : The First Spatially Resolved Mid-Infrared Spectra of NGC 1068 Obtained at Diffraction-limited Resolution with the Keck I Telescope Long Wavelength Spectrometer. *ApJ*, 640:625–638, avril 2006.

- G. RISALITI et M. ELVIS : A Panchromatic View of AGN. In A. J. BARGER, éditeur : *Astrophysics and Space Science Library*, volume 308 de *Astrophysics and Space Science Library*, pages 187–+, août 2004.
- G. RISALITI, M. ELVIS, G. FABBIANO, A. BALDI et A. ZEAS : Rapid Compton-thick/Compton-thin Transitions in the Seyfert 2 Galaxy NGC 1365. *ApJL*, 623:L93–L96, avril 2005.
- G. RISALITI, M. ELVIS et F. NICASTRO : Ubiquitous Variability of X-Ray-absorbing Column Densities in Seyfert 2 Galaxies. *ApJ*, 571:234–246, mai 2002.
- I. ROBSON : *Active galactic nuclei*. Wiley-Praxis Series in Astronomy and Astrophysics, New York, NY : Wiley, Chichester : Praxis Publishing, 1996.
- B. ROCCA-VOLMERANGE et M. REMAZEILLES : Evidence of intense hot (~ 340 K) dust emission in 3CR radio galaxies. The most dissipative source of cooling in AGNs. *A&A*, 433:73–77, avril 2005.
- P. F. ROCHE et D. K. AITKEN : An investigation of the interstellar extinction. I - Towards dusty WC Wolf-Rayet stars. *MNRAS*, 208:481–492, juin 1984.
- P. F. ROCHE et D. K. AITKEN : An investigation of the interstellar extinction. II - Towards the mid-infrared sources in the Galactic centre. *MNRAS*, 215:425–435, août 1985.
- D. ROUAN, F. LACOMBE, E. GENDRON, D. GRATADOUR, Y. CLÉNET, A.-M. LAGRANGE, D. MOUILLET, C. BOISSON, G. ROUSSET, T. FUSCO, L. MUGNIER, M. SÉCHAUD, N. THATTE, R. GENZEL, P. GIGAN, R. ARSENAULT et P. KERN : Hot Very Small dust Grains in NGC 1068 seen in jet induced structures thanks to VLT/NACO adaptive optics. *A&A*, 417:L1–L4, avril 2004.
- D. ROUAN, F. RIGAUT, D. ALLOIN, R. DOYON, O. LAI, D. CRAMPTON, E. GENDRON et R. ARSENAULT : Near-IR images of the torus and micro-spiral structure in NGC 1068 using adaptive optics. *A&A*, 339:687–692, novembre 1998.
- G. B. RYBICKI et A. P. LIGHTMAN : Book-Review - Radiative Processes in Astrophysics. *Astronomy Quarterly*, 3:199–+, 1979.
- M. SCHARTMANN, K. MEISENHEIMER, M. CAMENZIND, S. WOLF et T. HENNING : Towards a physical model of dust tori in Active Galactic Nuclei. Radiative transfer calculations for a hydrostatic torus model. *A&A*, 437:861–881, juillet 2005.
- P. A. G. SCHEUER : Models of extragalactic radio sources with a continuous energy supply from a central object. *MNRAS*, 166:513–528, mars 1974.
- E. SCHINNERER, A. ECKART, L. J. TACCONI, R. GENZEL et D. DOWNES : Bars and Warps Traced by the Molecular Gas in the Seyfert 2 Galaxy NGC 1068. *ApJ*, 533:850–868, avril 2000.
- K. H. SCHMIDT : Zur Entwicklung der interstellaren Staubteilchen. *Astronomische Nachrichten*, 287:215–+, décembre 1963.
- H. R. SCHMITT, R. R. J. ANTONUCCI, J. S. ULVESTAD, A. L. KINNEY, C. J. CLARKE et J. E. PRINGLE : Testing the Unified Model with an Infrared-selected Sample of Seyfert Galaxies. *ApJ*, 555:663–672, juillet 2001.
- M. SCHOLZ : On the interpretation of stellar disc observations in terms of diameters. *MNRAS*, 321:347–352, février 2001.
- F. SHANKAR, A. LAPI, P. SALUCCI, G. DE ZOTTI et L. DANESE : New Relationships between Galaxy Properties and Host Halo Mass, and the Role of Feedbacks in Galaxy Formation. *ApJ*, 643:14–25, mai 2006.
- M. SHAO, M. M. COLAVITA, B. E. HINES, D. H. STAELIN et D. J. HUTTER : The Mark III stellar interferometer. *A&A*, 193:357–371, mars 1988.

- I. SHLOSMA, M. C. BEGELMAN et J. FRANK : The fuelling of active galactic nuclei. , 345:679–686, juin 1990.
- R. SIEBENMORGEN, M. HAAS, E. KRÜGEL et B. SCHULZ : Discovery of 10 μm silicate emission in quasars. Evidence of the AGN unification scheme. *A&A*, 436:L5–L8, juin 2005.
- R. SIEBENMORGEN, E. KRÜGEL et H. W. W. SPOON : Mid-infrared emission of galactic nuclei. TIMMI2 versus ISO observations and models. *A&A*, 414:123–139, janvier 2004.
- G. C. SLOAN, G. L. GRASDALEN et P. D. LEVAN : Spatially resolved spectra of silicate dust around Alpha Orionis. *ApJ*, 404:328–332, février 1993.
- T. STORCHI-BERGMANN, R. M. GONZÁLEZ DELGADO, H. R. SCHMITT, R. CID FERNANDES et T. HECKMAN : Circumnuclear Stellar Population, Morphology, and Environment of Seyfert 2 Galaxies : An Evolutionary Scenario. *ApJ*, 559:147–156, septembre 2001.
- E. STURM, D. LUTZ, D. TRAN, H. FEUCHTGRUBER, R. GENZEL, D. KUNZE, A. F. M. MOORWOOD et M. D. THORNLEY : ISO-SWS spectra of galaxies : Continuum and features. *A&A*, 358:481–493, juin 2000.
- M. SWAIN, G. VASISHT, R. AKESON, J. MONNIER, R. MILLAN-GABET, E. SERABYN, M. CREECH-EAKMAN, G. VAN BELLE, J. BELETIC, C. BEICHMAN, A. BODEN, A. BOOTH, M. COLAVITA, J. GATHRIGHT, M. HRYNEVYCH, C. KORESKE, D. LE MIGNANT, R. LIGON, B. MENNESSON, C. NEYMAN, A. SARGENT, M. SHAO, R. THOMPSON, S. UNWIN et P. WIZINOWICH : Interferometer Observations of Subparsec-Scale Infrared Emission in the Nucleus of NGC 4151. *ApJL*, 596:L163–L166, octobre 2003.
- L. J. TACCONI, R. GENZEL, M. BLIETZ, M. CAMERON, A. I. HARRIS et S. MADDEN : The nature of the dense obscuring material in the nucleus of NGC 1068. *ApJL*, 426:L77+, mai 1994.
- N. THATTE, A. QUIRRENBACH, R. GENZEL, R. MAIOLINO et M. TECZA : The Nuclear Stellar Core, the Hot Dust Source, and the Location of the Nucleus of NGC 1068. *ApJ*, 490:238–+, novembre 1997.
- D. TOMONO, Y. DOI, T. USUDA et T. NISHIMURA : Mid-Infrared Spectral Energy Distribution of NGC 1068 with 0.1" Spatial Resolution. *ApJ*, 557:637–645, août 2001.
- K. R. W. TRISTRAM, K. MEISENHEIMER, W. JAFFE, M. SCHARTMANN, H. . RIX, C. LEINERT, S. MOREL, M. WITTKOWSKI, H. RÖTTGERING, G. PERRIN, B. LOPEZ, D. RABAN, W. D. COTTON, U. GRASER, F. PARESCE et T. HENNING : Resolving the complex structure of the dust torus in the active nucleus of the Circinus galaxy. *ArXiv e-prints*, 709, septembre 2007.
- J. S. ULVESTAD et A. S. WILSON : Radio structures of Seyfert galaxies. VII - Extension of a distance-limited sample. *ApJ*, 343:659–671, août 1989.
- C. M. URRY et P. PADOVANI : Unified Schemes for Radio-Loud Active Galactic Nuclei. *PASP*, 107:803–+, septembre 1995.
- A. USERO, S. GARCÍA-BURILLO, A. FUENTE, J. MARTÍN-PINTADO et N. J. RODRÍGUEZ-FERNÁNDEZ : Molecular gas chemistry in AGN. I. The IRAM 30 m survey of NGC 1068. *A&A*, 419:897–912, juin 2004.
- F. VAROSI et W. B. LANDSMAN : An IDL Based Image Deconvolution Software Package. In R. J. HANISCH, R. J. V. BRISSENDEN et J. BARNES, éditeurs : *Astronomical Data Analysis Software and Systems II*, volume 52 de *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, pages 515–+, janvier 1993.
- T. VERHOELST, L. DECIN, R. VAN MALDEREN, S. HONY, J. CAMI, K. ERIKSSON, G. PERRIN, P. DEROO, B. VANDENBUSSCHE et L. B. F. M. WATERS : Amorphous alumina in the extended atmosphere of α Orionis. *A&A*, 447:311–324, février 2006.

- G. WEIGELT, M. WITTKOWSKI, Y. Y. BALEGA, T. BECKERT, W. J. DUSCHL, K.-H. HOFMANN, A. B. MEN'SHCHIKOV et D. SCHERTL : Diffraction-limited bispectrum speckle interferometry of the nuclear region of the Seyfert galaxy NGC 1068 in the H and K' bands. *A&A*, 425:77–87, octobre 2004.
- A. J. WEINBERGER, G. NEUGEBAUER et K. MATTHEWS : Diffraction-limited Imaging and Photometry of NGC 1068. *AJ*, 117:2748–2756, juin 1999.
- C. J. WILLOTT, P. DELORME, A. OMONT, J. BERGERON, X. DELFOSSE, T. FORVEILLE, L. ALBERT, C. REYLE, G. J. HILL, M. GULLY-SANTIAGO, P. VINTEN, D. CRAMPTON, J. B. HUTCHINGS, D. SCHADE, L. SIMARD, M. SAWICKI, A. BEELEN et P. COX : Four quasars above redshift 6 discovered by the Canada-France High-z Quasar Survey. *ArXiv e-prints*, 706, juin 2007.
- A. S. WILSON et J. S. ULVESTAD : A radiative bow shock wave (?) driven by nuclear ejecta in a Seyfert galaxy. *ApJ*, 319:105–117, août 1987.
- M. WITTKOWSKI, Y. BALEGA, T. BECKERT, W. J. DUSCHL, K.-H. HOFMANN et G. WEIGELT : Diffraction-limited 76mas speckle masking observations of the core of NGC 1068 with the SAO 6m telescope. *A&A*, 329:L45–L48, janvier 1998.
- M. WITTKOWSKI, P. KERVELLA, R. ARSENAULT, F. PARESCE, T. BECKERT et G. WEIGELT : VLTI/VINCI observations of the nucleus of NGC 1068 using the adaptive optics system MACAO. *A&A*, 418:L39–L42, avril 2004.
- A. J. YOUNG, A. S. WILSON et P. L. SHOPBELL : A Chandra X-Ray Study of NGC 1068. I. Observations of Extended Emission. *ApJ*, 556:6–23, juillet 2001.
- C. ZIER et P. L. BIERMANN : Binary black holes and tori in AGN. II. Can stellar winds constitute a dusty torus? *A&A*, 396:91–108, décembre 2002.